

Charakterisierung von dünnen wellenlängenschiebenden Schichten

von

Lucas Sebastian Binn

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 30. Mai 2018

1. Gutachter: Prof. Dr. Sebastian Böser
2. Gutachter: Prof. Dr. Michael Wurm

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den

Lucas Sebastian Binn
ETAP
Institut für Physik
Staudingerweg 7
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz
lbinn@students.uni-mainz.de

Abstract

Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, die Eigenschaften dünner wellenlängenschiebender Schichten genauer zu untersuchen. Im speziellen soll dies dabei helfen, die Physik eines neuen Detektorkonzepts, dem sogenannten Wavelength-shifting Optical Module (WOM), besser zu verstehen. Dieses wurde ursprünglich für IceCube-Gen2 entwickelt, kann aber allgemein als Photodetektor für den Nachweis von UV-Licht mit hohem Signal-zu-Untergrund Verhältnis verwendet werden.

Es wurde ein experimenteller Aufbau entwickelt, mit dem ein einseitig mit wellenlängenschiebender Farbe beschichtetes Quarz-Dia angeregt und die Winkelverteilung des re-emittierten (und transmittierten) Lichts gemessen werden kann. Theoretische Modelle wurden entwickelt, um aus dieser den Brechungsindex der Farbe bestimmen zu können. Weiterhin wurden Messungen durchgeführt, um die Effizienz des WLS zu bestimmen. Aufgrund eines unerwarteten Peaks in Strahlrichtung konnten keine abschließenden Ergebnisse erreicht werden. Die Ursache des Peaks wurde mit verschiedenen Messungen untersucht. Eine Vermutung ist, dass es sich um Raman-Strahlung handelt, was jedoch in weiteren auf dieser Arbeit aufbauenden Messungen untersucht werden muss.

Englisch

This thesis aims at analyzing the characteristics of thin wavelength-shifting layers. It should help to understand the physics behind a new detector concept, the wavelength-shifting optical module (WOM). It was designed to be used in IceCube-Gen2, but can in principle be used in other experiments as a photodetector for the detection of UV-photons with a high signal-to-noise ratio. An experimental setup was designed, by which one can excite the paint on a slide, which is coated on one side with wavelength-shifting paint, and measure the angular distribution of the reemitted and transmitted light. Theoretical models were developed to extract the refractive index of the paint. Also, measurements were made to calculate the efficiency of the wavelength-shifter. Because of an unexpected peak, which appeared in the direction of the incoming beam, no final results could be made. The cause of the peak was analyzed with different measurements. One guess is that it's caused by Raman scattering, but further measurements building on this thesis have to be made.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	iii
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	2
2.1. Neutrinodetektion durch Cherenkov-Strahlung	2
2.2. Wasser- und Eis-Neutrinodetektoren	2
2.3. IceCube-Gen2 und Digital Optical Module (DOM)	4
2.4. Wavelength-shifting Optical Module (WOM)	4
2.5. Wellenlängenschieber	6
2.6. Snelliussches Brechungsgesetz	8
2.7. Fresnelsche Formeln	8
2.8. Capture Effizienz	10
3. Experimenteller Aufbau	11
3.1. UV-Lampe	13
3.2. Kollimator	13
3.3. Photodiode	14
3.4. Chopper und Lock-in Verstärker	15
3.5. Motorisierter Drehtisch	15
3.6. Beschichten des Dias	16
3.7. Aufnahme von Spektren	16
4. Verarbeitung der aufgenommenen Daten	17
5. Bestimmung des Brechungsindex	19
5.1. Messmethode	19
5.2. Simulation	20
5.3. Analytische Lösung	21
5.4. Vergleich zwischen Simulation und analytischer Lösung	22
5.5. Peak bei 0°	23
5.6. Messdatennahme	27
5.7. Ergebnisse	28
6. Effizienzmessung	30
6.1. Absorptionsmessung des WLS	31
6.2. Theoretische Beschreibung	33
6.2.1. Messung 1: 360nm Filter, Dia ohne WLS, kein Filter	33

Inhaltsverzeichnis

6.2.2.	Messung 2: 360nm Filter, Dia mit WLS, kein Filter	34
6.2.3.	Messung 3: 360nm Filter, Dia mit WLS, 450nm Filter	34
6.3.	Berechnung und Ergebnisse	35
6.3.1.	Messung 1: Bestimmung unbekannter Größen	35
6.3.2.	Messung 2: Quanteneffizienz	36
6.3.3.	Messung 3: Gegenkontrolle	37
6.4.	Fazit	38
7.	Zusammenfassung und Ausblick	39
	Abbildungsverzeichnis	39
	Literaturverzeichnis	42
A.	Abbildungen	45

1. Einleitung

Die Ursprünge der Astronomie sind in der Beobachtung des Himmels mit dem damals als einziges zur Verfügung stehenden optischen Detektor, dem Auge, zu finden. Deutlich verbessert wurde dies durch die Erfindung des optischen Teleskopes im 17. Jahrhundert [1]. Ein weiterer Meilenstein war die Erfindung der Radioastronomie im 20. Jahrhundert [2]. Hierdurch wurde es möglich, den Himmel in einem anderen Wellenlängenbereich zu sehen und somit andere Phänomene, wie z. B. die kosmische Hintergrundstrahlung, beobachten zu können.

Diese Methoden haben gemeinsam, dass sie sich auf Photonen als Botenteilchen verlassen. Photonen haben jedoch den großen Nachteil, dass sie gestreut werden und somit über große Distanzen Informationen verlieren oder uns gar nicht erst erreichen. Daher werden heutzutage verschiedenste Teilchen (und Gravitationswellen) detektiert (sogenannte multi-messenger astronomy), jedes mit Vor- und Nachteilen, um Informationen über den Kosmos zu erhalten.

Eines dieser Teilchen ist das Neutrino. Aufgrund seines geringen Wirkungsquerschnitts wechselwirkt es kaum mit anderen Teilchen und ist somit hervorragend dafür geeignet, Informationen aus weit entfernten Teilen des Universums zu übertragen. Einhergehend damit ist es jedoch nur extrem schwer zu detektieren. Aktuelle Neutrinodetektoren nutzen daher riesige Detektorvolumina aus Wasser, Eis oder Flüssigszintillator, welche mit bis zu tausenden kleinen Detektormodulen durchsetzt sind.

Mithilfe eines neuen Detektorkonzepts, dem sogenannten WOM (Wavelength-shifting Optical Module), sollen diese für Eis-Neutrinodetektoren verbessert werden. Dieses benutzt wellenlängenschiebende und lichtleitende Technologie mit dem Ziel, das Signal-zu-Untergrund Verhältnis deutlich zu verbessern [3].

Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, die wellenlängenschiebende Komponente dieses Detektors durch einen spezialisierten Aufbau zu charakterisieren.

Anfangs (Kapitel 2) wird ein Überblick über Neutrinodetektoren und speziell *IceCube* sowie die verwendeten Detektormodule gegeben. Im Folgenden wird der aktuelle Stand des WOMs beschrieben, wobei ein Fokus auf die wellenlängenschiebenden und lichtleitenden Komponenten gelegt wird. In Kapitel 3 wird ein Aufbau vorgestellt, mit dem es möglich ist, ein einseitig mit wellenlängenschiebender Farbe beschichtetes Dia anzuregen und die Winkelverteilung des re-emittierten und transmittierten Lichts zu messen. Daraufhin wird in Kapitel 4 die grundlegenden Verarbeitung der Messdaten beschrieben. Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Bestimmung des Brechungsindex der wellenlängenschiebenden Farbe aus der Winkelverteilung und in Kapitel 6 wird die Effizienz der Farbe berechnet.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Neutrinodetektion durch Cherenkov-Strahlung

Neutrinos sind die einzigen Teilchen im Standardmodell, die nur über die schwache Kernkraft wechselwirken. Hierbei kann die Interaktion über einen geladenen oder neutralen Strom passieren. Der neutrale Strom entspricht einem Stoß, wohingegen beim geladenen Strom neue Teilchen entstehen. Unter anderem sind dies Myonen, Elektronen oder τ -Leptonen. Diese sind geladen und haben aufgrund ihrer teilweise hohen Energie sehr große Geschwindigkeiten. Bewegen sich diese geladenen Teilchen nun durch ein transparentes Dielektrikum (z. B. Wasser, Eis) mit Geschwindigkeiten, die größer sind als die Phasengeschwindigkeit von Licht in dem Medium, so erzeugen sie Cherenkov-Strahlung, welche detektiert werden kann [2].

Das Spektrum der Cherenkov-Strahlung wird durch die Frank-Tamm Formel beschrieben, die in folgender Form aufgeschrieben werden kann:

$$\frac{dN}{dx d\lambda} = -\frac{q^2 c}{2\pi \hbar n} \mu \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} \quad (2.1)$$

(β : Teilchengeschwindigkeit, n : Brechungsindex)

Hierbei beschreibt $dN/dx d\lambda$ die Anzahl der emittierten Photonen pro Wegstrecke dx mit Wellenlänge im Intervall $[\lambda, \lambda + d\lambda]$. Die $1/\lambda^2$ -Abhängigkeit führt dazu, dass die meisten Photonen im UV-Bereich emittiert werden. Daher ist es sinnvoll, wenn die verwendeten Detektoren gerade in diesem Bereich möglichst empfindlich sind.

2.2. Wasser- und Eis-Neutrinodetektoren

Neutrinos besitzen einen extrem kleinen Wirkungsquerschnitt, wechselwirken also nur selten mit Materie. Um trotzdem eine solche Wechselwirkung beobachten und somit das Neutrino nachweisen zu können, benötigt man ein sehr großes Detektorvolumen. Zudem muss dieses für die Detektion mit Cherenkov-Strahlung (s. Kapitel 2.1) transparent sein. Als kostengünstiges Medium bietet sich hierfür Wasser und Eis an.

ANTARES ist beispielsweise ein Wasser-Cherenkov Detektor, welcher sich in 2.5 km Tiefe im Mittelmeer vor der Küste von Toulon, Frankreich befindet. An 12 400 m langen vertikalen Seilen, die über eine Fläche von 0.1 km² am Meeresboden angebracht wurden, befinden sich jeweils 75 optische Module. [4]

Das *IceCube* Neutrino Observatory befindet sich hingegen am Südpol und macht sich die Reinheit des in zwei Kilometern Tiefe liegenden Gletschereises zu nutzen. Durch

2. Theoretische Grundlagen

den enormen Druck befinden sich keine Luftblasen im Eis wodurch dieses optisch sehr transparent wird. Zudem ist das Eis im Gegensatz zu Wasser bis zu ungefähr 200 nm UV-durchlässig. Der Detektor besitzt ungefähr ein Volumen von einem Kubikkilometer. Mit Hilfe von Heißwasser-Bohrern wurden 86 Seile im Eis versenkt, an denen sich insgesamt 5160 photosensitive Einheiten, die sogenannten DOMs (s. Kapitel 2.3), in einer Tiefe von 1450 m bis 2450 m befinden. Zwischen den einzelnen DOMs wurde ein vertikaler Abstand von 17 m und zwischen den Seilen ein horizontaler Abstand von 125 m gelassen. [5]

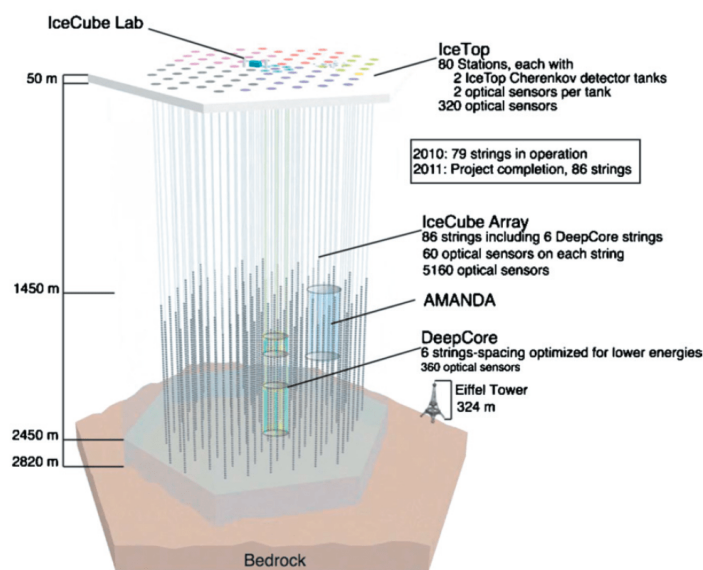


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des IceCube Detektors [6]

Neben *IceCube* gibt es noch eine Anordnung von Detektoren an der Oberfläche, genannt *IceTop*, welche beispielsweise als Vetosystem für *IceCube* genutzt werden kann. *DeepCore* bezeichnet eine engere Anordnung von 8 Seilen im Zentrum von *IceCube*, welche es ermöglicht, Neutrinooszillation zu studieren [5].

Eis-Cherenkov Detektoren haben gegenüber Wasser-Cherenkov Detektoren den Nachteil, dass Licht stärker streut, wodurch eine schlechter Ortsauflösung erreicht wird. Außerdem ist das Bohren in Eis sehr viel teurer als ein Kabel am Meeresboden zu befestigen. Andererseits ist ein großer Nachteil von Wasser-Cherenkov Detektoren, dass sich im Meerwasser mehr Quellen für Untergrundrauschen (z. B. radioaktive Isotope im Meersalz) befinden, wodurch die Energieschwelle für die Neutrinodetektion deutlich erhöht wird.

2.3. IceCube-Gen2 und Digital Optical Module (DOM)

IceCube soll innerhalb der nächsten Jahre ein Upgrade bekommen, genannt *IceCube-Gen2*, um die Sensitivität weiter zu erhöhen und unter anderem im Bereich der sehr hoch-energetischen astronomischen Neutrinos (PeV bis EeV) Fortschritte zu erzielen. Neben einer Vergrößerung des Volumens um ungefähr einen Faktor 10 sollen auch die verwendeten Detektoren verbessert werden [7].

Zur Zeit werden sogenannte DOMs (Digital Optical Modules) verwendet. Diese sind kugelförmig mit einem Durchmesser von 33 cm. Sie bestehen hauptsächlich aus einer 25 cm durchmessenden PMT, der entsprechenden Elektronik und einem Gehäuse aus Glas um die Technik gegen Druck und Wasser zu schützen. Aufgrund des Glasgehäuses (UV-intransparent) und dem gewählten PMT-Modell besteht keine UV-Sensitivität. Um ein stärkeres Signal zu erhalten könnte man die Fläche der PMT erhöhen. Dies würde jedoch zu einer Erhöhung des Untergrundrauschens führen, da dieses hauptsächlich durch thermische Auslösen von Elektronen in der Photokathode entsteht (dark current) und somit proportional zur photosensitiven Fläche ist. Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis würde dadurch nicht verbessert werden [3]. Außerdem würden die Produktionskosten sowie die Kosten für das Bohren größerer Löcher in das Eis stark steigen.

2.4. Wavelength-shifting Optical Module (WOM)

Ein besseres vorgeschlagenes Konzept ist das WOM, welches PMTs mit einem kleineren Durchmesser benutzt und gleichzeitig eine größere licht-einfangende Fläche ermöglicht, wodurch das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis deutlich verbessert werden kann [3].

Hierbei wird ein lichtleitendes zylindrisches Rohr (nach aktuellem Stand aus Quarz) benutzt. Auf dieses wird mithilfe eines sogenannten Dip-Coating-Verfahrens eine dünne Schicht wellenlängenschiebender Farbe aufgetragen. Dabei wird das Rohr in die Farbe getaucht und mit konstanter Geschwindigkeit wieder herausgezogen [8].

Die wellenlängenschiebende Farbe absorbiert Licht im Bereich von 250 nm bis 400 nm und re-emittiert Photonen isotrop innerhalb der Farbschicht im Bereich um 420 nm (s. Kapitel 2.5). Da sich um das lichtleitende Rohr eine Luftschicht befindet, ergibt sich eine Differenz im Brechungsindex, wodurch ein Teil der re-emittierten Photonen aufgrund von Totalreflexion im lichtleitenden Rohr gefangen werden ($\approx 75\%$, s. Kapitel 2.8). Hierbei können Strahlen den Übergang zwischen WLS und lichtleitendem Rohr passieren, da beide einen ähnlichen Brechungsindex besitzen. Durch die damit verbundene deutliche Vergrößerung der effektiven Schichtdicke werden die Strahlen seltener reflektiert, wodurch Verluste verkleinert werden. Die gefangenen Photonen werden an die Enden des Rohres geleitet. Dort befinden sich zwei relativ kleine PMTs auf welche die Photonen mithilfe von adiabatischen Lichtleitern fokussiert werden. Der Umweg über den WLS muss genommen werden, da es nicht möglich ist, das Cherenkov Licht mithilfe von z. B. Linsen direkt auf den kleinen PMTs zu sammeln (s.

2. Theoretische Grundlagen

Liouvilles Theorem [9]).

Außerdem benötigt man noch genau wie beim DOM ein Schutzgehäuse. Beim WOM muss dieses jedoch UV transparent sein, daher wird ein Quarzrohr benutzt, welches transparent für Wellenlängen bis zu 250 nm ist [8]. Diese Einschränkung bestimmt die benötigte untere Grenze des WLS. Zum jetzigen Entwicklungszeitpunkt hat das Rohr etwa eine Länge von 1.3m und einen Durchmesser von 114 mm [10].

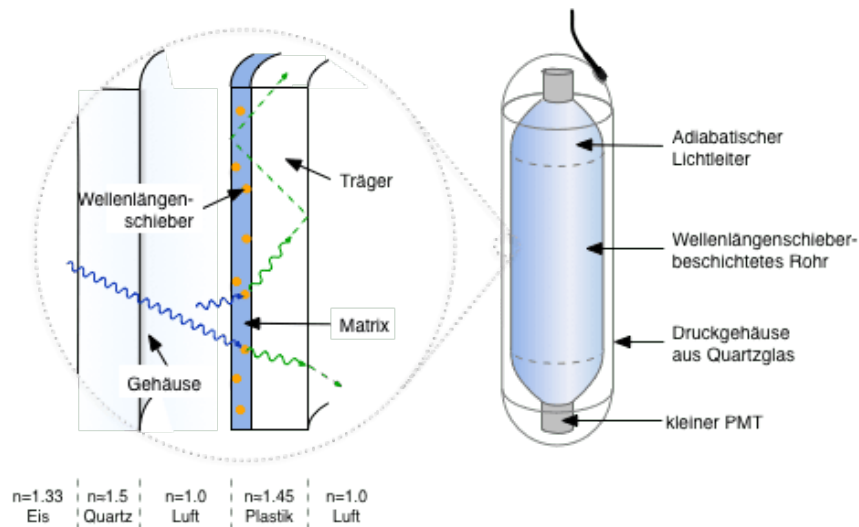


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau des WOMs [11]

Der größte Vorteil des WOMs ist die Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses, indem man die photosensitive Fläche mithilfe einer passiven Komponente (dem wellenlängenschiebenden Rohr) vergrößert. Dieses ist beispielsweise extrem wichtig bei der Detektion von Supernova. Gleichzeitig kann man die Fläche über die Länge des Rohres relativ einfach variieren, wobei eine Obergrenze aufgrund von Verlusten gegeben ist. Die langgezogene Geometrie ist ein weiterer Vorteil für Eis-Cherenkov Detektoren, da dadurch keine großen Bohrlöcher geschmolzen werden müssen. Ein Nachteil ist die damit verbundene schlechter Zeitauflösung. Hierbei muss die Abregungszeit des WLS (≈ 1.35 ns) sowie die Laufzeit der Photonen (< 10 ns) beachtet werden [12]. Das WOM nutzt zudem das Verhalten des Spektrums der Cherenkov-Strahlung aus. Wie in Kapitel 2.1 beschrieben, werden die meisten Photonen im UV-Bereich abgestrahlt. PMTs haben aber oft im Optischen ihre höchste Sensitivität. Durch den WLS werden die UV-Photonen gerade in diesen Bereich geschoben. Dies kann jedoch nur in einem UV-transparenten Medium (z. B. sehr reines Eis) funktionieren.

Aufgrund dieser Vorteile hat sich das Konzept des WOM als vorteilhaft nicht nur für *IceCube*, sondern auch andere Detektoren, herausgestellt. Die meisten Supernova-Detektoren würden vom geringen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses profitieren, da hier eine niedrige Energieschwelle benötigt wird. Ein anderes Anwendungsgebiet wäre

2. Theoretische Grundlagen

die Benutzung als Veto-System für *SHiP* [13]. Hierbei wäre außerdem noch die große sensitive Fläche von Vorteil [10].

2.5. Wellenlängenschieber

Ein WLS (wavelength shifter) ist eine Farbe, die ähnliche Eigenschaften wie ein Szintillator besitzt. Er wird jedoch nicht durch geladene Teilchen angeregt, sondern absorbiert Photonen in einem bestimmten Wellenlängenbereich und re-emittiert dieses in einem energetisch niedrigeren Wellenlängenbereich. Diese Verschiebung bezeichnet man als Stokes Shift. Ist sie zu klein, überlagern sich Emissions- und Absorptionsspektrum, wodurch das Material für seine eigene Strahlung intransparent wird und die Effizienz sinkt.

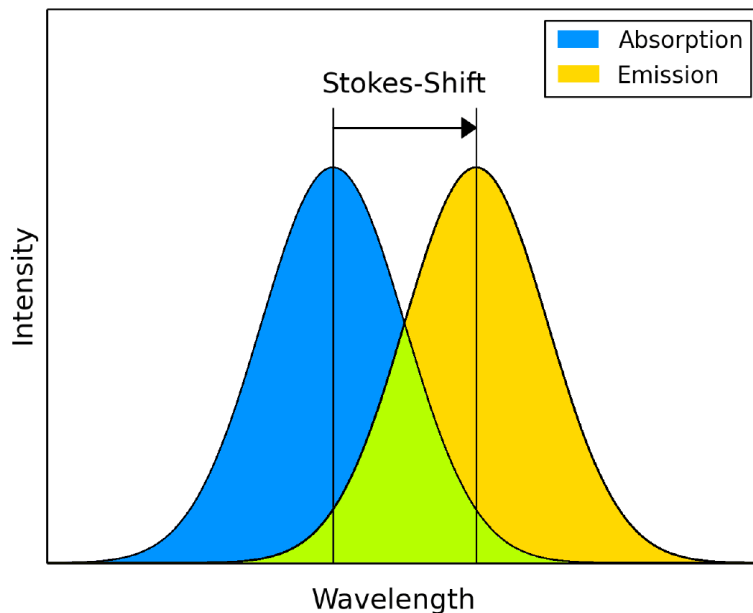


Abbildung 2.3.: Schema des Absorptions- und Emissionsspektrums; in Grün die Überlagerung, welche zu Ineffizienz führt [8]

Der durch den Stokes Shift bedingte Energieverlust geht in die Gitterstruktur in Form von Schwingungen (Phononen) über.

Auch der Impuls des absorbierten Photons geht dabei auf das Molekül über und wird an die Umgebung weitergeben. Das Abregen des Moleküls ist ein statistischer Prozess und findet bei fluoreszierenden Materialien meist nach wenigen Nanosekunden statt. Durch diese zeitliche Trennung gehen jegliche Richtungsinformationen verloren.

Die Effizienz eines WLS setzt sich aus zwei Größen zusammen. Einerseits aus der Absorptionswahrscheinlichkeit, welche z. B. durch erhöhen der Schichtdicke vergrößert werden kann. Andererseits aus der Quanteneffizienz (fluorescence quantum yield), welche die Reemissionswahrscheinlichkeit nach Absorption eines Photons angibt [14].

2. Theoretische Grundlagen

In [8] wurden verschiedene WLS auf ihre Effizienz, Absorption, Oberflächenqualität und Klebeeigenschaften hin getestet. Dabei stellte sich eine eigene Mischung, genannt P64, als am besten für das WOM geeignet heraus. Diese besteht aus 77.31 % Toluol als Lösungsmittel und 22.29 % Paraloid B72¹ als Bindemittel. Als Pigmente bzw. wellenlängenschiebende Moleküle wurde 0.13 % Bis-MSB und 0.27 % P-Terphenyl (PT) verwendet.

Bis-MSB besitzt ein Absorptionsmaximum bei ungefähr 350 nm [15] und ein Reemissionsmaximum bei ungefähr 420 nm, welches grob im Bereich der maximalen Sensitivität der verwendeten PMT liegt [16]. Um das $1/\lambda^2$ -Verhalten des Cherenkov-Spektrums besser ausnutzen zu können, wurde ein zweiter WLS hinzugefügt, PT, welcher sein Absorptionsmaximum bei 275 nm und sein Reemissionsmaximum bei 339 nm hat. Das von PT re-emittierte Licht wird also von Bis-MSB absorbiert und weiter geschoben. Es ergibt sich das in Abb. 2.4 dargestellte Emissionsspektrum.

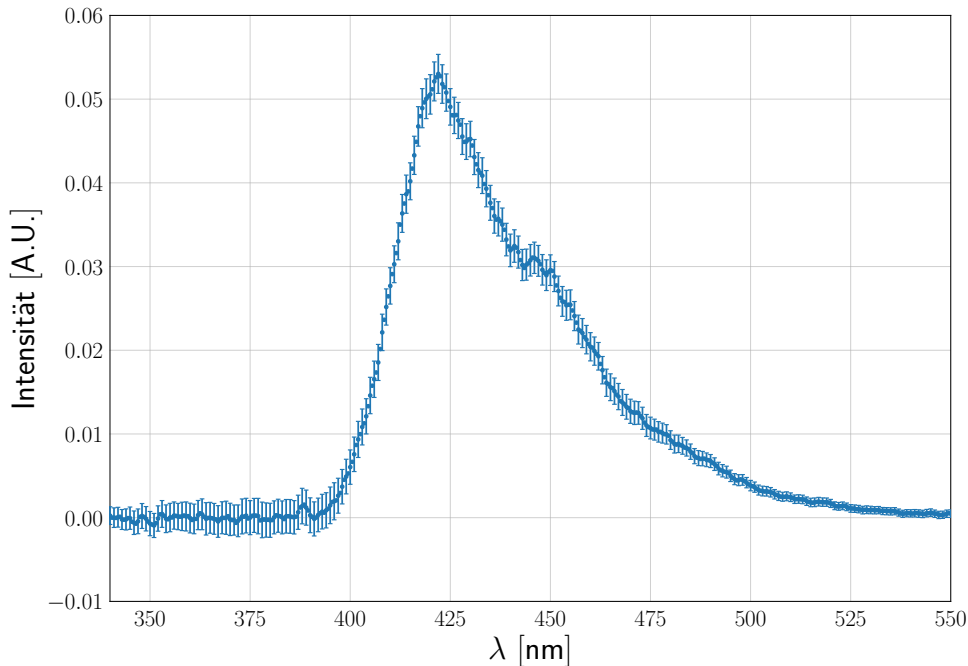


Abbildung 2.4.: Emissionsspektrum von P64, angeregt bei 360 nm, nur jeder zweite Fehlerbalken der Übersicht halber gezeigt [17]

Die genaue Form des Absorptionsspektrums hängt von der Schichtdicke der Farbe ab. Für optisch dünne Schichten sollten die zwei Absorptionsmaxima deutlich zu sehen sein, wohin gegen bei optisch dicken Schichten die Absorption größtenteils konstant und maximal sein sollte (s. Abb. 6.1).

¹Ethyl-methacrylate copolymer

2.6. Snelliussches Brechungsgesetz

Trifft ein Lichtstrahl unter einem Winkel von θ_i zum Lot auf eine Oberfläche, die einen Übergang von einem Medium mit Brechungsindex n_1 zu einem Medium mit Brechungsindex n_2 darstellt, so wird dieser unter einem Winkel θ_t gebrochen. Der Zusammenhang zwischen den einzelnen Größen wird vom Snelliusschen Brechungsgesetz beschrieben:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin(\theta_t)}{\sin(\theta_i)} \quad (2.2)$$

Für den Übergang vom optisch dichteren zum optisch dünneren Medium, also $n_1 > n_2$, kann es passieren, dass $\theta_t \geq 90^\circ$. Diesen Fall bezeichnet man als Totalreflexion. Der gesamte Lichtstrahl wird reflektiert.

Rechnerisch kann dieser Fall über folgende Bedingung überprüft werden:

$$\sin(\theta_t) = \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin(\theta_i) > 1 \quad (2.3)$$

Dieses Prinzip der Totalreflektion wird z. B. in einer Glasfaser benutzt. Da bei der Reflexion Ein- und Ausfallwinkel gleich sind, wird der Strahl innerhalb der Glasfaser immer wieder total reflektiert, er bleibt also in der Faser gefangen. Ändert sich die Ausrichtung der Oberfläche stark auf kurzer Distanz (knicken der Faser), kann dieser Vorgang unterbrochen werden.

Der Winkel ab dem Totalreflektion eintritt lässt sich folgendermaßen berechnen:

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (2.4)$$

2.7. Fresnelsche Formeln

Neben dem Snelliusschen Brechungsgesetz benötigt man noch eine Formel, die einem angibt, welcher Anteil des Lichts reflektiert bzw. transmittiert wird. Mithilfe der Fresnelschen Formeln lässt sich dies berechnen. Hierbei wird zwischen parallel und senkrecht polarisiertem Licht (bzgl. der Einfallsebene) unterschieden.

$$R_s = \left| \frac{n_1 \cdot \cos(\theta_i) - n_2 \cdot \cos(\theta_t)}{n_1 \cdot \cos(\theta_i) + n_2 \cdot \cos(\theta_t)} \right|^2 \quad (2.5)$$

$$R_p = \left| \frac{n_1 \cdot \cos(\theta_t) - n_2 \cdot \cos(\theta_i)}{n_1 \cdot \cos(\theta_t) + n_2 \cdot \cos(\theta_i)} \right|^2 \quad (2.6)$$

(θ_t muss mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz berechnet werden)

Für unpolarisiertes Licht benutzt man den Mittelwert:

$$R = \frac{R_s + R_p}{2} \quad (2.7)$$

2. Theoretische Grundlagen

Die Transmission lässt sich einfach aus der Reflexion berechnen:

$$T = 1 - R \quad (2.8)$$

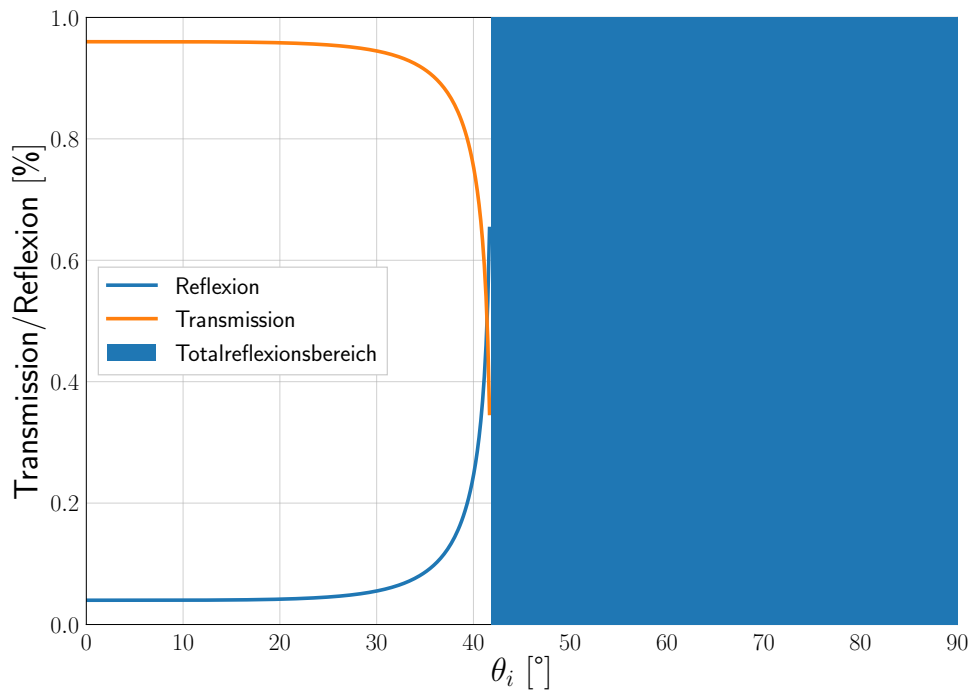
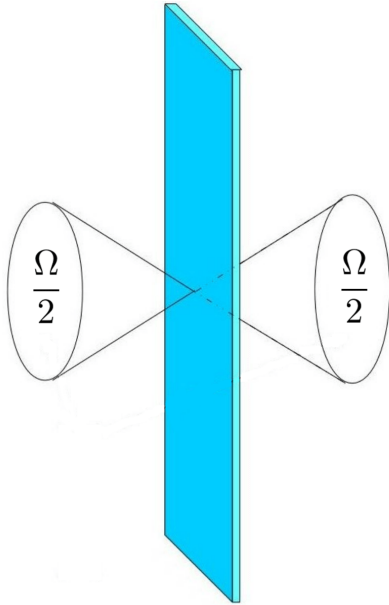


Abbildung 2.5.: Transmission und Reflexion für den Übergang von $n_1 = 1.5$ nach $n_2 = 1.0$

2.8. Capture Effizienz



Mithilfe dieser Formeln kann man berechnen, welcher Anteil des Lichtes durch Totalreflektion im Medium gefangen wird und welcher Anteil das Medium verlässt. Dies wollen wir im Folgenden für die in Abb. 2.6 dargestellte Situation berechnen.

In blau ist eine Schicht WLS dargestellt. In dieser wird das wellenlängenverschobene Licht isotrop re-emittiert. Licht, welches in dem Raumwinkel Ω emittiert wird ($\theta \in [0, \theta_c]$, $\varphi \in [0, 2\pi]$), unterläuft keine Totalreflektion und kann somit den WLS verlassen (wird jedoch aufgrund der Brechung auf die gesamten 4π aufgefächert).

Ohne die Fresnelschen Gleichungen zu beachten, erhalten wir somit einen Maximalwert für den Anteil, der den WLS verlässt:

Abbildung 2.6.: WLS (blau) mit Reemissionszentrum[8]

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{\Omega} &= 2 \cdot \frac{1}{4\pi} \int_0^{\theta_c} \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \\
 &= 1 - \cos(\theta_c) \\
 &= 2 \sin^2\left(\frac{\theta_c}{2}\right) \\
 &= 2 \sin^2\left(\frac{\arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)}{2}\right)
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Benutzt man noch die Fresnelschen Gleichungen, wird auch ein Teil des Licht für Winkel kleiner θ_c reflektiert. Da die genauen Auswirkungen der Mehrfachreflexion schwer einzuschätzen sind, ignoriere wir diese und erhalten einen Minimalwert für den Anteil:

$$\epsilon_{\Omega} = 2 \cdot \frac{1}{4\pi} \int_0^{\theta_c} T(\theta) \cdot \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \tag{2.10}$$

Der WLS hat grob einen Brechungsindex von 1.5 und die ihn umgebende Luft von 1.0. Rechnet man mit diesen Werten verlässt also nur ungefähr 23.0 % bis 25.5 % des re-emittierten Lichts den WLS.

3. Experimenteller Aufbau

Im diesem Kapitel wird der grundlegende experimentelle Aufbau besprochen. In den späteren Versuchen und Messungen wurde dieser teilweise leicht variiert, worauf in dem jeweiligen Kapitel eingegangen wird.

In den einzelnen Abschnitten dieses Kapitels werden zudem die wichtigsten Komponenten im Detail besprochen.

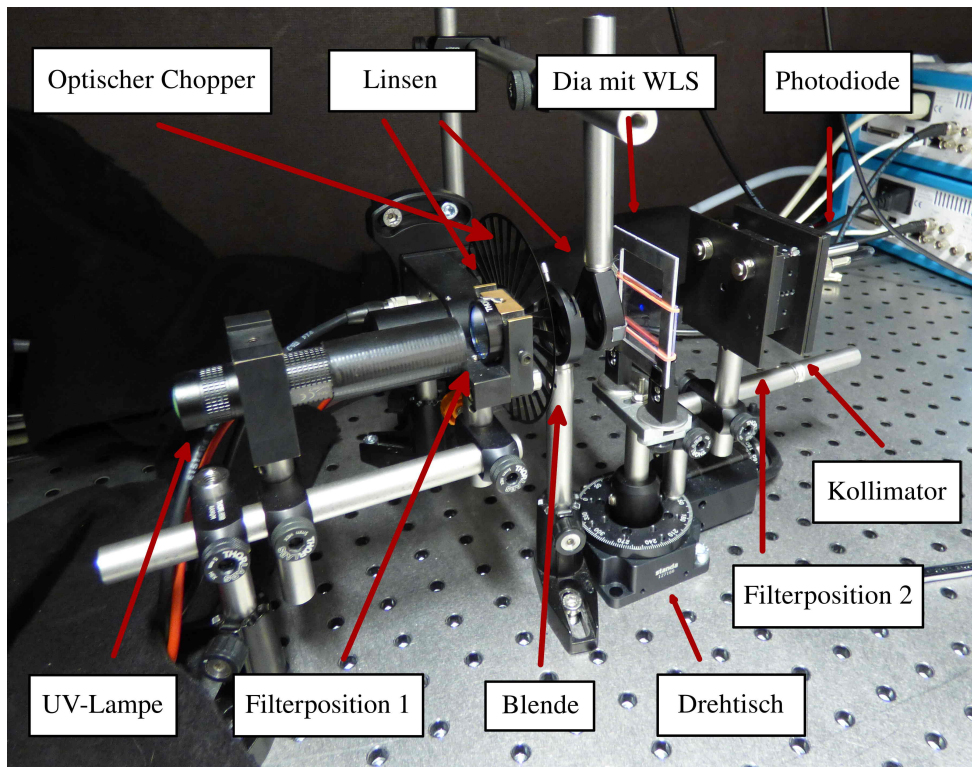


Abbildung 3.1.: Bild des Aufbaus mit Beschriftung der Komponenten

- UV Taschenlampe 365 nm (TANK007 TK566 3 W)
- **Filterposition 1** (direkt nach der Lampe)
- UV-Linse (257 nm) Brennweite 16 mm
- Optischer Chopper (*Thorlabs MC2000*)
- Blende

3. Experimenteller Aufbau

- UV-Linse (257 nm) Brennweite 12.5 mm
- Quarz-Dia (2" x 1" x 1 mm), einseitig mit WLS beschichtet (rechts)
- motorisierte Drehtisch (*standa* 8MR151-30)
- Kollimator bestehend aus zwei Blenden (Lochdurchmesser 4.5 mm) in einem Abstand von 25 mm
- **Filterposition 2** (im Kollimator direkt vor der Photodiode)
- Photodiode (*Thorlabs* SM1PD2A)
- Motor Steuereinheit (*standa* 85MC5-USB-B8-1)
- Lock-in Verstärker (*Zurich Instruments* MFLI)
- Gaussfilter CWL=360 nm, FWHM=10 nm (*Thorlabs* FB360-10)
- Gaussfilter CWL=450 nm, FWHM=40 nm (*Thorlabs* FB450-40)

Das UV-Licht wird mithilfe einer mit Netzgerät betriebenen Taschenlampe erzeugt. Direkt nach der Lampe kann wenn nötig ein erster Filter eingebaut werden (Filterposition 1). Mit diesem Filter kann also bestimmt werden, mit welchem Spektrum das Dia bestrahlt wird.

Eine UV-Linse bündelt daraufhin das Licht, sodass sich bei der Blende ein scharfes Bild der zwei Leuchtdioden der Lampe befindet. Somit kann mit der Blende sauber der äußere Teil des Bildes weggenommen werden. Möglichst nah vor der Blende befindet sich der optische Chopper, da hier das Licht stark fokussiert ist und somit gut unterbrochen werden kann (s. Abschnitt 3.4). Nach der Blende wird eine weitere UV-Linse benutzt, um das Licht auf einen möglichst kleinen Punkt auf das Dia zu fokussieren (s. Abb. A.1). Dies gelang ungefähr auf eine Kreis mit 2.2 mm Durchmesser.

Das Dia ist einseitig (rechts) mit WLS beschichtet und wird mithilfe einer Halterung im Drehzentrum des Motors positioniert. Diese Justierung ist extrem wichtig, da sonst der durch die Photodiode beobachtete Bereich auf dem Dia bei Drehung wandert und somit die Messung verfälscht. Das Dia wurde versuchsweise waagrecht und senkrecht positioniert, wobei sich die waagrechte Position als vorteilhaft herausgestellt hat, da hier die Totalreflektion von der Photodiode später beobachtet wird.

Das UV-Licht strahlt durch das Quarz-Dia und wird vom WLS absorbiert und innerhalb der Farbschicht wellenlängenverschoben isotrop re-emittiert (s. Kapitel 2.8).

Mithilfe des Kollimators (s. Abschnitt 3.2) wird der von der Photodiode abgedeckte Raumwinkel eingeschränkt. Da sich beide auf dem Ausleger des Motors befinden und sich mitdrehen, kann somit die Winkelverteilung der Strahlung aufgenommen werden. An einer der beiden Blenden des Kollimators kann, wenn nötig, der zweite Filter angebracht werden (Filterposition 2). Dieser bestimmt also welches Licht die Photodiode misst.

3. Experimenteller Aufbau

3.1. UV-Lampe

Als UV-Quelle wurde eine einfach UV-Taschenlampe (Wellenlänge 365 nm) benutzt. Diese wurde umgebaut um sie mit einem Netzgerät betreiben zu können.

Gegenüber dem zugänglichen Monochromator hat diese den Vorteil, dass das Licht mit hoher Intensität auf eine kleine Fläche fokussiert werden kann. Dies liegt daran, dass das Licht durch zwei relativ kleine Dioden (2 mm) erzeugt wird. Mit dem Monochromator war dies nicht möglich, ohne einen Großteil der Intensität durch die Blende zu verlieren.

Ein Nachteil ist, dass das Spektrum der Lampe einige optische Photonen enthält (s. Abb. 3.2, Messung nach 3.7). Auch nach entfernen des Glasfensters der Lampe waren diese noch vorhanden. Daher wurde bei den Versuchen, bei denen monochromatisches Licht entscheidend ist, ein 360 nm-Filter (FWHM=10 nm) auf Filterposition 1 hinzugefügt, wodurch jedoch die Intensität deutlich abnahm.

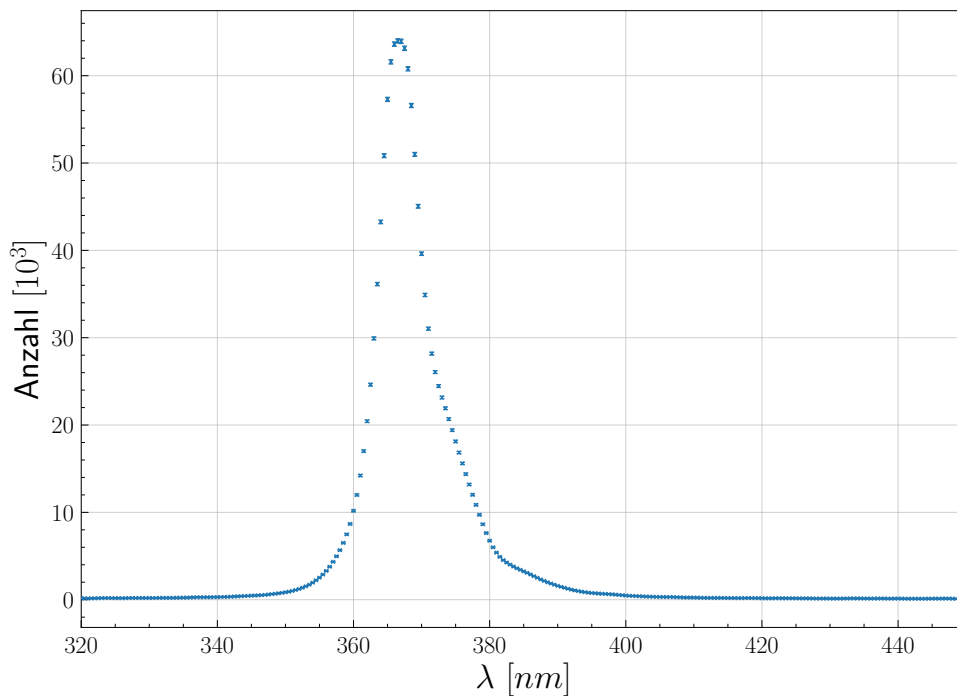


Abbildung 3.2.: Gemessenes Spektrum der UV-Taschenlampe ohne Filter; Schwanz im optischen deutlich zu sehen 3.7

3.2. Kollimator

Als Kollimator wurden zwei gleich große Blenden benutzt, welche durch ein Metallstück auf einem festen Abstand gehalten wurden. Direkt nach der zweiten Blende wurde die Photodiode montiert.

3. Experimenteller Aufbau

Blenden mit kleineren Löchern ermöglichen zwar eine bessere Winkelaufösungen, verringern die Intensität jedoch deutlich. Zudem muss sich der Lichtkreis auf dem Dia immer vollständig im Sichtbereich des Kollimators befinden. Da gerade bei großen Winkeln ein geringes Wandern des Sichtbereiches nicht zu vermeiden war, musste ein Pufferbereich gelassen werden. Eine einfache Methode um dies zu überprüfen ist es, eine diffuse Lichtquelle anstelle der Photodiode zu positionieren, wodurch der Sichtbereich ausgeleuchtet wird.

3.3. Photodiode

Als Photodiode wurde das Modell SM1PD2A Mounted von Thorlabs verwendet (Spezifikationen unter [18]). Es handelt sich hierbei um eine Silizium Diode welche Wellenlängen von 200 nm bis 1100 nm abdeckt. Die Response-Funktion $R_{PD}(\lambda)$ ist in Abb. 3.3 dargestellt. Diese wurde für Rechnungen interpoliert. Misst man die durch die Diode fließende Stromstärke, kann man mit Gleichung 3.1 die Strahlungsleistung ϕ_γ , die auf die Photodiode trifft, bestimmen. Ist zudem noch das Spektrum der einfallenden Strahlung bekannt, lässt sich die Rate der Photonen berechnen.

$$\phi_\gamma = \frac{I_{PD}}{R_{PD}(\lambda)} \quad (3.1)$$

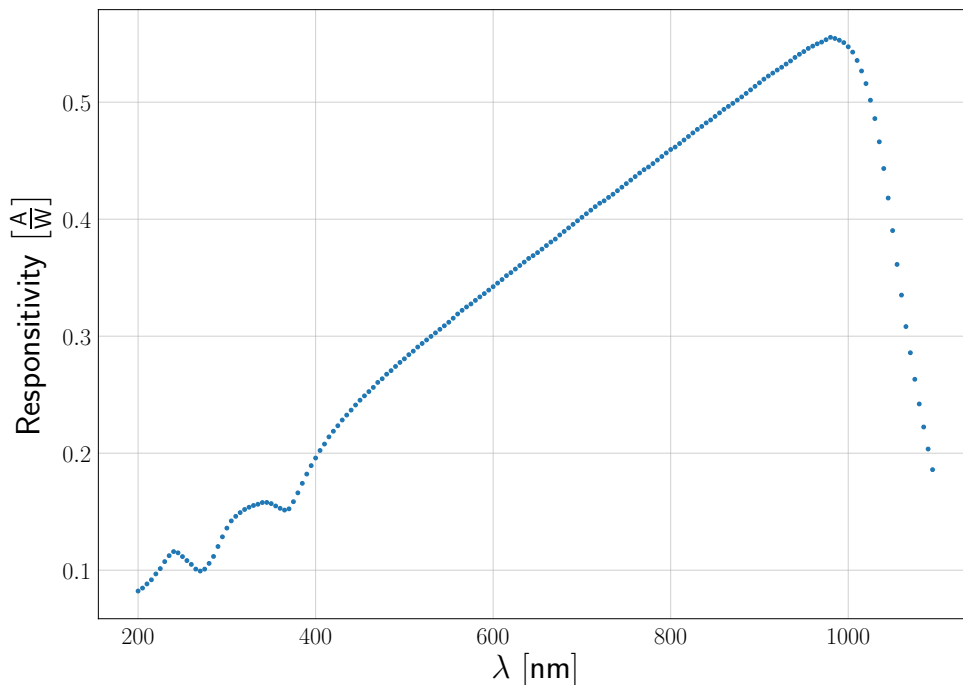


Abbildung 3.3.: Response-Funktion der Photodiode; Daten aus [18] genommen

3.4. Chopper und Lock-in Verstärker

Um Hintergrundlicht raus rechnen zu können und somit das Signal der Photodiode bis hinunter in den Piko-Ampere-Bereich auslesen zu können, wurde ein optisches Chopper-Rad sowie ein Lock-in Verstärker (*Zurich Instruments MFLI*[19]) benutzt. Das Chopper-Rad unterbricht den Lichtstrahl in regelmäßigen Abständen und moduliert somit eine Rechteckfunktion (mit nicht ganz senkrechten Flanken) auf das Signal. Hierbei ist zu beachten, dass das Chopper-Rad im Aufbau an einer Stelle positioniert ist, an der es für möglichst lange Zeit den Lichtstrahl unterbricht bzw. frei lässt. Ist dies nicht der Fall, geht das modulierte Signal in Richtung eines Sinus über und wird schwieriger für den Lock-in Verstärker auszulesen. Aus diesem Grund wurde das Chopper-Rad im Aufbau möglichst kurz vor der Blende montiert.

Die Frequenz des Chopper-Rades wird über die verbaute Elektronik sehr genau bestimmt und gehalten. An einem dazugehörigen Gerät kann diese eingestellt und an den Lock-in Verstärker weitergeleitet werden. Es wurde eine relativ niedrige Frequenz von 113 Hz gewählt um ein sauberes Rechtecksignal zu erhalten und gleichzeitig eine Primzahl, um mögliche Interferenzerscheinungen mit anderen Frequenzen zu vermeiden (z. B. 50 Hz Netzfrequenz).

Im Lock-in Verstärker wird das verrauschte Photodiodensignal mithilfe der Referenzfrequenz des Chopper-Rades de-moduliert und das eigentliche Signal extrahiert (für die genaue Funktionsweise s. [19]).

Die vom Lock-in Verstärker abgespeicherten Daten enthalten unter anderem einen Zeitstempel sowie einen x- und y-Wert. Diese können als Real- und Imaginärteil des Signals betrachtet werden. Somit berechnet sich die Amplitude des Signals folgendermaßen:

$$I_{PD} = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (3.2)$$

Intern wird vom Lock-in Verstärker ein Tiefpassfilter angewendet. Genauer hierzu wurde in [16] und im Handbuch [19] geschrieben. In allen Messungen wurde ein Tiefpassfilter 4. Ordnung und eine Zeitkonstante von 10.19 ms eingestellt. Somit sollte $10 \cdot 10.19 \text{ ms} = 0.102 \text{ s}$ gewartet werden, damit das Signal einen stabilen Wert erreicht.

3.5. Motorisierter Drehtisch

Um in der Lage zu sein verschiedene Winkelpositionen möglichst präzise und schnell anfahren zu können, wurde ein motorisierter Drehtisch verwendet.

Als Drehtisch mit Schrittmotor wurde das Modell 8MR151-30 von *standa* sowie der dazugehörige Controller 8SMC5-USB verwendet. Mit diesem Aufbau kann eine Genauigkeit von 0.01° [20] erreicht werden, was für diesen Aufbau vollkommen ausreichend ist.

Mit der mitgelieferten Software *XILab* kann der Controller angesteuert, programmiert und Positionsdaten aufgenommen werden. Es wurde ein kleines Programm geschrieben, bei dem der Motor eine definierte Anzahl von Positionen zwischen zwei Grenzwinkeln anfährt und diese für eine bestimmte Zeit hält.

3. Experimenteller Aufbau

Bei den ersten Messung mit Drehtisch war ein starkes Rauschen auf dem Signal der Photodiode zu erkennen. Dieses konnte auf den Haltemechanismus des Schrittmotors zurückgeführt werden. Um auch unter Last seine Position zu halten, wird durch die aktuelle Spule ein konstanter Strom geschickt. Das entstehende Magnetfeld hält das Zahnrad in Position, stört jedoch auch die Photodiode bzw. Kabel. Das Problem konnte gelöst werden, indem der Strom ausgeschaltet wird sobald eine Position erreicht ist (s. Optionen *XILab*). Da der Aufbau horizontal ist, es also keinen nennenswerten Drehmoment gibt, sollte sich die Position wenn überhaupt nur minimal ändern, wodurch eine vernachlässigbar kleine Ungenauigkeit entsteht.

Die Software wurde bei den meisten Messungen so geeicht, dass die Photodiode bei 0° gerade in den Strahl hineinguckt.

3.6. Beschichten des Dias

Das Dia besteht aus Quarzglas und ist somit UV-transparent (s. Transmissionsmessung in Abb. A.2). Dies ist notwendig, damit das UV-Licht die mit WLS beschichtete Seite überhaupt erreichen kann.

Um die Farbe einseitig aufzubringen, wurde eine Petrischale falsch herum hingestellt und mit einer Pipette ein Farbkleck auf den Boden gebracht. Nun konnte das Dia in diesen hineingelegt werden und verschoben werden, bis keine Luftblasen mehr eingeschlossen waren. Schlussendlich konnte es zur Seite hin aus der Farbe geschoben werden. Somit konnte eine nicht perfekte, aber auf ausreichend großer Fläche homogene Schicht aufgebracht werden. Dies wurde mit mehreren Dias gemacht und mithilfe einiger Testmessungen ein geeignetes ausgewählt.

Die Schichtdicke wurde durch wiegen des Dias vor und nach der Beschichtung sowie mit Messen einer Mikrometerschraube sehr grob auf $10\ \mu\text{m}$ bis $20\ \mu\text{m}$ eingegrenzt.

3.7. Aufnahme von Spektren

Es wurden neben dem eigentlichen Versuch noch verschiedene Spektren aufgenommen. Hierfür wurde ein Spektrometer (*StellarNet Inc* BLACK-Comet C-50) sowie weißes Licht (alle Wellenlängen) des Monochromators (LSB 523 Xenon Lichtbogenlampe + MSH-300 *LOT Quantum Design*) verwendet. Das Licht wurde mithilfe einer Flüssigkristallfaser (UV-transparent) auf das Spektrometer geleitet. Zu Anfang wurde der Ausgang des Monochromators ausgeschaltet und das Spektrometer mithilfe eines Dunkelspektrums geeicht. Danach wurden die verschiedenen Messungen durchgeführt. In der Software wurde eine hohe Integrationszeit ($> 200\ \text{ms}$) eingestellt, um statistische Fluktuationen zu mitteln.

4. Verarbeitung der aufgenommenen Daten

Zeitsynchronisation

Die vom Motor abgespeicherten Daten enthalten unter anderem die Position in Grad sowie einen Zeitstempel. Die Daten vom Lock-in Verstärker enthalten die Amplitude des Signals sowie ebenfalls einen Zeitstempel. Da die Zeitstempel absolut jedoch nicht übereinstimmen, wurde ein Verfahren zur Zeitsynchronisation entwickelt.

Zu Anfangs befindet sich der Motor in einer Position von ungefähr -4° . Danach bewegt er sich in eine Position von 0° . In den Daten des Motors sieht dieses Manöver wie eine nicht ganz senkrechte, ansteigende Stufenfunktion aus (s. Abb. 4.1). Gleiches gilt für die Daten des Lock-in Verstärkers, da das Signal zur mittleren Position hin stärker wird. Nun können beide Stufen gefittet und die Zentren übereinander gelegt werden. Mit dieser Methode kann grob geschätzt eine Genauigkeit von 100 ms erreicht werden, welche für die folgenden Versuche ausreichend ist.

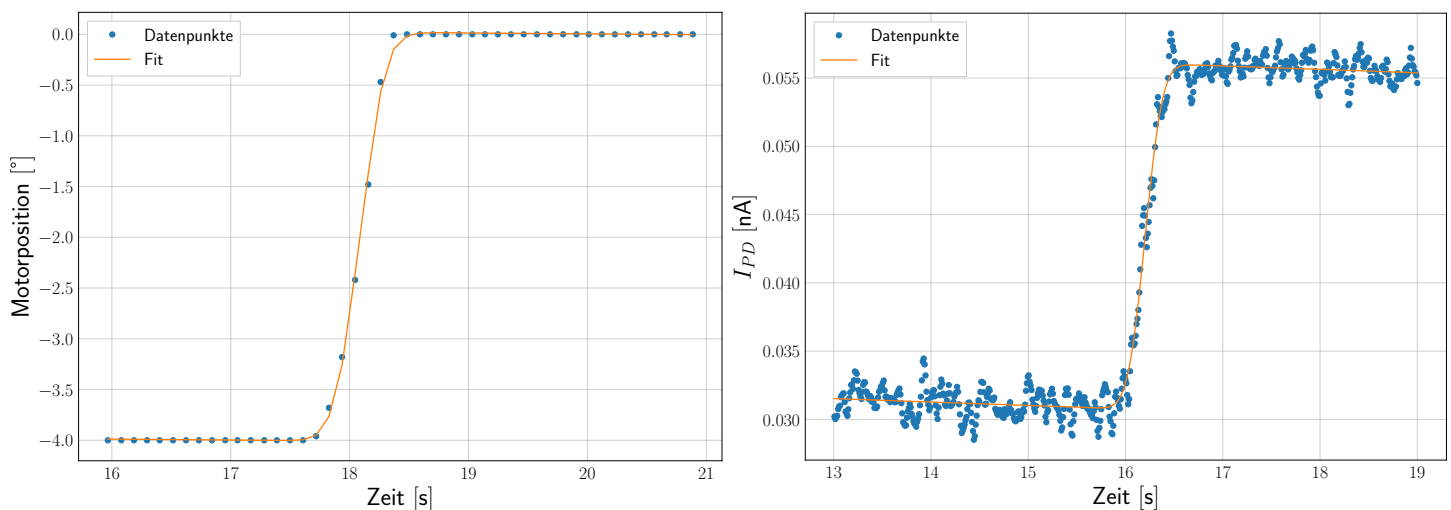


Abbildung 4.1.: Fit der Stufenfunktionen in Daten zur Zeitsynchronisation (links: Motordaten, rechts: Signal der Photodiode)

Berechnung der Datenpunkte

Der Lock-in Verstärker erzeugt ungefähr 104 Datenpunkte pro Sekunde. Um für jede Motorposition nur einen Wert zu erhalten, werden jeweils Mittelwert und Fehler des Mittelwertes gebildet. Um möglichen Zeitsynchronisationsfehlern und Schwankungen sowie dem Tiefpassfilter (s. Kapitel 3.4) vorzubeugen, werden Datenpunkte in einem Fenster von einer halben Sekunde nachdem sowie bevor eine neue Motorposition eingenommen wird, verworfen.

5. Bestimmung des Brechungsindex

Den genauen Brechungsindex der wellenlängenschiebenden Farbe zu kennen ist in vielerlei Hinsicht wichtig. Beispielsweise liegen aktuelle Effizienzmessungen niedriger als erwartet. Hierbei kann der genaue Wert des Brechungsindex helfen, Verluste genauer zu verorten. Auch wurden bereits verschiedene Simulationen von Komponenten des WOMs geschrieben, welche von einem genauen Brechungsindex profitieren würden. Theoretisch wird erwartet, dass der Brechungsindex ähnlich dem von Paraloid B-72 ist (1.479 – 1.489 [21]), da die Farbe zum Großteil aus diesem besteht und der geringe Anteil an wellenlängenschiebenden Pigmenten den Brechungsindex nicht stark verändern sollte.

5.1. Messmethode

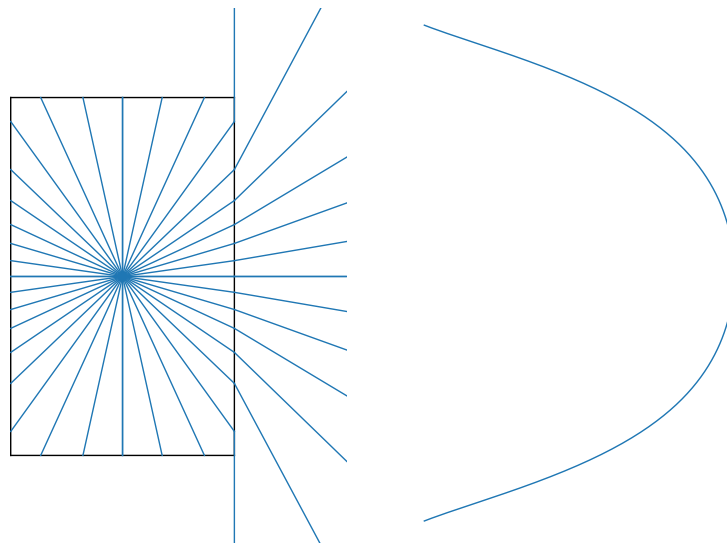


Abbildung 5.1.: Schema des WLS mit Reemissionszentrum und Brechung am Übergang zu Luft (links); erwartete Intensitätsverteilung (rechts)

Es wurde sich überlegt, dass sich der Brechungsindex der wellenlängenschiebenden Farbe deutlich auf das Winkelverhalten des re-emittierten Lichts auswirken sollte. Abbildung 5.1 zeigt links einen schematischen Querschnitt (Draufsicht von oben) der wellenlängenschiebenden Schicht mit dem in ihr liegenden isotrop-abstrahlenden Ree-

5. Bestimmung des Brechungsindex

missionszentrums. Das Trägerdia aus Quarz befindet sich hierbei auf der linken Seite und hat keinen Einfluss auf unsere Messung.

An der Oberfläche zwischen WLS und Luft werden die Strahlen entsprechend dem Snelliusschen Gesetz und Fresnelschen Gleichungen gebrochen. Ein fester Anteil untergeht Totalreflektion während der Rest das Medium verlässt, auf 90° aufgefächert wird und von der Photodiode detektiert werden kann (s. Kapitel 2.8). Es wurde ein Plateau der Intensität um 0° herum erwartet und zu großen Winkeln hin ein schnelles Abfallen (s. Abb. 5.1 rechts).

Um aus der aufgenommenen Intensitätsverteilung auf den Brechungsindex zurück schließen zu können, wurde eine Strahlensimulation geschrieben. Diese nimmt den Brechungsindex als Parameter an und kann somit an die Verteilung gefittet werden. Außerdem wurde eine analytische (jedoch nur zweidimensionale) Lösung des Problems bestimmt, welche deutlich schneller als die Simulation gefittet werden kann. Ein Vergleich zwischen Simulation und analytischer Lösung wird in Abschnitt 5.4 gemacht.

5.2. Simulation

Die Simulation wurde in Python geschrieben und benutzt für numerische Berechnungen hauptsächlich die Bibliothek *Numpy*, wodurch die Laufzeit stark verbessert werden konnte.

In die Simulation gehen zwei größere Annäherungen ein. Die erste ist, dass das Reemissionszentrum punktförmig ist. Dies kann damit begründet werden, dass die beleuchtete Fläche relativ klein ist im Vergleich zu dem vom Detektor abgedeckten Raumwinkel. Als Zweites wurde angenommen, dass sich der Reemissionspunkt direkt an der Übergangsebene zwischen WLS und Luft befindet, also die re-emittierten Strahlen direkt gebrochen werden. Diese Annäherung scheint plausibel, da sich die Dicke der Farbschicht im Mikrometer-Bereich befindet, wohingegen der Abstand zum Detektor einige Zentimeter beträgt.

Die ungebrochenen Strahlrichtungen werden zu Anfangs durch ein Zufallsverfahren erzeugt, wobei bei einer hohen Strahlanzahl eine isotrope Abstrahlung simuliert wird [22].

Strahlen die die Übergangsebene treffen werden nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz gebrochen (s. Kapitel 2.6 und [23])(s. Abb. 5.2).

Um die Fresnelschen Formeln zu beachten, wurde jedem Richtungsvektor eine weitere Dimension gegeben mit einem Wert zwischen Null und Eins, welcher den Anteil des transmittierten Lichtes angibt (s. Kapitel 2.7).

Nun wurde eine Detektor mit einer festen Fläche simuliert, welcher Winkelpositionen abfährt. Für jede Position wurde berechnet, welche Strahlen den Detektor treffen und deren Gewichte aufsummiert. Total-reflektierte Strahlen wurden hierbei ausgelassen. Da die Simulation statistischer Natur ist, entsteht ein leichtes Rauschen auf den Daten. Um diesem vorzubeugen, wurde die Detektorfläche relativ hoch gewählt. Dies hat eine ähnliche Wirkung wie ein Tiefpassfilter, das hochfrequente Rauschen wird weggemittelt.

5. Bestimmung des Brechungsindex

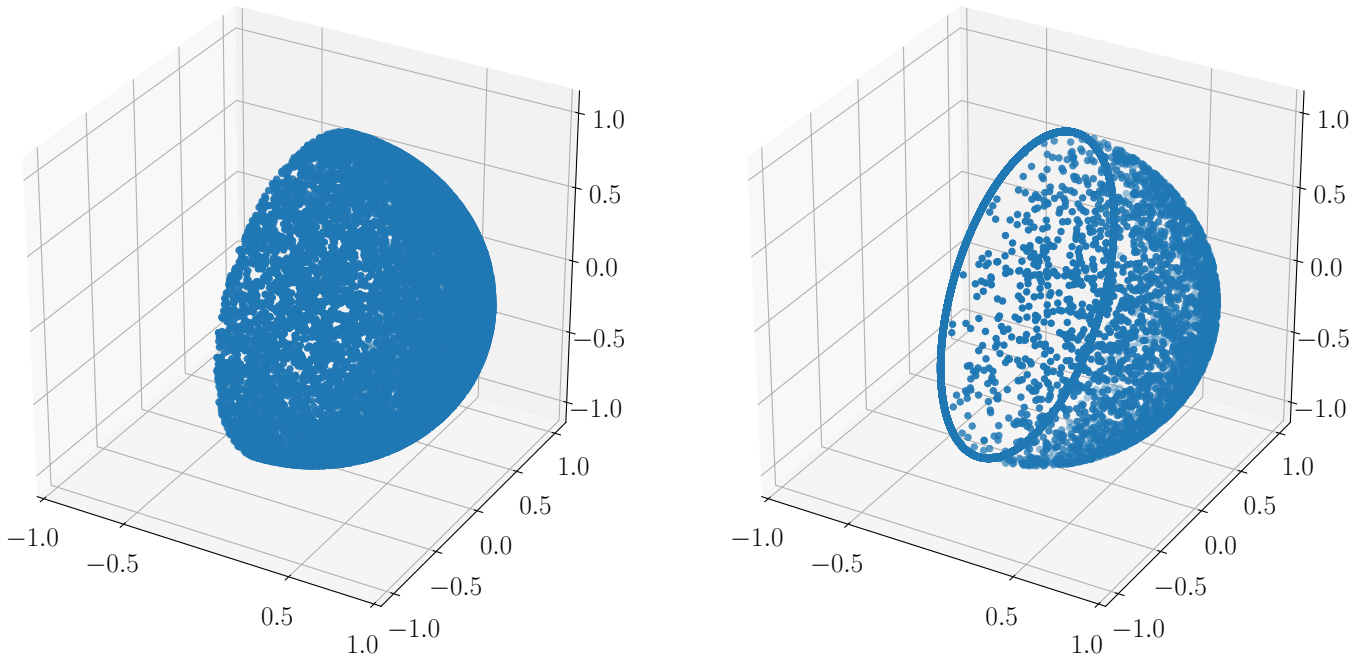


Abbildung 5.2.: Ausgangsstrahlen (links); Strahlen nach Brechung mit sichtbarer Totalreflektion (rechts); Strahlen die in negative z-Richtung laufen sind nicht von Interesse, da sie nicht den Detektor treffen

5.3. Analytische Lösung

Wir suchen eine analytische Funktion, welche uns die Winkelverteilung der Lichtintensität außerhalb des WLS gibt.

Innerhalb des WLS findet eine isotrope Reemission statt. Entsprechend wird die Intensität gleichmäßig auf 4π aufgeteilt.

$$\frac{dI}{d\Omega} = \text{konst.} = \frac{I_0}{4\pi} \quad (5.1)$$

Da der Winkel zwischen Strahl und Drehebene der Photodiode kleiner 1.15° sein muss (Abstand PD 75 mm, Durchmesser Blende 3 mm), können wir diese Dimension vernachlässigen und das Problem auf zwei Dimensionen reduzieren. Wir definieren den Winkel innerhalb des WLS als ϕ_i und außerhalb als ϕ_o .

$$\frac{dI}{d\phi_i} = \text{konst.} = \frac{I_0}{2\pi} \quad (5.2)$$

Da wir jedoch an der Abhängigkeit der Intensität von ϕ_o interessiert sind, benutzen wir die Kettenregel:

$$\frac{dI}{d\phi_o} = \frac{dI}{d\phi_i} \frac{d\phi_i}{d\phi_o} = \frac{I_0}{2\pi} \frac{d\phi_i}{d\phi_o} \quad (5.3)$$

5. Bestimmung des Brechungsindex

$d\phi_i/d\phi_o$ kann aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz bestimmt werden. Um die Fresnel'schen Gleichung zu beachten, wird der Wert noch mit der Transmission multipliziert.

$$\frac{dI}{d\phi_o} = \frac{I_0}{2\pi} \cdot \frac{n_2 \cdot \cos(\phi_o)}{n_1 \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2 \sin^2(\phi_o)}} \cdot F_T(n_1, n_2, \phi_o) \quad (5.4)$$

5.4. Vergleich zwischen Simulation und analytischer Lösung

Der Vergleich zwischen Simulation und analytischer Lösung zeigen, welche Kurve zum Fitten benutzen werden kann. Hierbei ist auch der Vergleich zwischen 2D- und 3D-Modellierung interessant. Um mehr Informationen zu erhalten, wurde die Simulation so umgeschrieben, dass sie auch als 2D-Simulation ausgeführt werden kann.

In Abb. 5.3 sind die Kurven der unterschiedlichen Modellierungen für einen Brechungsindex von 1.55 dargestellt. Um die Unterschiede besser erkennen zu können, wurden außerdem noch die relativen Differenzen zwischen den einzelnen Modellen geplottet. Abbildungen für andere Brechungsindizes sehen sehr ähnlich aus (s. Abb. A.11 und A.12). Um die Kurven vergleichen zu können, wurde die Summe der Datenpunkte normalisiert.

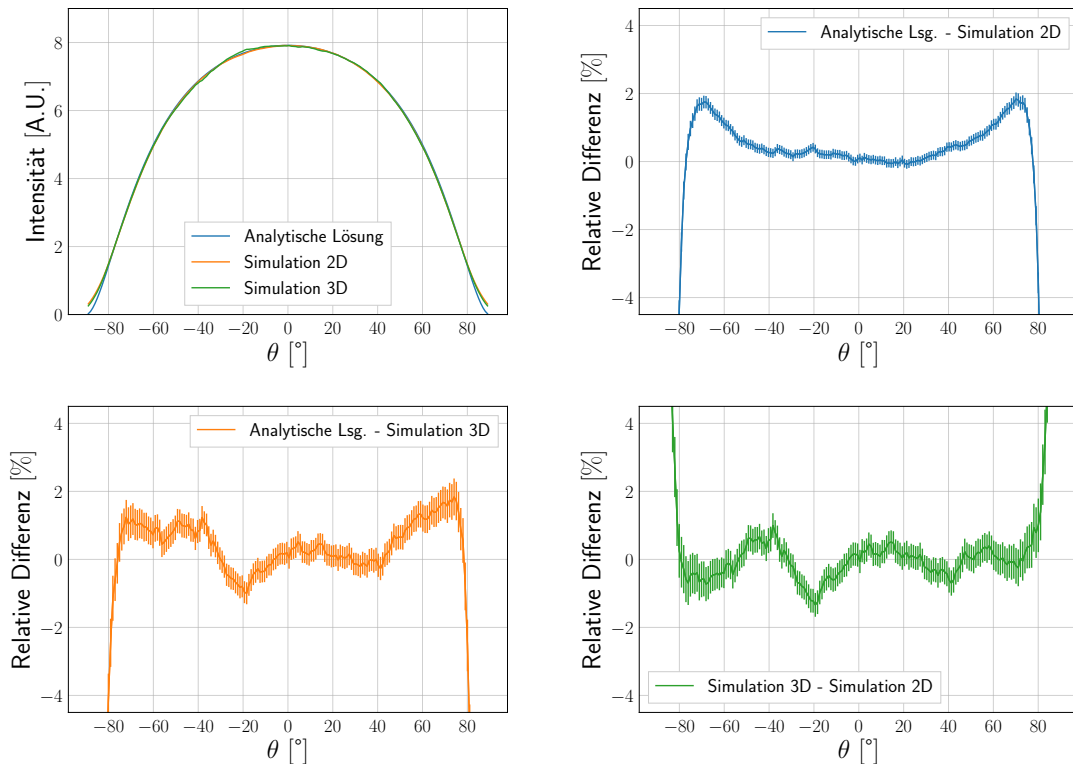


Abbildung 5.3.: Modellierungen mit einem Brechungsindex von 1.55 und $2 \cdot 10^7$ Strahlen

5. Bestimmung des Brechungsindex

Alle drei Modelle sind sich sehr ähnlich. Die relativen Differenzen ist im Bereich von -75° bis 75° kleiner 2 %.

2D- und 3D-Simulation zeigen nur eine leichte Differenz für große Winkel, die Daten der 3D-Simulation scheinen hier leicht größer zu sein. Dies kann damit erklärt werden, dass für große Winkel die Intensität deutlich geringer ist und somit die Strahlen, die in der zusätzlichen Dimension verlaufen, einen größeren Einfluss haben.

Insgesamt sind die Fehler in der 3D-Simulation größer, was darauf zurückgeführt werden kann, dass für beide die selbe Anzahl an Strahlen simuliert wurde, in der 3D-Simulation diese jedoch auf den gesamten Raum anstatt nur auf eine Ebene verteilt werden.

Beide Simulationen verlaufen im Vergleich zur analytischen Lösung gleich. Um 0° herum ist die Differenz nahe 0 %. Ab 50° gibt es einen leichten Anstieg und ab 75° einen starken Abfall. Der Abfall ist mit dem am Ende von Abschnitt 5.2 beschriebenen Tiefpassfilter zu erklären. Während die analytische Lösung auf 0 abfällt, passiert dies bei den Simulationen verspätet. Als Folge dessen und der Normalisierung der Daten muss es eine positive Differenz geben, diese ist als der Anstieg zu erkennen.

Insgesamt kann man sagen, dass es erst für Winkel ab 80° deutliche Unterschiede gibt. Aus den Messungen können für solch große Winkel oft keine Messwerte zum Fitten genommen werden, da die Photodiode bereits teilweise die Totalreflektion beobachtet und somit der Verlauf verfälscht wird. Daher kann aus diesen Ergebnissen geschlossen werden, dass es keinen Unterschied machen sollte, ob analytische Lösung oder Simulation zum Fitten benutzt wird. Da die analytische Lösung deutlich schneller läuft, ist diese zu bevorzugen.

5.5. Peak bei 0°

Bereits relativ frühe Messungen zeigten einen Verlauf der Reemissionsintensität ähnlich dem aus Abb. 5.4. Deutlich ist bei 0° ein Peak zu erkennen, welcher auf dem eigentlichen Reemissionsspektrum sitzt. Dieser wurde dort nicht erwartet, da die Reemission isotrop stattfinden sollte und er in den aus den Modellierungen gewonnenen Daten nicht vorhanden ist.

Der Peak ist bei Messungen mit 360 nm-Filter auf Filterposition 1, mit WLS beschichteten Dia sowie 450 nm-Filter auf Filterposition 2 zu erkennen. Seine Breite ist ähnlich der des einfallenden Strahl.

5. Bestimmung des Brechungsindex

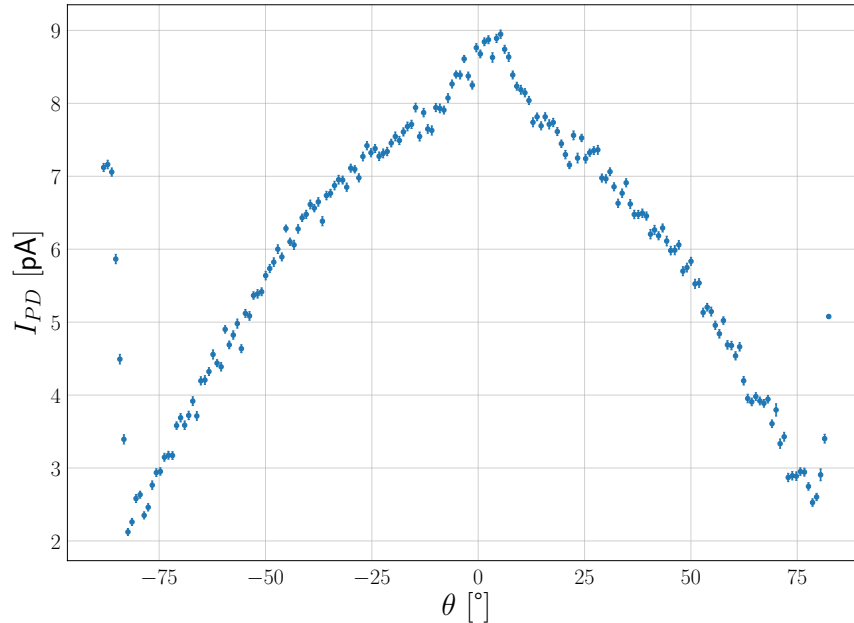


Abbildung 5.4.: Daten aus Messung mit 360 nm-Filter nach Lampe, Dia mit WLS, 450 nm-Filter vor Diode; Peak bei 0° erkennbar

Es wurde vermutet, dass es eine Überlappung zwischen den beiden Filtern gibt und somit ein Teil des Lampenlichts transmittiert wird. Dies würde auch die Position bei 0° erklären. Um diese Hypothese zu testen, wurde die Transmission des 450 nm-Filter (FWHM=40 nm) gemessen.

Hierfür wurde der in Abschnitt 3.7 beschriebene Aufbau benutzt. Es wurde ein Spektrum ohne Filter (N_0) sowie ein Spektrum mit Filter (N_{450}) aufgenommen. Der Filter wurde dabei direkt vor dem Eingang des Spektrometers befestigt. Die Transmission berechnet sich nach Gleichung 5.5.

$$T(\lambda) = \frac{N_0(\lambda)}{N_{450}(\lambda)} \quad (5.5)$$

Für den 360 nm-Filter (FWHM=10 nm) wurden die Herstellerdaten als richtig angenommen, da dieser erst kürzlich gekauft wurde. Miteinander multipliziert ergibt sich die Transmission beider Filter, dargestellt in Abb. 5.5.

5. Bestimmung des Brechungsindex

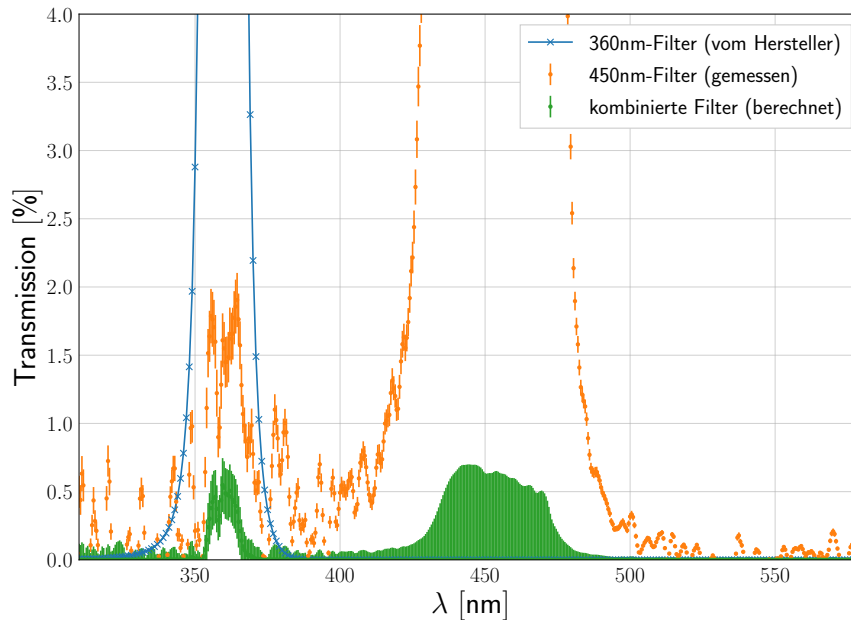


Abbildung 5.5.: Transmission der einzelnen Filter (360 nm, 450 nm) sowie kombinierte Transmission; für gesamtes Spektrum s. Abb. A.3 und A.4

Deutlich zu erkennen ist eine Transmission von 0.5 % bei 360 nm. Man muss jedoch beachten, dass die gemessene Transmission einige Fehlerquellen beinhaltet. So werden beispielsweise Lampenfluktuationen nicht berücksichtigt, da Referenz- und Transmissionsmessung nacheinander durchgeführt werden. Um diesen Fehler zu minimieren, wurde die Lampe bereits 30 min vor Messung angeschaltet. Außerdem nimmt die Intensität der Lampe für kurze Wellenlängen deutlich ab, wodurch die Messung veräuscht wird.

Als weiteren Test dieser Hypothese wurde eine Messungen mit den beiden Filtern, jedoch mit einem unbeschichteten Dia durchgeführt. Ist die Hypothese richtig, so sollte der Peak auch bei dieser Messung auftauchen. Dies ist jedoch nicht der Fall, wie in Abb. 5.6 zu erkennen ist. Tendenziell müsste der Peak in dieser Messung sogar größer sein als in der mit WLS, da der WLS einen Großteil des vom 360 nm-Filters transmittierten Lichts absorbieren sollte. Diese Messung wurde gegen Ende der Bachelorarbeit wiederholt, mit der selben Erkenntnis, dass kein Licht transmittiert wird (s. Abb. A.5) Somit gibt es zwei nicht ganz übereinstimmende Messungen, wobei die erste deutlich fehleranfälliger ist. An dieser Stelle könnte die Transmission beider Filter noch einmal genauer untersucht werden, z. B. mit Monochromator und Photodiode.

Im Folgenden werden weiter Hypothesen untersucht.

5. Bestimmung des Brechungsindex

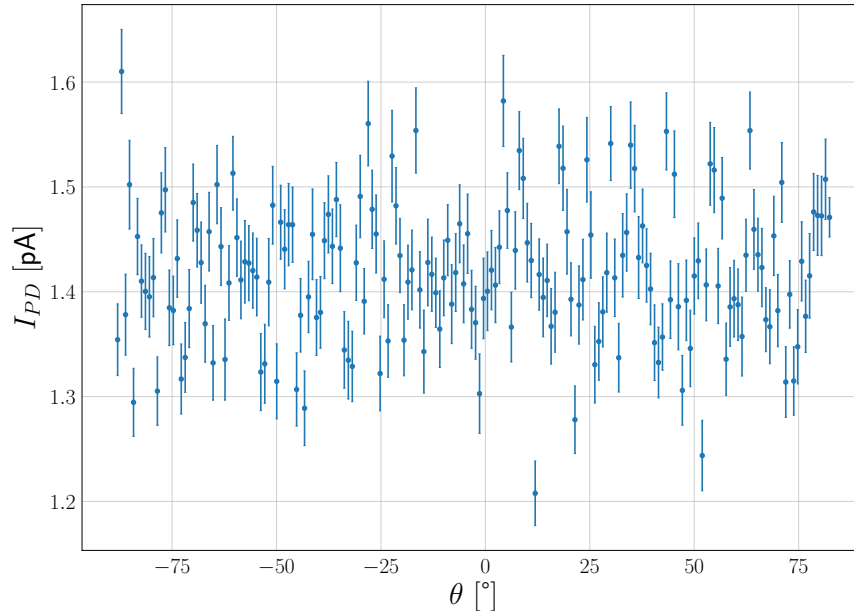


Abbildung 5.6.: Daten aus Messung mit 360 nm-Filter nach Lampe, Dia ohne WLS sowie 450 nm-Filter vor Diode; es ist nur Rauschen und keine Transmission zu erkennen

Ein Zusammenhang mit der Position der Filter und Streulicht konnte durch Messungen mit verschiedenen Filterpositionen sowie Abdecken der einzelnen Komponenten mit schwarzem Filz ausgeschlossen werden.

Als weitere Hypothese wurde aufgestellt, dass es mit dem Wandern des Sichtbereiches der Photodiode im Zusammenhang steht. Dies scheint jedoch nicht begründet, da einerseits gerade bei Winkeln nahe 0° kein Wandern vorhanden ist und andererseits der Sichtbereich der Photodiode mit dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Verfahren für alle Winkelpositionen überprüft wurde.

Eine weitere mögliche Erklärung kann durch eine nicht-isotrope Reemission gegeben werden. Um diese Vermutung weiter zu untersuchen, wurde das Dia in der Drehebene der Photodiode gedreht. Hierdurch kann zwischen Reemission entlang der Strahlrichtung (also Anregungsrichtung) und Reemission entlang der Flächennormale des Dias (z. B. bedingt durch die Molekülstruktur oder Geometrie) unterschieden werden. Wie in Abb. 5.7 zu erkennen, bleibt der Peak bei 0° , während sich das Reemissionsspektrum verschiebt. Der Effekt zeigt sich also in Strahlrichtung. Dies könnte ein Hinweis sein, dass es sich um Raman-Strahlung handelt [24], also inelastische Streuung von Photonen an Molekülen. Hierzu müssten weitere, spezialisierte Messungen durchgeführt werden, was im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich war.

5. Bestimmung des Brechungsindex

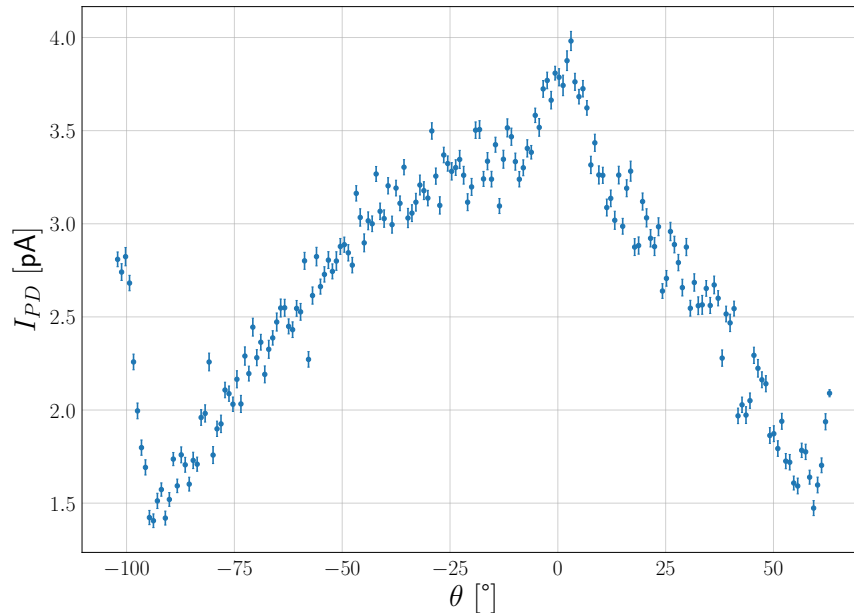


Abbildung 5.7.: Daten aus Messung mit 360 nm-Filter nach Lampe, Dia mit WLS und schräg gestellt, 450 nm-Filter vor Diode

5.6. Messdatennahme

Um experimentelle Daten zum Fitten der Simulation zu bekommen, wurden verschiedene Variationen des grundlegenden Aufbaus ausprobiert.

Ziel ist es eine hohe Intensität zu erreichen, damit wir genaue Messpunkte erhalten, und gleichzeitig nur die Reemission zu messen, da wir nur an deren Verlauf interessiert sind.

Benutzt man den 360 nm-Filter auf Filterposition 1 sowie den 450 nm-Filter auf Filterposition 2, so misst man zwar theoretisch nur die Reemission, jedoch befindet sich bei 0° weiterhin ein Peak, welcher den Verlauf stört (s. Abschnitt 5.5). Durch verwenden beider Filter sinkt zudem die Intensität deutlich, wodurch die Messwerte verrauscht werden.

Bei allen anderen Kombinationen erhält man auch einen Peak bei 0° . Daher scheint es sinnvoll, wenigstens eine hohe Intensität zu erzielen. Dies wird durch Weglassen beider Filter erreicht.

Der Filter auf Filterposition 1 kann weggelassen werden, da monochromatisches Licht für diese Messung nicht entscheidend ist. Einerseits sollte der Brechungsindex in dem von der Lampe ausgestrahlten Wellenlängenbereich relativ konstant sein, andererseits wird der Großteil der Intensität sowieso in einem sehr schmalen Wellenlängenbereich um 365 nm abgestrahlt.

Damit der Peak bei 0° möglichst wenig vom Verlauf verdeckt, wurde das Dia schräg gestellt (in der Drehebene der Photodiode). Dadurch verschiebt sich die Reemissi-

5. Bestimmung des Brechungsindex

on, jedoch nicht der Peak, wodurch erreicht wird, dass eine Seite des Verlaufs vom Peak unbeeinflusst bleibt. Aufgrund des Aufbaus war eine Drehung um maximal 45° möglich. Ausgewählte Messungen sind in Abb. 5.8 gezeigt

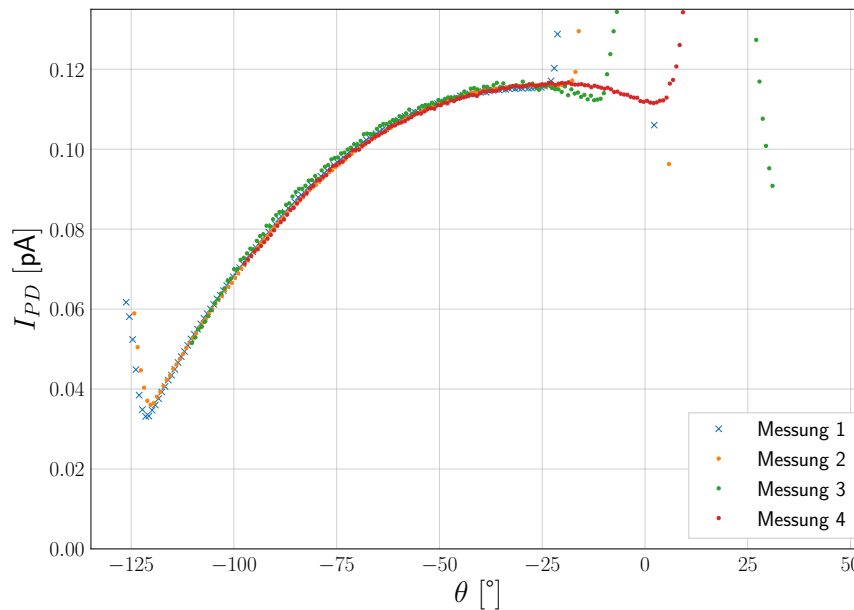


Abbildung 5.8.: Messungen mit schräg gestelltem Dia; per Augenmaß übereinandergelegt

5.7. Ergebnisse

Es wurden verschiedenste Ansätze ausprobiert, jedoch führte keiner zu einem konvergierenden Fit.

Beispielsweise wurden die Daten aus Abb. 5.8 einzeln gefittet. Es wurde auch versucht, die Daten zu einem Datensatz zusammenzufassen, wodurch ein größerer Fitbereich entsteht. Auch Messungen mit gerade gestelltem Dia führten zu keinem Ergebnis, da hier der Peak in Strahlrichtung gerade den wichtigen Bereich in der Mitte des Verlaufs verdeckt (s. Abbildungen 5.10, A.7, A.8, A.9).

Betrachtet man die theoretisch erwarteten Unterschiede zwischen verschiedenen Brechungsindizes, so fällt auf, dass diese für die benötigte Genauigkeit relativ gering sind (s. Abb. 5.9). Außerdem ist der Verlauf über den gesamten Winkelbereich wichtig. Aussagekräftige Messwerte konnten jedoch aufgrund der Totalreflektion sowie des Peaks in Strahlrichtung nur in kleinen Bereichen gemessen werden.

Die Totalreflektion könnte beispielsweise durch schwärzen des Dias an den Rändern minimiert werden. Viel störender ist jedoch der Peak. Da dessen Ursprung unklar ist, kann hierzu keine genaue Aussage getroffen werden. Die Annahme, dass das Reemissionszentrum als punktförmig angenommen werden kann, könnte eine weitere Feh-

5. Bestimmung des Brechungsindex

lerquelle sein. Durch Anändern der Simulation kann dies relativ einfach überprüft werden.

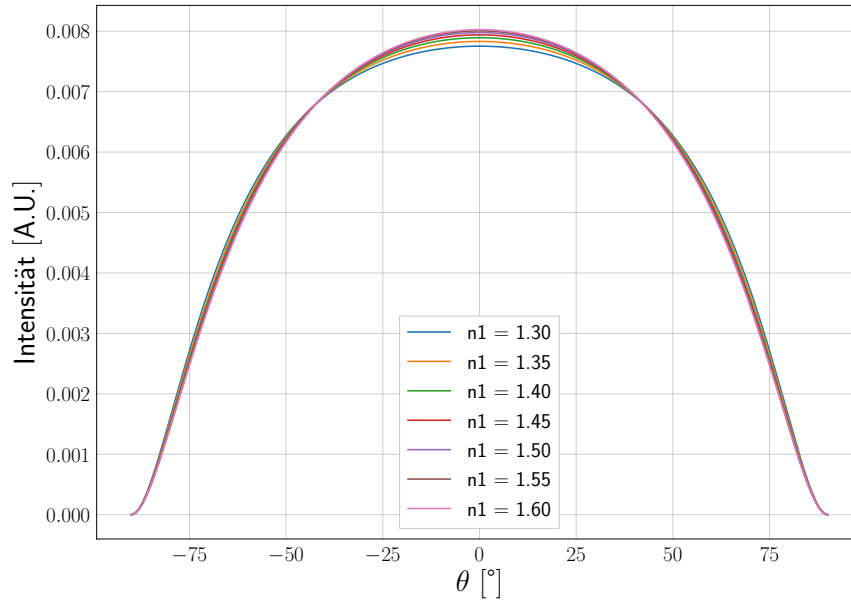


Abbildung 5.9.: Theoretische Kurvenverläufe für verschiedene Brechungsindizes des WLS

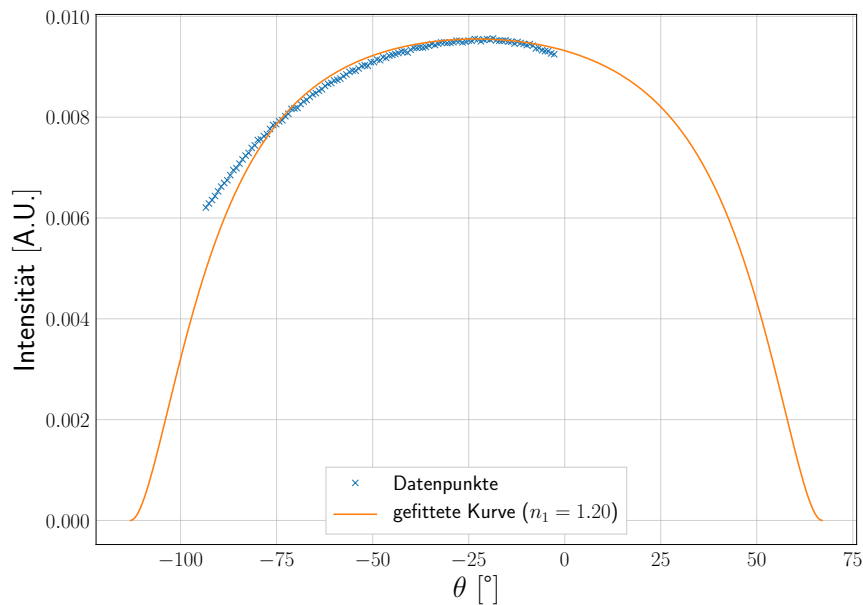


Abbildung 5.10.: Fit an Daten; n_1 nimmt den Wert der unteren Grenze des Fitparameters an

6. Effizienzmessung

Der Aufbau kann dazu verwendet werden, die Effizienz des WLS genauer zu untersuchen. Bisher wurden Effizienzmessungen hauptsächlich mit WOM-ähnlichen Aufbauten durchgeführt. Hierbei wird jedoch nicht nur die Effizienz des WLS alleine gemessen, sondern in Kombination mit der Effizienz der WOM-Geometrie, des adiabatischen Lichtleiters etc.

Die Effizienz des WLS setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$\varepsilon_{WLS}(\lambda) = \varepsilon_{abs}(\lambda) \cdot \varepsilon_{QY} \quad (6.1)$$

$\varepsilon_{abs}(\lambda)$ entspricht der Absorption bei einer bestimmten Wellenlänge. Sie wird mit Hilfe des Monochromators und Spektrometers speziell für diesen Aufbau gemessen, da sie je nach Schichtdicke und Qualität variieren kann. ε_{QY} entspricht der Quanteneffizienz (fluorescence quantum yield, s. Kapitel 2.5), welche im Gegensatz zur Absorption für alle Beschichtungen mit der selben Farbe gleich ist. Sie besitzt nur eine schwache Abhängigkeit von der anregenden Wellenlänge [15], daher wird sie im Folgenden als konstant angenommen.

Es wurden drei Messungen mit jeweils unterschiedlichen Kombinationen von Filtern ausgewählt, mit dem Ziel die Quanteneffizienz des WLS bestimmen zu können.

- Messung 1: 360 nm-Filter auf Filterposition 1, Quarz-Dia ohne WLS, kein Filter auf Filterposition 2; diese Messung wird benötigt, um unbekannte Faktoren wie Blende, durch den Detektor abgedeckter Raumwinkel und Intensität der Lampe bestimmen zu können.
- Messung 2: 360 nm-Filter auf Filterposition 1, Quarz-Dia einseitig mit WLS beschichtet, kein Filter auf Filterposition 2; dies ist die Hauptmessung aus welcher ε_{QY} bestimmt wird
- Messung 3: 360 nm-Filter auf Filterposition 1, Quarz-Dia einseitig mit WLS beschichtet, 450 nm-Filter auf Filterposition 2; diese Messung dient als Gegenkontrolle

Da wir mit Licht mit einer Wellenlänge von 360 nm einstrahlen, sollten wir nur Moleküle von Bis-MSB anregen (Absorptionsmaximum bei 350 nm) und nicht von PT (Absorptionsmaximum bei 275 nm). Somit berechnen wir auch nur die Quanteneffizienz von Bis-MSB.

6.1. Absorptionsmessung des WLS

An anderer Stelle wurden bereits Effizienzmessungen am WOM-Rohr durchgeführt, welche eine konstante Effizienz im Bereich von 300 nm bis 380 nm ergaben und somit auf eine konstante Absorption in diesem Bereich schließen lassen. Die Absorption hängt jedoch stark von der Schichtdicke ab, welche in diesem Aufbau schwer zu bestimmen ist. Zudem ist die Geometrie des WOMs anders, beispielsweise durchläuft der Lichtstrahl beim Durchgang durch das WOM-Rohr zweimal die WLS-Schicht, bei diesem Aufbau jedoch nur einmal.

Aus diesen Gründen kann nur schwer von anderen Messungen auf die Absorption dieses Experiments geschlossen werden und es wurde eine eigene Messung durchgeführt. Der Aufbau ähnelt dem in Kapitel 3.7 beschriebenen, wobei das Dia in einem Abstand von 2 cm vom Eingang des Spektrometers (Durchmesser von 5 mm) entfernt zwischen Monochromator und Spektrometer platziert wurde.

Als Referenzmessung wurde ein unbeschichtetes Dia benutzt. Dies wurde getan, da nicht die gesamte Absorption von Quarz-Dia und WLS von Interesse ist, sondern nur die des WLS.

Nun wurde das Dia durch ein mit WLS beschichtetes Dia ersetzt und erneut ein Spektrum aufgenommen. Hierbei ist zu beachten, dass das re-emittierte Licht vom Spektrometer gemessen wird. Wie in Kapitel 2.8 berechnet, verlassen nur ungefähr 25.5 % des re-emittierten Lichts das Dia. In erster Näherung werden diese gleichmäßig in den gesamten Raumwinkel (4π) abgestrahlt. Das Spektrometer deckt einen Raumwinkel von 0.0625π ab. Somit erreichen nur 0.4 % des re-emittierten Lichts das Spektrometer. Diese Menge liegt deutlich im Bereich der Fehler und kann somit vernachlässigt werden.

Die Absorption berechnet sich nach Gleichung 6.2 und 6.3.

$$\varepsilon_{abs}(\lambda) = 1 - \frac{N_{Dia+WLS}(\lambda)}{N_{Dia}(\lambda)} \quad (6.2)$$

$$\Delta\varepsilon_{abs}(\lambda) = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{Dia+WLS}(\lambda)}{N_{Dia}(\lambda)}\right)^2 + \left(\frac{N_{Dia+WLS}(\lambda)}{N_{Dia}(\lambda)^2} \cdot \Delta N_{Dia}(\lambda)\right)^2} \quad (6.3)$$

In Abb. 6.1 sind zwei Messungen dargestellt, für beide wurde das selbe Dia benutzt.

6. Effizienzmessung

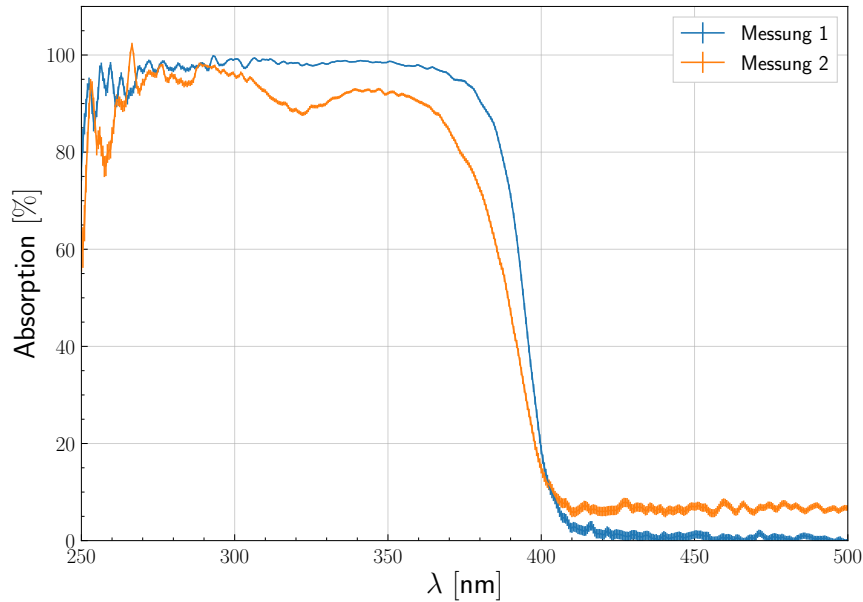


Abbildung 6.1.: Absorptionsmessungen des WLS; zwei Kurven wurden gemessen

Messung 1 zeigt eine annähernd vollständige Absorption ($\approx 98\%$) bis 360 nm, dann einen schnellen Abfall und ab ungefähr 410 nm Absorptionen nahe 0%. Dieser Verlauf wurde für Schichtdicken von mehreren Absorptionslängen erwartet.

Messung 2 zeigt im Bereich bis 360 nm eine geringere Absorption. Dadurch wird ein Absorptionsmaxima bei 350 nm sichtbar. Dieses lässt sich auf das im WLS enthaltene Bis-MSB zurückführen (s. 2.5). Ein weiteres Absorptionsmaximum sollte sich durch PT bei 275 nm befinden. Dieses lässt sich aufgrund des Verlaufs des Plots erahnen, jedoch ist in diesem Bereich die Intensität des Monochromators zu gering um aussagekräftige Messwerte zu bekommen. Der Abfall findet ähnlich wie bei Messung 1 ab 360 nm statt, wobei sich letztendlich eine Absorption von $\approx 7\%$ einstellt. Für nicht vollständig absorbierende Schichten wurde dieser Verlauf erwartet, wobei am Ende ein Abfall auf 0% zu erwarten wäre.

Die beiden Messungen wurden zu unterschiedlichen Zeitpunkten aufgenommen, wobei zwischendurch neu positioniert wurde. Messung 1 konnte im Gegensatz zu Messung 2 reproduziert werden. Außerdem wurde in Messung 1 im Gegensatz zu Messung 2 eine höhere Integrationszeit von 300 ms in der Software des Spektrometers gewählt, um statistische Fluktuationen abzuschwächen. Aus diesen Gründen wurde für alle folgenden Rechnungen Messung 1 benutzt.

6.2. Theoretische Beschreibung

6.2.1. Messung 1: 360nm Filter, Dia ohne WLS, kein Filter

Für den Aufbau ergibt sich folgende Formel:

$$I_{PD}(\theta) = \int R_{lamp} \cdot S_{lamp}(\lambda) \cdot \varepsilon_{Blende} \cdot \varepsilon_{360}(\lambda) \cdot E_{\gamma}(\lambda) \cdot R_{PD}(\lambda) \cdot d\lambda \cdot \varepsilon_{Geo}(\theta) \cdot \Delta\Omega \quad (6.4)$$

- $I_{PD}(\theta)$: die mit der Photodiode gemessene Stromstärke unter dem Winkel θ
- R_{lamp} : die insgesamt von der Lampe abgestrahlte Rate an Photonen (alle Wellenlängen)
- $S_{lamp}(\lambda)$: das von der Lampe abgestrahlte Spektrum (normiert); multipliziert mit R_{lamp} ergibt es die Rate an Photonen pro Wellenlänge; mit Spektrometer aufgenommen (s. Kapitel 3.1)
- ε_{Blende} : berücksichtigt den durch die Blende (zwischen Lampe und Dia) weggenommenen Anteil des Lichts
- $\varepsilon_{360}(\lambda)$: die Transmission des 360nm-Filters (s. Abb. A.4)
- $E_{\gamma}(\lambda) = h \cdot c/\lambda$: die Photonenergie; wird benötigt, um von der Photonrate auf Leistung zu kommen
- $R_{PD}(\lambda)$: Response-Funktion der Photodiode, Einheiten $\frac{A}{W}$; vom Hersteller (s. Kapitel 3.3)
- $\varepsilon_{Geo}(\theta)$: geometrischer Korrekturfaktor, gibt an welcher Anteil der Intensität unter welchem Raumwinkel zu finden ist; auch bei dieser Messung vorhanden, da der Strahl ausgedehnt ist
- $\Delta\Omega$: der von der Photodiode abgedeckte Raumwinkel

Der Übersicht halber fassen wir mehrere Größen zusammen:

$$R_{lamp,ef} := R_{lamp} \cdot \varepsilon_{Blende} \quad (\text{die effektive Photonrate der Lampe}) \quad (6.5)$$

$$R_{\gamma,PD}(\lambda) := E_{\gamma}(\lambda) \cdot R_{PD}(\lambda) \quad (\text{die Photoneffizienz der Photodiode}) \quad (6.6)$$

Da wir $\varepsilon_{Geo}(\theta)$ nicht genau kennen und unsere gesamte Messung verwenden wollen und nicht nur eine Position, integrieren wir über unsere Messung.

Verständlicher wäre es, $I_{PD}(\theta)/\Delta\Omega$ zu integrieren. $\Delta\Omega$ kennen wir jedoch nicht genau, da die Ausdehnung des beleuchteten Punktes auf dem Dia starke Auswirkungen haben könnte. Daher lassen wir es als Faktor stehen.

$$\begin{aligned} I_{total,\Delta\Omega} &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_{PD}(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \\ &= \int R_{lamp,ef} \cdot S_{lamp}(\lambda) \cdot \varepsilon_{360}(\lambda) \cdot R_{\gamma,PD}(\lambda) \cdot d\lambda \cdot \Delta\Omega \\ &\quad \cdot \int_0^{2\pi} \varepsilon_{Geo}(\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot d\theta \cdot d\varphi \end{aligned} \quad (6.7)$$

6. Effizienzmessung

Das Integral über $\varepsilon_{Geo}(\theta)$ kennen wir, es ist der Anteil des Lichts, der das Dia verlässt (also nicht total-reflektiert wird). Bei dieser Messung sind dies 100 %, da es keine Reemission und somit keine nennenswerte Brechung/Totalreflektion gibt. Wir definieren ihn als ε_{Ω} .

$$I_{total,\Delta\Omega} = \int R_{lamp,ef} \cdot S_{lamp}(\lambda) \cdot \varepsilon_{360}(\lambda) \cdot R_{\gamma,PD}(\lambda) \cdot d\lambda \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{\Omega} \quad (6.8)$$

Nun kann man nach den unbekanntenen Größen umgestellt werden:

$$R_{lamp,ef} \cdot \Delta\Omega = \frac{I_{total,\Delta\Omega}}{\int S_{lamp}(\lambda) \cdot \varepsilon_{360}(\lambda) \cdot R_{\gamma,PD}(\lambda) \cdot d\lambda \cdot \varepsilon_{\Omega}} \quad (6.9)$$

Diese Größe werden wir in der nächsten Rechnungen benötigen.

6.2.2. Messung 2: 360nm Filter, Dia mit WLS, kein Filter

Es ergibt sich folgende Formel:

$$\begin{aligned} I_{PD}(\theta) = & \int R_{lamp,ef} \cdot S_{lamp}(\lambda) \cdot \varepsilon_{360}(\lambda) \cdot [1 - \varepsilon_{abs}(\lambda)] \cdot R_{\gamma,PD}(\lambda) \cdot d\lambda \cdot \varepsilon_{Geo,1}(\theta) \cdot \Delta\Omega \\ & + \int R_{lamp,ef} \cdot S_{lamp}(\lambda) \cdot \varepsilon_{360}(\lambda) \cdot \varepsilon_{abs}(\lambda) \cdot d\lambda \\ & \cdot \varepsilon_{QY} \cdot \int S_{WLS}(\lambda) \cdot R_{\gamma,PD}(\lambda) \cdot d\lambda \cdot \varepsilon_{Geo,2}(\theta) \cdot \Delta\Omega \end{aligned} \quad (6.10)$$

$S_{WLS}(\lambda)$ entspricht dem Reemissionsspektrum des WLS (s. Abb. 2.4).

Wieder beseitigen wir die Winkelabhängigkeit durch Integration. Nun muss jedoch zwischen $\varepsilon_{\Omega,1} = 1$ des transmittierten Strahl und $\varepsilon_{\Omega,2}$ des re-emittierten Strahls unterscheiden werden, da ein Teil des re-emittierten Strahls Totalreflektion untergeht und somit nicht detektiert wird. Der Anteil ist abhängig von n_1 ($n_2 = 1$ Luft), daher schreiben wir $\varepsilon_{\Omega,2}(n_1)$. Er kann mit den in Kapitel 2.8 gegebenen Gleichungen berechnet werden. Durch umstellen erreicht man folgende Form, mit der sich ε_{QY} bestimmen lässt:

$$\varepsilon_{QY} = \frac{I_{total,\Delta\Omega} - R_{lamp,ef} \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{\Omega,1} \cdot \int S_{lamp}(\lambda) \cdot \varepsilon_{360}(\lambda) \cdot [1 - \varepsilon_{abs}(\lambda)] \cdot R_{\gamma,PD}(\lambda) \cdot d\lambda}{R_{lamp,ef} \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{\Omega,2}(n_1) \cdot \int S_{lamp}(\lambda) \cdot \varepsilon_{360}(\lambda) \cdot \varepsilon_{abs}(\lambda) \cdot d\lambda \cdot \int S_{WLS}(\lambda) \cdot R_{\gamma,PD}(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (6.11)$$

Hierbei wird der Wert für $(R_{lamp,ef} \cdot \Delta\Omega)$ aus Messung 1 genommen.

6.2.3. Messung 3: 360nm Filter, Dia mit WLS, 450nm Filter

Für den Aufbau ergibt sich fast die gleiche Formel wie in Messung 2, mit dem kleinen Unterschied, dass zweimal die Transmission des 450 nm-Filters eingefügt werden muss.

6. Effizienzmessung

Nach Integration über den θ -Winkel ergibt sich folgende Gleichung:

$$\begin{aligned}
 I_{total,\Delta\Omega} = & R_{lamp,ef} \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{\Omega,1} \cdot \int S_{lamp}(\lambda) \cdot \varepsilon_{360}(\lambda) \cdot [1 - \varepsilon_{abs}(\lambda)] \cdot \varepsilon_{450}(\lambda) \cdot R_{\gamma,PD}(\lambda) \cdot d\lambda \\
 & + R_{lamp,ef} \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{\Omega,2}(n_1) \cdot \int S_{lamp}(\lambda) \cdot \varepsilon_{360}(\lambda) \cdot \varepsilon_{abs}(\lambda) \cdot d\lambda \\
 & \cdot \varepsilon_{QY} \cdot \int S_{WLS}(\lambda) \cdot \varepsilon_{450}(\lambda) \cdot R_{\gamma,PD}(\lambda) \cdot d\lambda.
 \end{aligned} \tag{6.12}$$

Die Transmission des 450 nm-Filter kann in Abb. A.3 gefunden werden.

Benutzt man für beide Filter die Herstellerdaten, fällt der erste Term weg, da es keine Überlappung beider Filter gibt. Mit der gemessenen Transmission des 450 nm-Filter hingegen sollte der Term einen Beitrag haben.

Diese Gleichung kann als Gegenkontrolle benutzt werden.

6.3. Berechnung und Ergebnisse

Bei allen Rechnungen muss $I_{PD}(\theta)$ über θ integriert werden. Da das Integral jedoch nur von 0° bis 90° läuft, wurde der Durchschnitt von beiden Seiten genommen und auf das Intervall projiziert.

Ist bei der Integration die Zentrum der Messung nicht bei 0° entsteht ein Fehler in $I_{total,\Delta\Omega}$.

Um das Ergebnis für $I_{total,\Delta\Omega}$ besser einschätzen zu können, wird ein grober Raumwinkel des Detektors geschätzt. Mit einem Abstand von 7 cm und einem Durchmesser von 5 mm ergibt sich ein Raumwinkel von 0.00128π . Somit können wir eine grobe Stromstärke berechnen.

Für $\varepsilon_{\Omega,2}(n_1)$ wurden immer zwei Werte eingesetzt, ein minimal und ein maximal Wert (s. Kapitel 2.8).

6.3.1. Messung 1: Bestimmung unbekannter Größen

Ein Plot der Messung kann in Abb. A.6 gefunden werden.

Für $I_{total,\Delta\Omega}$ ergibt sich ein Wert von 0.7582 nA sr . Dieser Wert sollte relativ genau sein, da die Messung einer Normalverteilung folgt und somit gut zu zentrieren ist. Mit dem geschätzten Detektorraumwinkel ergibt dies eine Stromstärke von 189.2 nA , welche plausibel erscheint.

Das Integral in Gleichung 6.9 kann sehr genau bestimmt werden, da bis auf das Spektrum der Lampe nur Herstellerdaten benutzt wurden.

ε_{Ω} wurde mit 1 abgeschätzt und sollte damit nah am wahren Wert liegen.

Für $(R_{lamp,ef} \cdot \Delta\Omega)$ ergibt sich ein Wert von $1.019 \times 10^{11} \text{ sr}$. Teilt man diesen Wert durch den geschätzten Raumwinkel und die geschätzte Photonrate der Lampe ($R_{lamp} \approx 0.4 \text{ Watt}/E_{\gamma}(365 \text{ nm})$, Leistung von Netzgerät), so erhält man einen Wert für ε_{Blende} von 0.0035% . Dieser scheint relativ klein, auch wenn man beachtet, dass er

6. Effizienzmessung

noch weitere Verluste enthält, wie z. B. durch die Reflexionen in der Taschenlampe sowie Linsenverluste.

6.3.2. Messung 2: Quanteneffizienz

Messung 2 wurde in Abb. A.10 geplottet. Im Vergleich zu Messung 1 ist der mittlere transmittierte Peak von 16.71 nA auf 0.82 nA gefallen. Dies entspricht einer 95 %igen Absorption, welche mit unserer Absorptionsmessung verträglich ist (s. Kapitel 6.1). Der Peak ist wieder normalverteilt, wodurch die Zentrierung relativ genau ist.

In Abb. 6.2 wurde das Reemissionsspektrum vergrößert. In Orange ist der Durchschnitt über beide Seiten dargestellt, welcher zur Integration benutzt wird. Da ab ungefähr 81° die Totalreflektion von der Photodiode beobachtet wird, kann über die Winkel nahe 90° nicht integriert werden. Hier sollte das Reemissionsspektrum jedoch schnell auf 0 nA abfallen, es entsteht also nur ein kleiner Fehler, weshalb keine Extrapolation der Kurve gemacht wurde.

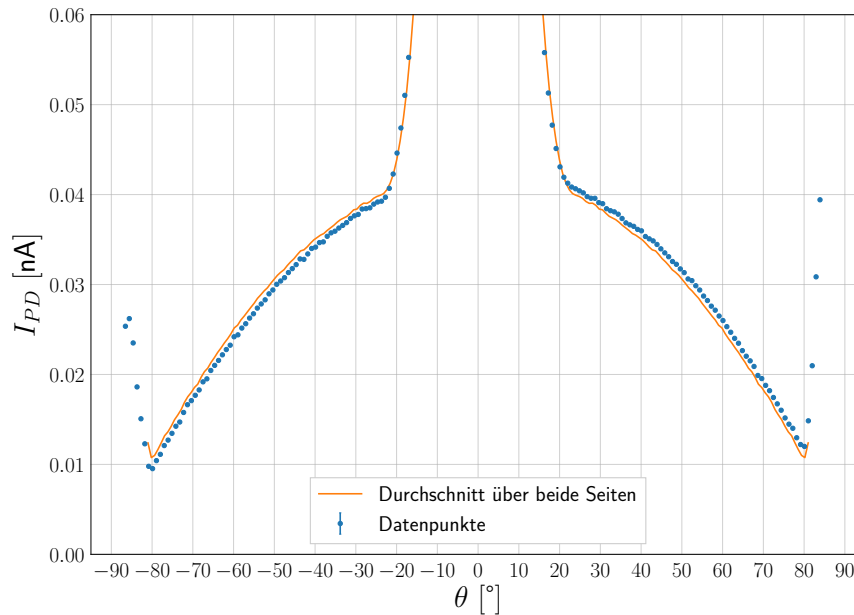


Abbildung 6.2.: Messung 2; deutlich sichtbar der transmittierte Strahl um 0° herum sowie das Reemissionsspektrum mit Totalreflexion

Für $I_{total,\Delta\Omega}$ ergibt sich ein Wert von 0.1844 nA sr und somit eine Stromstärke von 46.02 nA. Die Werte liegen in der richtigen Größenordnung.

In Gleichung 6.11 sind alle Faktoren bis auf $\varepsilon_{\Omega,2}(n_1)$ relativ genau bestimmt. $\varepsilon_{\Omega,2}(n_1)$ kann aufgrund der Unsicherheit im genauen Wert des Brechungsindex nur ungenau bestimmt werden. Außerdem sind die genauen Auswirkung der Mehrfachreflexion, wie in Kapitel 2.8, unbekannt. Insgesamt ergibt sich hierdurch der größte Fehler der Rechnung.

6. Effizienzmessung

n_1	$\varepsilon_{\Omega,2,min}$	$\varepsilon_{\Omega,2,max}$	$\varepsilon_{QY,min}$	$\varepsilon_{QY,max}$
1.45	25.0 %	27.6 %	63.0 %	69.4 %
1.50	23.0 %	25.5 %	68.3 %	75.7 %
1.65	18.0 %	20.5 %	85.0 %	96.4 %

Tabelle 6.1.: Ergebnisse der Bestimmung von ε_{QY} mit Messung 2

In [15] wurde die Quanteneffizienz von Bis-MSB bei einer Anregung mit 350 nm Licht auf $(92.6 \pm 5.3) \%$ bestimmt. Nehmen wir den Minimalwert von 87.3 % an, ergibt sich ein Brechungsindex von 1.63 ± 0.04 .

6.3.3. Messung 3: Gegenkontrolle

Die Messung ist in Abb. 6.3 dargestellt. Da der Peak in der Mitte entlang des Strahles auftritt, kann dieser zur Zentrierung benutzt werden. Wieder kann aufgrund der Totalreflektion nicht über den gesamten Bereich integriert werden, wodurch ein kleiner Fehler entsteht.

Für $I_{total,\Delta\Omega}$ ergibt sich ein Wert von 0.0298 nA sr und eine Stromstärke von 7.434 nA.

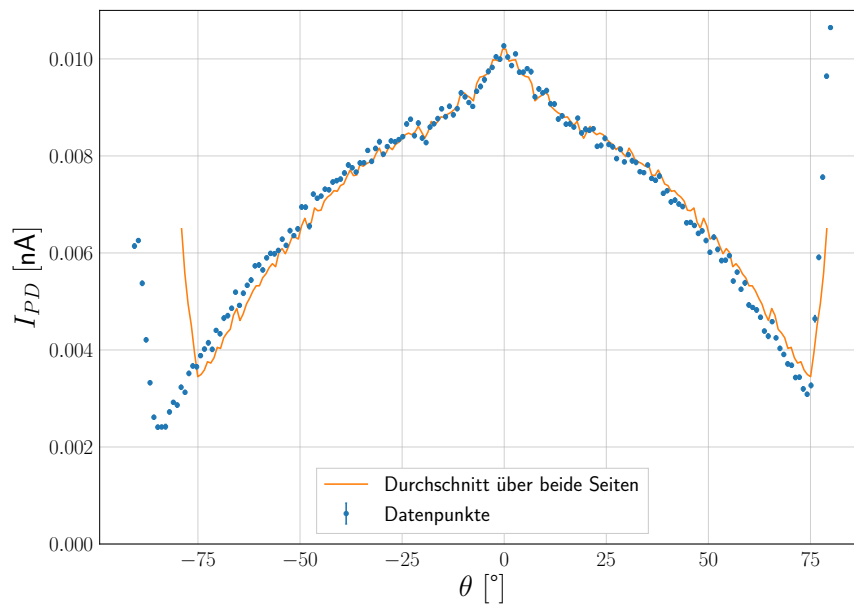


Abbildung 6.3.: Messung 3; sichtbar sind Peak in der Mitte sowie Reemissionspektrum und Totalreflektion

In Gleichung 6.12 sind wiederum die selben Faktoren wie in Messung 2 vorhanden, bis auf das Absorptionsspektrum des 450 nm-Filters. Entsprechend gilt die selbige Fehlerbegründung.

6. Effizienzmessung

Stellen wir Gleichung 6.12 nach ε_{QY} um, können wir erneut die Quanteneffizienz berechnen. Da sich bei dieser Messung die Transmission des 450 nm-Filter auswirkt, wurden Berechnungen für beide Datensätze durchgeführt.

Transmissionsdaten 450 nm-Filter	n_1	$\varepsilon_{QY,min}$	$\varepsilon_{QY,max}$
Hersteller	1.45	38.7 %	42.5 %
Eigene Messung	1.45	44.4 %	48.8 %
Hersteller	1.50	41.9 %	46.4 %
Eigene Messung	1.50	48.0 %	53.3 %
Hersteller	1.65	52.1 %	59.1 %
Eigene Messung	1.65	59.8 %	67.8 %

Tabelle 6.2.: Ergebnisse der Bestimmung von ε_{QY} mit Messung 3

6.4. Fazit

Insgesamt liegen die Ergebnisse zwar in der richtigen Größenordnung, sind miteinander jedoch nicht vereinbar. Auch von den erwarteten Ergebnissen weichen sie teilweise deutlich ab, die Quanteneffizienz ist zu klein. Messung 2 scheint hierbei noch eher im richtigen Bereich zu liegen als Messung 3, obwohl auch hier der Brechungsindex als zu groß bzw. die Quanteneffizienz als zu klein berechnet wird. Da in dieser Messung die Transmission des 450 nm-Filter nicht benötigt wird, sollte sich der Peak bei 0° nicht auf die Berechnung auswirken, sofern er durch Transmission entsteht. Entsteht er durch nicht isotrop Reemission, so wurde $\varepsilon_{\Omega,2}$ als zu klein geschätzt und somit die Quanteneffizienz als zu groß, was wiederum das Ergebnis in die falsche Richtung verschiebt. Die größte Fehlerquelle ist bei dieser Messung vermutlich die Absorption des WLS. Ein kleiner Fehler wirkt sich stark auf das Ergebnis aus, da die einfallende Intensität deutlich größer als die re-emittierte ist und somit der transmittierte Anteil genau bekannt sein muss.

Messung 2 besitzt ähnliche Fehlerquellen sowie zusätzlich die Transmission des 450 nm-Filters.

Um diese Messungen zu verbessern, bietet es sich an die Transmission der Filter genauer zu bestimmen. Hierbei sollte eine Messung ähnlich der in [8] durchgeführt werden, welche beispielsweise Lampenfluktuationen ausgleicht. Zudem muss $\varepsilon_{\Omega,2}$, also der Anteil des nicht total-reflektierten Lichts genauer eingegrenzt werden und damit verbunden der Ursprung des Peaks.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Im Verlauf dieser Bachelorarbeit wurde ein Aufbau entwickelt, mit dem ein einseitig mit wellenlängenschiebender Farbe beschichtetes Dia mithilfe einer UV-Lampe angeregt werden kann und die Winkelverteilung des wellenlängenverschobenen re-emittierten sowie des transmittierten Lichts gemessen werden kann.

Es wurde eine 3D-Simulation der isotropen Reemission innerhalb der wellenlängenschiebenden Schicht sowie des Übergang zur Luft geschrieben, aus welcher die gemessenen Daten nachsimuliert wurden. Außerdem wurde eine analytische Lösung des auf zwei Dimensionen reduzierten Problems gefunden und mit der Simulation verglichen. Hierbei stellte sich heraus, dass es nur für Winkel ab 80° eine Divergenz aufgrund der Implementation der Simulation gibt. Da für solch große Winkel die mit der Photodiode gemessene Intensität durch die Totalreflektion gestört wird, ist es ausreichend, die zweidimensionale analytische Lösung zu betrachten.

Das Model wurde versucht an die Winkelverteilung des re-emittierten Lichts zu fitten um den Brechungsindex des WLS genau bestimmen zu können. Dies gelang nicht, da der gemessene Verlauf aufgrund eines Peaks in Strahlrichtung deutlich vom theoretisch abwich.

Die Effizienz des WLS wurde aus zwei Messungen bestimmt, wobei eine dritte als Gegenkontrolle diente. Eine große Ungenauigkeit entstand hierbei aufgrund des nicht genau bekannten Brechungsindex des WLS. Die Ergebnisse sind zwar in der richtigen Größenordnung, lassen sich aber nicht mit der Gegenkontrolle vereinbaren. In [15] wurde die Quanteneffizienz von Bis-MSB bei einer Anregung mit 350 nm Licht auf $(92.6 \pm 5.3)\%$ bestimmt. Nimmt man den Minimalwert von 87.3% als wahr an, so ergibt sich für den Brechungsindex ein Wert von 1.63 ± 0.04 . Dies liegt gerade an der geschätzten oberen Grenze des Brechungsindex. Auch hier könnte der Peak in Strahlrichtung das Ergebnis verfälscht haben.

Die Ursache des Peaks wurde in Abschnitt 5.5 genauer untersucht. Es wurde vermutet, dass die verwendeten Filter einen Defekt haben und somit Licht transmittiert wird. Hierzu wurden verschiedene Messungen durchgeführt, die jedoch widersprüchliche Ergebnisse lieferten. Letztendlich scheinen die Messungen, die einer Transmission widersprechen, jedoch deutlich aussagekräftiger.

Weiterhin wurde vermutet, dass es sich um Raman-Streuung handeln könnte, also inelastische Streuung von Photonen an Molekülen [24]. Im Rahmen der Arbeit konnte diese Vermutung jedoch nicht weiter überprüft werden und entsprechende Messungen müssen noch durchgeführt werden. Weitere Forschung in diese Richtung scheint sehr sinnvoll, da dieser Effekt auch Auswirkungen auf beispielsweise die Effizienz des WOMs haben kann. Außerdem könnten die in dieser Arbeit beschriebenen Verfahren vermutlich relativ einfach für die neue Situation angepasst werden.

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Schematische Darstellung des IceCube Detektors [6]	3
2.2.	Schematischer Aufbau des WOMs [11]	5
2.3.	Schema des Absorptions- und Emissionsspektrums; in Grün die Überlagerung, welche zu Ineffizienz führt [8]	6
2.4.	Emissionsspektrum von P64, angeregt bei 360 nm, nur jeder zweite Fehlerbalken der Übersicht halber gezeigt [17]	7
2.5.	Transmission und Reflexion für den Übergang von $n_1 = 1.5$ nach $n_2 = 1.0$	9
2.6.	WLS (blau) mit Reemissionszentrum[8]	10
3.1.	Bild des Aufbaus mit Beschriftung der Komponenten	11
3.2.	Gemessenes Spektrum der UV-Taschenlampe ohne Filter; Schwanz im optischen deutlich zu sehen 3.7	13
3.3.	Response-Funktion der Photodiode; Daten aus [18] genommen	14
4.1.	Fit der Stufenfunktionen in Daten zur Zeitsynchronisation (links: Motordaten, rechts: Signal der Photodiode)	17
5.1.	Schema des WLS mit Reemissionszentrum und Brechung am Übergang zu Luft (links); erwartete Intensitätsverteilung (rechts)	19
5.2.	Ausgangsstrahlen (links); Strahlen nach Brechung mit sichtbarer Totalreflektion (rechts); Strahlen die in negative z-Richtung laufen sind nicht von Interesse, da sie nicht den Detektor treffen	21
5.3.	Modellierungen mit einem Brechungsindex von 1.55 und $2 \cdot 10^7$ Strahlen	22
5.4.	Daten aus Messung mit 360 nm-Filter nach Lampe, Dia mit WLS, 450 nm-Filter vor Diode; Peak bei 0° erkennbar	24
5.5.	Transmission der einzelnen Filter (360 nm, 450 nm) sowie kombinierte Transmission; für gesamtes Spektrum s. Abb. A.3 und A.4	25
5.6.	Daten aus Messung mit 360 nm-Filter nach Lampe, Dia ohne WLS sowie 450 nm-Filter vor Diode; es ist nur Rauschen und keine Transmission zu erkennen	26
5.7.	Daten aus Messung mit 360 nm-Filter nach Lampe, Dia mit WLS und schräg gestellt, 450 nm-Filter vor Diode	27
5.8.	Messungen mit schräg gestelltem Dia; per Augenmaß übereinandergelegt	28
5.9.	Theoretische Kurvenverläufe für verschiedene Brechungsindizes des WLS	29
5.10.	Fit an Daten; n_1 nimmt den Wert der unteren Grenze des Fitparameters an	29
6.1.	Absorptionsmessungen des WLS; zwei Kurven wurden gemessen	32

Abbildungsverzeichnis

6.2. Messung 2; deutlich sichtbar der transmittierte Strahl um 0° herum sowie das Reemissionsspektrum mit Totalreflexion	36
6.3. Messung 3; sichtbar sind Peak in der Mitte sowie Reemissionsspektrum und Totalreflektion	37
A.1. Linse mit fokussiertem Lichtpunkt auf mit WLS beschichtetem Dia . .	45
A.2. Transmission des unbeschichteten Quarz-Dias; hohe Trans. bis zu 250 nm; geringe Intensität des Monochromators unter 270 nm; Durchführung der Messung ähnlich Beschreibung in Kapitel 5.5 . . .	45
A.3. Transmission des 450 nm, FWHM=40 nm-Filters (<i>Thorlabs</i> FB450-40)	46
A.4. Transmission des 360 nm, FWHM=10 nm-Filters (<i>Thorlabs</i> FB360-10); Daten vom Hersteller	46
A.5. Daten aus Wiederholung der Messung mit 360 nm-Filter nach Lampe, Dia ohne WLS sowie 450 nm-Filter vor Diode; es ist nur Rauschen und keine Transmission zu erkennen	47
A.6. Messung 1 aus Kapitel 6 (360 nm-Filter, Dia ohne WLS, kein Filter); Fehlerbalken nicht sichtbar	47
A.7. Fit der analytischen Lösung an Daten	48
A.8. Fit der analytischen Lösung an zusammengesetzte Daten	48
A.9.	49
A.10. Messung 2 aus dem Kapitel 6; Fehlerbalken nicht sichtbar	49
A.11. Modellierungen mit einem Brechungsindex von 1.45 und $2 \cdot 10^7$ Strahlen	50
A.12. Modellierungen mit einem Brechungsindex von 2.00 und $2 \cdot 10^7$ Strahlen	50

Literaturverzeichnis

- [1] *The First Telescopes*.
URL: <https://history.aip.org/history/exhibits/cosmology/tools/tools-first-telescopes.htm>.
(besucht am 29.05.2018).
- [2] Wolfgang Demtröder.
Experimentalphysik 4 : Kern-, Teilchen- und Astrophysik.
Berlin, Heidelberg, 2017.
- [3] Lukas Schulte u. a.
„A large-area single photon sensor employing wavelength-shifting and light-guiding technology“.
Version 1.
In: (2013).
arXiv: 1307.6713.
- [4] Thierry Stolarczyk.
ANTARES Detector Design.
URL: <http://antares.in2p3.fr/Overview/detector.html>.
(besucht am 14.05.2018).
- [5] IceCube Collaboration.
IceCube Detector.
URL: <https://icecube.wisc.edu/science/icecube/detector>.
(besucht am 13.05.2018).
- [6] Wikimedia Commons contributors.
File:Icecube-architecture-diagram2009.PNG.
URL: <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Icecube-architecture-diagram2009.PNG>.
(besucht am 13.05.2018).
- [7] IceCube-Gen2 Collaboration.
„IceCube-Gen2: A Vision for the Future of Neutrino Astronomy in Antarctica“.
Version 2.
In: (2014).
arXiv: 1412.5106.
- [8] Dustin Hebecker.
Development of a single photon detector with wavelength shifting and light guiding technology.
Master These, Universität Bonn (2014).

Literaturverzeichnis

URL: https://www-zeuthen.desy.de/~hebecked/Publications_etc./Master_Thesis/Dustin_hebecker_master_thesis.pdf.
(besucht am 08.05.2018).

- [9] Joseph [Verfasser] Bak.
Complex analysis.
Hrsg. von Donald J. [Verfasser] Newman.
Third edition, corrected at 2nd printing.
Undergraduate texts in mathematics.
New York: Springer, 2017.
ISBN: 978-1-4419-7287-3.
- [10] Dustin Hebecker u. a.
„A Wavelength-shifting Optical Module (WOM) for in-ice neutrino detectors“.
In: (2016).
DOI: 10.1051/epjconf/201611601006.
- [11] Sebastian Böser.
Private Korrespondenz.
2018.
- [12] Peter Peiffer.
Private Korrespondenz.
2018.
- [13] SHiP Collaboration.
„A facility to Search for Hidden Particles (SHiP) at the CERN SPS“.
In: (2015).
arXiv: 1504.04956.
- [14] C. Buck, B. Gramlich und S. Wagner.
„Light propagation and fluorescence quantum yields in liquid scintillators“.
Version 1.
In: (2015).
arXiv: 1509.02327.
- [15] Ding Xue Feng u. a.
„Measurement of the fluorescence quantum yield of bis-msb“.
Version 3.
In: (2015).
arXiv: 1506.00240.
- [16] Christian Matthé.
„Development and Application of a Control System for the Wavelength-shifting
Optical Module Tube Tester“.
In: (2017).
- [17] Dustin Hebecker.
Private Korrespondenz.

Literaturverzeichnis

- [18] Thorlabs.
Spezifikationen Photodiode SM1PD2A.
URL: <https://www.thorlabs.de/drawings/f5c03207df4ffe1e-B43B0CD1-0EF8-15B1-15DF447C860FAFAB/SM1PD2A-SpecSheet.pdf>.
(besucht am 09.05.2018).
- [19] Zurich Instruments AG.
MFLI User Manual.
URL: https://www.zhinst.com/sites/default/files/ziMFLI_UserManual_42300.pdf.
(besucht am 14.05.2018).
- [20] standa.
8MR151 Motorized Rotation Stages.
URL: http://www.standa.lt/products/catalog/motorised_positioners?item=9.
(besucht am 14.05.2018).
- [21] CAMEO Materials Database.
Paraloid B-72.
URL: http://cameo.mfa.org/wiki/Paraloid_B-72.
(besucht am 28.05.2018).
- [22] Eric W. Weisstein.
Sphere Point Picking.
From MathWorld—A Wolfram Web Resource.
URL: <http://mathworld.wolfram.com/SpherePointPicking.html>.
(besucht am 12.05.2018).
- [23] *Reflection-Refraction-Fresnel.*
scratchapixel.com.
URL: <https://www.scratchapixel.com/lessons/3d-basic-rendering/introduction-to-shading/reflection-refraction-fresnel>.
(besucht am 12.05.2018).
- [24] Derek A. Long.
The Raman Effect: The Unified Treatment of the Theory of Raman Scattering by Molecules.
2002.
ISBN: 0-471-49028-8.

A. Abbildungen

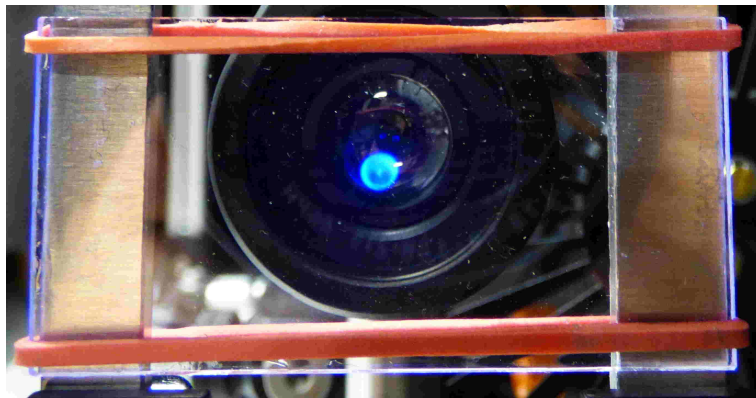


Abbildung A.1.: Linse mit fokussiertem Lichtpunkt auf mit WLS beschichtetem Dia

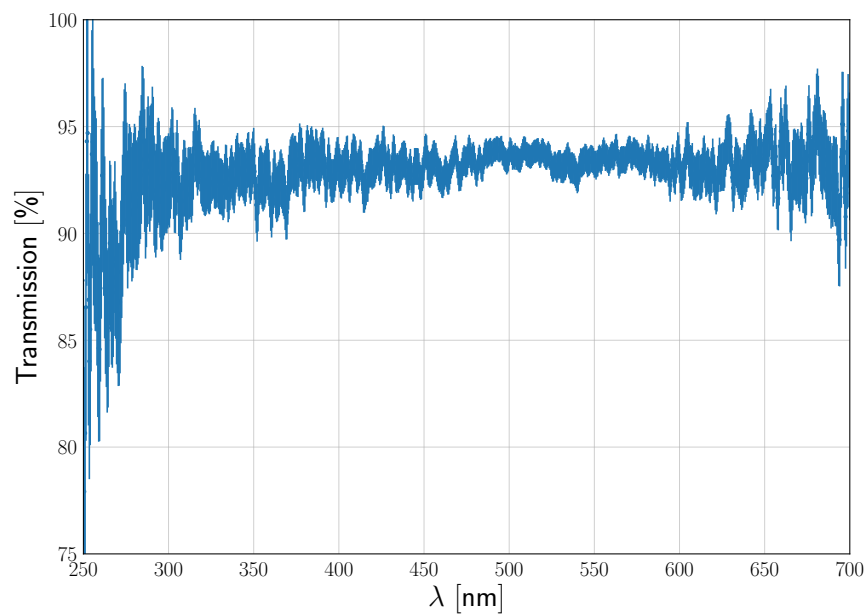


Abbildung A.2.: Transmission des unbeschichteten Quarz-Dias; hohe Trans. bis zu 250 nm; geringe Intensität des Monochromators unter 270 nm; Durchführung der Messung ähnlich Beschreibung in Kapitel 5.5

A. Abbildungen

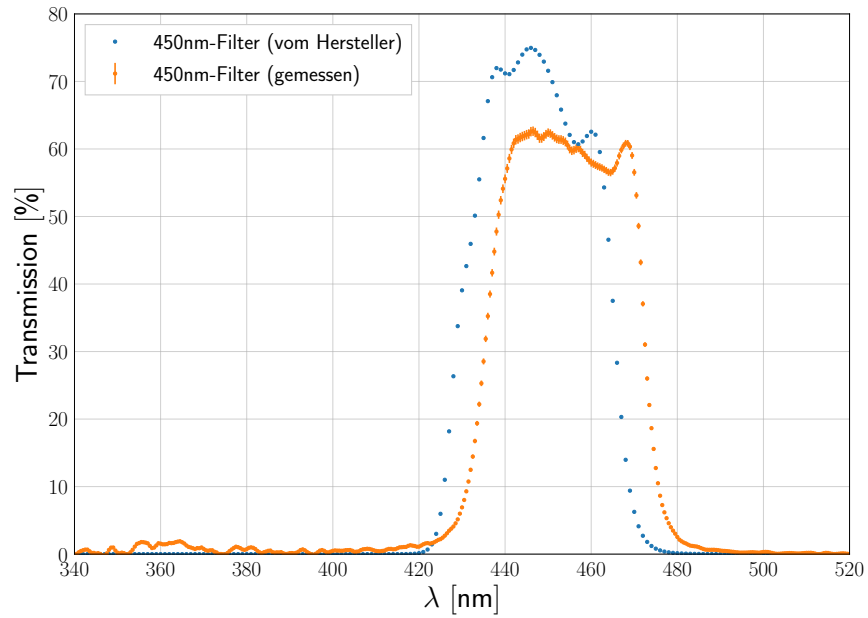


Abbildung A.3.: Transmission des 450 nm, FWHM=40 nm-Filters (*Thorlabs* FB450-40)

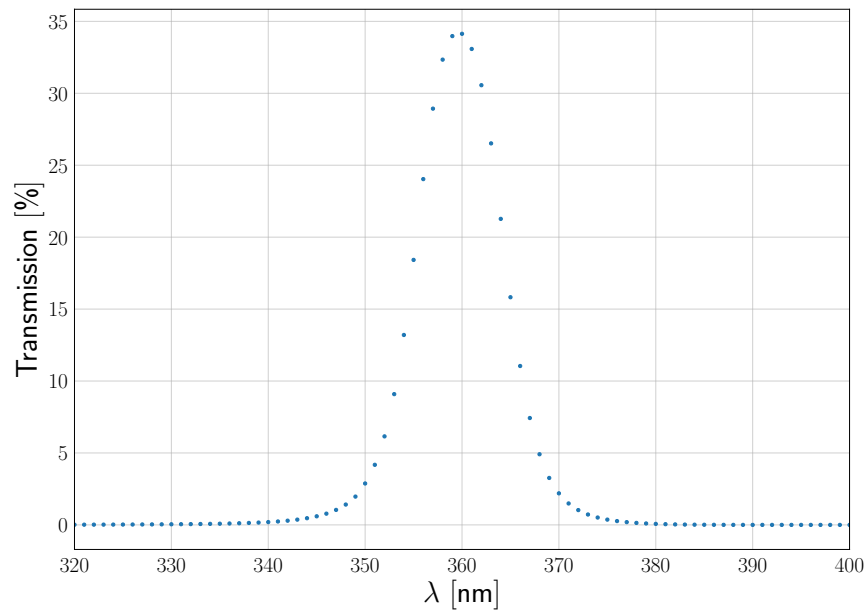


Abbildung A.4.: Transmission des 360 nm, FWHM=10 nm-Filters (*Thorlabs* FB360-10); Daten vom Hersteller

A. Abbildungen

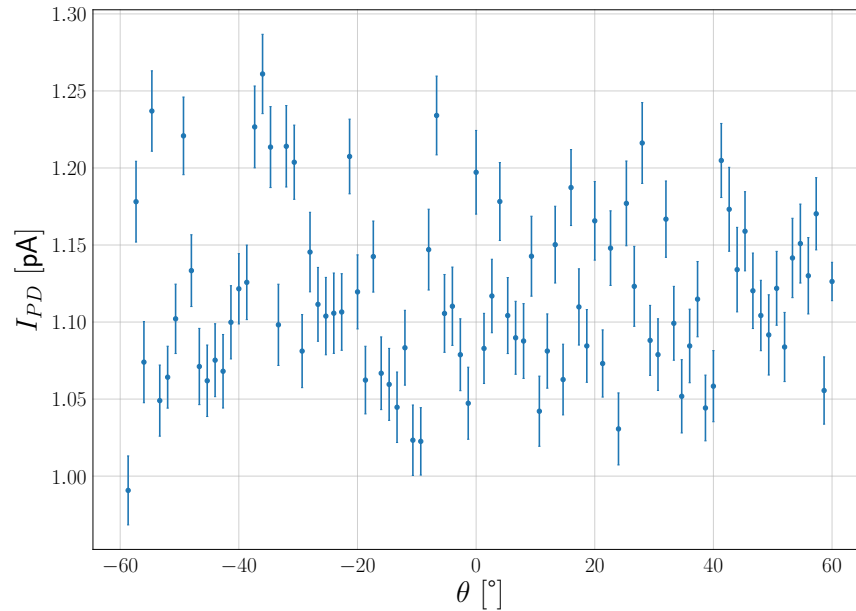


Abbildung A.5.: Daten aus Wiederholung der Messung mit 360 nm-Filter nach Lampe, Dia ohne WLS sowie 450 nm-Filter vor Diode; es ist nur Rauschen und keine Transmission zu erkennen

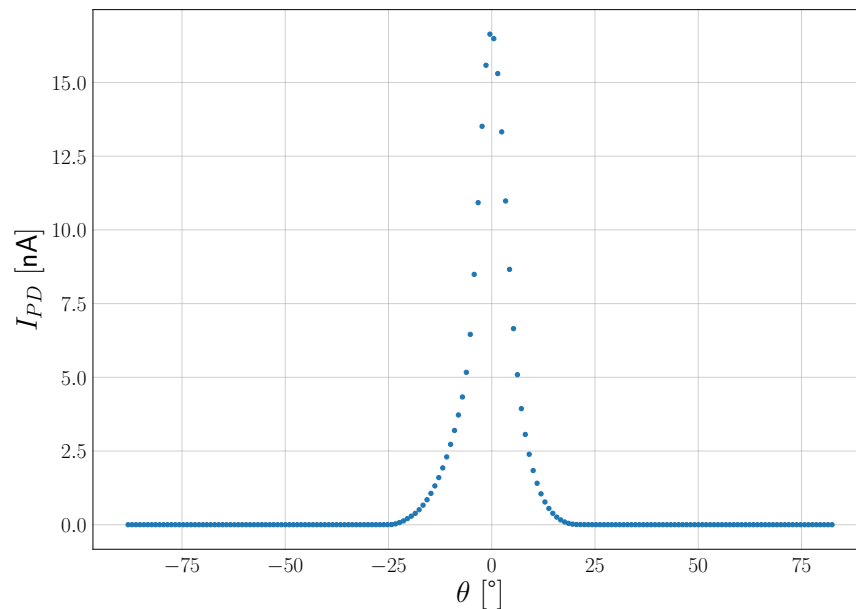


Abbildung A.6.: Messung 1 aus Kapitel 6 (360 nm-Filter, Dia ohne WLS, kein Filter); Fehlerbalken nicht sichtbar

A. Abbildungen

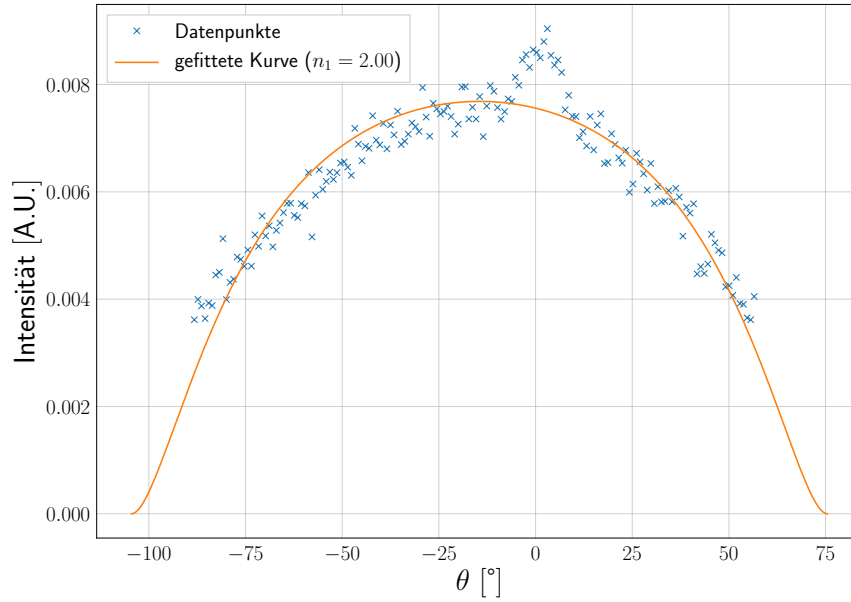


Abbildung A.7.: Fit der analytischen Lösung an Daten

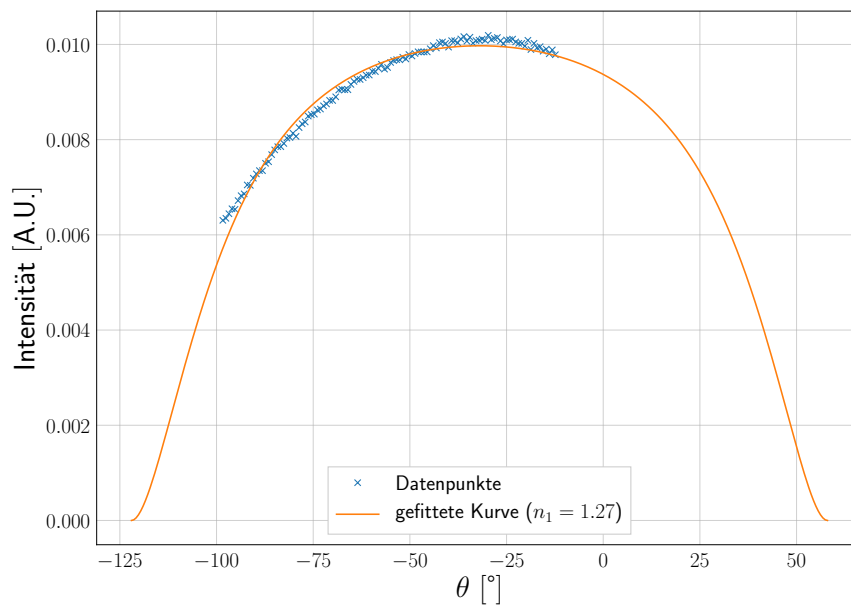


Abbildung A.8.: Fit der analytischen Lösung an zusammengesetzte Daten

A. Abbildungen

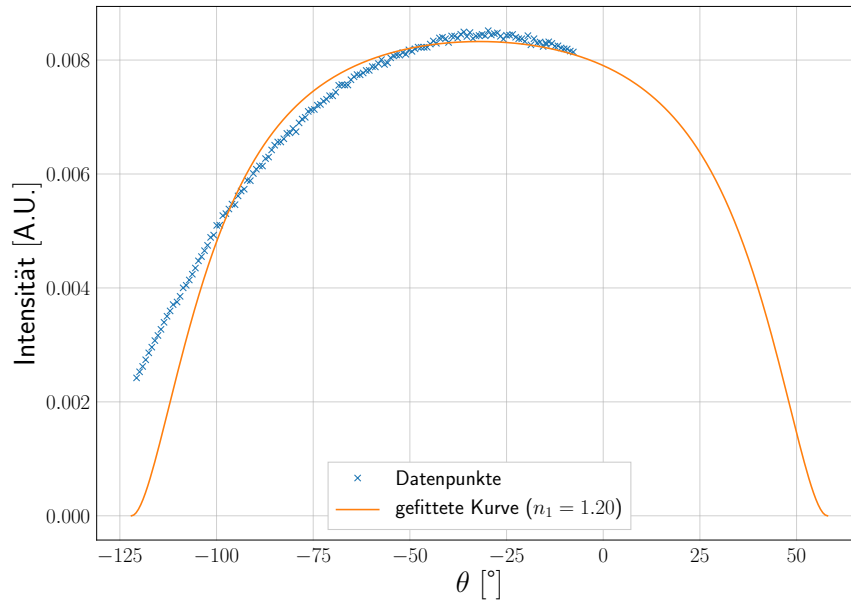


Abbildung A.9.

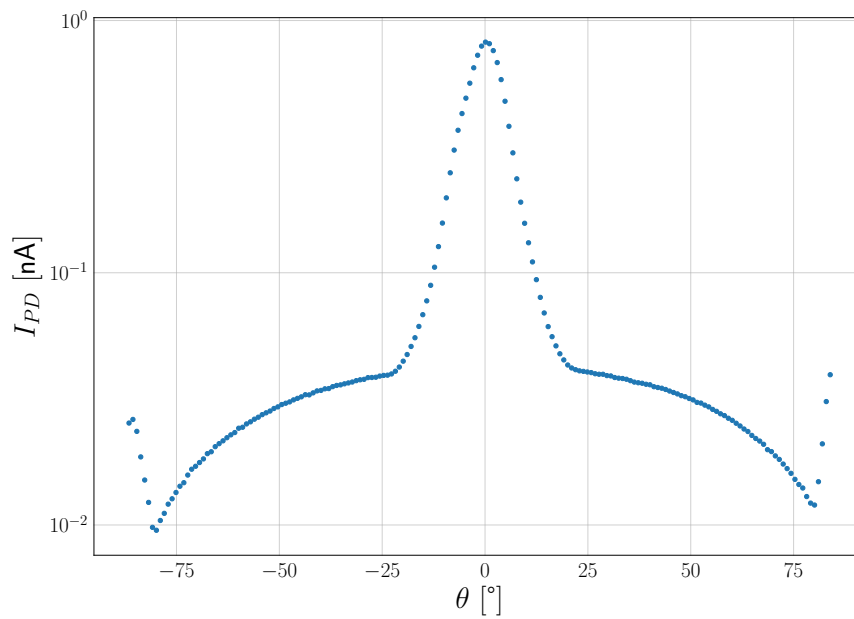


Abbildung A.10.: Messung 2 aus dem Kapitel 6; Fehlerbalken nicht sichtbar

A. Abbildungen

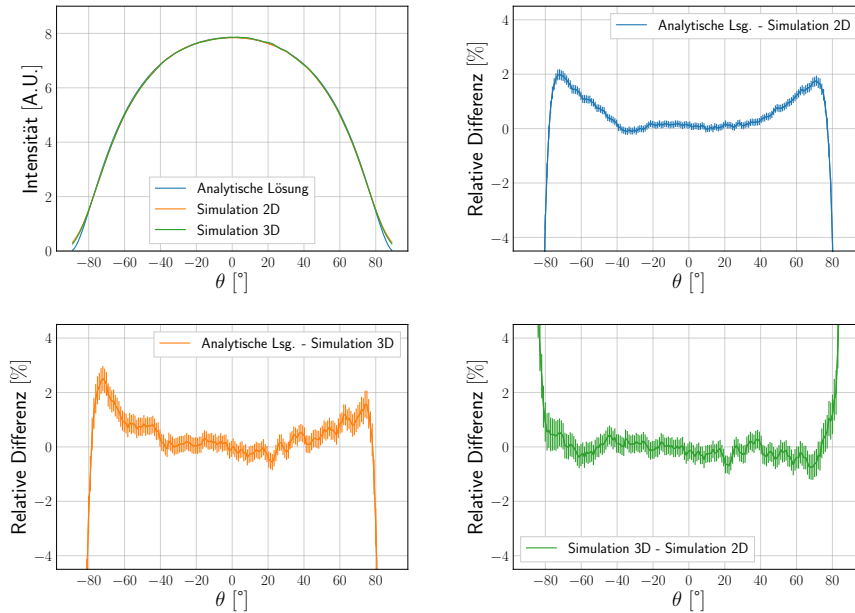


Abbildung A.11.: Modellierungen mit einem Brechungsindex von 1.45 und $2 \cdot 10^7$ Strahlen

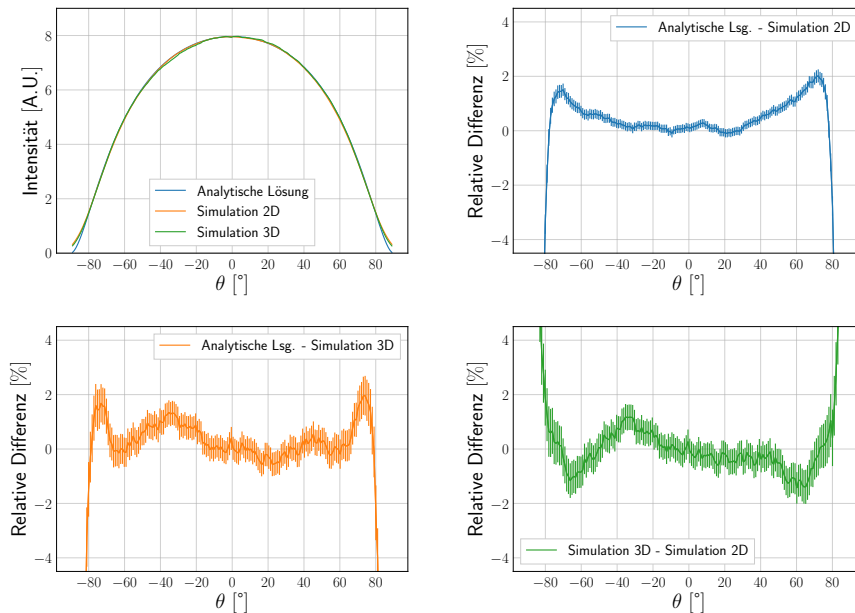


Abbildung A.12.: Modellierungen mit einem Brechungsindex von 2.00 und $2 \cdot 10^7$ Strahlen