

Bachelorarbeit

aus der Physik

Räumliche Photonenkorrelationen pseudothermischer Lichtquellen

Sarah Kuhn

Betreuer: Prof. Dr. Stefan Funk

Erlangen Centre for Astroparticle Physics

Abgabedatum: 27. Oktober 2025

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung	1
1.1 Intensitätsinterferometrie	2
1.2 Thermisches Licht	3
1.3 Speckle	4
1.4 Photonen Bunching	4
1.5 Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}$	4
1.6 Kohärenzzeit τ_c	5
1.7 Korrelationsfunktion dritter Ordnung $g^{(3)}$	5
2 $g^{(2)}$-Labormessungen	7
2.1 Versuchsaufbau und Durchführung	7
2.2 Photomultiplier	7
2.3 Auswertung der Daten	7
3 Messungen mit einer rotierenden Mattscheibe	9
3.1 Pinhole nach der rotierenden Mattscheibe	9
3.2 Messung mit unterschiedlichen Fibern.	12
3.3 Berechnung des Durchmessers des Pinholes	17
4 Messungen mit einer Milch-Wasser-Mischung	21
4.1 Messungen mit purer Milch	25
4.2 Systematische Messungen	25
4.3 Messungen mit einer 2/3 Wasser und 1/3 Milch Mischung	37
5 Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick in die Zukunft	41

1 Einführung

Die Geburtsstunde der Radioastronomie lässt sich auf die Nachkriegszeit des Zweiten Weltkriegs datieren. Die Entwicklung der Radartechnologie für die Verwendung im Zweiten Weltkrieg wurde zum wichtigen Teil der Entdeckung und Erforschung von hellen "Radiosternen". Schnell wurde in der Astronomie darüber nachgedacht, ein Konzept zu entwickeln, um deren Größe messen zu können. Vorerst wurde das Konzept der Michelson-Interferometrie verwendet, welches die Amplituden des Lichts des zu vermessenden Objekts an zwei festen Orten detektiert und dann wieder zusammenführt. Dieses Konzept konnte erfolgreich für Objekte mit einem großen Winkeldurchmesser verwendet werden. Für kleinere Objekte musste der Abstand der beiden Detektoren allerdings unrealistisch groß sein, was es unmöglich machte, die Amplituden wieder zusammenzuführen. Der Radioastronom Hanbury Brown suchte deshalb nach einer Lösung für dieses Problem und entwickelte in den 1950er-Jahren das Konzept der Intensitätsinterferometrie. Seine Idee bestand darin, die Korrelation der gemessenen Intensitäten der Radiowellen eines Sterns in zwei Detektoren zu messen. Hierbei mussten die Amplituden nicht wieder direkt zusammengeführt werden, was die Messung von kleinen Winkeldurchmessern ermöglichte. An seiner Seite bei der Entwicklung des Konzepts befand sich Richard Twiss, der sich mit der mathematischen Analyse der Daten auseinandersetzte.

Da die Intensitätsinterferometrie zu diesem Zeitpunkt nur für Radiowellen verwendet wurde beschlossen Hanbury Brown und Twiss ihr Konzept für optisches Licht zu testen. Hierfür verwendeten sie den Strahl einer Quecksilberdampflampe und teilten diesen mit einem halbdurchlässigen Spiegel in zwei. Durch das Messen der Intensitätskorrelation der beiden Strahlen und dem Vergleichen mit der zeitlichen Verschiebung τ , mit welcher die Photonen in den beiden Detektoren ankamen, stellten die beiden fest, dass mit kleinerem τ die Korrelation anstieg. τ ließ sich durch die Änderung des Weges zwischen Detektor und Spiegel variieren. Mit diesen Messungen entdeckten Hanbury Brown und Twiss das Prinzip des Photonen Bunchings und bewiesen, dass Intensitätsinterferometrie mit Photonen durchgeführt werden kann. [1]

Intensitätsinterferometrie ermöglicht also Messungen, bei denen die Abstände der Teleskope deutlich größer sein können, als es mit Michelson-Interferometrie möglich ist. Dadurch lässt sich mit Intensitätsinterferometrie eine bessere Auflösung erreichen. In der heutigen Astronomie wird an einem Konzept gearbeitet, um mit Intensitätsinterferometrie und 3 Teleskopen 3-Photonen-Korrelationen zu messen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Konzept entwickelt, um erfolgreich 2-Photonen-Korrelationen zu messen und mithilfe der Bestimmung des Durchmessers eines Pinholes einen Weg zu 3-Photonen-Korrelations-Messungen zu legen. Diese Arbeit liefert zuerst einen Einblick in die Grundlagen dieser Messungen und beschäftigt sich im weiteren Verlauf damit, ein gutes Konzept für 2-Photonen-Korrelations-Messungen zu entwickeln.

1.1 Intensitätsinterferometrie

Bei der Intensitätsinterferometrie werden von zwei Spiegelteleskopen, welche mit einem Abstand D zueinander stehen, die Photonen des Sterns in zwei Detektoren, wie zum Beispiel Photomultipliern (siehe Kapitel 2.2) P_1 und P_2 (siehe Abbildung 1) reflektiert. Diese schicken den entstandenen Strom I_1 und I_2 zu einem Korrelator, in dem diese Signale zusammengeführt werden. Hierbei wird die Korrelation der Intensitäten des Lichts zwischen den beiden Detektoren ermittelt.

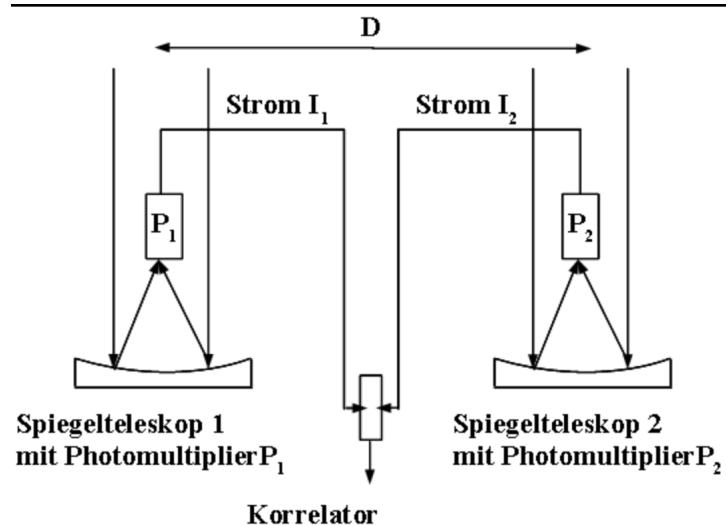


Abbildung 1: Aufbau eines Intensitätsinterferometers. [Zeichnung von Michael Oestreicher, nach Angaben von [2]]

Durch die Korrelation lässt sich feststellen, ob Photonen gleichzeitig eintreffen. Ist die Korrelation stark, treffen häufig Photonen gleichzeitig in den beiden Detektoren ein. Durch Verringerung des Abstands d der Teleskope wird die Korrelation stärker. Wird die Korrelation in Verbindung mit dem Abstand d der Teleskope gemessen, lässt sich eine Kurve ermitteln, welche den Winkeldurchmesser des Sterns liefert (siehe Abbildung 2).

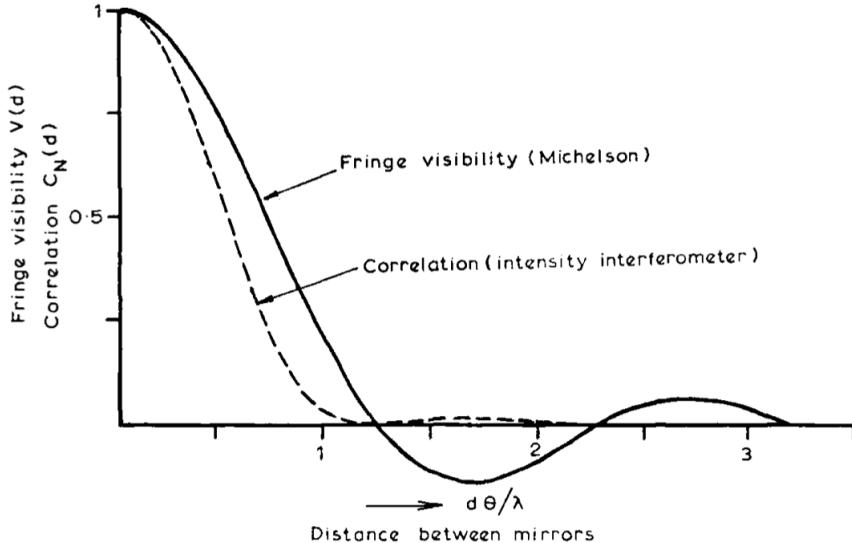


Abbildung 2: Theoretischer Verlauf der Korrelation in Abhängigkeit des Abstands der Teleskope. Die gestrichelte Linie stellt den Verlauf bei Intensitätsinterferometrie dar, wobei die durchgezogene Linie den Verlauf eines Michelson-Interferometers darstellt. [3]

Der Abstand der Teleskope wird also erhöht, bis die Nullstelle der Kurve x in Abbildung 2 ermittelt werden kann, an der keine Korrelation mehr gemessen wird. Durch den ermittelten Wert x lässt sich dann der Winkeldurchmesser des Sterns ϕ mit Hilfe der Wellenlänge λ und dem Abstand der Teleskope d wie folgt berechnen:

$$x = \frac{d\phi}{\lambda} \quad \rightarrow \quad \phi = \frac{x\lambda}{d} \quad (1)$$

Für eine perfekt kreisförmige und homogen leuchtende Scheibe liegt der Wert der Nullstelle bei $1,22 = \frac{d\phi}{\lambda}$. Der Winkeldurchmesser des Sterns liefert mit dem Abstand zum Stern D den Durchmesser d_{Stern} durch $d_{\text{Stern}} = \phi \cdot D$ [3].

1.2 Thermisches Licht

Für eine Intensitätsinterferometrie Messung wird thermisches Licht, zum Beispiel Licht von Sternen, benötigt. Dieses weist Intensitätsschwankungen auf, welche notwendig sind, um die Korrelation der Intensitäten zwischen den Detektoren zu bestimmen. Die Intensitätsschwankungen entstehen dadurch, dass thermisches Licht aus vielen Atomen besteht, welche elektromagnetische Wellen aussenden. Diese überlagern sich und bilden ein Interferenzmuster, welches teilweise aus konstruktiver und teilweise aus destruktiver Überlagerung der elektromagnetischen Wellen besteht. Dadurch und durch Stöße zwischen den Atomen, welche zufällig die Phasen der elektromagnetischen Wellen ändern, entstehen Schwankungen in der Intensität. Dies führt zu dem Phänomen des Photonen Bunchings (siehe Kapitel 1.4). [4]

1.3 Speckle

Wie in Kapitel 1.2 beschrieben, entsteht durch die Überlagerung von Lichtwellen ein Interferenzmuster. Ein Specklemuster entsteht, wenn Laserlicht durch beispielsweise eine sich bewegende raue Oberfläche geführt wird und somit pseudo-thermisches Licht entsteht. Für die Entstehung von pseudo-thermischem Licht ist es wichtig, dass sich die raue Oberfläche bewegt, da ein sich zeitlich änderndes Specklemuster benötigt wird. Dieses Muster lässt sich als körnig beschreiben und besteht aus zufällig hellen und dunklen Punkten. Diese entstehen durch die Überlagerung und der konstruktiven und destruktiven Interferenz von Lichtwellen. [5]

1.4 Photonen Bunching

Durch die Intensitätsinterferometer Messungen von Hanbury Brown und Twiss entdeckten diese ein Phänomen, welches unter Photonen Bunching oder auch dem Hanbury-Brown-Twiss-Effekt bekannt ist. Hiermit wird das gleichzeitige Auftreffen von mehreren Photonen aus einer thermischen Lichtquelle bezeichnet. Photonen Bunching entsteht durch die Schwankungen der Intensität, wie in Kapitel 1.2 beschrieben. Dieser Effekt lässt sich durch die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung (siehe Kapitel 1.5) beschreiben. Wird kein thermisches Licht betrachtet, sondern zum Beispiel Laserlicht, kommt es zu keiner Korrelation und somit auch zu keinem Photonens Bunching. [4]

1.5 Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}$

Die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung, auch $g^{(2)}$ -Funktion genannt, beschreibt das Auftreten mehrerer Photonen in Abhängigkeit von der Zeit. Der Wert für $g^{(2)}$ lässt sich mit der Intensität des Lichts $I(t)$ zum Zeitpunkt t ermitteln, wobei τ eine zeitliche Verschiebung darstellt [6, 7]:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(t)I_2(t + \tau) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle} = 1 + \frac{\langle \Delta I_1(t) \Delta I_2(t + \tau) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle} \quad (2)$$

Hierbei stellen ΔI_1 und ΔI_2 die Fluktuationen der Intensitäten dar. Wenn diese gleichzeitig steigen oder sinken, wird der Mittelwert im Zähler > 0 und der $g(2)$ -Wert ist > 1 . Wird eine thermische Lichtquelle gemessen, bei welcher Photonens Bunching auftritt, wird zum Zeitpunkt $\tau = 0$ ein $g^{(2)}$ -Wert von 2 erhalten. Diese Erkenntnis zeigt, dass bei thermischem Licht, wenn die Messung von Photonen in beispielsweise zwei Detektoren verglichen werden, Photonen gleichzeitig in beiden Detektoren ankommen. Sind die Fluktuationen allerdings nicht korreliert, ist der Mittelwert im Zähler $= 0$ und dadurch der Wert für $g^{(2)} = 1$. Abbildung 3 zeigt den typischen Verlauf einer $g^{(2)}$ -Kurve, wobei τ_c die Kohärenzzeit ist. In dieser lässt sich erkennen, dass für eine Korrelation der beiden Intensitätsfluktuationen, also bei

$\tau = 0$, der Wert auf 2 steigt. Wenn keine Korrelation mehr vorhanden ist, fällt dieser auf 1 ab.

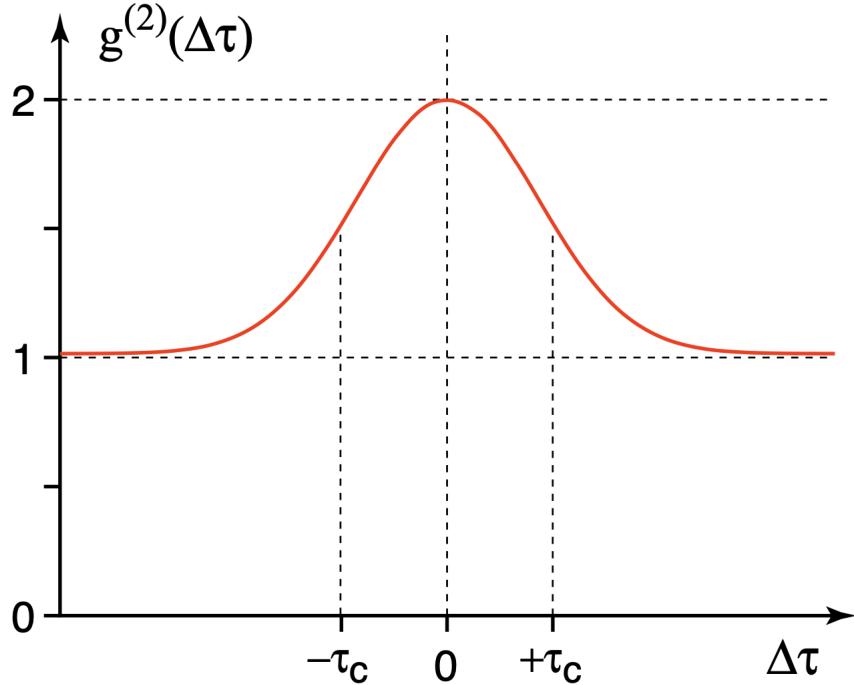


Abbildung 3: Theoretischer Verlauf einer $g^{(2)}$ Kurve. [8]

Der Zusammenhang der $g^{(2)}$ Werte und der Lichtquelle lautet wie folgt [8]:

- $g^{(2)}(0) > 1$: Thermische Lichtquelle (Photonen Bunching)
- $g^{(2)}(0) = 1$: Laser
- $g^{(2)}(0) < 1$: Quantenlicht (Anti Bunching)

1.6 Kohärenzzeit τ_c

Als Kohärenzzeit wird die Zeit bezeichnet, in der die Lichtwelle eine Sinuswelle darstellt, also die Zeit, in der die Welle geordnet schwingt. Sie beschreibt, wie lange die Phase und Amplitude einer Lichtwelle mit der Zeit konstant bleibt. Die Kohärenzzeit ist außerdem die Zeit, in der die Photonen korreliert sind. [9]

1.7 Korrelationsfunktion dritter Ordnung $g^{(3)}$

Werden die $g^{(2)}$ -Messungen um einen Detektor erweitert, lässt sich feststellen, dass die drei Detektoren für $\tau_1 = 0$ und $\tau_2 = 0$ ebenfalls gleichzeitig Photonen messen.

Beschreiben lässt sich dies durch die Korrelationsfunktion dritter Ordnung oder auch $g^{(3)}$ -Funktion genannt. [10]

$$g^{(3)}(\tau_1, \tau_2) = \frac{\langle I_0(t)I_1(t + \tau_1)I_2(t + \tau_2) \rangle}{\langle I_0(t) \rangle \langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle} \quad (3)$$

Würde Intensitätsinterferometrie mit drei Teleskopen durchgeführt werden, könnten noch mehr Informationen über einen Stern gewonnen werden, wie beispielsweise zu seiner interferometrischen Phase. [11]

Durch die Amplitude einer $g^{(3)}$ -Messung und die Amplituden der zugehörigen $g^{(2)}$ -Messungen lässt sich wie folgt die Summe der interferometrischen Phasen $\phi = \phi_{01} + \phi_{12} + \phi_{02}$ bestimmen. [12]

$$A_{012} = 1 + A_{01}^2 + A_{12}^2 + A_{02}^2 + 2A_{01}A_{12}A_{02} \cos \phi \quad (4)$$

2 $g^{(2)}$ -Labormessungen

Um in Zukunft $g^{(3)}$ -Messungen im Labor testen zu können, wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Methoden für $g^{(2)}$ -Messungen untersucht, um einen Aufbau und Ablauf für eine erfolgreiche $g^{(2)}$ -Messung im Labor zu entwickeln.

2.1 Versuchsaufbau und Durchführung

Bei diesem Versuch wurde ein Laser mit Wellenlänge $\lambda = 532\text{ nm}$ verwendet. Da es sich bei einem Laser nicht um eine thermische Lichtquelle handelt, wurden nach diesem eine sich drehende Mattscheibe (siehe Kapitel 3) oder eine Milch-Wasser-Mischung (siehe Kapitel 4) montiert. Der Strahlengang wurde dann durch ein Pinhole geführt, das den Stern repräsentieren sollte. Das hinter dem Pinhole austretende Licht wurde über zwei Spiegel in den Detektor geleitet. Dieser bestand aus 3 Photomultipliern, welche die Photonen aufnahmen und ein Ausgangssignal lieferten.

2.2 Photomultiplier

Photomultiplier, kurz PMTs, wandeln mithilfe des Photoeffekts Photonen in ein elektrisches Signal um. Diese bestehen aus einer Vakuumsröhre, in die die Photonen eintreten und zuerst auf eine Photokathode treffen. Durch den Photoeffekt werden durch das Auftreffen der Photonen auf die Photokathode einzelne Photoelektronen in die Vakuumsröhre freigesetzt. Da sich am Ende des PMTs eine Anode befindet, entsteht durch die Kathode und der Anode ein elektrisches Feld, welches die freigesetzten Elektronen beschleunigt und auf eine erste Dynode fokussiert. Dynoden besitzen einen hohen Sekundäremissionskoeffizienten, sodass durch jedes auftreffende Elektron auf diese mehrere Sekundärelektronen freigesetzt werden. Diese Elektronen vermehren sich dann durch das Auftreffen auf mehrere nacheinander angeordneten Dynoden in der Vakuumsröhre, bis sie auf die Anode am Ende der Röhre treffen. Durch einen angelegten Widerstand an dieser lässt sich ein Spannungsabfall messen, welcher ein Ausgangssignal liefert. Dadurch ist es mit einem PMT möglich auch einzelne Photonen zu messen, weshalb diese für 2-Photonen-Korrelations-Messungen verwendet werden. [13] [14]

2.3 Auswertung der Daten

Der von den 3 PMTs gemessene Photostrom, welcher von 3 Analog-to-Digital-Convertern alle 1,6 ns gemessen wurde, wurde auf einer Festplatte gespeichert. Die Dateien für die 3 PMTs befanden sich nun in 3 unterschiedlichen Ordnern. Die Rohdaten in diesen Ordnern bestanden aus einer Reihenfolge von Millionen Messwerten. Um zu erkennen wann ein Photon gemessen wurde, wurde das Prinzip des "Time

Tagging" durchgeführt. Bei diesem wird jedes Mal, wenn das Signal die Schwelle von -4 überschreitet, ein Photon gezählt.

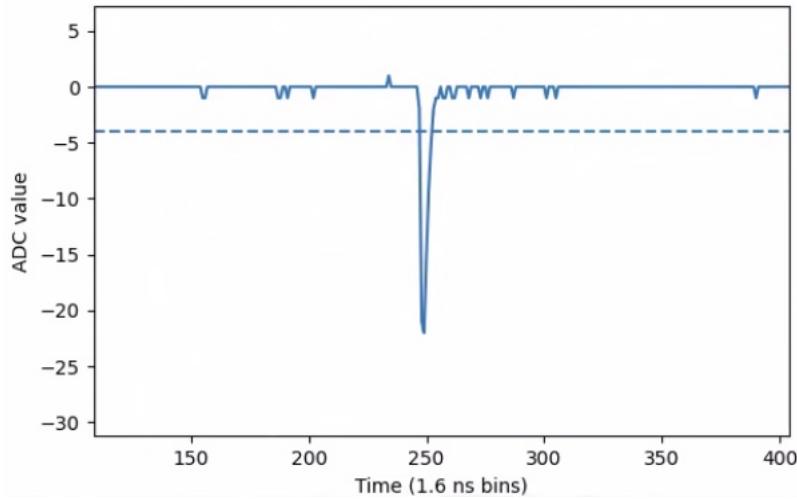


Abbildung 4: Prinzip des "Time Taggings": Photonen werden gezählt sobald das Signal die Schwelle von -4 überschreitet.

Um die Daten zu komprimieren, wurden diese alle 512 Zeitbins zusammengefasst und die Photonen in diesen gezählt. Da ein Zeitbin 1,6 ns ist, wurden die Photonen in einer Zeit von 819 ns zusammengefasst. Der Verlust der zeitlichen Genauigkeit war in diesem Fall nicht bedenklich, da die Kohärenzzeit des Lichts im Labor deutlich länger war als die Zeitauflösung.

Nachdem dies für die drei Kanäle 0, 1 und 2 ausgeführt wurde, wurden diese miteinander untersucht. Hierbei wurde die Korrelation jeweils zwischen zwei Kanälen bestimmt, für die Korrelation chn 0-1, für chn 0-2 und für chn 1-2. Dies geschah durch die Verwendung einer FFT-basierte Kreuzkorrelation. Diese bestimmt, wann zwei Kanäle korreliert sind, indem betrachtet wird, ob diese gleichzeitig und mit einer Zeitverschiebung τ Ereignisse messen. Hierdurch wird die Wahrscheinlichkeit einer gleichzeitigen Messung von Ereignissen in Abhängigkeit von τ erhalten. Diesen Daten wurden dann mithilfe von Formel 2 zu einer $g(2)$ -Kurve geplottet.

3 Messungen mit einer rotierenden Mattscheibe

Wie in Kapitel 1.5 erwähnt, lassen sich mit Laserlicht allein keine $g^{(2)}$ -Messungen durchführen, da Laserlicht kohärent ist. Deshalb wurde mit einer rotierenden Mattscheibe pseudo-thermisches Licht in Form eines Specklemusters erzeugt. Dieses entsteht, wenn das kohärente Licht auf die Mattscheibe trifft, welche eine unebene Oberfläche besitzt. Durch die Rotation dieser entsteht ein sich ständig ändernder Verlauf des austretenden Lichts. Das Licht, welches hinter der Mattscheibe austritt, ist nicht mehr kohärent und kann deshalb als pseudo-thermische Lichtquelle für Messungen verwendet werden. [15]

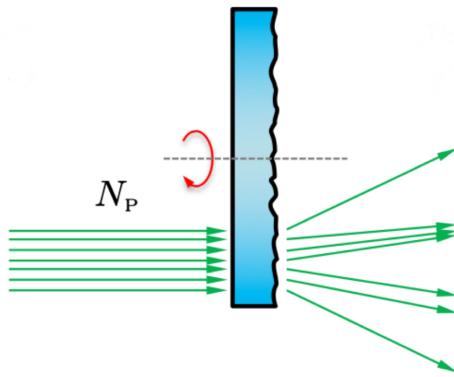


Abbildung 5: Prinzip der Umformung von Laserlicht zu pseudo-thermischen Licht mit einer rotierenden Mattscheibe. [15]

3.1 Pinhole nach der rotierenden Mattscheibe

Für die folgenden Messungen wurde der Laser auf die rotierende Mattscheibe gestrahlt und das pseudo-thermische Licht nach dieser durch verschiedene große Pinholes geführt.

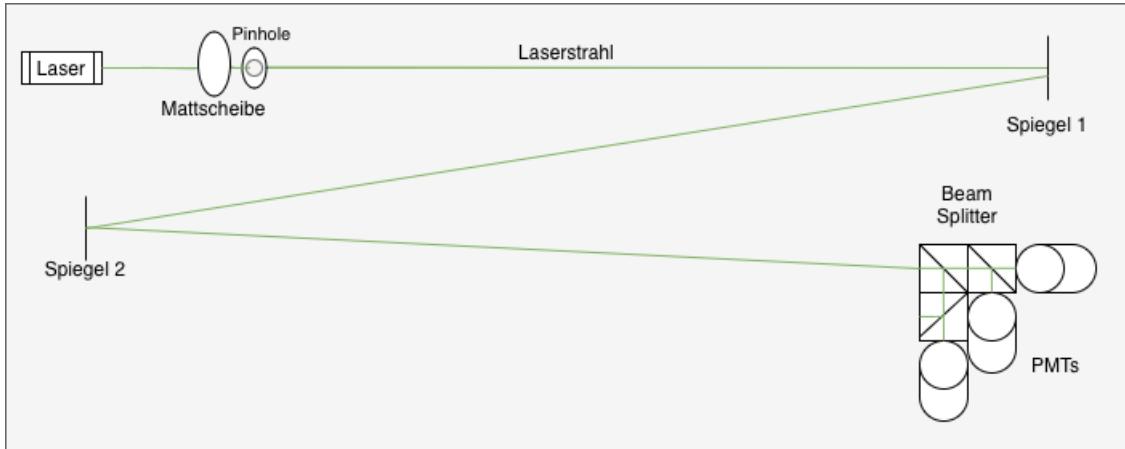
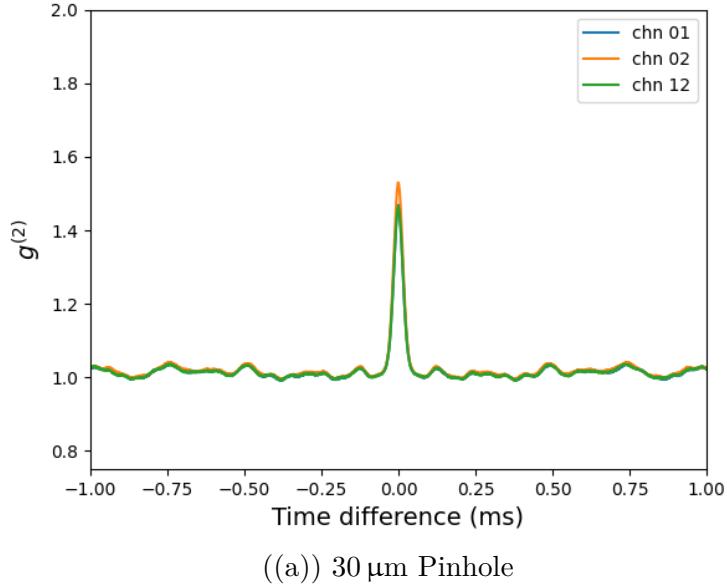


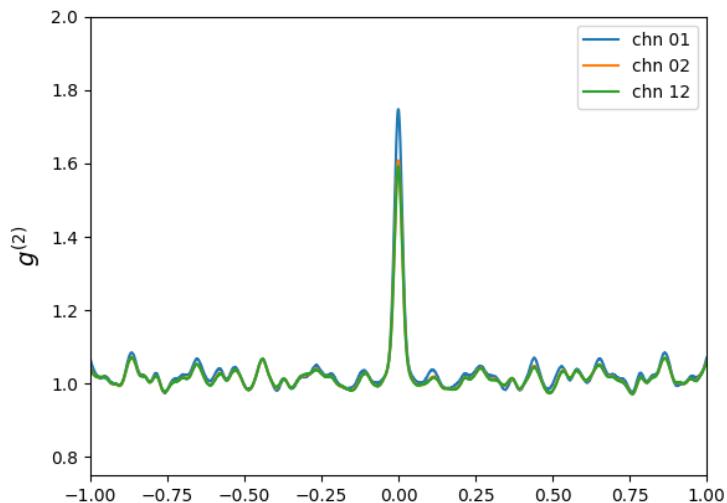
Abbildung 6: Aufbau des Labortisches von oben betrachtet für die Messungen mit einer rotierenden Mattscheibe.

In Abbildung 6 ist der Versuchsaufbau des Labortisches für die ersten Messungen dargestellt. Der Laser traf zuerst auf die rotierende Mattscheibe und das austretende Licht verließ dann durch das Pinhole. Danach wurde das Licht über zwei Spiegel in 3 Beam Splitter gespiegelt, von welchen dann der in 3 geteilte Laserstrahl in 3 PMTs gelangte. Der Weg des Laserlichts betrug bei diesem Aufbau $S = 5230$ mm.

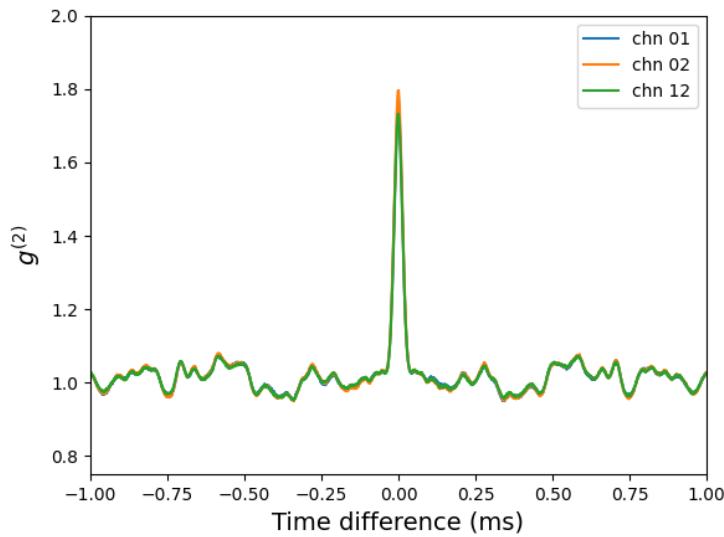
In Abbildung 7 lassen sich 3 $g^{(2)}$ -Graphen für 3 verschiedene Pinhole Größen erkennen. Zu sehen ist hierbei der Wert für $g^{(2)}$ auf der Y-Achse und die "time difference" in ms auf der X-Achse. Diese ist der zeitliche Unterschied, mit dem zwei Photonen in zwei Detektoren gemessen wurden.



((a)) 30 μm Pinhole



((b)) 75 μm Pinhole



((c)) 1mm Pinhole

Abbildung 7: $g^{(2)}$ - Messung anhand verschieden großer Pinholes.

Da bei diesem Aufbau drei Detektoren verwendet wurden, lassen sich in jedem Graphen jeweils drei Kurven erkennen. Hierbei stellt jede Kurve die Korrelation zwischen zwei Detektoren dar. Chn 01 ist die Korrelation zwischen Detektor 0 und 1 und so weiter. Wie in Kapitel 1.5 erklärt, sollte einen Wert für den Peak der Kurven von 2 erhalten werden.

In Abbildung 7 lässt sich erkennen, dass der $g^{(2)}$ -Peak sinkt, je kleiner das Pinhole war. Vermutlich hängt dies damit zusammen, dass bei kleineren Pinholes weniger Speckle zeitgleich durch dieses gelangten. Dadurch ist das Licht hinter dem Pinhole nicht perfekt pseudo-thermisch gewesen und die Messungen entfernten sich von dem vorhergesagten Wert von $g^{(2)} = 2$.

3.2 Messung mit unterschiedlichen Fibern.

Da es grundsätzlich bei $g^{(2)}$ -Messungen um die Bestimmung der Größe des Pinholes gehen soll, müssen die Detektoren einen verstellbaren Abstand zueinander haben. Deshalb wurden optische Fibern verwendet, welche sich in einem Array befinden. Durch das Auswählen der Fibern konnte der Abstand der Detektoren ausgewählt werden. Der Aufbau ist in Abbildung 8 gezeigt.



Abbildung 8: Aufbau der Fibern an den Detektoren. Unten ist das Fiber Array, in welches das Licht eintritt dargestellt. Dieses gelangt dann durch die weißen Fiber in die 3 PMTs, welche oben zu sehen sind.

In Abbildung 9 ist die Anordnung der Fibern dargestellt. Der Abstand zwischen zwei nebeneinander liegenden Fibern beträgt $127 \mu\text{m}$.

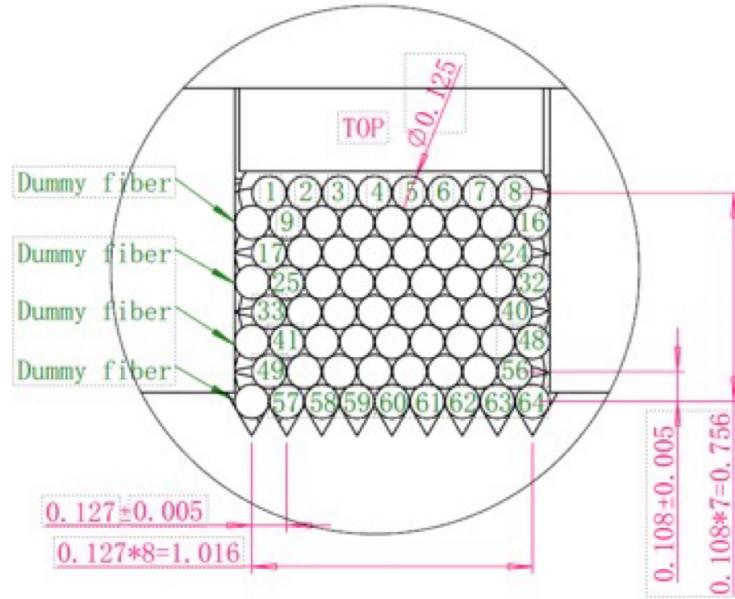


Abbildung 9: Anordnung des Fiber Arrays. [16]

In Abbildung 10 lässt sich der Aufbau des Fiber Arrays erkennen. Links in der Darstellung tritt das Licht ein, welches dann in die Fibern gelangt. Die Anschlüsse, welche rechts bei der Darstellung zu sehen sind, werden mit den PMTs verbunden. Durch die Durchnummerierung der Fibern, wie in Abbildung 9 dargestellt, lassen sich die jeweiligen Fibern mit den PMTs verbinden, je nachdem, welcher Abstand erreicht werden soll. In dieser Arbeit wurden die in Abbildung 9 erkennbare untere Reihe verwendet (Fiber 57-64). Dadurch ließen sich die Abstände, oder auch Baselines genannt, 127 µm, 254 µm, 381 µm, 508 µm, 635 µm, 762 µm und 889 µm verwenden.

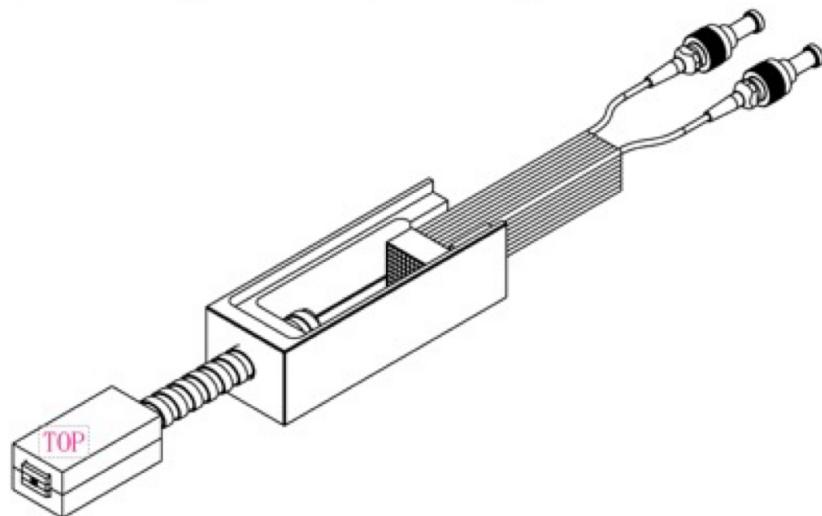


Abbildung 10: Aufbau des Fiber Arrays. [16]

In Abbildung 11 ist der neue Aufbau des Labortisches gezeigt.

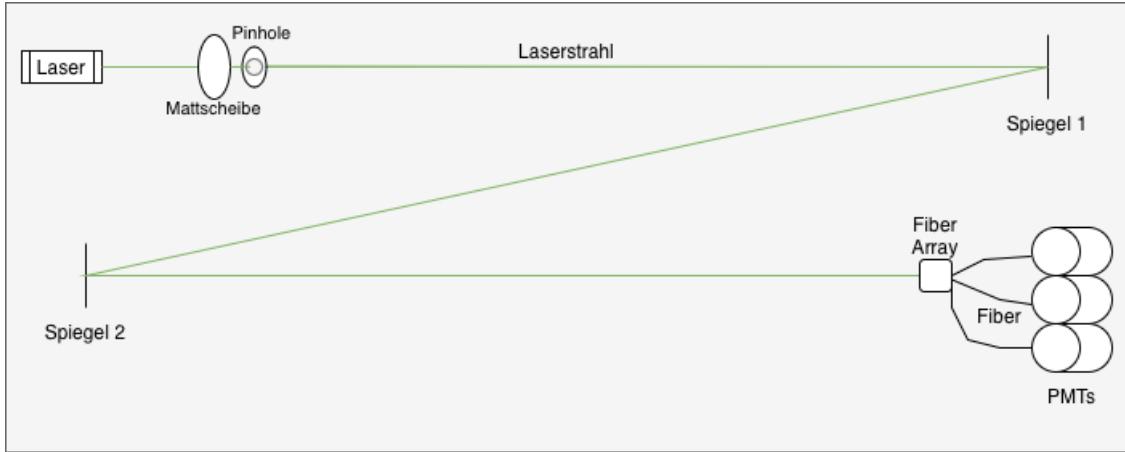
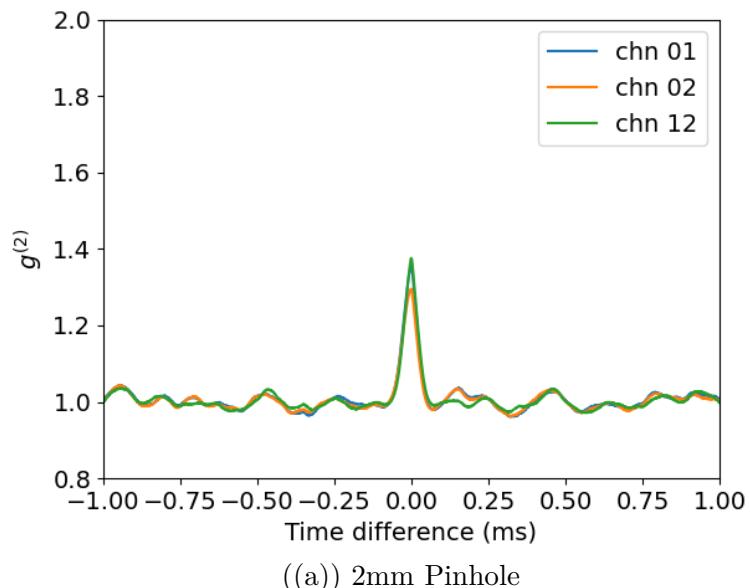
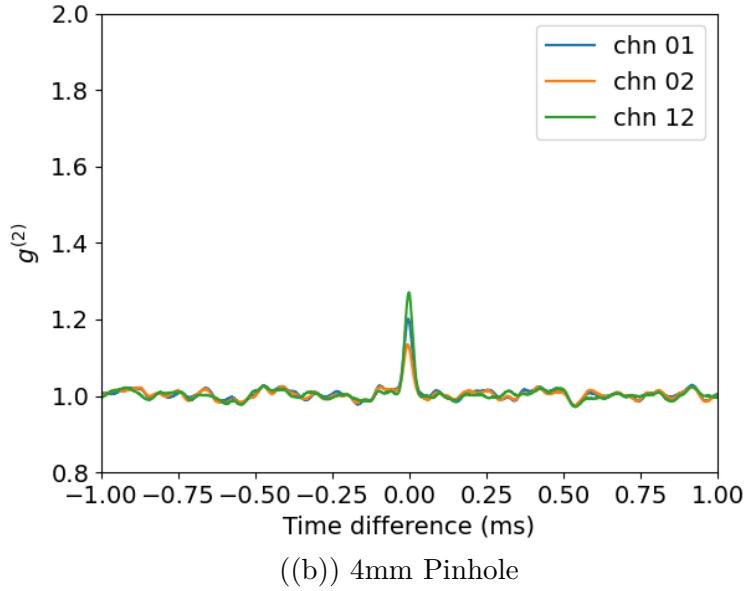


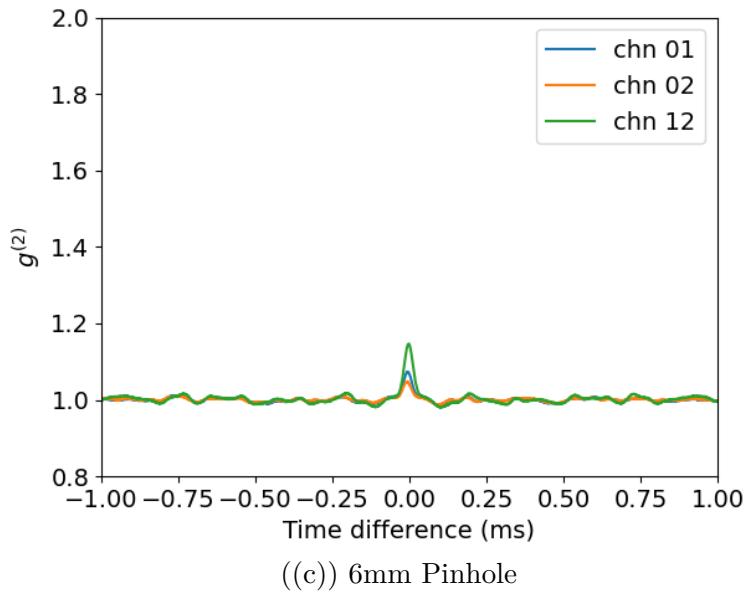
Abbildung 11: Aufbau des Labortisches von oben betrachtet für die Messungen mit einem Fiber Array.

Für die folgenden Messungen wurden die Fibern 57 (chn2), 59 (chn1) und 64 (chn0) verwendet. Es wurde also für chn01 mit einer baseline von $635 \mu\text{m}$, für chn12 mit einer Baseline von $254 \mu\text{m}$ und für chn02 mit einer baseline von $889 \mu\text{m}$ gemessen. Außerdem wurden für diese Messungen größere Pinholes verwendet.





((b)) 4mm Pinhole



((c)) 6mm Pinhole

Abbildung 12: $g^{(2)}$ - Messung anhand verschieden großer Pinholes.

Für diese Messungen die in Abbildung 12 dargestellt sind, ließen sich zwei Dinge feststellen. Erstens wurde der $g^{(2)}$ -Wert niedriger, je größer das Pinhole wurde, obwohl in den Messungen 7 das Gegenteil festgestellt wurde. Dies lag vermutlich daran, dass der Lichtstrahl sich mit größeren Pinholes die gesamte Zeit im Nahfeld befand. Die Frauenhofer-Bedingung, welche die Länge liefert, bei der der Lichtstrahl vom Nahfeld ins Fernfeld übergeht, sieht folgendermaßen aus [17]:

$$r = \frac{2d^2}{\lambda} \quad (5)$$

Für ein 1 mm Pinhole und ein 2 mm Pinhole beträgt die Strecke:

$$r_{1\text{ mm}} = \frac{2 \cdot (1\text{ mm})^2}{532 \cdot 10^{-6}\text{ mm}} = 3759\text{ mm} = 3,76\text{ m} \quad (6)$$

$$r_{2\text{ mm}} = \frac{2 \cdot (2\text{ mm})^2}{532 \cdot 10^{-6}\text{ mm}} = 15037\text{ mm} = 15,04\text{ m} \quad (7)$$

Da der Abstand vom Pinhole bis zum Detektor 5230 mm betrug, ging der Lichtstrahl mit einem 1 mm Pinhole ins Fernfeld über und mit einem 2 mm Pinhole bereits nicht mehr. Im Nahfeld gilt der mathematische Zusammenhang $1,22 = \frac{\lambda}{d}$ nicht mehr, weshalb Messungen durchgeführt werden sollten, bei denen es einen Übergang ins Fernfeld vor dem Detektor gibt.

Die zweite Auffälligkeit, die in den Messungen 12 zu erkennen ist, sind die unterschiedlichen Höhen der Peaks für die verschiedenen Channel. Wie bereits in Abbildung 2 gezeigt, verringerte sich der Wert für $g^{(2)}$ mit steigendem Abstand der Detektoren, also mit höheren Baselines. Hierbei wurde der größte Abstand zwischen Channel 1 und 2 erreicht und der kleinste Abstand zwischen Channel 0 und 2.

3.3 Berechnung des Durchmessers des Pinholes

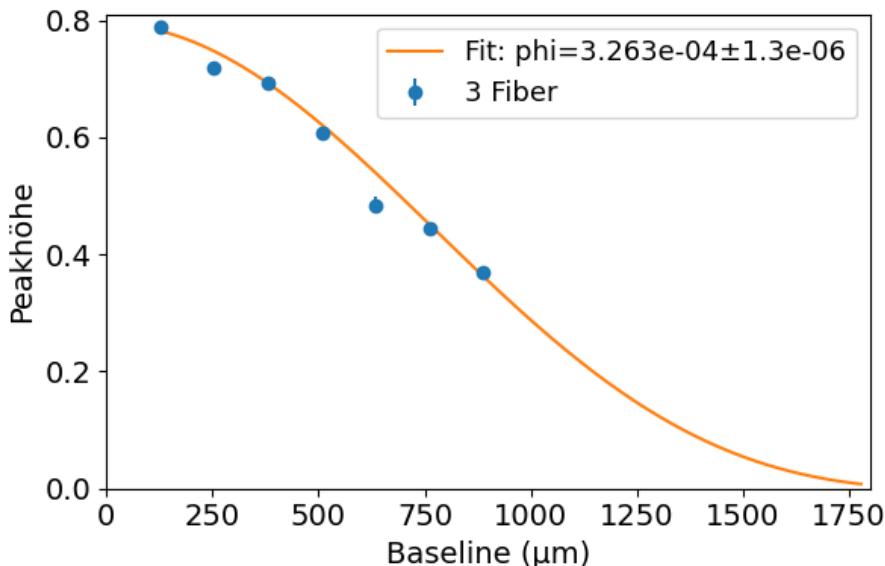
Um nun den Durchmesser des Pinholes zu bestimmen, wurde der $g^{(2)}$ -Wert an der Stelle $\tau = 0$ für jede mögliche Baseline gemessen und diese Werte in einen Plot aufgetragen. Der Wert für $g^{(2)}(0)$ wurde ermittelt, indem die $g^{(2)}$ -Peaks bei $\tau = 0$ aus Abbildung 12 mit 1 subtrahiert wurden. Als Fehler für die Messwerte wurde die Standardabweichung des Rauschens der $g^{(2)}$ -Funktion gewählt. Hierfür wurden die ersten 50 Punkte und die letzten 50 Punkte der $g^{(2)}$ -Kurve zusammengeführt, sodass eine Reihe von 100 Messpunkten entstand, welche das Rauschen der Kurve darstellte. Von diesen Messwerten wurde dann die Standardabweichung bestimmt. Mithilfe der Airy-Funktion, welche an die Werte gefittet wurde, ließ sich ein Wert für den Winkeldurchmesser ϕ des Pinholes ermitteln. Die Fehler der Messwerte flossen hierbei mit in den Fit der Funktion ein. Die Airy-Funktion ist gegeben als [18]:

$$f(x) = a \left[\frac{2J_1\left(\frac{\pi x \phi}{\lambda}\right)}{\frac{\pi x \phi}{\lambda}} \right]^2 \quad (8)$$

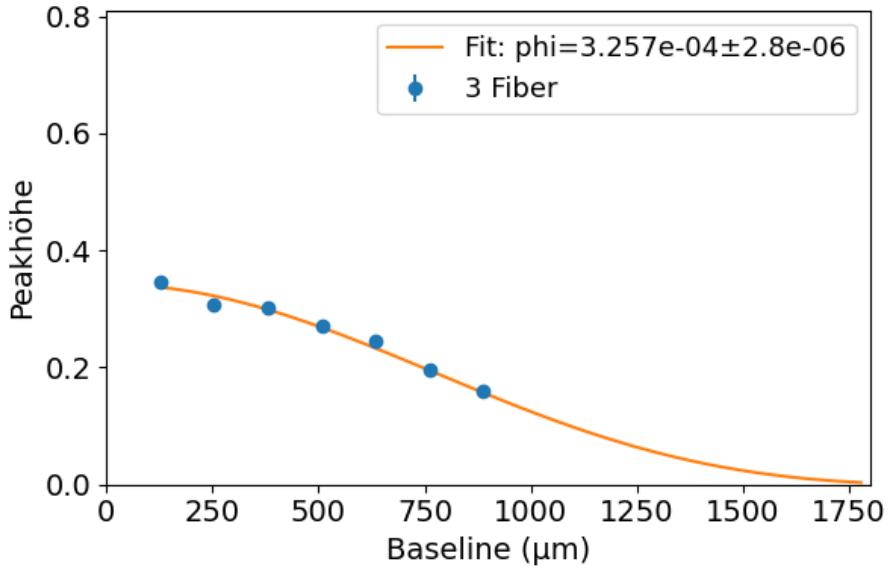
Hierbei ist J_1 die Bessel-Funktion erster Art. Der Fit dieser Funktion an die Messwerte lieferte den Winkeldurchmesser, welcher gegeben ist als [19]:

$$\phi = \frac{d_{\text{Pinhole}}}{\text{Abstand}_{\text{Quelle-Detektor}}} \quad (9)$$

In Abbildung 13 wurde für 2 verschiedene Pinhole Größen der Durchmesser des Pinholes bestimmt.



((a)) 2,5mm Pinhole nach der Scheibe



((b)) 4mm Pinhole nach der Scheibe

Abbildung 13: Messungen für verschiedene Baselines für das Pinhole nach der Mattscheibe.

Wie in Abbildung 13 zu erkennen ist, lieferte der Fit einen Winkeldurchmesser von $\phi_{2.5\text{ mm}} = (3.263 \pm 0.013) \cdot 10^{-4}$ für das 2,5 mm große Pinhole und $\phi_{4\text{ mm}} = (3.257 \pm 0.028) \cdot 10^{-4}$ für das 4 mm Pinhole. Wird der Wert für den Winkeldurchmesser mit der Länge der Strecke vom Pinhole bis zum Detektor $S = 5230\text{ mm}$ multipliziert, sollte der Durchmesser des Pinholes erhalten werden. In diesem Fall wurden die Durchmesser $d_{2.5\text{ mm}} = (1.7065 \pm 0.0068)\text{ mm}$ und $d_{4\text{ mm}} = (1.7034 \pm 0.0146)\text{ mm}$ berechnet. Auffällig war hierbei, dass die Messergebnisse für zwei unterschiedlich große Pinholes fast identisch sind. Eine mögliche Ursache hierfür ist, dass dadurch dass die Pinholes relativ groß sind, nicht die Größe von diesen gemessen wurden, sondern der Durchmesser des Laserpunkts auf der Mattscheibe. Wenn dieser einen Durchmesser von $d_{\text{Laser}} \approx 1.7\text{ mm}$ hat, würde er ungehindert durch die Pinholes mit einem größeren Durchmesser durchdringen. Dies würde erklären warum bei zwei Pinholes mit einem Durchmesser, welcher größer als 1,7 mm ist, dieser Durchmesser gemessen wurde. Um dies zu bestätigen, müsste der Durchmesser des Laserlichts mit einer Kamera gemessen werden, was aus zeitlichen Gründen für diese Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnte.

Für den weiteren Verlauf wurde deshalb nur noch mit dem 1 mm Pinhole gearbeitet. Außerdem wurde das Pinhole für die folgenden Messungen vor der Mattscheibe platziert. Da es sich bei dem Pinhole um ein 3D-gedrucktes Loch handelt, wurde die tatsächliche Größe von diesem unter einem Mikroskop ausgemessen.

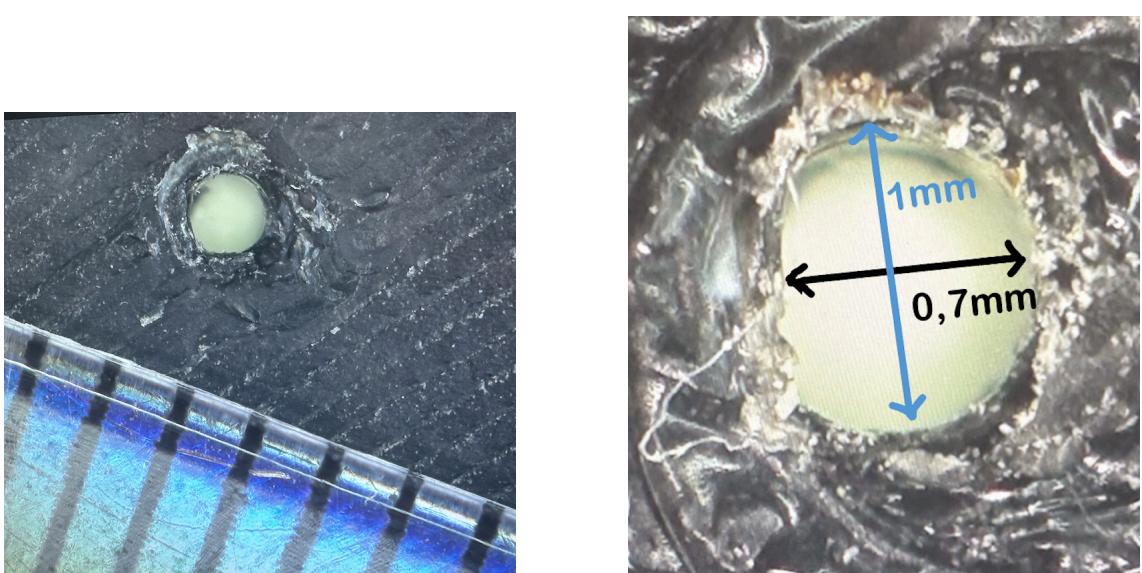


Abbildung 14: Betrachtung des Pinholes unter einem Mikroskop.

Die Ausmessung des Pinholes in Abbildung 14 zeigt, dass das Pinhole tatsächlich nicht rund ist. Der Durchmesser für dieses ist nicht wie erwartet konstant 1 mm, sondern teilweise nur 0,7 mm.

In Abbildung 15 wurde nun für ein 1 mm Pinhole für jede mögliche Baseline die $g^{(2)}$ -Peak Höhe gemessen und aufgetragen. Der Fit lieferte einen Wert für den Winkelkeldurchmesser von $\phi = (1,608 \pm 0,016) \cdot 10^{-4}$, wodurch sich der Durchmesser des Pinholes zu $d_{\text{Pinhole}} = ((1,608 \pm 0,016) \cdot 10^{-4}) \cdot 5230 \text{ mm} = (0,841 \pm 0,008) \text{ mm}$ berechnen ließ. Da der Durchmesser des Pinholes 1 mm bzw. 0,7 mm beträgt, ist diese Messung ein erfolgreiches Ergebnis.

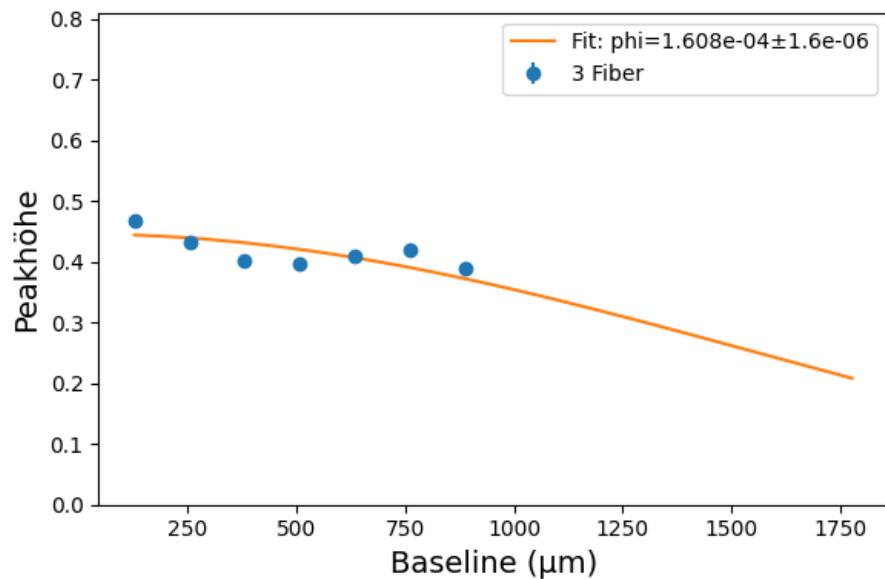


Abbildung 15: Fitten der Airy Funktion an verschiedene Baseline Messungen für ein 1mm Pinhole.

Bei der Darstellung der Peakhöhen in Abbildung 15 lässt sich ein wellenförmiger Verlauf um den Fit erkennen. Dass die Messwerte nicht direkt dem Fit folgen liegt vermutlich am Pinhole. Wie in Abbildung 14 zu erkennen, ist dieses nicht perfekt rund und hat außerdem eine stark unebene Oberfläche. Dadurch interferierte das Licht mit dem Pinhole und auf der Mattscheibe entstand ein Interferenzmuster, welches nicht gleichmäßig hell war. Deshalb lässt sich ein wellenförmiger Verlauf der Messwerte erkennen.

Die Messungen mit einer rotierenden Mattscheibe warfen teilweise Probleme für $g^{(2)}$ -Messungen auf. Zum einen ist die Mattscheibe teilweise unterschiedlich transparent. Dies führte dazu, dass das Ergebnis für $g^{(2)}$ nicht nur von der Variation der Speckle beeinflusst wurde, sondern auch von den Intensitätsschwankungen der Mattscheibe. Außerdem waren die durch die Mattscheibe erzeugten Speckle im Vergleich zum Pinhole, teilweise zu groß. Dies führte dazu, dass nur wenige Speckle durch das Pinhole gelangten und das Licht somit nicht gut pseudo-thermisch war. Es wurde sich deshalb im weiteren Verlauf der Messungen mit einer anderen Methode zur Erzeugung von pseudo-thermischen Licht beschäftigt.

4 Messungen mit einer Milch-Wasser-Mischung

Ein weiterer Weg, um aus Laserlicht pseudo-thermisches Licht zu erhalten, lässt sich mit einer Mischung aus Wasser und Milch erreichen [20]. Das kohärente Laserlicht wird durch die Fetttröpfchen und Partikel in der Milch gestreut. Aufgrund der Brown'schen Bewegung liefert dies eine sich immer ändernde Streuung und somit inkohärentes/pseudo-thermisches Licht.

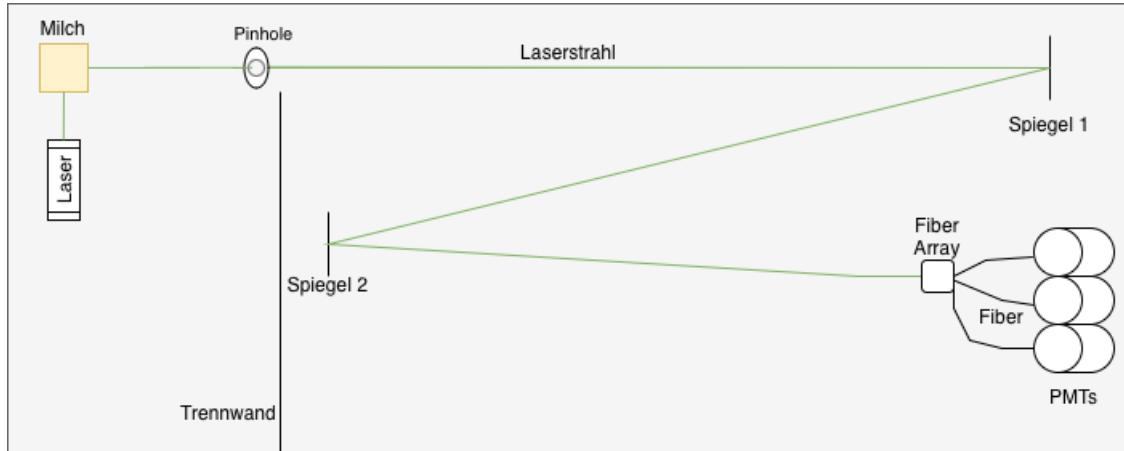


Abbildung 16: Aufbau des Labortisches von oben betrachtet für die Messungen an einer Milch-Mischung.

In Abbildung 16 ist der neue Aufbau für die Messungen mit Milch dargestellt. Da das Streuen des Laserlichts in der Milch viel Streulicht verursachte, wurde eine Trennwand eingebaut. Dadurch hat sich der Weg des Laserlichts verkleinert und die neue Strecke für dieses betrug $S = 3890 \text{ mm}$.

Da das gestreute Licht, welches beim Durchlaufen der Wasser-Milch-Mischung erzeugt wurde, zu schwach zum Messen war, wurde vorerst die Streuung an der Oberfläche der Mischung gemessen.

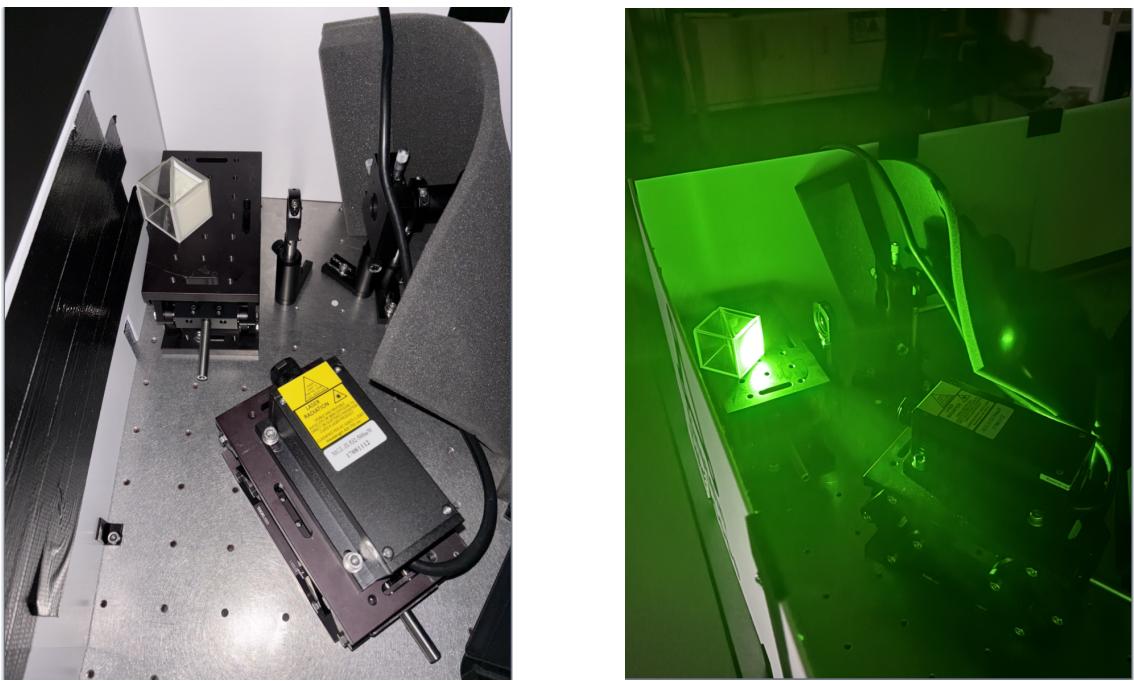
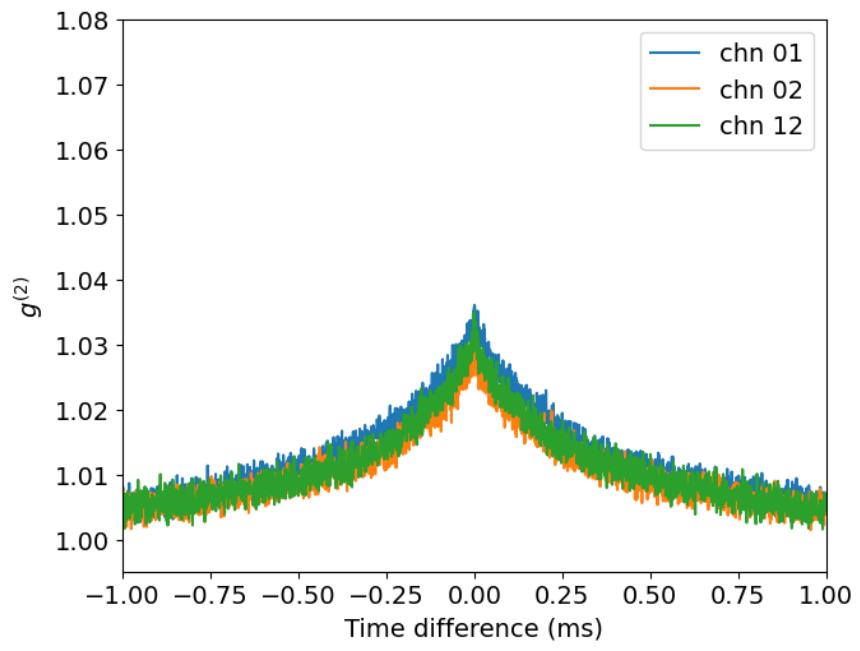
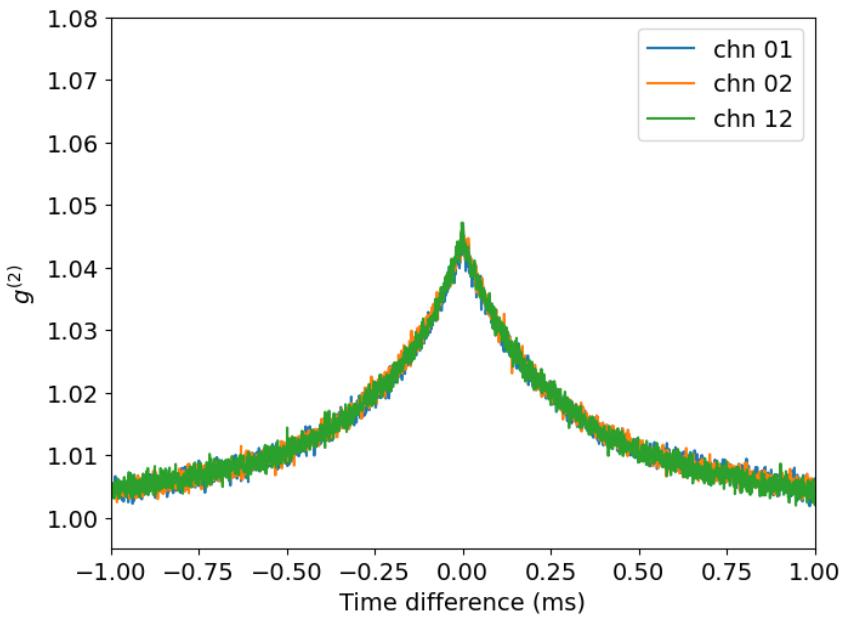


Abbildung 17: Messung der indirekten Reflexion des Laserlichts an einer Milch-Wasser-Mischung.

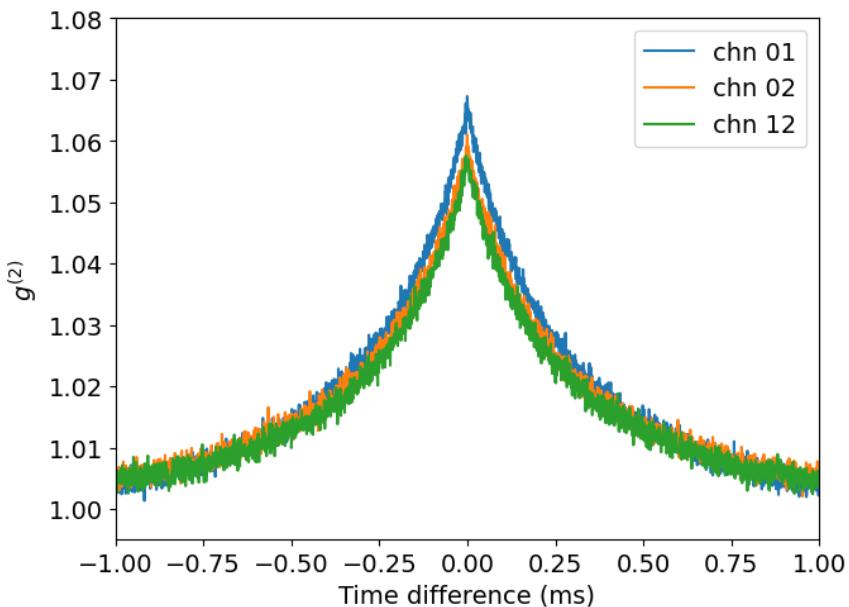
Um das optimale Verhältnis von Wasser und Milch herauszufinden, wurde die Messung für mehrere Zusammensetzungen getestet.



((a)) 1/2 Wasser und 1/2 Milch



((b)) 2/3 Milch und 1/3 Wasser



((c)) Pure Milch

Abbildung 18: Verschiedene Messungen für unterschiedliche Zusammensetzungen von Wasser und Milch.

Wie zu erkennen in Abbildung 18, stieg der Wert für $g^{(2)}$ mit dem Anteil der Milch in der Mischung, weshalb die darauf folgenden Messungen mit purer Milch durchgeführt wurden. Im Vergleich zu den Messungen mit der rotierenden Mattscheibe (siehe Abbildung 12) war der Peak für die Messungen mit Milch deutlich breiter.

Außerdem ließ sich mehr Rauschen erkennen als bei den vorherigen Messungen, was auf das Streulicht zurückzuführen ist. Die $g^{(2)}$ -Peaks für Messungen mit einer Milch-Wasser-Mischung waren zudem deutlich kleiner als für die Messungen mit der rotierenden Mattscheibe, was vermutlich ebenfalls am Streulicht des Lasers lag. Es lässt sich erkennen, dass die Kurve die Form einer Lorentzkurve ähnelt und nicht einer Gaußkurve, wie es bei der Messung von Sternen oder wie es auch bei Messungen mit einer Mattscheibe der Fall ist.

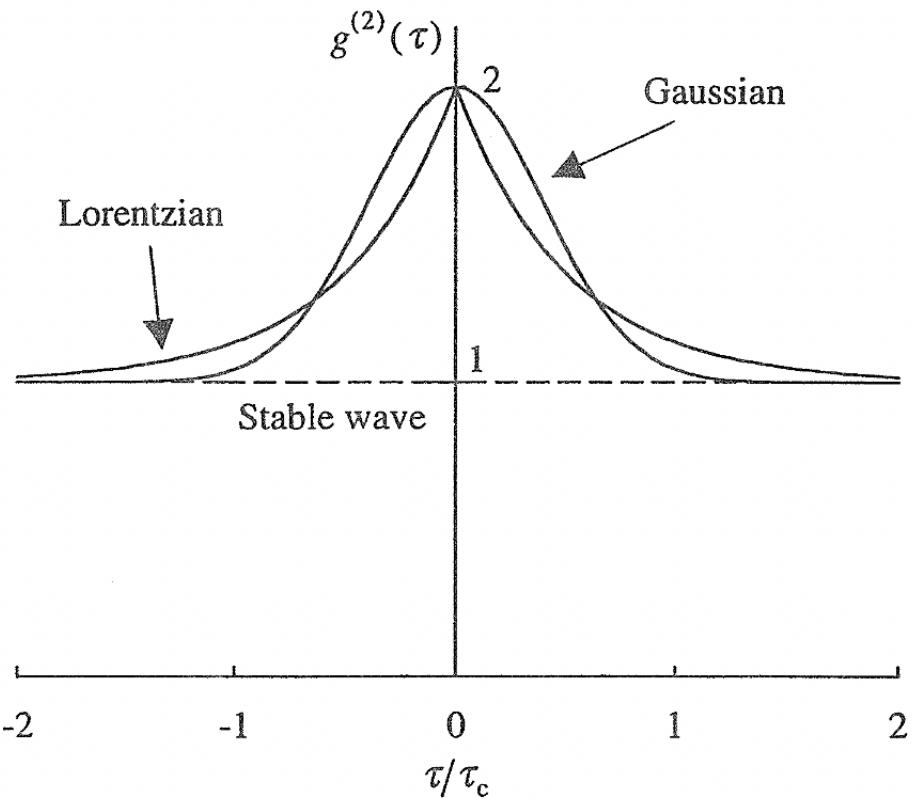


Abbildung 19: Vergleich einer Gauß-Kurve und einer Lorentz-Kurve bei $g^{(2)}$ -Messungen. [21]

Dies entstand dadurch, dass durch die Brown'sche Bewegung der Partikel in der Milch die Spektrallinie breiter wurden. Dadurch wurde das Frequenzspektrum Lorentz verbreitert und das Resultat war eine lorentzförmige $g^{(2)}$ -Kurve.

4.1 Messungen mit purer Milch

Mit dem genannten Aufbau und purer Milch in der Küvette, wurde nun die Messung für alle Baselines durchgeführt. Zu sehen ist diese in Abbildung 20.

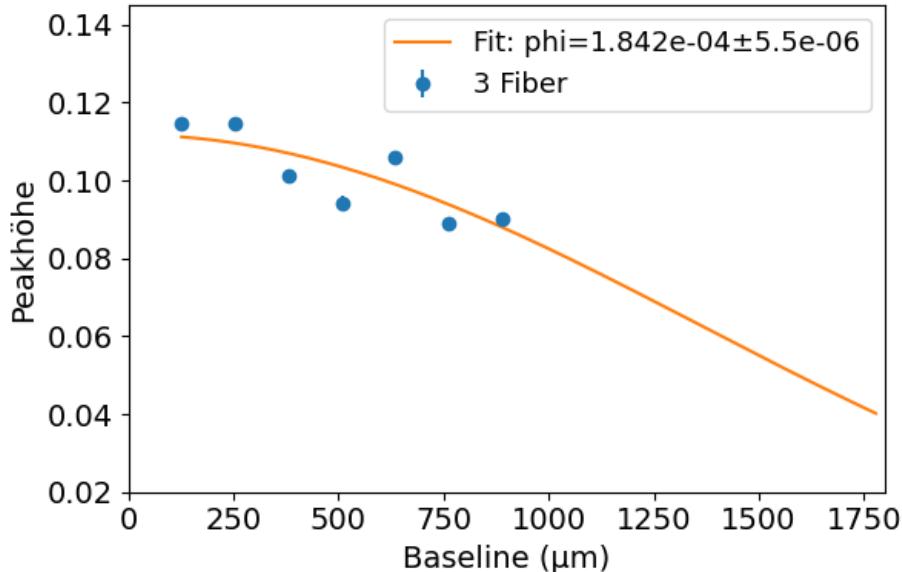


Abbildung 20: Messung aller Baselines mit purer Milch und 1 mm Pinhole.

Es lässt sich erkennen, dass wie bereits in Abbildung 15 ein wellenförmiger Verlauf der Messwerte entstanden ist. Dies bestätigt die Vermutung, dass diese Abweichung vom Fit mit dem Zustand des Pinholes zusammenhängt. Der aus dem Fit stammende Winkeldurchmesser lieferte:

$$((1,842 \pm 0,055) \cdot 10^{-4}) \cdot 3890 \text{ mm} = (0,72 \pm 0,02) \text{ mm} \quad (10)$$

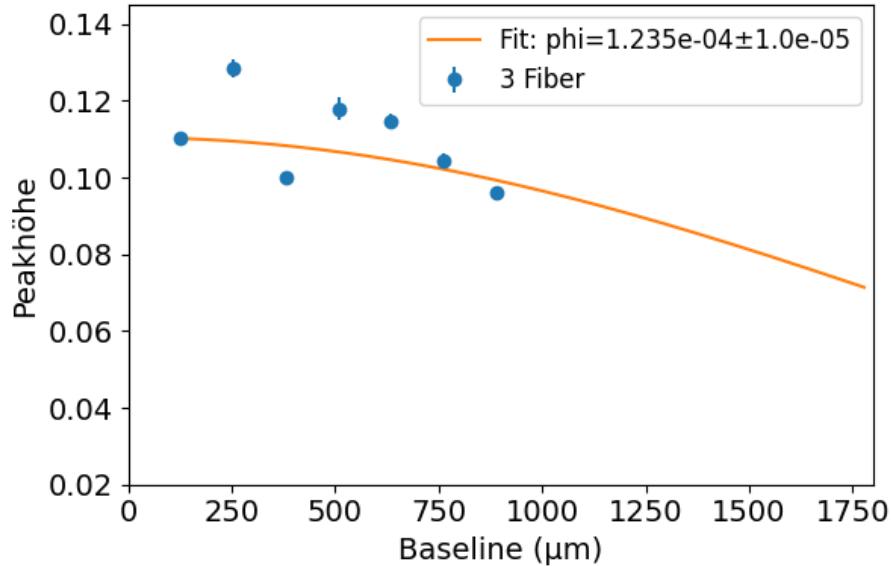
Dadurch, dass sich in Abbildung 20 dennoch stärkere Abweichungen der Messwerte von dem Airy-Funktions-Fit erkennen ließen als zuvor, wurden nun zunächst systematische Messungen durchgeführt um die Probleme, welche in den $g^{(2)}$ -Messungen auftreten könnten, besser zu verstehen.

4.2 Systematische Messungen

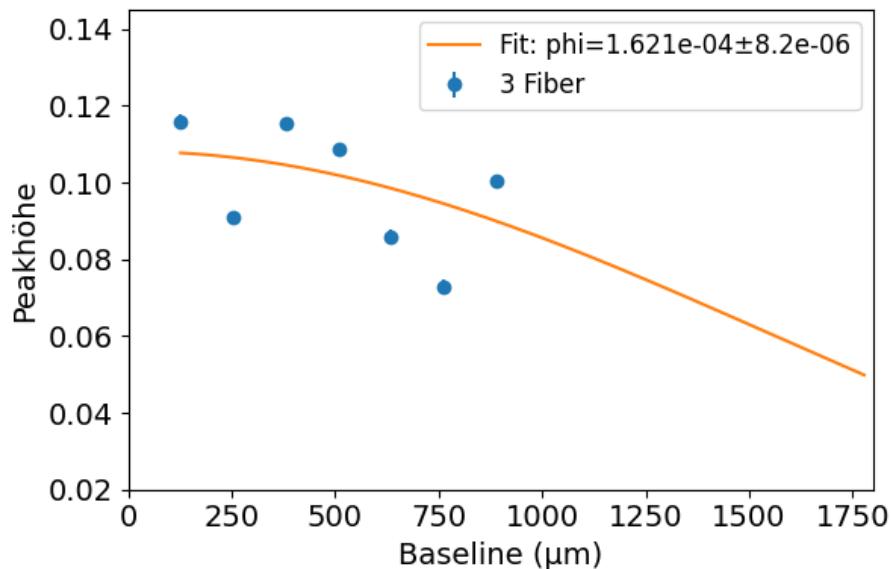
Um die Messschwierigkeiten besser verstehen zu können, wurden zunächst einige systematische Messungen durchgeführt. Für die folgenden Messungen wurde ein Pinhole mit Durchmesser 1 mm verwendet. Als berechneten Winkeldurchmesser wird $\phi \approx 2,57 \cdot 10^{-4}$ erwartet.

Als erstes wurde eine Messung mit 2 Fibern und eine mit 3 Fibern durchgeführt, um mögliche Unterschiede zwischen diesen Messungen festzustellen. Bei einer Messung

mit 2 Fibern wurde der Abstand zwischen diesen jede Messung erhöht, sodass ein Abstand pro Messung erhalten wurde. Für eine Messung mit 3 Fibern wurden pro Messung 3 Abstände erhalten.



((a)) Messung mit 2 Fibern



((b)) Messung mit 3 Fibern

Abbildung 21: Vergleich von einer Messung mit 3 und einer mit 2 Fibern.

Die beiden Messungen lieferten durchaus unterschiedliche Ergebnisse und Abweichungen vom Fit. Dadurch, dass eine Messung mit 2 Fibern deutlich länger dauerte als eine mit 3, deutete dies auf zeitliche Schwankungen der Messwerte hin. Um diese zeitlichen Schwankungen weiter zu erforschen, wurden nun zeitliche systematische Messungen durchgeführt. Hierfür wurde dieselbe Messung mit 3 Fibern 5 mal im Abstand von 5 Sekunden durchgeführt.

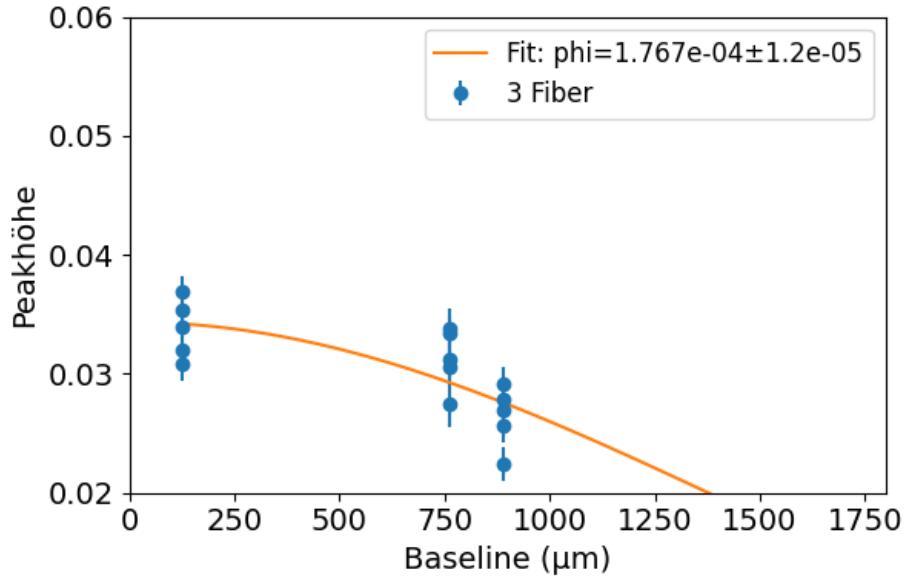


Abbildung 22: Variation der Messergebnisse für 5 direkt aufeinander folgende Messungen.

Wie zu erkennen ist, gab es eine starke Variation (von circa 0,006) für den $g^{(2)}$ -Wert innerhalb von Sekunden. Trotzdem lagen die Messwerte innerhalb der Fehlerbalken. Um die Variation für einen längeren Zeitraum zu betrachten, wurde dieselbe Messung alle 10 Minuten für 2 Stunden durchgeführt.

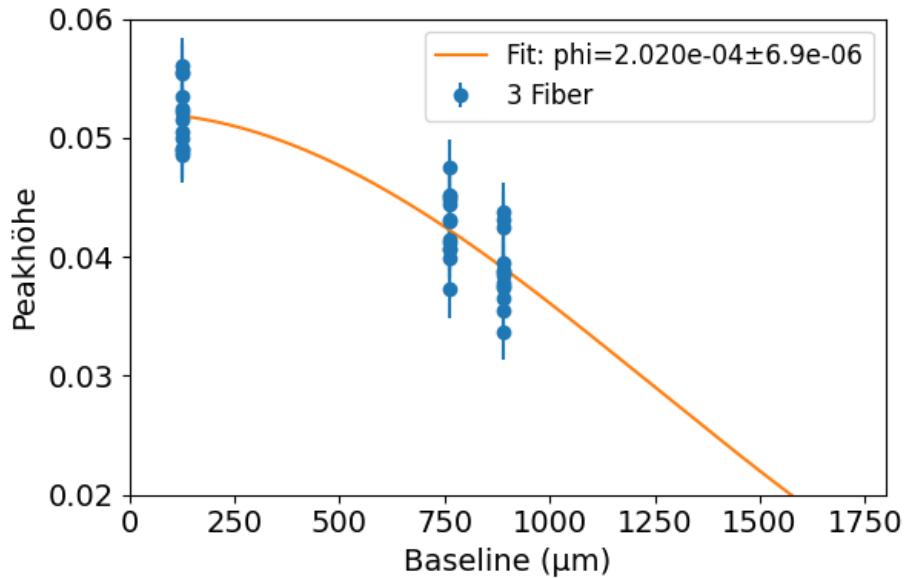


Abbildung 23: Durchführung der selben Messung alle 10 Minuten für 2 Stunden.

Abbildung 23 zeigt hierbei eine noch größere Schwankung als Abbildung 22 auf. Deshalb stellte sich die Frage, ob die Messwerte sich nach einer gewissen Zeit verändern oder ob sie allgemein eine große Schwankung aufweisen. Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen ist, dass durch die ständige Bewegung der Partikel in der Milch

das Laserlicht für jede Messung unterschiedlich gestreut wurde. Im Gegensatz zur Mattscheibe wurde dadurch jede Messung eine unterschiedliche Streuung erzeugt, welche zu diesen Schwankungen in den Messergebnissen führte. Wird die Messung 22 mit der Messung 23 verglichen, lässt sich außerdem erkennen, dass die Messwerte für die 2 Stunden Messung höher sind als für die direkt aufeinanderfolgenden Messungen. Diese Beobachtung bestätigt, dass die Milch sich mit der Zeit verändert. Eine mögliche Ursache für diese unterschiedlichen Werte ist die zeitliche Veränderung der Partikel in der Milch. Außerdem erwärmt sich die Milch durch den Laser mit der Zeit, wodurch die Partikel sich ebenfalls veränderten. Um zu verstehen, ob die Messwerte mit der Zeit kleiner oder größer wurden, wurden diese über die Uhrzeit aufgetragen.

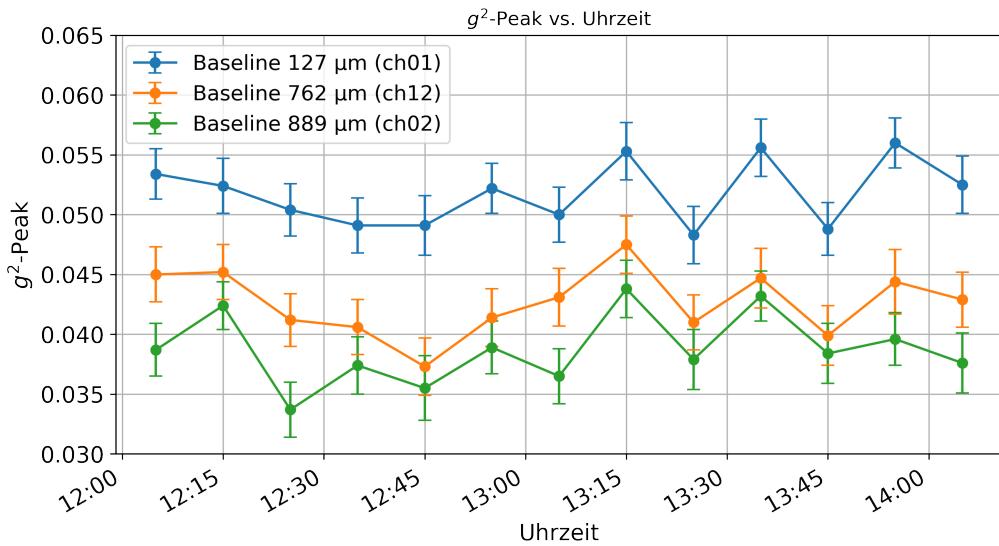


Abbildung 24: Abbildung des $g^{(2)}$ -Peaks über die Uhrzeit.

Wie zu erkennen ist, veränderte sich der Peak zu unterschiedlichen Uhrzeiten, aber es gab keine Tendenz mit welcher dieser sinkt oder steigt. Auf der rechten Seite der Darstellung lässt sich erkennen, dass die Messwerte für die verschiedenen Baselines korreliert sind und gleichzeitig sinken und steigen. Daraus lässt sich schließen, dass die Änderungen der Messwerte mit der Milch zusammenhängen und mit einer Änderung der Partikel in dieser.

Um festzustellen, ob es sich um einen systematischen oder statistischen Fehler handelt, wurde für jede Baseline Messung ein Histogramm erstellt. Die in Abbildung 26 dargestellten Histogramme zeigen, wie oft ein $g^{(2)}$ -Peak von gewisser Größe gemessen wurde. An diese wurde dann die Gauß-Funktion gefittet um die Standardabweichung σ für die Verteilung zu bestimmen. [22]

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (11)$$

In Abbildung 25 ist der Zusammenhang der ermittelten Kurven und ihrer Standardabweichung σ dargestellt.

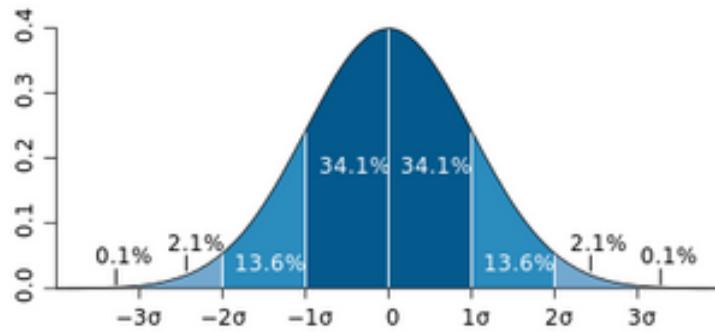
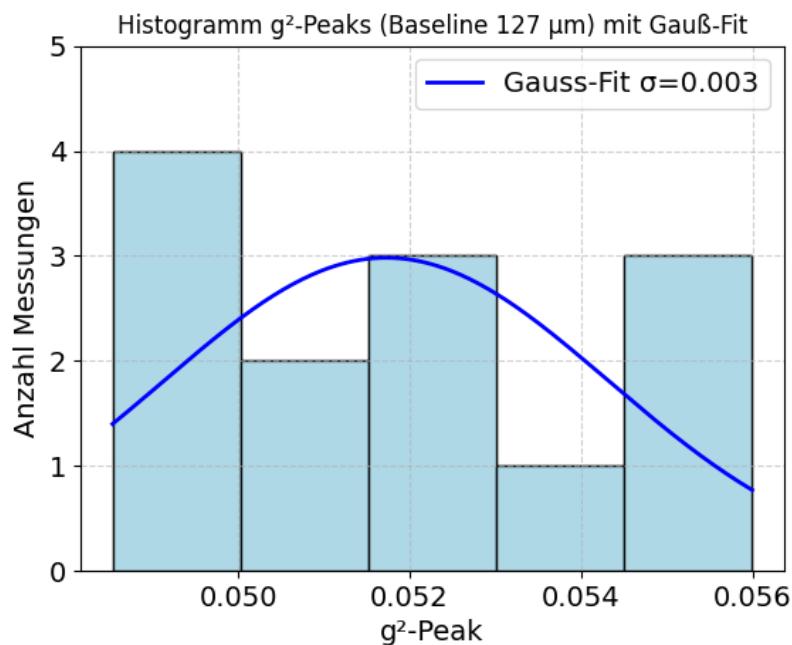


Abbildung 25: Darstellung der Gaußfunktion und ihr Zusammenhang zur Standardabweichung σ . [23]

Lässt sich feststellen, dass die Standardabweichung aus der Gauß-Kurve in der Größenordnung der Fehler der Messwerte ist, handelt es sich bei den beobachteten Schwankungen nur um statistische und nicht um systematische Fehler.



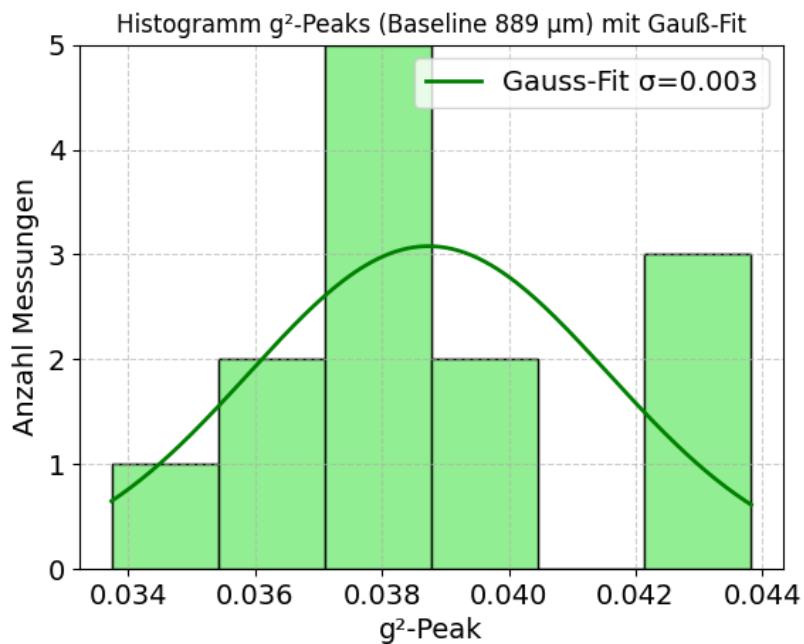
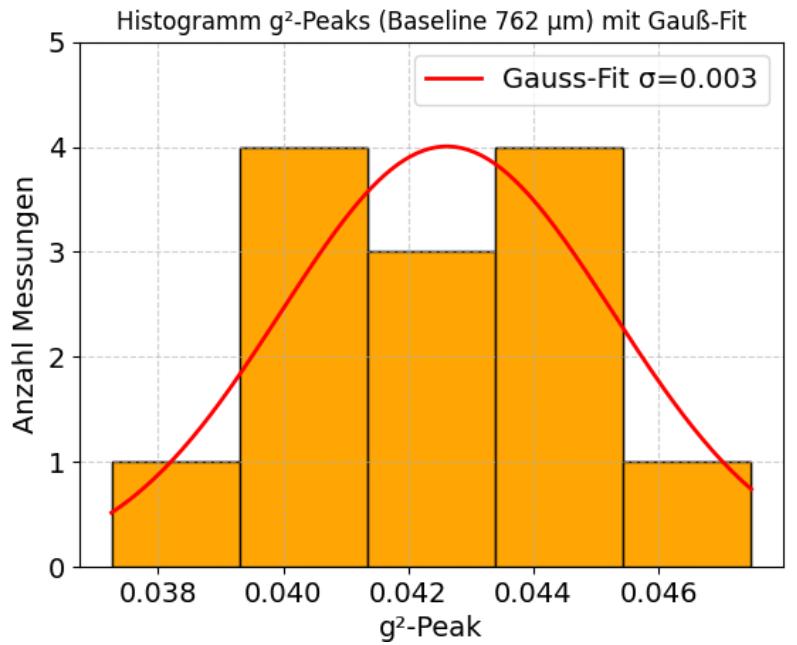
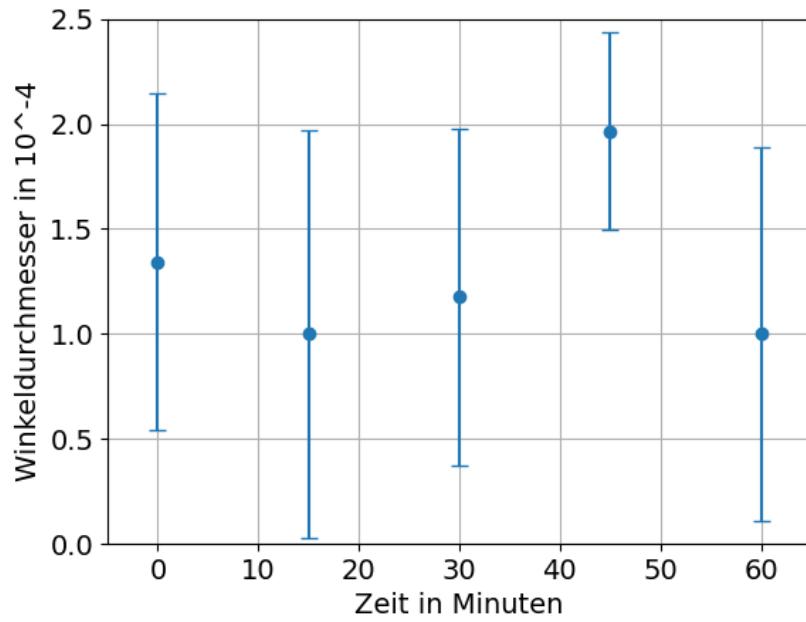


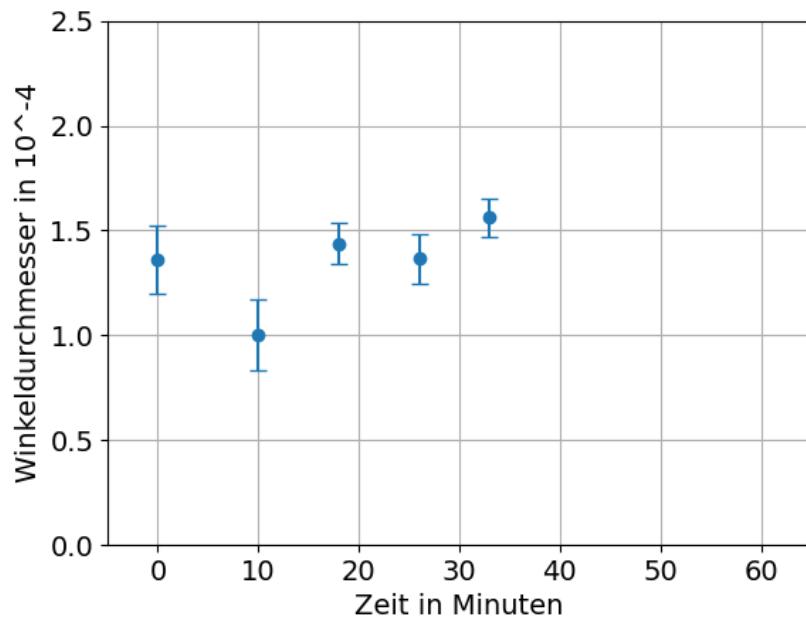
Abbildung 26: Histogramme mit Gauß-Fit.

Dadurch, dass die ermittelte Standardabweichung für jede Baseline $\sigma = 0,003$ beträgt und diese damit in der Größenordnung der Fehler der Messwerte liegt, gab es vorerst keine Hinweise auf systematischen Fehler.

Zudem wurde untersucht, ob die Messungen sich verändern, wenn sie mit alter Milch im Gegensatz zu neuer Milch durchgeführt werden. Hierfür wurde frische Milch aus dem Kühlschrank direkt vor der Messung in die Küvette gefüllt und mit Milch verglichen, welche sich bereits mehrere Tage in der Küvette bei Raumtemperatur befand.



((a)) Messung der Winkeldurchmesser für alte Milch



((b)) Messung der Winkeldurchmesser für frische Milch

Abbildung 27: Vergleich einer Messung mit alter Milch und einer Messung mit frischer Milch.

Zu erkennen ist hierbei, dass die Streuung und somit der Fehler der Messwerte bei alter Milch deutlich größer ist. Deshalb sollte grundsätzlich beachtet werden, dass für das Erzeugen von pseudo-thermischen Licht sich frische Milch besser eignet. Dies lag vermutlich daran, dass Milch nach gewisser Zeit "klumpig" wurde und somit

die Teilchen in der Milch, welche die Streuzentren für den Laser sind, größer und gleichzeitig weniger wurden. Somit wurde die Streuung des Laserlichts größer.

Da in Abbildung 24 eine gewisse Korrelation zwischen den Channels zu erkennen ist, wurde dies genauer untersucht. Hierfür wurden die bis jetzt verwendeten Blöcke weiter zusammengefasst. Bisher wurden alle 1,6 ns ein Bin erstellt und diese dann zu Blöcken von 512 zusammengefasst. Es wurde also die Anzahl der Photonen alle 1,6 ns \cdot 512 = 819,2 ns zur Auswertung verwendet. Diese Blöcke wurden nun zusammengefasst zu größeren Blöcken, welche jeweils 1000 von diesen beinhalteten. Im weiteren Vorgehen wurde also die Anzahl der Photonen in einer Zeit von 819,2 ns \cdot 1000 = 819,2 μ s betrachtet.

Die Blöcke wurden in ihrer Reihenfolge mit der Anzahl der Photonen in diesen in ein Balkendiagramm aufgetragen. Hierbei war es interessant zu sehen, ob die Anzahl der Photonen in den 3 Channels gleichzeitig sinken oder steigen. Dies lässt sich tatsächlich in Abbildung 28 erkennen, woraus sich schließen lässt, dass eine Korrelation zwischen den Channels vorhanden ist.

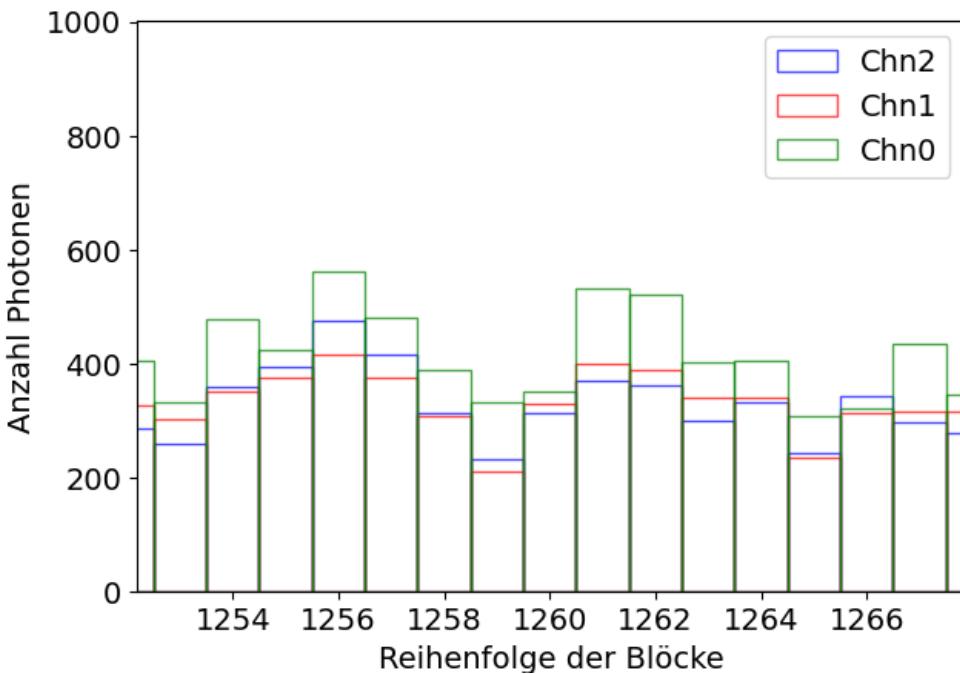
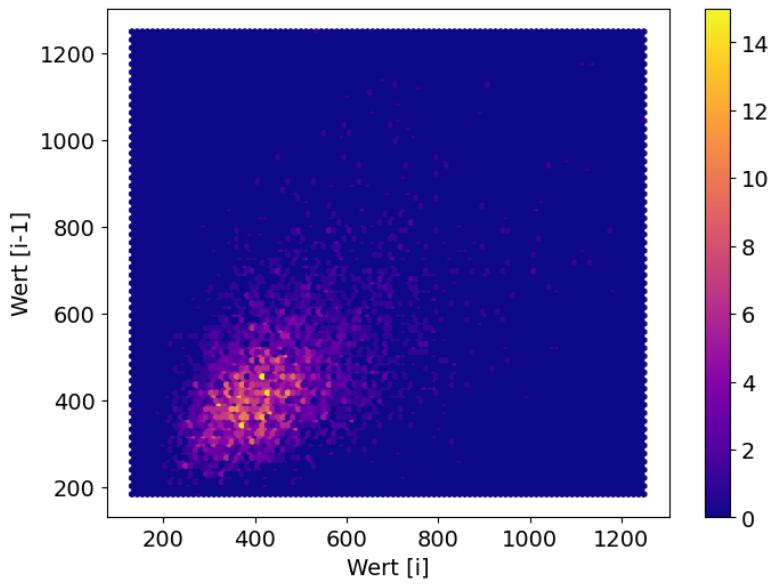


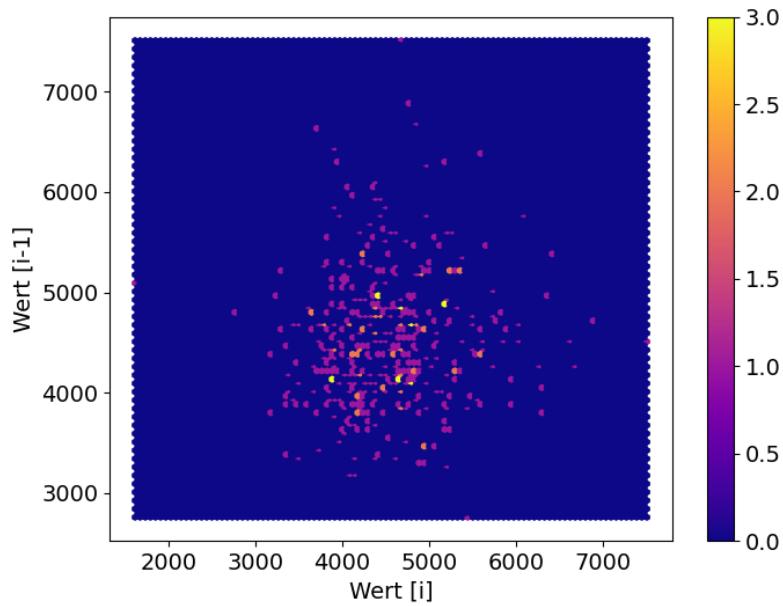
Abbildung 28: Anzahl der Photonen in den Blöcken, aufgetragen der Reihe nach.

Da die Photonen in einer Zeit von 0,819 ms betrachtet wurden, ließ sich daraus schließen, dass die Korrelationszeit entweder über dieser Zeit liegt oder nahe an dieser ist. Vergleicht man Abbildung 18 mit der Darstellung einer $g^{(2)}$ -Kurve in Abbildung 3, lässt sich die Kohärenzzeit ungefähr zu $\tau_c \approx 0,5$ ms bestimmen. Um zu testen, ob die Messwerte auch weit über der Kohärenzzeit hinaus noch korreliert sind, wurden die Messwerte zu 10.000er Blöcken, also für eine Zeit von 8,19 ms pro Block, zusammengefasst.

Die Photonenanzahl der Bins mit den jeweils anliegenden Bins wurde nun verglichen. Hierfür wurde der Wert für die Anzahl in Bin $i - 1$ über die Anzahl in Bin i aufgetragen. Ist das Resultat eine ovale Form, lässt dies darauf schließen, dass es eine Korrelation zwischen nebeneinander liegenden Bins gibt. Die Ursache hierfür ist, dass wenn zum Beispiel ein großer Wert für i gemessen wird die Wahrscheinlichkeit hoch ist, dass auch ein großer Wert für $i - 1$ gemessen wird. Lässt sich allerdings eine Runde Form erkennen, ist keine Korrelation vorhanden, da die nebeneinanderliegenden Bins unabhängig voneinander sind. Für 1000er Bins wurde eine Korrelation, also eine ovale Form der Werte, erwartet und für 10.000er Bins nicht.



((a)) Korrelation für 1000er Bins.



((b)) Korrelation für 10.000er Bins

Abbildung 29: Auftragung der Anzahl der Photonen in Bin $i - 1$ über diese in Bin i .

Wie in Abbildung 29 zu erkennen, liegt die Kohärenzzeit zwischen diesen Zeitwerten. Die Korrelation für die 1000er Bins lässt sich außerdem am Farbbalken der Graphen erkennen. Dieser zeigt die Anzahl der Blöcke in den Bereichen an. Zu erkennen ist hierbei, dass für 1000er Bins die Anzahl an Blöcken bis auf 14 steigt, während der Farbbalken für die Messwerte in 10.000er Bins nur bis 3 geht. Also liegen für die Korrelation von 1000er Blöcken deutlich mehr Punkte in einem Bereich.

Die Zusammenfassung zu 10.000er Bins wurde nun auch als Histogramm dargestellt.

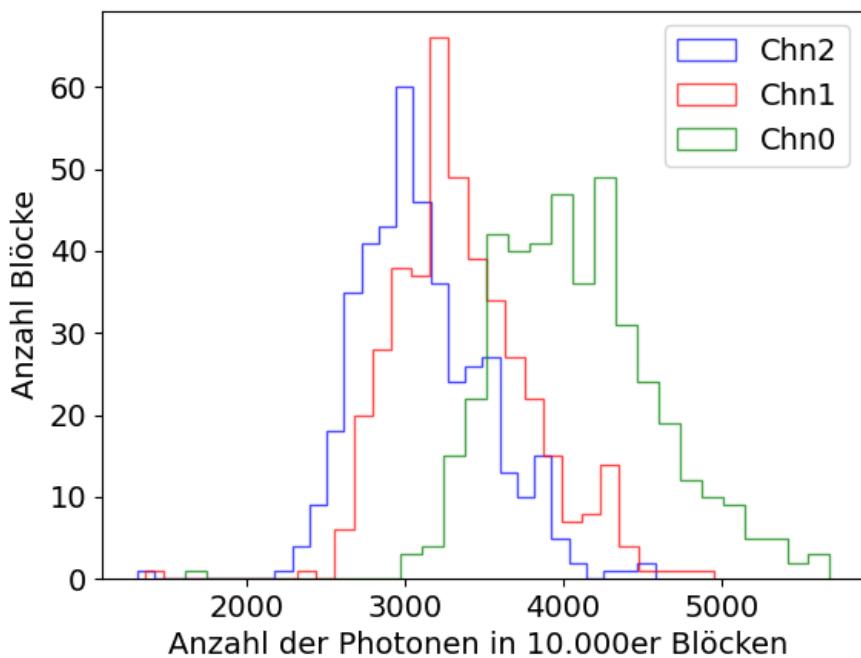


Abbildung 30: Histogramm der Zusammenfassung zu 10.000er Blöcken.

In Abbildung 30 lässt sich erkennen, dass die Standardabweichung nicht der Wurzel des Mittelwerts zu entsprechen scheint. Dies ist ein Zeichen dafür, dass die Rate stärker als statistisch schwankt. Deshalb lässt sich daraus schließen, dass es Fluktuationen im Laser geben muss. Um dies zu untersuchen, wurde nun eine Messung des Laserlichts durchgeführt.

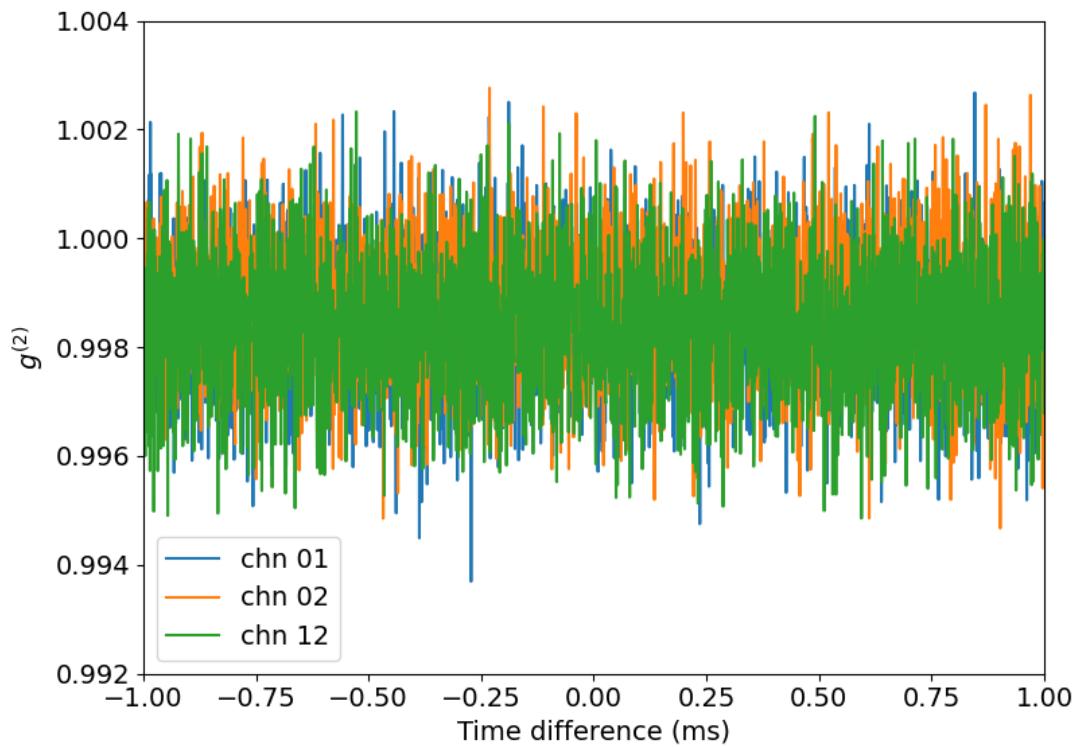


Abbildung 31: Messung der $g^{(2)}$ -Kurve nur für den Laser ohne Milch.

Hierbei lassen sich keine Fluktuationen erkennen. Um den Laser genauer zu untersuchen, müsste von dieser Messung ebenfalls ein Histogramm erstellt werden, was allerdings aus zeitlichen Gründen im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich war. Es ist auch in Abbildung 31 zu erkennen, dass der Laser keine Schwankungen aufweist, welche die $g^{(2)}$ Messungen beeinflussen würden.

4.3 Messungen mit einer 2/3 Wasser und 1/3 Milch Mischung

Nachdem die vorherigen Messungen durchgeführt wurden, wurde sich an den Entwickler des Konzepts der Milch-Wasser-Mischung Colin Carlile gewendet [20]. Mit dessen Hilfe wurde ein neuer Aufbau entwickelt um das Laserlicht zu einer pseudo-thermischen Lichtquelle umzufunktionieren. Bisher wurde das Laserlicht an der Oberfläche der Milch reflektiert. Um den Effekt von pseudo-thermischen Licht zu erhalten, sollte das Licht allerdings durch die Milch durchdringen um mehr mit den Teilchen in dieser zu interagieren. Deshalb wurde im weiteren Verlauf eine Mischung aus 2/3 Wasser und 1/3 Milch verwendet. Pure Milch war nicht transparent genug, um das Laserlicht durch diese durchzulassen. Außerdem wurde um die Küvette mit der Milch-Wasser-Mischung eine schwarze Abschirmung angebracht um zu verhindern, dass das Licht mehrmals gestreut wird.

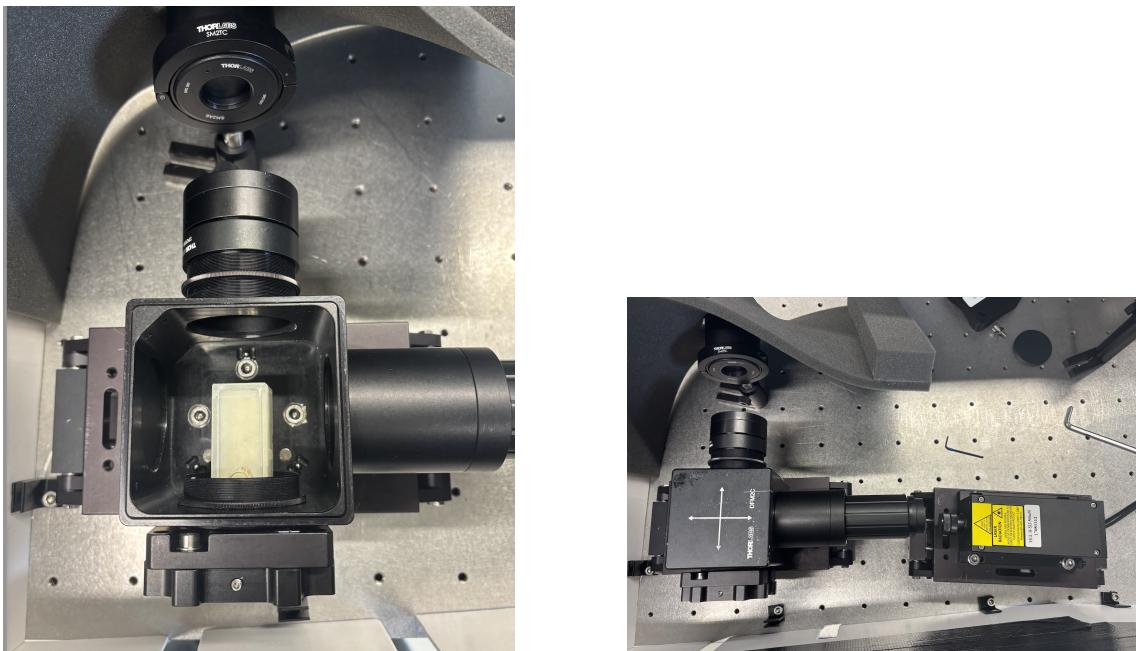


Abbildung 32: Versuchsaufbau mit einer Milch-Wasser-Mischung.

Mit diesem Aufbau wurde nun eine Messung durchgeführt, bei der 2 Fiber an einer festen Stelle mit dem Abstand von einer Baseline blieben. Der Abstand der dritten Fiber wurde variiert, wodurch mit dieser alle restlichen Baselines gemessen wurden.

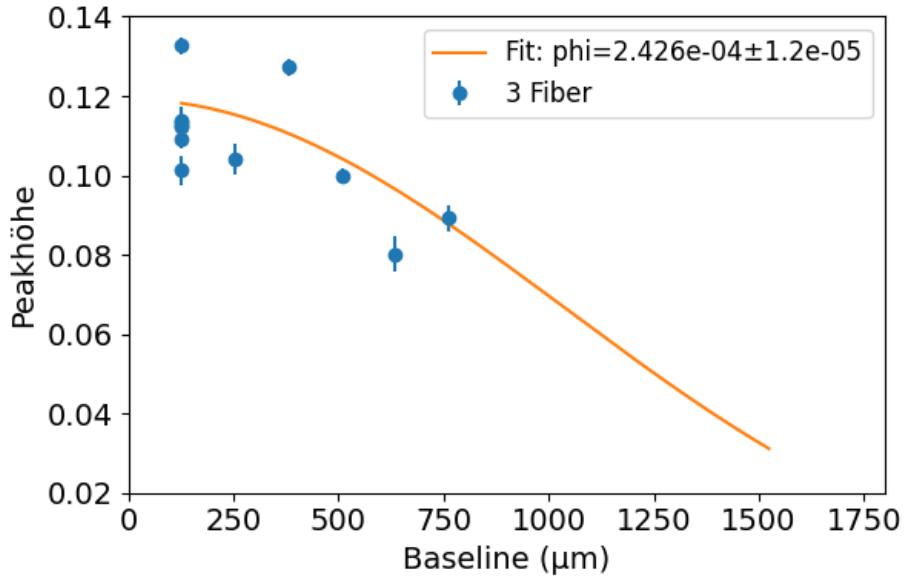


Abbildung 33: Messungen der Baselines mit der festen Baseline von 127 μm bei jeder Messung.

Wie in Abbildung 33 zu erkennen, lieferte der Fit einen Winkeldurchmesser von $\phi = (2,43 \pm 0,12) \cdot 10^{-4}$. Daraus ließ sich der gemessene Durchmesser für das Pim-hole zu $d = (0,945 \pm 0,047) \text{ mm}$ bestimmen. Allerdings ist auch hierbei eine starke Schwankung der Messwerte zu erkennen, vor allem wenn die Messwerte für die Baseline 127 μm betrachtet werden. Um aus den Schwankungen der Messergebnisse für die erste Baseline ein Konzept zu entwickeln, welches diese Schwankungen bei der Bestimmung des Durchmessers berücksichtigt, wurde der Mittelwert der Messungen für die erste Baseline gebildet.

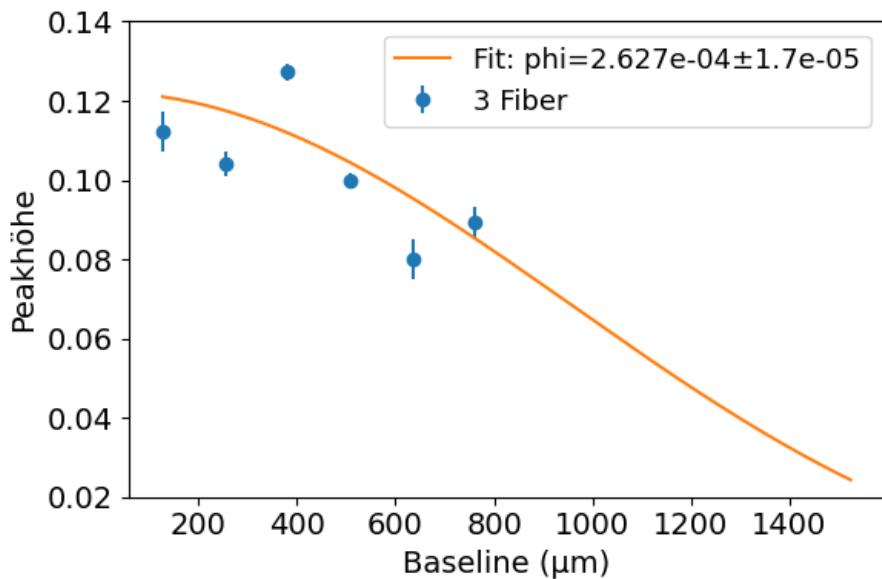


Abbildung 34: Bilden des Mittelwertes für die Messungen der Baseline 127 μm aus Abbildung 33.

Durch das Bilden des Mittelwertes für den ersten Wert veränderte sich der Fit und lieferte einen neuen Winkeldurchmesser von $\phi = (2,63 \pm 0,17) \cdot 10^{-4}$, was einem Durchmesser für das Pinhole von $d = (1.022 \pm 0,066)$ mm entspricht.

Ein anderer Weg um Abbildung 33 weiter auszuwerten, ist die Normierung der Werte. Hierbei wurden für jede Messung die Ergebnisse des $g^{(2)}$ -Peaks durch den Wert für diesen für die erste Baseline geteilt. Dadurch, dass bei der Auswertung für Abbildung 33 festgestellt wurde, dass die Messpaare teilweise gemeinsam nach unten und oben schwanken, dient der Wert für $127\text{ }\mu\text{m}$ als Kalibrationspunkt. Dadurch wurde jeder Wert für die erste Baseline 1, da dieser durch sich selbst geteilt wurde, und jeder andere Wert < 1 . Der erste Wert besitzt also keine Fehler und wurde deshalb auch nicht für den Fit verwendet. Die Fehler für die anderen Werte wurden durch die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung bestimmt. Diese wurden ermittelt aus [24]

$$\Delta g_{\text{normiert}}^{(2)} = \sqrt{\left(\frac{\delta g_{\text{normiert}}^{(2)}}{\delta g^{(2)}} \Delta g^{(2)}\right)^2 + \left(\frac{\delta g_{\text{normiert}}^{(2)}}{\delta g_{127\mu\text{m}}^{(2)}} \Delta g_{127\mu\text{m}}^{(2)}\right)^2} \quad (12)$$

Hier ist $\Delta g_{\text{normiert}}^{(2)}$ der Fehler für die normierten Werte und $g_{\text{normiert}}^{(2)}$ ist die Funktion zur Berechnung der normierten Werte, also $\frac{g^{(2)}}{g_{127\mu\text{m}}^{(2)}}$. $\Delta g_{127\mu\text{m}}^{(2)}$ und $\Delta g^{(2)}$ sind jeweils die ursprünglichen Fehler von diesen.

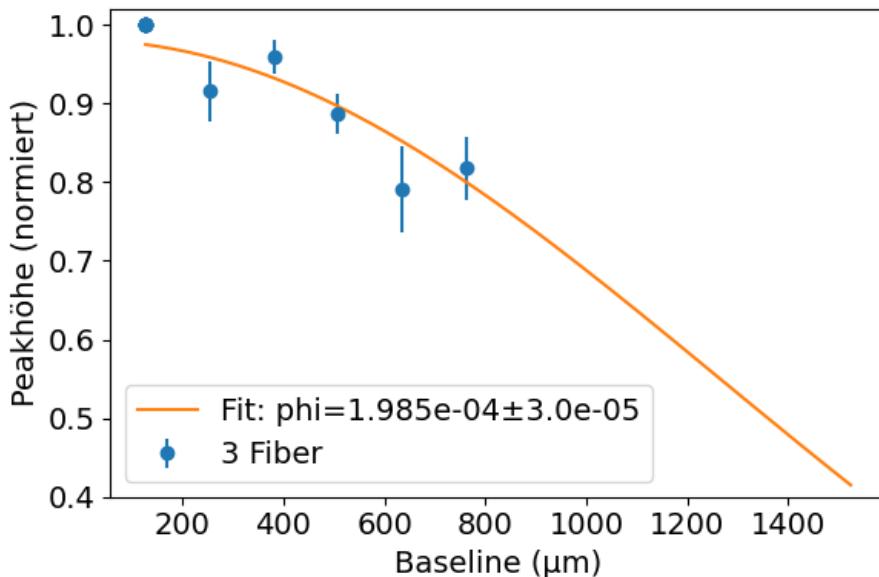


Abbildung 35: Normierung der Werte aus Abbildung 33.

In der Theorie sollte dieser Plot aufgrund der Normierung den besten Wert für den Durchmesser liefern. Der Winkeldurchmesser für diese Auswertung war $\phi = (1,99 \pm 0,30) \cdot 10^{-4}$ und lieferte einen Durchmesser für das Pinhole von $d = (0,772 \pm 0,117)$ mm, welcher mit dem tatsächlichen Durchmesser des Pinholes übereinstimmt. Diese Mess- und Auswertungsmethode liefert einen guten Weg, um die zeitlichen

Schwankungen der Messwerte zu umgehen und sollte in zukünftigen Messungen weiter verwendet werden. Somit wurde das Ziel dieser Arbeit, ein erfolgreiches Konzept für $g^{(2)}$ -Messungen zu entwickeln, erreicht.

5 Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick in die Zukunft

Nach etlichen Messungen wurden viele neue Erkenntnisse für $g^{(2)}$ -Messungen erreicht und somit auch Erkenntnisse für Verbesserungen.

Werden die Messungen betrachtet, welche mit einer rotierenden Mattscheibe durchgeführt wurden, im Gegensatz zu den Messungen mit einer Milch-Wasser-Mischung, zeigen diese recht gute Ergebnisse für die Größe des $g^{(2)}$ -Peaks auf. Wird Abbildung 7 mit Abbildung 18 verglichen, lässt sich erkennen, dass die Messungen mit einer rotierenden Mattscheibe doch deutlich näher an den vorhergesagten Wert von $g^{(2)} = 2$ herankommen. Dadurch, dass der $g^{(2)}$ -Wert für die Milch-Wasser-Mischung relativ nah an dem für Laser vorhergesagten $g^{(2)}$ -Wert von 1 liegt, lässt sich daraus schließen, dass bei den Messungen mit einer Milch-Wasser-Mischung relativ viel Streulicht vom Laser mitgemessen wurde. Außerdem hat vermutlich eine Mehrfachstreuung in der Milch Auswirkung darauf, dass der Wert für $g^{(2)}$ sich nicht 2 annähert. [20]. Lassen sich diese Punkte korrigieren, ist die Milch-Wasser-Mischung durchaus eine sinnvolle Lichtquelle.

Bei Messungen mit der Mattscheibe gibt es ebenfalls Hindernisse, welche überwunden werden müssen. Wie bereits erwähnt, bewirkt eine unterschiedliche Transparenz der Mattscheibe eine Beeinflussung des $g^{(2)}$ -Wertes. Außerdem bereiten die Größe der Speckle, welche durch die Mattscheibe entstehen Probleme bei den Messungen. Wenn diese Punkte bereinigt werden können, lassen sich vielversprechende Messungen mit einer rotierenden Mattscheibe durchführen.

Generell sollten am Aufbau des Versuchs einige Verbesserungen durchgeführt werden. Allgemein ist eine Baseline von $889 \mu\text{m}$ als höchst mögliche Baseline ziemlich gering. Wird als Vorlage der Verlauf aus Abbildung 2 betrachtet und der ermittelte Verlauf dieser Kurve für die verschiedenen Messungen, lässt sich erkennen, dass noch größere Abstände zwischen den Detektoren ein guter Zusatz in der Bestimmung des Winkeldurchmessers wären. Für zukünftige Messungen wäre ein noch größeres Array aus Fibern sinnvoll.

Neben Verbesserungsvorschlägen für zukünftige Messungen wurden allerdings auch Konzepte entwickelt, welche beibehalten werden sollten. Werden $g^{(2)}$ -Messungen durchgeführt, um den Durchmesser des Pinholes zu bestimmen, sollte die Methode aus Abbildung 35 verwendet werden. Durch die Messungen mit 3 Fibern, wobei 2 davon fest mit einem Abstand von $127 \mu\text{m}$ bleiben, lassen sich die Messungenauigkeiten überwinden. Deshalb ist eine Messung und Auswertung dieser Art für die Zukunft eine sinnvolle Vorgehensweise.

In Zukunft soll ein Konzept entwickelt werden, um mit Hilfe von $g^{(3)}$ -Messungen Informationen zu den interferometrischen Phasen der beobachteten Objekte zu erhalten. Wird an dem Konzept der $g^{(2)}$ -Messungen noch weiter gefeilt, kann bald mit $g^{(3)}$ -Messungen fortgefahrene werden. In Abbildung 36 ist eine Visualisierung für einen $g^{(3)}$ -Graph, für die Messung von einem 1 mm Pinhole mit der rotierenden Mattscheibe, dargestellt. In dieser Darstellung lassen sich jeweils auf der x-Achse und

auf der y-Achse die Werte für τ_1 und τ_2 erkennen. Die Colorbar auf der rechten Seite zeigt den Wert für die Korrelation an. Zu erkennen in der Abbildung sind jeweils 3 helle Linien und ein heller Punkt in der Mitte der Darstellung. Die Linien stellen jeweils die $g^{(2)}$ -Werte dar. Hierbei ist die Linie, welche von links nach rechts verläuft für $\tau_2 = 0$ und zeigt deshalb die Korrelation zwischen zwei Kanälen an. Dasselbe trifft für die Linie von oben nach unten mit $\tau_1 = 0$ und für die schräge Linie mit $\tau_1 = \tau_2$ zu. In der Mitte der Abbildung beschreibt der helle Punkt den Wert für $g^{(3)}$. Bei diesem gilt $\tau_1 = \tau_2 = 0$, weshalb hier 3-Photonen-Korrelation aufgezeigt wird. Wie bereits in Kapitel 1.7 beschrieben, lassen sich nun durch dieses Verfahren die interferometrischen Phasen bestimmen. Dadurch wäre es in Zukunft möglich neue Lichtquellen im Labor zu untersuchen, wie zum Beispiel Doppel-Pinholes.

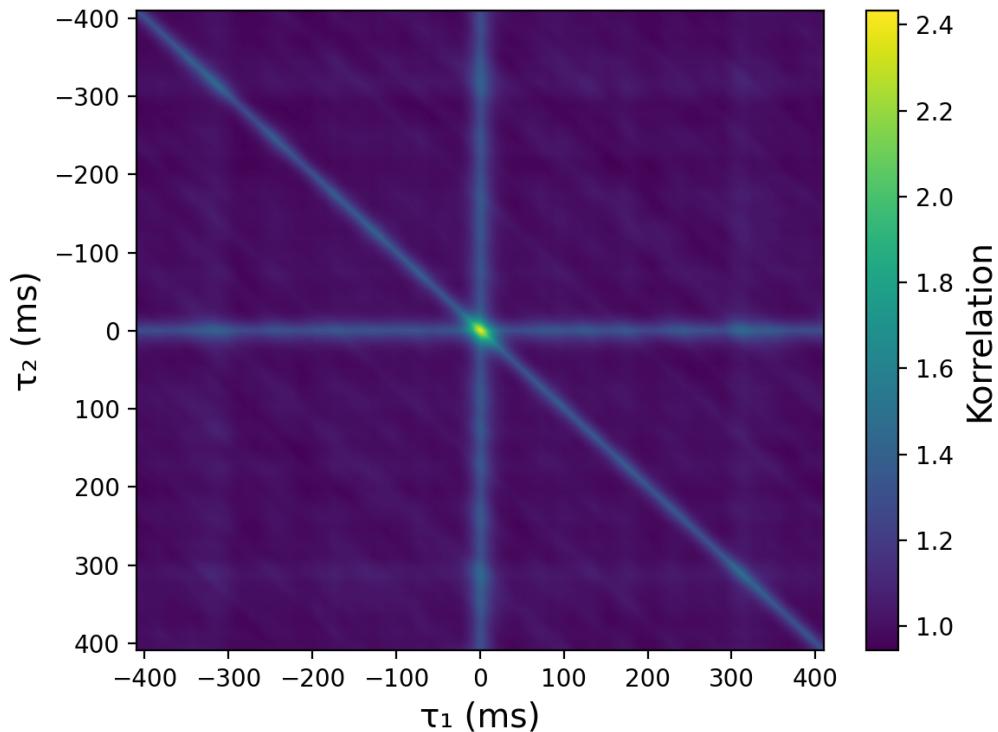


Abbildung 36: Auswertung einer $g^{(3)}$ Messung.

Literatur

- [1] Gordon Baym. *The physics of Hanbury Brown–Twiss intensity interferometry: from stars to nuclear collisions*. URL: <https://www.phenix.bnl.gov/WWW/publish/seto/wonyong/zakopane.pdf> (besucht am 24. 10. 2025).
- [2] Helmut Scheffler und Hans Elsässer. *Physik der Sterne und der Sonne*. 1990.
- [3] Robert Hanbury Brown. *The intensity Interferometer*. 1974.
- [4] Mark Fox. *Quantum Optics: An Introduction*. 2006.
- [5] Andreas Philippi. *Speckle: Ein Praktikumsversuch für Fortgeschrittene*.
- [6] Lisa Baltes. *Lichtkohärenz und Hanbury Brown Twiss Effekt*. URL: https://www.thphys.uni-heidelberg.de/~wolschin/eds15_10s.pdf (besucht am 24. 10. 2025).
- [7] Andreas Zmija. *From the Lab to the Telescopes-Intensity Interferometrie with H.E.S.S.*
- [8] Axel Kuhn. *Die Quantennatur des Lichts: von kohärenter Strahlung zu einzelnen Photonen*. URL: https://www.mpg.de/5021272/Quantennatur_des_Lichts.pdf (besucht am 24. 10. 2025).
- [9] Walter-Meißner-Institut. *Kapitel 6: Kohärenz*. URL: https://www.wmi.badw.de/fileadmin/WMI/LectureNotes/Physics_3/Gross_Physik_III_Kap_6.pdf (besucht am 24. 10. 2025).
- [10] Paul D. Nuñez und A. Domiciano de Souza. *Capabilities of future intensity interferometers for observing fast-rotating stars: imaging with two- and three-telescope correlations*. URL: <https://academic.oup.com/mnras/article/453/2/1999/1144094> (besucht am 24. 10. 2025).
- [11] Yu Zhou, Lui Jianbin und Shih Yanhua. *3rd Order Temporal Correlation Function of Pseudo-Thermal Light*. 2009.
- [12] Arvind S. Marathay, Yiping Hu und Lianzhen Shao. *Phase function of spatial coherence from second-, third-, and fourth-order intensity correlations*. URL: <https://www.spiedigitallibrary.org/journals/optical-engineering/volume-33/issue-10/0000/Phase-function-of-spatial-coherence-from-second--third-/10.1117/12.181252.full> (besucht am 24. 10. 2025).
- [13] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen*. 2016.
- [14] Claus Grupen. *Teilchendetektoren*. 1994.
- [15] Sheng-Wen Li u. a. *Photon statistics of quantum light on scattering from rotating ground glass*. URL: <https://arxiv.org/pdf/1911.08694.pdf> (besucht am 24. 10. 2025).
- [16] *8x8 2DFA-FC_UPC*. Zhongshan Meisu Technology Co.,Ltd. 4th Floor, No.132 North Qi-wan road, Zhongshan city, Guang Dong province, CHINA 528400, Nov. 2012.
- [17] Mehdi Monemi, Mehdi Rasti und Matti Latva-aho. *Revisiting the Fraunhofer and Fresnel Boundaries for Phased Array Antennas*. URL: <https://arxiv.org/pdf/2411.02417.pdf> (besucht am 24. 10. 2025).

- [18] Swinburne University of Technology. *Airy Disk*. URL: <https://astronomy.swin.edu.au/cosmos/a/Airy+Disk> (besucht am 24.10.2025).
- [19] Tim Trott. *What is Angular Size in Astronomy?* URL: <https://perfectastronomy.com/astronomy-course/angular-size/> (besucht am 24.10.2025).
- [20] Colin Carlile. *Seeing Stars: Intensity Interferometry in the Laboratory and on the Ground*. URL: <https://lup.lub.lu.se/student-papers/search/publication/9054676> (besucht am 24.10.2025).
- [21] Rodney Loudon. *The Quantum Theory of Light*. 2000.
- [22] *Kapitel 8: Normalverteilung*. URL: <https://www.mathematik.uni-marburg.de/~lohoefer/pharma/kap-8-ws03.pdf> (besucht am 24.10.2025).
- [23] M. W. Toews. *based on figure by Jeremy Kemp*. (Besucht am 24.10.2025).
- [24] *F Fehlerrechnung*. URL: https://uol.de/f/5/inst/physik/ag/physikpraktika/download/BPR/F_Fehlerrechnung.pdf (besucht am 24.10.2025).

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, Sarah Kuhn (22852650), die vorgelegte Arbeit selbstständig und ohne unzulässige Hilfe Dritter sowie ohne die Hinzuziehung nicht offengelegter und insbesondere nicht zugelassener Hilfsmittel angefertigt zu haben. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen und wurde auch von keiner anderen Prüfungsbehörde bereits als Teil einer Prüfung angenommen.

Die Stellen der Arbeit, die andere Quellen im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen wurden, sind durch Angaben der Herkunft kenntlich gemacht. Dies gilt auch für Zeichnungen, Skizzen, bildliche Darstellungen sowie für Quellen aus dem Internet.

Mir ist insbesondere bewusst, dass die Nutzung künstlicher Intelligenz verboten ist, sofern diese nicht ausdrücklich als Hilfsmittel von dem Prüfungsleiter bzw. der Prüfungsleiterin zugelassen wurde. Dies gilt insbesondere für Chatbots (insbesondere ChatGPT) bzw. allgemein solche Programme, die anstelle meiner Person die Aufgabenstellung der Prüfung bzw. Teile derselben bearbeiten könnten.

Ort, Datum

Unterschrift