

# Labormessungen der Intensitäteninterferometrie

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von  
**Stephen Weybrecht**  
8. August 2024

Erlangen Centre for Astroparticle Physics  
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Betreuer: Prof. Dr. Stefan Funk



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
1.1	Kohärenz . . . . .	1
1.2	Michelson Sterninterferometer . . . . .	2
1.3	Intensitäteninterferometrie . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Aufbau und Erwartung an die Messergebnisse</b>	<b>11</b>
<b>3</b>	<b>Datenaufnahme und Pre-Processing</b>	<b>14</b>
3.1	Datenaufnahme und Waveforms . . . . .	14
3.2	Korrelation . . . . .	15
	<b>Bibliografie</b>	<b>19</b>

# 1 Theorie

Im Folgenden werden die wichtigsten theoretischen Grundlagen für die folgende Arbeit dargestellt. Dafür wird zuerst der Begriff der Kohärenz von Licht eingeführt, welcher anschließend durch die Korrelationsfunktion erster Ordnung mit einer Korrelation der Feldamplituden verknüpft wird. Danach wird die Amplitudeninterferometrie am Beispiel des Michelson Sterninterferometers diskutiert, indem auf die Theorie zur Messung eines Sternendurchmessers eingegangen wird, bis abschließend die auf die Nachteile des Amplitudeninterferometers hingewiesen wird. In diesem Zuge werden zwei wichtige mathematische Relationen motiviert: Das van Cittert-Zernike Theorem und das Wiener-Khintchine Theorem. Im letzten Kapitel wird die Idee hinter der Intensitäteninterferometrie motiviert. Dafür wird die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung und die Siegert Relation eingeführt. Zudem wird auf die Phänomene bunching und anti-bunching eingegangen und abschließend aufgezeigt, wie eine interferometrische Messung abläuft.

## 1.1 Kohärenz

Um ein stabiles Interferenzmuster beobachten zu können, ist es wichtig, dass die beiden einfallenden Lichtfelder eine feste Phasenbeziehung zueinander haben. Ist dies nicht der Fall, überlagern sich verschiedene Interferenzmaxima und -minima und ergeben ein räumlich und zeitlich unstetiges Muster. Um diese Eigenschaft des Lichts besser zu beschreiben, gibt es den Begriff der Kohärenz. Man unterscheidet zwischen räumlicher und zeitlicher Kohärenz, wobei räumliche die Phasenbeziehung an verschiedenen Orten zur gleichen Zeit und die zeitliche Kohärenz die Phasenbeziehung an ein und demselben Ort, aber zu verschiedenen Zeiten quantifiziert. [11, Kap. 9.2] Eine veranschaulichende Skizze ist in Abbildung 1 dargestellt. Abbildung 1 (a) zeigt eine vollständig kohärente

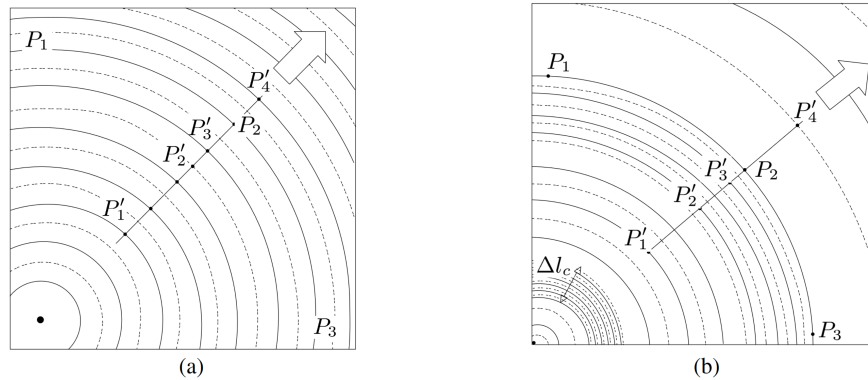


Abbildung 1: Dargestellt ist eine Skizze von Wellenfronten zur Veranschaulichung von Kohärenz. In (a) ist die Welle vollständig räumlich und zeitlich kohärent. In (b) ist die Welle nur noch teilweise zeitlich kohärent, aber weiterhin räumlich kohärent. Die Kohärenzlänge  $\Delta l_c$  ist eingezeichnet. Abbildung entnommen aus [11].

Welle. Die Phasenbeziehung zwischen Punkten in Ausbreitungsrichtung ist vollkommen deterministisch, die Welle ist monochromatisch und damit zeitlich, oder longitudinal kohärent. Auch in transversaler Richtung (vergleiche Punkte  $P_1$ - $P_3$ ) entlang einer Wellenfront ist die Phasenbeziehung für jeden Zeitpunkt identisch. Die Welle ist räumlich

oder transversal kohärent. Räumliche Kohärenz liegt auch in Abbildung 1 (b) vor. Allerdings ist erkennbar, dass die Welle in longitudinaler Richtung nicht für alle Distanzen eine feste Phasenbeziehung hat. So ist die Frequenz in  $P'_1$  z.B. niedriger, als die in  $P'_3$ . Allerdings existieren trotzdem Bereiche, in welchen die Phase sich deterministisch verändert. Die kürzeste Länge für die dies gilt, ist die Kohärenzlänge  $\Delta l_c$ , die über die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$  mit der sog. Kohärenzzeit  $\Delta t_c = c\tau_c$  zusammenhängt. Die Kohärenzzeit ist damit jene Zeit, für welche die Phase einer Welle vorhersehbar ist. Damit haben vollständig zeitlich kohärente Quellen eine unendlich lange, teilweise kohärente Quellen eine endliche Kohärenzzeit und für inkohärente Quellen gilt  $\tau_c = 0$ .

Die obige Abbildung motiviert bereits, dass die Kohärenzzeit ein Maß für die spektrale Breite des Lichts  $\Delta\omega$  darstellt. Es gilt [8]:

$$\tau_c \approx \frac{1}{\Delta\omega} \quad (1)$$

Da Kohärenz eine Korrelation in den Feldamplituden beschreibt, lässt sich diese Eigenschaft des Lichtes mathematisch auch mit der sog. Korrelationsfunktion erster Ordnung beschreiben. Diese lautet [7]:

$$g^{(1)}(\mathbf{r}_1, t_1, \mathbf{r}_2, t_2) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}_1, t_1) E(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle}{[\langle E^*(\mathbf{r}_1, t_1)^2 \rangle \langle E(\mathbf{r}_2, t_2)^2 \rangle]^{1/2}} \quad (2)$$

Hierbei bezeichnet  $E(\mathbf{r}_i, t_i)$  die komplexe Feldamplitude am Beobachtungsort  $\mathbf{r}_i$  und zur Zeit  $t_i$  und  $\langle \dots \rangle$  den Zeitmittelwert über viele Schwingungsperioden. Unter der (für Quellen mit geringer Ausdehnung gerichtfertigten) Annahme, dass die Zeitmittelwerte der Intensitäten an den beiden Orten  $\mathbf{r}_1$  und  $\mathbf{r}_2$  identisch sind und der Annahme, dass die Intensität zeitlich konstant ist ( $\langle I(t_1) \rangle = \langle I(t_2) \rangle = I$ ) lässt sich die Funktion weiter umschreiben. Weiterhin sind häufig nur Differenzen in der Zeit und im Ort relevant, anstatt absolute Orten und Zeiten zu betrachten, was folgende Variablensubstitution nahelegt:  $\tau = t_2 - t_1$  und  $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ . Damit folgt:

$$g^{(1)}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, t, \tau) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}, t) E(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau) \rangle}{I} \quad (3)$$

Häufig wird zudem nur die Korrelation zweier Punkte am selben Ort, d.h.  $\boldsymbol{\rho} = 0$  oder zu selben Zeit, d.h.  $\tau = 0$ , betrachtet. Ist dies der Fall vereinfacht sich Gleichung 3 zur zeitlichen bzw. räumlichen Korrelationsfunktionen  $g^{(1)}(\tau)$ , bzw.  $g^{(1)}(\boldsymbol{\rho})$ .

## 1.2 Michelson Sterninterferometer

Eine Methode die räumliche Korrelationsfunktion erster Ordnung zu messen ist das Michelson Sterninterferometer, welches schematisch in Abbildung 2 dargestellt ist. Der historische Grund für die Entwicklung von Interferometern zur Beobachtung von Sternen liegt im Ziel, immer bessere Winkelauflösungen erreichen zu wollen. Während für die Winkelauflösung gewöhnlicher Teleskope  $\theta \propto \frac{\lambda}{D}$  gilt, gilt für Interferometer  $\theta \propto \frac{\lambda}{d}$ . Hierbei ist  $\lambda$  die Wellenlänge,  $D$  der Durchmesser der Teleskopöffnung (je nach Bauart der Hauptspiegel oder die Linse) und  $d$  der Abstand zwischen Teleskopen die ein Interferometer bilden. Da es technisch schwierig ist, beliebig große Spiegel- bzw. Linsendurchmesser anzufertigen, sind optische Teleskope auf eine vergleichsweise geringe Auflösung im Bereich von einigen Bogensekunden limitiert. So erreicht z.B. das *Gran Telescopio*

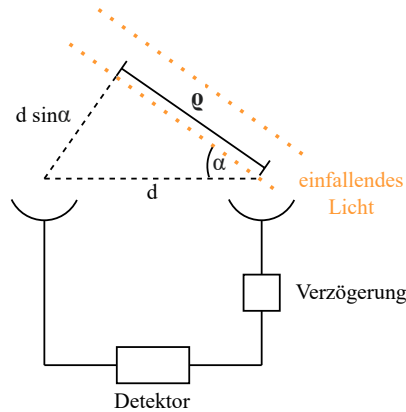


Abbildung 2: Abgebildet ist eine Skizze des Michelson Sterninterferometers zur Bestimmung von Sternendurchmessern. Zwei durch die Distanz  $d$  getrennte Spiegel lenken das Sternenlicht zusammen, es kommt zur Interferenz, die mit einem Detektor beobachtbar ist. Dafür wird der geometrische Streckenunterschied  $d \sin \alpha$  durch Verzögerungen kompensiert, um dieselbe Wellenfront zu vergleichen. Abbildung inspiriert von [7, Fig. 1].

*Canarias* (GTC) eine Auflösung von etwa 12 masec bei  $\lambda = 500 \text{ nm}$  und  $D = 10,4 \text{ m}$  [9]. Obwohl es Bestrebungen gibt immer größere Einzelspiegelteleskope zu bauen, besteht eine weitere, technisch einfachere Herangehensweise darin, das Licht vieler kleiner Teleskope zu kombinieren. Dies ist die Grundidee des Michelson Sterninterferometers, welches aus zwei Teleskopen besteht, die durch eine Distanz  $d$  voneinander getrennt sind. Diese bündeln das Licht, welches anschließend zusammengeführt und zur Interferenz gebracht wird. Durch dieses Vorgehen lassen sich deutlich bessere Winkelauflösungen bewerkstelligen. So erreicht z.B. das Ende der 1980er gebaute *Sydney University Stellar Interferometer* (SUSI) Auflösungen von  $70 \mu\text{asec}$  bei  $\lambda = 450 \text{ nm}$  und  $d = 640 \text{ m}$  [6]. Ein Nachteil des Interferometers ist allerdings eine erniedrigte Sensitivität im Vergleich zu gewöhnlichen Teleskopen. Da die Lichtsammelfläche zweier kleiner Teleskope für gewöhnlich kleiner ist als die eines großen Einzelspiegels, wird weniger Licht gesammelt, was interferometrische Verfahren auf besonders helle Sterne limitiert [8]. Weiterhin wird statt einem zweidimensionalen Bild lediglich eine eindimensionale Größe, nämlich der Winkeldurchmesser des Sternes bestimmt. Durch den Zusammenschluss vieler Teleskope, kann allerdings trotzdem auf die zweidimensionale Helligkeitsverteilung rückgeschlossen werden. Weiterführendes findet man unter dem Stichpunkt „Aperture Synthesis“ z.B. in [4, Kap. 10].

Beobachtungsziel des Interferometers ist ein Stern, also eine ausgedehnte, thermische Lichtquelle. Thermisches Licht ist zwar grundsätzlich nicht kohärent, aber ein Gedankenexperiment zeigt auf, dass durch das Samplen des Lichts an zwei weit vom Stern entfernten Orten trotzdem teilweise Kohärenz vorliegen kann. Man kann sich eine ausgedehnte Lichtquelle als die Superposition vieler infinitesimal kleiner Punktkullen

verstehen. Sicher das die Punktquellen kohärent sind??? Finde Quelle wo das steht

vorstellen. Jede dieser Punktquellen hat für sich genommen keine Winkelausdehnung und bildet damit im Fernfeld eine vollständig räumlich kohärente ebene Welle. Die Überlagerung der Punktquellen bedeutet nun im Fernfeld eine Überlagerung vieler für sich genommen räumlich kohärenten aber untereinander inkohärenten ebenen Wellen. Da in jedem Teleskop des Interferometers eine Vielzahl dieser ebenen Wellen detektiert wird, verbleibt eine gewisse Ähnlichkeit zwischen den detektierten Feldern - Die beiden Felder sind teilweise korreliert. Dies ist in Abbildung 3 dargestellt. Diese Korrelation ist



Abbildung 3: Abgebildet ist eine Skizze die veranschaulicht, wie eine ausgedehnte inkohärente Quelle bei Teleskopseparationen  $d \lesssim \Delta l_c$  trotzdem teilweise korreliertes Licht aufweist. Links ist eine Quelle schematisch in viele kohärente Punktquellen zerlegt, die ebene Wellen emittieren. In beiden Detektoren werden jeweils alle ebenen Wellen detektiert, allerdings kommen diese aufgrund der Geometrie zu leicht verschiedenen Zeiten an. Es ist deutlich, dass die Lichtfelder für steigende  $d$  immer verschiedener werden (die Kohärenz sinkt), während sie für  $d = 0$  vollkommen identisch und somit kohärent wären. Die Abbildung ist [4, Fig. 9.25] entnommen.

Warum muss die Quelle klein sein?

maximal für eine Teleskopseparation von  $d = 0$ , da in diesem Fall in beiden Teleskopen exakt dasselbe Licht gemessen wird. Wird  $d$  nun immer weiter erhöht, verringert sich die Korrelation zwischen den Feldern immer weiter, die Lichtfelder bestehen aus immer verschiedeneren ebenen Wellen und sind sich weniger ähnlich. Ab einer Separation  $d \gtrsim \Delta l_c$  sind die Lichtfelder nicht mehr korreliert und  $g^{(1)}$  fällt auf Null ab. Für spektral breites Licht (wie es für das thermische Licht von Sternen üblich ist) ist die erwartete maximale Teleskopseparation sehr klein, vgl. Gleichung 1. Daher wird häufig auf entsprechend enge Lichtfilter zurückgegriffen, die die spektrale Breite des Lichts heruntersetzen um die Kohärenzlänge zu erhöhen.

Messgröße des Michelson Sterninterferometers ist im einfachsten Fall der Interferenzkontrast, definiert als [7]

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \left| g^{(1)}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, t, \tau) \right| \quad (4)$$

Hierbei sind  $I_{max}$ , bzw.  $I_{min}$  die Intensitätsmaxima, bzw. -minima der gemessenen Intensität auf dem Schirm.  $\tau$  ist hierbei die Zeitdifferenz zwischen den beiden Feldern, die durch die Strecke  $d \cdot \sin \alpha$  in Abbildung 2 entsteht und  $\boldsymbol{\rho}$  der effektive Abstandsvektor zwischen den Teleskopen. Der effektive Teleskopabstand entspricht der Projektion des

Teleskopabstandes  $d$  in die Beobachtungsebene, die i.A. nicht parallel zu  $d$  liegt. Durch komplexere Methoden lässt sich neben der Amplitude auch die Phase der komplexen Funktion  $g^{(1)}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, t, \tau)$  messen, vgl. dazu [14, Kap. 4.3].

Die Messung eines Sternendurchmessers lässt sich nun wie folgt bewerkstelligen. Im Interferometer wird die Weglängendifferenz  $d \sin \alpha$  durch die Wahl einer passenden Verzögerung kompensiert, sodass die Welle zwar an zwei verschiedenen Orten, aber effektiv zu ein und derselben Zeit gesammelt wird.  $\tau = 0$  und die Welle ist zeitlich kohärent [7]. Durch Messung des Interferenzkontrastes für verschiedene effektive Spiegelseparationen  $\rho = |\boldsymbol{\rho}|$ , lässt sich die räumliche Korrelationsfunktion erster Ordnung messen. Über das van-Cittert-Zernike Theorem lässt sich aus der gemessenen räumlichen Korrelationsfunktion nun über eine Fouriertransformation auf die Intensitätsverteilung der Quelle zurückschließen:

$$\dots \quad (5)$$

vZZ theorem

Der Vollständigkeit halber soll hier auch auf die Rolle der zeitlichen Korrelation  $g^{(1)}(\tau)$  eingegangen werden. Diese stellt zwar bei interferometrischen Beobachtungen selten die primäre Observable dar, enthält aber trotzdem Informationen über die Quelle. Während die räumliche Korrelationsfunktion erster Ordnung mit dem Intensitätsprofil der Quelle zusammenhängt, gilt für  $g^{(2)}(\tau)$  das Wiener-Khintchine Theorem [12]:

$$S(\omega) = \int g^{(1)}(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau \quad (6)$$

Das Spektrum der Quelle  $S(\omega)$  ist die Fouriertransformierte der zeitlichen Korrelationsfunktion erster Ordnung.

Auch wenn wie erwähnt  $g^{(1)}(\tau)$  häufig nicht die primäre Observable ist, soll hier noch einmal explizit erwähnt werden, dass für eine interferometrische Beobachtung nie *nur* die räumliche Kohärenz der Quelle ausschlaggebend ist. Räumlich Kohärenz herrscht wie bereits erwähnt nur innerhalb eines Kohärenzvolumens  $(\Delta l_c)^3$ . Für die Messung der räumlichen Kohärenz ist also stets zu beachten, dass das Licht durch optische Filter spektral so verengt werden muss, dass Kohärenzlängen erzeugt werden, die eine Beobachtung bei ausreichend großen Teleskopseparationen erlauben.

Ein Nachteil des Michelson Sterninterferometers ist die schwierig herzustellende Stabilität im Teleskop. Da die Wellen direkt miteinander interferieren, muss der Weg des Lichts auf einen Bruchteil einer Wellenlänge stabilisiert werden, um Phasenstabilität sicherzustellen. Dies wird insbesondere schwieriger, je größer die Spiegelabstände werden, was das Herstellen großer Winkelauflösungen erschwert. Weiterhin induzieren atmosphärische Variabilitäten schwer vorherzusagende Phasendifferenzen zwischen den beiden Teleskopen, die das Interferenzmuster beeinflussen [3, Kap. 2]. Durch dieses sogenannte „Seeing“ und die Notwendigkeit eines mechanisch sehr präzisen und stabilen Aufbaus, sind Michelson Sterninterferometer in ihrer Größe limitiert. Um beide Probleme zu umgehen, haben Hanbury Brown und Twiss ein modifiziertes System entwickelt - das Intensitäteninterferometer.

### 1.3 Intensitäteninterferometrie

Im Gegensatz zum Michelson Sterninterferometer, in dem die Amplituden der Lichtwellen direkt zur Interferenz gebracht werden, werden im von Hanbury Brown und Twiss



erstmal 1955 im Labor durchgeführten Experiment [2] die bereits gemessenen Intensitäten miteinander korreliert. Bereits in den 1960ern und 70ern entwickeln Brown und Twiss anschließend das erste Intensitäteninterferometer, das *Narrabi Stellar Intensity Interferometer* und bestimmen die Winkeldurchmesser von 32 Sternen [3, Kap. 1].

Dies war nur möglich, aufgrund des vergleichsweise einfachen Aufbaus. An beiden Teleskopen wird unabhängig der Photonenstrom, z.B. mittels Photomultipliern, digitalisiert und anschließend elektronisch korreliert. Vor- und Nachteil dieser Vorgehensweise ist die Insensitivität gegenüber Phasenunterschieden zwischen dem eintreffenden Licht an beiden Teleskopen. Einerseits geht durch die Messung Information (über die Phase) verloren, andererseits wird der Aufbau einfacher, da weder Phasenstabilität zwischen Teleskopen, noch atmosphärisches Seeing einen Einfluss auf das korrelierte Signal haben. Dieses Vorgehen ermöglicht im Prinzip beliebig lange Separationen und damit beliebig gute Winkelauflösungen. Voraussetzung dafür ist allerdings, die Distanz zwischen Teleskopen im Vergleich zur Kohärenzlänge genau zu kennen [7]. So werden durch die *Event Horizon Collaboration* z.B. mittels Intensitäteninterferometrie im Radiowellenbereich Teleskopseparationen vom Durchmesser der Erde und damit Auflösungen von etwa  $25 \mu\text{sec}$  erreicht (s. z.B. [5]).

Eine schematische Darstellung des Intensitäteninterferometers ist in Abbildung 4 dargestellt.

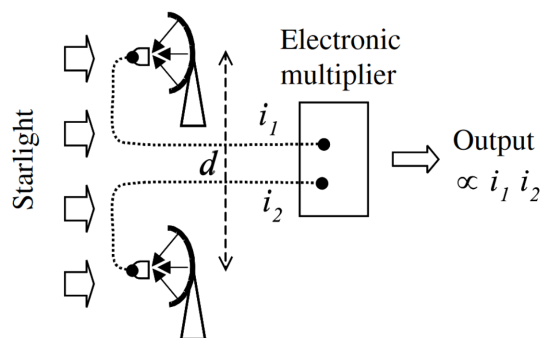


Abbildung 4: Eine Skizze des Intensitäteninterferometers ist abgebildet. Das gesammelte Licht wird direkt detektiert und das zu den Intensitäten proportionale Signal elektronisch kombiniert. Entnommen aus [8, Fig. 6.1(b)].

Zur Beschreibung der Korrelation von Intensitäten ist eine Erweiterung der bisher genannten Theorie nötig. Es bietet sich an, eine Korrelationsfunktion zweiter Ordnung einzuführen:

$$g^{(2)}(\mathbf{r}_1, t_1, \mathbf{r}_2, t_2) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}_1, t_1) E^*(\mathbf{r}_2, t_2) E(\mathbf{r}_2, t_2) E(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle}{\langle E^*(\mathbf{r}_1, t_1) E(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle \langle E^*(\mathbf{r}_2, t_2) E(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle} \quad (7)$$

Dies lässt sich durch  $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$  und  $\tau = t_2 - t_1$  erneut in relative räumliche und zeitliche Distanzen umformulieren. Weiterhin kann erneut verwendet werden, dass die mittlere Intensität an  $\mathbf{r}$  etwa gleich der an  $\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}$  ist, da die Quelle weit entfernt ist und dass die mittlere Intensität zeitlich konstant ist, sodass gilt  $\langle I(t) \rangle = \langle I(t + \tau) \rangle$ . Mit der Notation  $I = \langle I(t) \rangle$  erhält man:

$$g^{(2)}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, t, \tau) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}, t) E^*(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau) E(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau) E(\mathbf{r}, t) \rangle}{I^2} \quad (8)$$

Unter der Annahme von thermischem, bzw. chaotischem Licht, in dem die Phasen der individuellen emittierten Lichtquanten zufällig verteilt sind, folgt:

$$g^{(2)}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}, t, \tau) = \frac{\langle I(\mathbf{r}, t) I(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau) \rangle}{I^2} \quad (9)$$

Durch das Interferometer kann nun (analog zu  $g^{(1)}(\boldsymbol{\rho})$  beim Michelson Sterninterferometer)  $g^{(2)}(\boldsymbol{\rho})$  gemessen werden. Um nun trotzdem auf die Quellengeometrie schließen zu können, wird ein Zusammenhang zwischen  $g^{(1)}$  und  $g^{(2)}$ , die sog. Siegert Relation genutzt [12]:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \left| g^{(1)}(\tau) \right|^2 \quad (10)$$

Diese gilt nur für chaotisches und thermisches Licht. Unter chaotischem Licht versteht man Licht, dessen Quanten aufgrund von Stößen unter emittierenden Gasmolekülen und der Eigenbewegung dieser mit zufälliger Phase emittiert werden. Es weist ähnlich wie thermisches Licht, welches Schwarzkörperstrahlung entspricht, Intensitätsschwankungen auf der Zeitskala einer Kohärenzzeit auf. Ein Beispiel für thermisches Licht ist die Emission eines Sterns und ein Beispiel für chaotisches Licht das Licht einer Gasentladungslampe [8]. Über eine Messung von  $g^{(2)}$  mit dem Intensitäteninterferometer kann so mit der Siegert Relation auf  $g^{(1)}$  und anschließend mit dem van Cittert-Zernike Theorem auf die Quellengeometrie geschlossen werden. In Abbildung 5 ist vergleichend der Verlauf von  $g^{(1)}(\rho)$  und  $g^{(2)}(\rho)$  dargestellt. Hierbei wird als Lichtquelle eine uniform ausgeleuchtete Lochblende des Durchmessers  $d$  im Abstand  $x$  angenommen. Dies entspricht im einfachsten Sternmodell einer uniform leuchtenden Scheibe einem Stern mit Winkeldurchmesser  $\Delta\theta = \frac{d}{x}$ . Für dieses Modell gilt nach [3, Kap. 4.1]:

$$\left| g^{(1)}(\rho) \right| = \frac{2J_1\left(\frac{\pi\rho\Delta\theta}{\lambda_0}\right)}{\frac{\pi\rho\Delta\theta}{\lambda_0}} \quad \Rightarrow \quad g^{(2)}(\rho) = 1 + \left[ \frac{2J_1\left(\frac{\pi\rho\Delta\theta}{\lambda_0}\right)}{\frac{\pi\rho\Delta\theta}{\lambda_0}} \right]^2 \quad (11)$$

Hierbei ist  $J_1$  die Besselfunktion erster Ordnung und  $\lambda_0$  die zentrale Wellenlänge, gegeben durch den verwendeten Filter. Für Werte von  $x = 1,75 \text{ m}$  und  $\lambda_0 = 465 \text{ nm}$  ergeben sich die in Abbildung 5 gezeigten Verläufe. Durch samplen der Funktion  $g^{(2)}(\rho)$  kann die erste Nullstelle bestimmt werden, die für das genannte Modell bei

$$\rho = 1,22 \frac{\lambda_0}{\Delta\theta} \quad (12)$$

liegt [3, Kap. 4.1]. Aus dieser kann dann der Winkeldurchmesser berechnet werden.

Um  $g^{(2)}(\rho)$  für verschiedene effektive Teleskopseparationen zu samplen, wird für jede Distanz  $\rho = |\boldsymbol{\rho}|$  die zeitliche Kohärenzfunktion zweiter Ordnung gemessen, indem die digitalisierten Intensitäten miteinander korreliert werden. Deswegen soll im Folgenden der erwartete Verlauf der Observablen  $g^{(2)}(\tau)$  näher beschrieben werden. Anhand des Verhaltens von  $g^{(2)}(0)$  lassen sich drei Phänomene unterscheiden [8].

- $g^{(2)}(0) = 1$ : Die Photonen treffen mit zufälligen Abständen auf den Detektor. Das Licht ist kohärent und es gilt allgemein  $g^{(2)}(\tau) = 1$ . In guter Näherung gilt dies für Laserlicht.

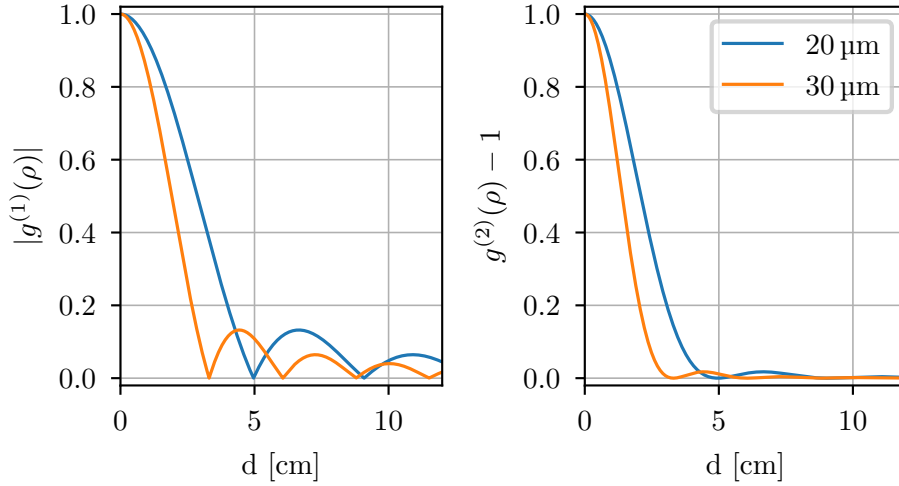


Abbildung 5: Gezeigt sind die Verläufe von  $g^{(1)}(\rho)$  und  $g^{(2)}(\rho)$  für zwei Lochblende mit Durchmesser  $20\text{ }\mu\text{m}$  und  $10\text{ }\mu\text{m}$ . Für beide Lochblenden ist  $x = 1,75\text{ m}$  und  $\lambda_0 = 465\text{ nm}$ .

- $g^{(2)}(0) > 1$ : Die Photonen erreichen die Detektoren gebündelt in sog. *bunches*. Die Korrelation ist erhöht bei niedrigen Zeitdifferenzen, mit anderen Worten ist es also wahrscheinlicher ein weiteres Photon zu messen, wenn zuvor bereits eines gemessen wurde. Thermisches und chaotisches Licht zeigen bunching.
- $g^{(2)}(0) < 1$ : Die Photonen treffen in regelmäßigen Abständen auf den Detektor. Dieses Phänomen bezeichnet man als *antibunching*.

Eine Veranschaulichung der Einteilung des Lichtes ist in Abbildung 6 gezeigt. Eine

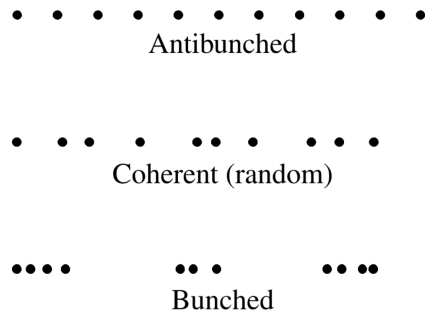


Abbildung 6: Antibunching, bunching und kohärente Photonen sind schematisch dargestellt. Während die Photonabstände bei kohärentem Licht zufällig sind, sind bei antibunching regelmäßige und bei bunching geringe Abstände wahrscheinlicher. Abbildung aus [8, Fig. 6.6]

weitere geläufige Einteilung des Lichts wird aufgrund der Photonenstatistik, also der Verteilung der gemessenen Einzelphotonen in einem gewissen Zeitintervall, vorgenommen. Nach dieser Einteilung ist die Anzahl gemessener kohärenter Photonen poissonverteilt, während gebunchte Photonen eine breitere und antibunchte Photonen einer schmalen Verteilung folgen. Eine tiefergehende Behandlung findet sich z.B. in [8, Kap. 5.4-5.6].

Durch die Siegert Relation und den bereits beschriebenen Verlauf von  $g^{(1)}(\tau)$ , lässt sich auf das Aussehen von  $g^{(2)}(\tau)$  schließen (vgl. [8, Kap. 6.3]). So ist bei einem idealen Detektor  $g^{(2)}(0) = 2$  und fällt für  $|\tau| > 0$  immer weiter ab, bis sich  $g^{(2)}$  nach der Kohärenzzeit, also für  $\tau > \tau_c$ , dem Wert 1 annähert. Da  $g^{(2)}(\tau)$  bei chaotischen Lichtquellen wie bereits erwähnt über eine Fouriertransformation mit dem Spektrum der Quelle zusammenhängt, ergibt sich je nach verwendetem Filter ein anderer Verlauf von  $g^{(2)}(\tau)$  zwischen  $\tau = 0$  und  $\tau \gg \tau_c$ . Der Verlauf von  $g^{(1)}(\tau)$  und  $g^{(2)}(\tau)$  ist in Abbildung 7 für einen rechteckigen Filter mit zentraler Wellenlänge 465 nm und Breite 10 nm und 5 nm aufgezeigt. Für die (normalisierte) Fouriertransformation eines Rechteckpulses  $\text{rect}(\frac{\omega}{\Delta\omega})$  und damit  $g^{(1)}(\tau)$  gilt:

$$g^{(1)}(\tau) = \text{sinc}(\tau\Delta\omega) \quad \Rightarrow \quad g^{(2)}(\tau) = 1 + [\text{sinc}(\tau\Delta\omega)]^2 \quad (13)$$

In einer realen Messung verringert die Zeitauflösung des Detektors  $\tau_D$  den Wert von

citation, derzeit wikipedia

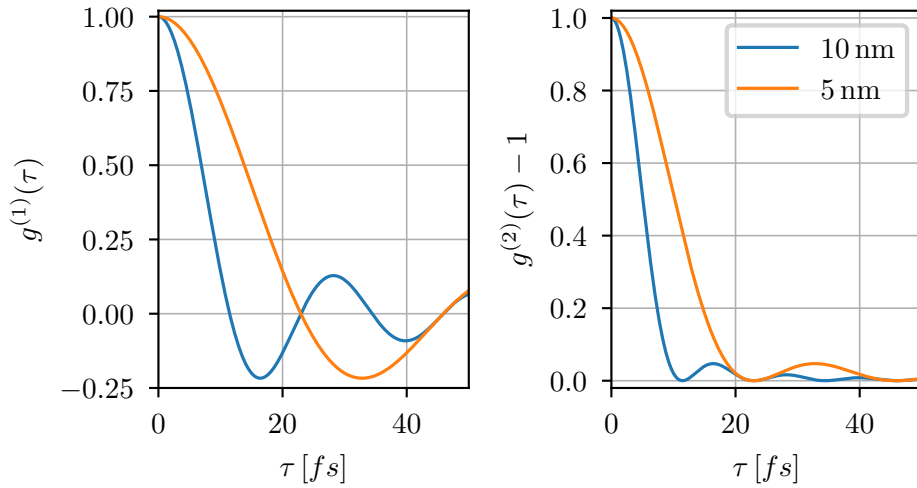


Abbildung 7: Abgebildet ist der Theorieverlauf von  $g^{(1)}(\tau)$  und  $g^{(2)}(\tau)$  für einen Filter mit rechteckigem Transmissionsprofil mit Breite 10 nm zentriert um 465 nm.

$g^{(2)}(0)$  zusätzlich. Da diese zumeist deutlich größer ist als die Kohärenzzeit, werden im zentralen Bin  $\tau \in [0, \tau_D]$  neben den kohärenten Photonen auch ein Faktor  $\frac{\tau_D}{\tau_c}$  mehr zufällig koinzidente Photonen gemessen. Dies verringert  $g^{(2)}(0)$  um ebendiesen Faktor [14, Kap. 14.7]. Dies verdeutlicht eine weitere Herausforderung in der angewandten Intensitäteninterferometrie. Da die Zeitauflösung des Detektors oft deutlich geringer ist als die Kohärenzzeit, ist das zu messende Signal sehr klein, was ein geringes Signal zu Rausch Verhältnis zur Folge hat. Daher ist häufig eine Mittelung über eine lange Zeit nötig macht, um die Form von  $g^{(2)}(\tau)$  aus den verrauschten Messdaten extrahieren zu können.

Da die Zeitauflösung des Detektors zudem typischerweise um viele Größenordnungen größer ist als die zeitliche Breite von  $g^{(2)}(\tau)$ , lässt sich  $g^{(2)}(\rho, \tau = 0)$  nicht gezielt messen. Stattdessen misst man effektiv  $g^{(2)}(\rho, \tau \in (-\infty, \infty))$ . Es ergibt also Sinn,  $\tau_s$  als ebendieses Integral zu definieren [14, Eq. 14.7-2]:

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} g^{(2)}(\tau) - 1 \, d\tau \quad (14)$$

Zur Messung von Sternendurchmessern wird mit dieser Vorgehensweise also für jede Teleskopseparation  $\rho$  die Funktion  $g^{(2)}(\tau)$  gemessen und integriert um  $\tau_c$  zu bestimmen. Da dieses  $\tau_c(\rho) \propto g^{(2)}(\rho)$  lässt sich abschließend wie in Abbildung 5 gezeigt auf  $\Delta\theta$  schließen.

Es fehlt wie sich die Kabellänge (nicht) auf das Signal auswirken sollte.

## 2 Aufbau und Erwartung an die Messergebnisse

Im Folgenden soll auf den verwendeten experimentellen Aufbau eingegangen werden. Dafür wird dieser zuerst anhand einer Skizze erklärt. Anschließend wird die bereits entwickelte Theorie auf den Aufbau bezogen und aufgezeigt, welche Abweichungen sich von der idealisierten Herangehensweise im vorangegangenen Abschnitt ergeben. In diesem Zuge wird abschließend die Erwartung an die Messgröße  $\tau_c$  berechnet, auf welche sich in späteren Abschnitten bezogen werden soll.

Am Einfachsten lässt sich der Versuchsaufbau anhand einer vereinfachten Skizze nachvollziehen. Diese ist daher in Abbildung 8 dargestellt. Als Lichtquelle wird ei-

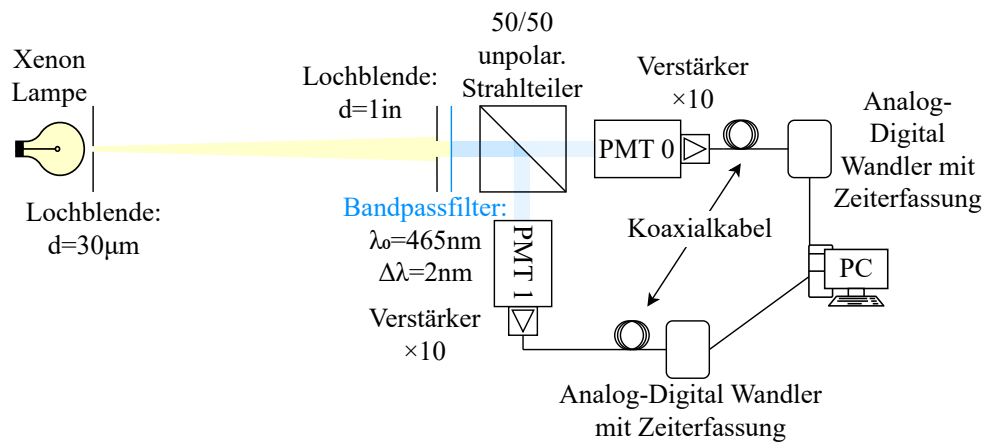


Abbildung 8: Abgebildet ist eine vereinfachte Skizze des verwendeten Aufbaus, welche die konzeptuell wichtigsten Bauteile darstellt.

ne Xenon Lampe gewählt. Als Gasentladungslampe emittiert diese nach section 1.3 chaotisches Licht, welches bunching aufweist. Da nach dem van Cittert-Zernike Theorem der Winkeldurchmesser der Lichtquelle invers proportional zur Breite von  $g^{(2)}(\rho)$  ist, ist weiterhin darauf zu achten die Ausdehnung der Lichtquelle einzuschränken, damit überhaupt korrelierte Photonen am Detektor vorliegen. Zu diesem Zweck ist eine kreisförmige Lochblende mit einem Durchmesser von  $d = 30 \mu\text{m}$  verbaut. Mit der Distanz  $x = 1,75 \text{ m}$  zwischen Lichtquelle und dem restlichen Aufbau ergibt sich so ein Winkeldurchmesser von  $\Delta\theta \approx \frac{d}{x} = 3,53 \text{ asec}$ . Es sei darauf hingewiesen, dass die größten Winkeldurchmesser von Sternen im Bereich von tausendstel Bogensekunden liegen [10], also etwa drei Größenordnungen kleiner sind, als der hier geschaffene „künstliche Stern“. Um dem eintretenden Lichtstrahl eine definierte Breite zu geben, wird vor dieser zusätzlich durch eine Lochblende mit einem Durchmesser von einem Zoll geleitet. Wie in section 1.2 beschrieben, ist für eine Messung der räumlichen Kohärenz auch eine nicht verschwindende Kohärenzzeit relevant. Da diese indirekt proportional zu spektralen Breite der Quelle ist, wird an dieser Stelle ein enger Bandpassfilter mit einer annähernd rechteckförmigen Transmissivität verbaut. Dieser hat nach Herstellerangaben eine zentrale Wellenlänge von  $\lambda_0 = 465 \text{ nm}$  und eine Breite von  $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$  [1]. Anschließend wird der Strahl durch einen nicht polarisierenden 50/50 Strahlteilerwürfel aufgeteilt und zum Nachweis der Photonen auf zwei Photomultiplier (PMTs) gelenkt. Direkt am Ausgang der Photomultiplier werden die Pulse mit einem Verstärker um den

Fix Größe des Bildes, font-size, abstand von pinhole hinzufügen

warum?

Faktor 10 verstärkt. Anschließend werden die Signale durch variable Kombinationen an Kabellänge und -modell zu Analog-Digital Wandlern (ADCs) geleitet, wo diese digitalisiert werden. Aufgrund des von Natur aus geringen Signals, werden alle analogen Signale durch geschirmte Koaxialkabel geleitet, um das Einkoppel von Störsignalen zu erschweren. Die Zeiterfassung der einzelnen ADC-Werte zur späteren Korrelation erfolgt durch Verwendung des White Rabbit Systems (vgl. z.B. [13]), welches direkt mit den ADCs verbunden ist. Abschließend werden die Daten am PC zur späteren Korrelation gespeichert.

Aufgrund des speziellen Aufbaus ergeben sich einige Änderungen bezüglich der im vorangegangenen Abschnitt eingeführten Theorie. Auf diese soll hier eingegangen werden. Wie erwähnt ist der Winkeldurchmesser der Quelle vergleichsweise groß. Nach Gleichung 12 wird für die Distanz zur ersten Nullstelle der  $g^{(2)}$ -Funktion lediglich  $\rho_0 \approx 3,3 \text{ cm}$  erwartet. Das heißt, dass am Beobachtungsort lediglich in einem Kreis mit Radius  $\rho_0$  korrelierte Photonen auftreten. Aufgrund der physischen Größe der PMTs ist es daher nicht möglich,  $g^{(2)}(\rho)$  für verschiedene  $\rho$  zu messen. Stattdessen wird  $g^{(2)}$  in einem Intervall  $\rho \in [0,1]$  Zoll gemessen. Dieses entspricht den Abständen, die korrelierte Photonen durch die Lochblende am Eingang des Strahlteilers haben können. Es wird also erwartet, einen erniedrigten Wert für  $g^{(2)}(\rho)$  und damit  $\tau_c$  zu messen. Dies ist in Abbildung 9 verdeutlicht. Um herauszufinden, um welchen Faktor die gemessene Amplitude von der theoretischen maximalen Amplitude abweicht, wird eine Simulation durchgeführt, die sowohl den Wert von  $g^{(2)}$  für jeden Photonenabstand als auch die Wahrscheinlichkeit für diesen berücksichtigt. Dieser Faktor beträgt bei gegebenem Aufbau  $k_s = 0,62$ . Über den theoretischen Verlauf der Korrelationsfunktion lässt sich durch  $k_s$  auf einen effektiven Teleskopabstand  $\rho'$  schließen, bei dem ein infinitesimal dünner Strahl den selben Verlust an räumlicher Kohärenz aufweist. Dies ist auch in Abbildung 9 veranschaulicht.

Aus voriger Überlegung ist nun bekannt  $\tau_c^{meas} = k_s \cdot \tau_c^{th}$ . Um  $\tau_c^{th}$  zu bestimmen wird eine weitere Simulation verwendet. Diese berechnet aus dem vom Hersteller gegebenen Transmissionspektrum des Filters über das Wiener-Khintchine Theorem, d.h. eine Fouriertransformation die erwartete  $g^{(1)}$ -Funktion, welche anschließend über die Siegert-Relation in  $g^{(2)}(\tau, \rho = 0)$  umgerechnet wird. Daraus folgt dann für den vorliegenden Fall  $\tau_c^{th} = \int g^{(2)}(\tau, \rho = 0) - 1 = 0,152 \text{ ps}$ . Abschließend ergibt sich also für die erwartete Kohärenzzeit bei dem verwendeten Aufbau:

$$\tau_c^{meas} = 0,152 \text{ ps} \cdot 0,62 = 94 \text{ fs} \quad (15)$$

Wie zitiere ich diese Simulationen?

Verstehe ich es richtig, dass  $g^2$  um  $k_s$  verringert wird? D.h.  $g^2-1$  liegt bei  $2 \cdot k_s - 1$  nicht bei  $k_s$ ???

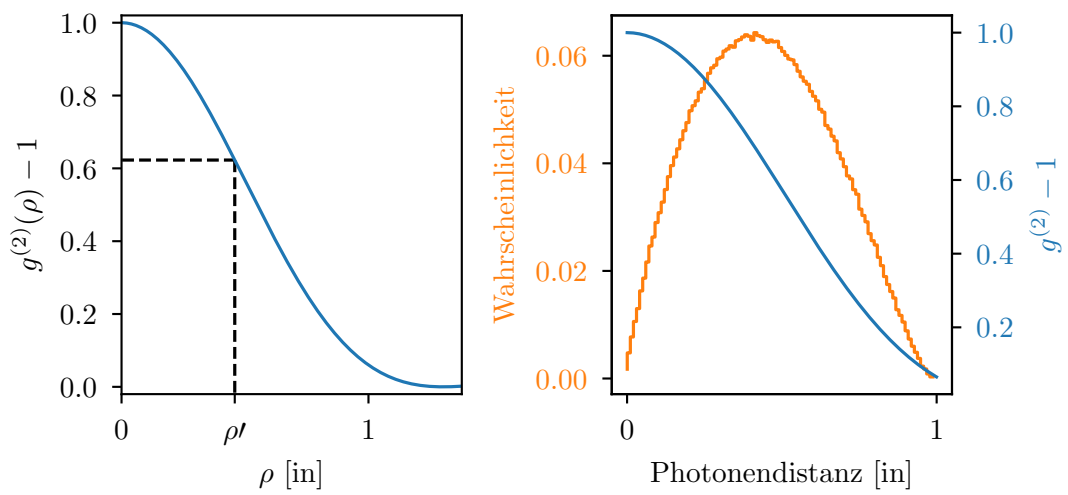


Abbildung 9: Dargestellt ist links die  $g^{(2)}$ -Funktion, abhängig von der Separation  $\rho$ . Rechts ist das Ergebnis der Simulation abgebildet. In blau ist  $g^{(2)}$  für jeden Photonenabstand dargestellt (dies entspricht der Kurve im linken Graphen), während in orange die simulierte Wahrscheinlichkeitsverteilung ein Photoenpaar bei gegebenem Abstand anzutreffen aufgetragen ist. Durch Multiplikation der beiden Kurven erhält man den Faktor, um welchen die räumliche Kohärenz verringert ist. Dieser beträgt  $k_s = 0,62$ . Links ist zudem eingezeichnet, welchem  $\rho'$  eine Verringerung um ebendiesen Faktor entsprechen würde.



### 3 Datenaufnahme und Pre-Processing

In diesem Abschnitt soll auf die Datenaufnahme, sowie alle nötigen Schritte der Datenverarbeitung bis zur fertigen  $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion eingegangen werden. Dafür werden zuerst die Datenaufnahme und dafür nötige Kalibrationsverfahren erläutert. In diesem Zuge wird zudem auf das Aussehen der aufgenommenen Daten (Waveforms) eingegangen. Anschließend werden korrelierte Einzeldateien betrachtet und es wird verdeutlicht, warum eine Mittelung vieler Waveforms unumgänglich ist. Zuletzt werden angewandte Korrekturen und Filter angesprochen, sowie verdeutlicht, wie die Mittelung der Daten erfolgt.

#### 3.1 Datenaufnahme und Waveforms

Die Aufnahme der Daten erfolgt durch ein von der Arbeitsgruppe geschriebenes Programm, welches mit den ADCs kommuniziert. Ein Screenshot der GUI, worauf die wichtigsten Schritte der Datenaufnahme markiert sind, ist in Abbildung 10 eingefügt. In der GUI wird für jede verwendete Digitalisierungskarte ein Fenster erstellt, indem

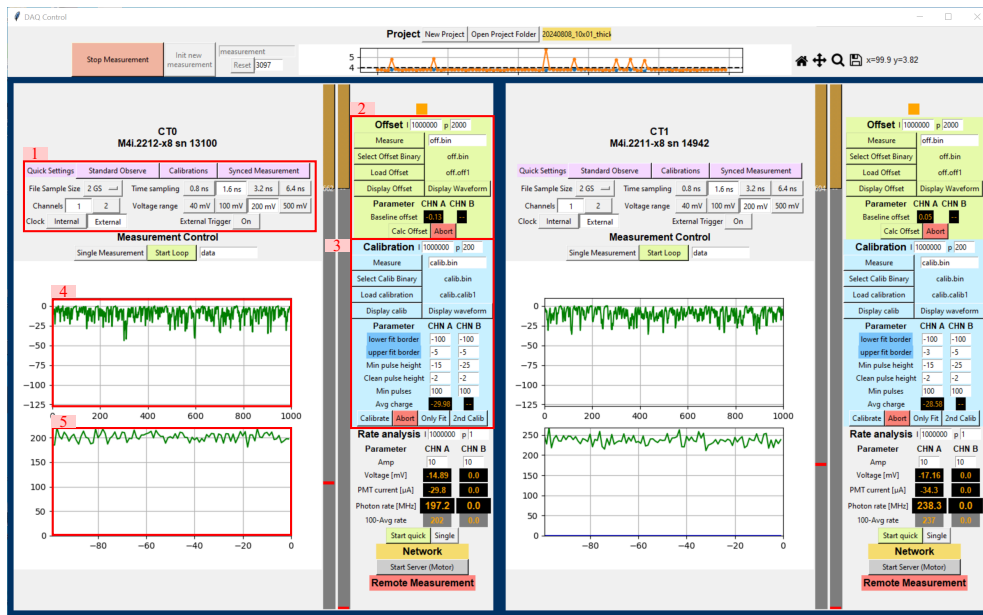


Abbildung 10: Dargestellt ist ein Screenshot der GUI zur Datenaufnahme. Wichtige Schritte sind markiert.

Einstellungen für die jeweilige Karte vorgenommen werden können. Nach dem Erstellen eines Projekts können in dem mit 1 markierten Bereich in Abbildung 10 Einstellungen für die ADC-Karte vorgenommen werden. Es wird mit einem Kanal je Karte gemessen, die Samplingzeit beträgt 1,6 ns bei einer Dateigröße von 2 Gigasamplen. Der zu digitalisierende Spannungsbereich wird passend zu den in 4 abgebildeten Waveforms auf 200 mV gesetzt. Clock und Trigger werden extern durch das White Rabbit System gegeben. Die genannten Einstellung werden größtenteils vor der Messung automatisch mit dem Button „Init new measurement“ gesetzt.

Vor Start der Messung müssen zwei Kalibrationsschritte für jeden Kanal gemacht wer-

den. Zuerst wird unter 2 eine Offset Kalibration durchgeführt, indem „Measure“ und „Calc Offset“ gewählt wird. Diese wird ohne Beleuchtung und mit ausgeschalteter Hochspannung durchgeführt. Das Programm bestimmt diesen vom PMT abhängigen Offset und entfernt diesen, sodass dieser die Korrelation nicht beeinflusst [15]. Anschließend wird bei eingeschalteter Hochspannung und niedriger Photonenrate eine Raten-Kalibration durchgeführt, sodass gemessene Spannungen in Photonenraten umgerechnet werden können. Dies ist nötig, da aufgrund der hohen Raten bei der Messung nicht Einzelphotonepulse, sondern ganze Waveforms miteinander korreliert werden. Für die Kalibration werden für jeden Kanal die mittlere Pulsform der PMT-Pulse bestimmt und gespeichert. Es wird erwartet, dass diese einen bedeutenden Einfluss auf die Form der  $g^{(2)}$ -Funktion hat, da die Pulse deutlich breiter sind als die einzelnen 1,6 ns-Bins [15]. Aus den gemessenen Daten wird bestimmt wie viel Ladung ein Photon das auf einen PMT trifft durchschnittlich freisetzt, woraus anschließend die in 5 gezeigten Photonenraten in MHz bestimmt werden können.

Nach diesen Kalibrationsschritten kann die Messung gestartet werden, woraufhin alle 4 s  $2 \times 2$  GS an Daten aufgenommen werden. Da jedes Sample einem 8 bit ADC-Wert entspricht, erreicht die MEssung also eine Datenrate von  $2 \times 2$  GB, was erklärt, weshalb die Daten erst gespeichert und anschließend offline korreliert werden. Zur Veranschaulichung ist in ?? aufgezeigt, wie eine typische Waveform zur Offset-, bzw. Raten-Kalibration und zur Messung aussieht.

figure

### 3.2 Korrelation

Die Korrelation der Daten erfolgt parallelisiert nachdem die Datenaufnahme abgeschlossen ist. Jede Datei von beiden Kanälen wird getrennt miteinander korreliert, indem diese zuerst in Vektoren **A** und **B** eingelesen werden. Anschließend wird für jede Zeitdifferenz  $\tau$  das folgende Skalarprodukt berechnet:

$$G^{(2)}(\tau) = \mathbf{A}(t) \cdot \mathbf{B}(t + \tau) \quad (16)$$

Damit entspricht jeder Wert von  $G^{(2)}(\tau)$  der unnormalisierten zeitlichen Photonenkorrelation zu diesem Zeitpunkt [15]. Die korrelierten Einzeldateien können anschließend für die weitere Datenanalyse gespeichert werden, da diese deutlich kleiner (im Bereich einiger kB) sind als die Rohdaten. Um aus der bestimmten  $G^{(2)}$ -Funktion die normierte zeitliche Korrelationsfunktion zu erhalten, wird diese durch ihren Mittelwert weit außerhalb des Bunching Peaks geteilt:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{G^{(2)}(\tau)}{G^{(2)}(\tau \gg \tau_c)} \quad (17)$$

Ein Beispiel für die unnormierte Funktion  $G^{(2)}$  einer einzelnen Datei ist in ?? dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Funktion stark verrauscht ist und der Bunching Peak nicht auszumachen ist. Die in section 1.3 bereits erwähnte Notwendigkeit der Mittelung über viele Daten, d.h. lange Zeiten um die Form von  $g^{(2)}$  bestimmen zu können ist daher deutlich sichtbar.

...

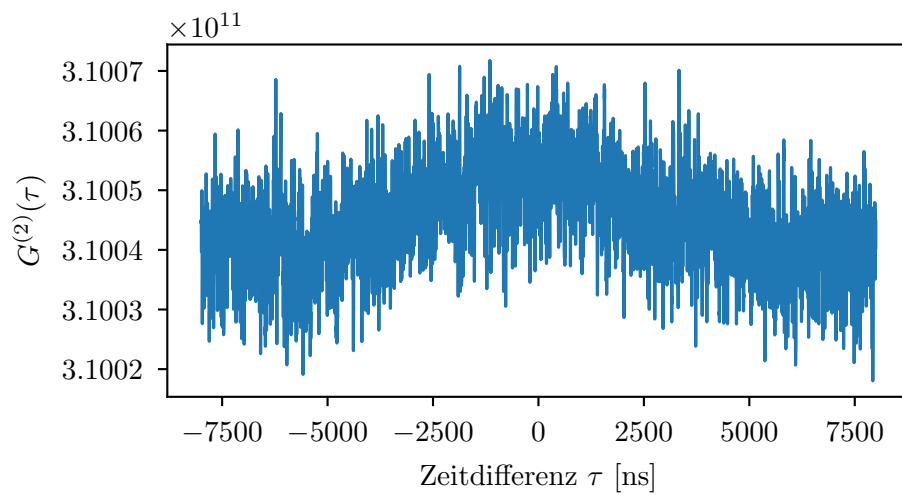


Abbildung 11: Ein Beispiel einer unnormierten Korrelationsfunktion ist abgebildet. Durch das verrauschte Signal ist an der Stelle  $\tau = 0$  kein Bunching Peak sichtbar.

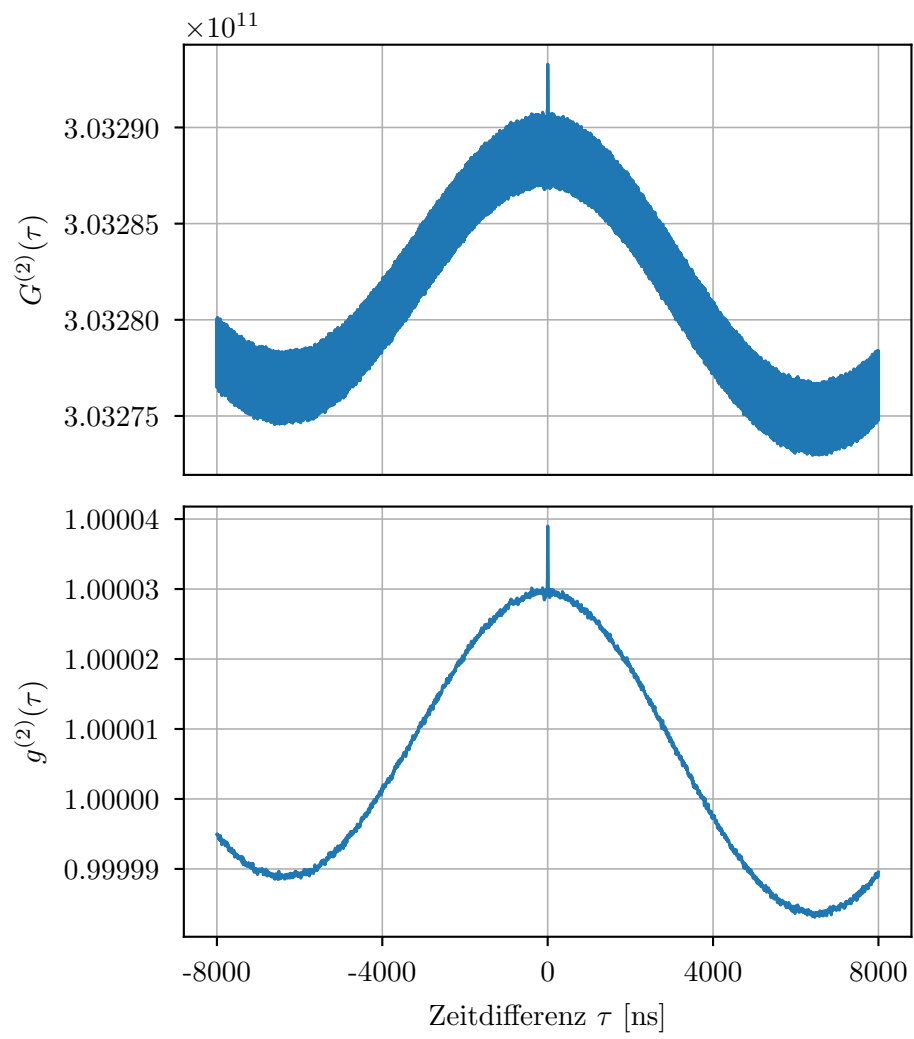


Abbildung 12:  $g^{(2)}(\tau)$



## Bibliografie

- [1] *465-2 OD4 Ultra Narrow Bandpass Filter*. Alluxa Optical Filters und Thin-Film Coatings. URL: <https://alluxa.com/optical-filter-catalog/ultra-narrow-bandpass/465-2-od4-ultra-narrow-bandpass-25mm/> (besucht am 07.08.2024).
- [2] R. Hanbury Brown und R. Q. Twiss. „Correlation between Photons in Two Coherent Beams of Light“. In: *Nature* 177.4497 (Jan. 1956), S. 27–29. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/177027a0. URL: <https://www.nature.com/articles/177027a0> (besucht am 02.08.2024).
- [3] R.H. Brown. *The Intensity Interferometer: Its Application to Astronomy*. Taylor & Francis, 1974. ISBN: 978-0-85066-072-2. URL: <https://books.google.de/books?id=4HPvAAAAAAAJ>.
- [4] Bernard F. Burke, Francis Graham-Smith und Peter N. Wilkinson. *An Introduction to Radio Astronomy*. 4. Aufl. Cambridge: Cambridge University Press, 2019. ISBN: 978-1-107-18941-6. DOI: 10.1017/9781316987506. URL: <https://www.cambridge.org/core/books/an-introduction-to-radio-astronomy/9547F0B892F18587AC9C7D3E908924CD> (besucht am 02.08.2024).
- [5] Event Horizon Telescope Collaboration, Kazunori Akiyama, Antxon Alberdi, Walter Alef u. a. „First Sagittarius A\* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way“. In: *ApJL* 930.2 (Mai 2022), S. L12. ISSN: 2041-8205. DOI: 10.3847/2041-8213/ac6674. URL: <https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/ac6674> (besucht am 03.08.2024).
- [6] J. Davis, W. J. Tango, A. J. Booth, T. A. ten Brummelaar u. a. „The Sydney University Stellar Interferometer — I. The Instrument“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 303.4 (11. März 1999), S. 773–782. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1046/j.1365-8711.1999.02269.x. URL: <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02269.x> (besucht am 02.08.2024).
- [7] C. Foellmi. „Intensity Interferometry and the Second-Order Correlation Function  $g^{(2)}$  in Astrophysics“. In: *A&A* 507.3 (Dez. 2009), S. 1719–1727. ISSN: 0004-6361, 1432-0746. DOI: 10.1051/0004-6361/200911739. URL: <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/200911739> (besucht am 31.07.2024).
- [8] Mark Fox. *Quantum Optics: An Introduction*. Oxford Master Series in Physics 15. Oxford ; New York: Oxford University Press, 2006. 378 S. ISBN: 978-0-19-856672-4 978-0-19-856673-1.
- [9] *Gran Telescopio CANARIAS*. URL: <https://www.gtc.iac.es/observing/GTCoptics.php> (besucht am 02.08.2024).
- [10] R. Hanbury Brown, J. Davis und L. R. Allen. „The Angular Diameters of 32 Stars“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 167.1 (1. Apr. 1974), S. 121–136. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/167.1.121. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/167.1.121> (besucht am 07.08.2024).

- [11] Eugene Hecht. *Optik*. De Gruyter, 19. März 2018. ISBN: 978-3-11-052665-3. DOI: 10.1515/9783110526653. URL: <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/9783110526653/html> (besucht am 29.07.2024).
- [12] Pierre Lassègues, Mateus Antônio Fernandes Biscassi, Martial Morisse, André Cidrim u. a. „Field and Intensity Correlations: The Siegert Relation from Stars to Quantum Emitters“. In: *Eur. Phys. J. D* 76.12 (19. Dez. 2022), S. 246. ISSN: 1434-6079. DOI: 10.1140/epjd/s10053-022-00558-5. URL: <https://doi.org/10.1140/epjd/s10053-022-00558-5> (besucht am 30.07.2024).
- [13] Maciej Lipinski, Tomasz Wlostowski, Javier Serrano und Pablo Alvarez. „White Rabbit: A PTP Application for Robust Sub-Nanosecond Synchronization“. In: *2011 IEEE International Symposium on Precision Clock Synchronization for Measurement, Control and Communication*. 2011 IEEE International Symposium on Precision Clock Synchronization for Measurement, Control and Communication (ISPCS). Munich, Germany: IEEE, Sep. 2011, S. 25–30. ISBN: 978-1-61284-893-8. DOI: 10.1109/ISPCS.2011.6070148. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/document/6070148/> (besucht am 07.08.2024).
- [14] Leonard Mandel und Emil Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. ISBN: 978-0-521-41711-2. DOI: 10.1017/CB09781139644105. URL: <https://www.cambridge.org/core/books/optical-coherence-and-quantum-optics/F8CB94C70FA64CD3FB60890CA2048168> (besucht am 31.07.2024).
- [15] Andreas Zmija, Naomi Vogel, Gisela Anton, Dmitry Malyshev u. a. „Optical Intensity Interferometry Lab Tests in Preparation of Stellar Diameter Measurements at IACTs at GHz Photon Rates“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 509.3 (25. Nov. 2021), S. 3113–3118. ISSN: 0035-8711, 1365-2966. DOI: 10.1093/mnras/stab3058. arXiv: 2306.07747 [astro-ph]. URL: <http://arxiv.org/abs/2306.07747> (besucht am 25.07.2024).