

Labormessungen der Intensitäteninterferometrie

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von
Stephen Weybrecht
16. August 2024

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

Betreuer: Prof. Dr. Stefan Funk

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	1
1.1	Kohärenz	1
1.2	Michelson-Sterninterferometer	2
1.3	Intensitäteninterferometrie	6
2	Aufbau und Erwartung an die Messergebnisse	12
3	Datenaufnahme und Pre-Processing	15
3.1	Datenaufnahme und Waveforms	15
3.2	Korrelation	16
3.3	Mittelung der Daten und Filter	17
4	Analyse der Daten	20
4.1	Beiseitigung des niederfrequenten Störsignals in $g^{(2)}(\tau)$	20
4.2	Fitfunktion	22
4.2.1	Bisherige Herangehensweise	23
4.2.2	Meine Herangehensweise	23
	Bibliografie	28

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 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 werden die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung und die Siegert-Relation eingeführt. Zudem wird auf die Phänomene Bunching und Antibunching 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 zeitliche Kohärenz die Phasenbeziehung an ein und demselben Ort, aber zu verschiedenen Zeiten quantifiziert. [1, Kap. 9.2] Eine veranschaulichende Skizze ist in Abbildung 1 dargestellt. Abbildung 1 (a) zeigt eine vollständig kohärente Welle.

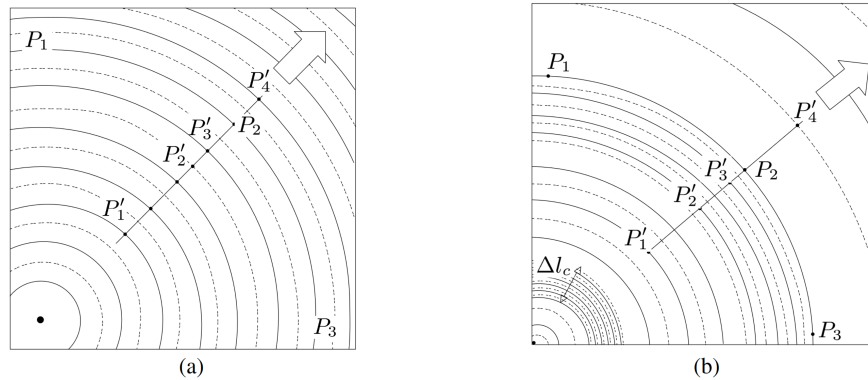


Abbildung 1: Dargestellt ist eine Skizze von Wellenfronten zur Veranschaulichung von Kohärenz. In (a) ist die Welle vollständig räumlich und zeitlich kohärent. In (b) ist die Welle nur noch teilweise zeitlich kohärent, aber weiterhin räumlich kohärent. Die Kohärenzlänge Δl_c ist eingezeichnet. Abbildung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

Die Phasenbeziehung zwischen Punkten in der 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 Δl_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 $\tau_c \approx 0$.

Die obige Abbildung motiviert bereits, dass die Kohärenzzeit ein Maß für die spektrale Breite des Lichts $\Delta\omega$ darstellt. Es gilt [2]:

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

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 [3]:

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

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 weit entfernte, kleine Quellen gerechtfertigten) Annahme, dass die Zeitmittelwerte der Intensitäten an den beiden Orten \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 identisch sind und 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 Orte 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 zur 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 sind λ 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. Bogensekunden und

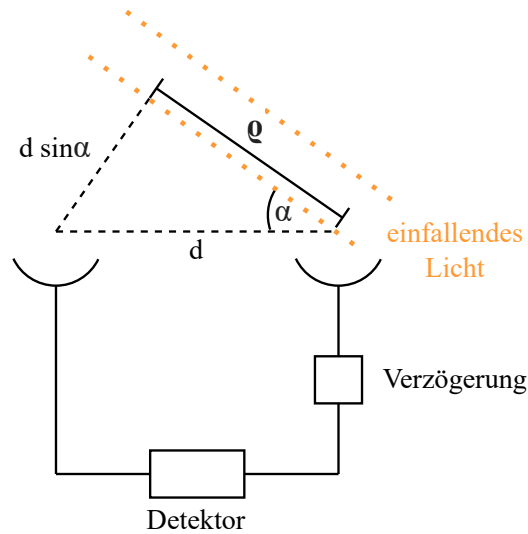


Abbildung 2: Abgebildet ist eine Skizze des Michelson-Sterninterferometers zur Bestimmung von Sternendurchmessern. Zwei durch die Distanz d getrennte Spiegel lenken das Sternenlicht zusammen und es kommt zur Interferenz, die mit einem Detektor beobachtbar ist. Dafür wird der geometrische Streckenunterschied $d \sin \alpha$ durch Verzögerungen kompensiert, um dieselbe Wellenfront zu vergleichen. Abbildung inspiriert von [3, Fig. 1].

Bogenminuten (arcsec bzw. arcmin) sind eine typische astronomische Einheit für scheinbare Durchmesser von Objekten in einer gegebenen Entfernung. Eine Bogensekunde entspricht dabei dem Sechzigsten Teil einer Bogenminute und eine Bogenminute dem Sechzigsten Teil eines Grades. So erreicht z. B. das *Gran Telescopio Canarias* (GTC) eine Auflösung von etwa 12 arcsec bei $\lambda = 500 \text{ nm}$ und $D = 10,4 \text{ m}$ [4]. 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 $70 \mu\text{arcsec}$ bei $\lambda = 450 \text{ nm}$ und $d = 640 \text{ m}$ [5]. 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 [2]. Weiterhin wird statt eines zweidimensionalen Bildes 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 [6, 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 Punktquellen vorstellen. Jede dieser Punktquellen hat für sich genommen keine Winkelausdehnung und bildet damit im Fernfeld eine vollständig räumlich kohärente ebene Welle [2, Kap. 6.1]. 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



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 den beiden Detektoren rechts 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 sind. Die Abbildung ist [6, Fig. 9.25] entnommen.

Warum muss die Quelle klein sein?

Korrelation ist 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 Interfe-

renzkontrast, definiert als [3]

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

Hierbei sind I_{\max} bzw. I_{\min} die Intensitätsmaxima bzw. -minima der gemessenen Intensität auf dem Schirm. τ 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 [7, 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 [3]. 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 [7, eq. 4.4-40]:

$$g^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\int_{\sigma} I(\mathbf{r}') e^{-i\bar{k}(\mathbf{s}_2 - \mathbf{s}_1) \cdot \mathbf{r}'} d^2 r'}{\int_{\sigma} I(\mathbf{r}') d^2 r'} \quad (5)$$

Hierbei sind $\mathbf{r}_1 = \mathbf{s}_1 r_1$ und $\mathbf{r}_2 = \mathbf{s}_2 r_2$ die Verbindungsvektoren zwischen den Beobachtungsorten und einem Punkt der Quelle. Es erfolgt eine Integration der Intensität über alle Punkte der Quelle, d. h. alle $I(\mathbf{r}')$ für alle $\mathbf{r}' \in \sigma$. \bar{k} ist die durchschnittliche Wellenzahl des beobachteten Lichts an beiden Orten, d. h. $\bar{k} = \frac{2\pi\nu}{c}$ mit der durchschnittlichen Frequenz ν und der Ausbreitungsgeschwindigkeit c . Die erwähnten Größen sind zur Veranschaulichung ebenfalls in Abbildung 4 skizziert.

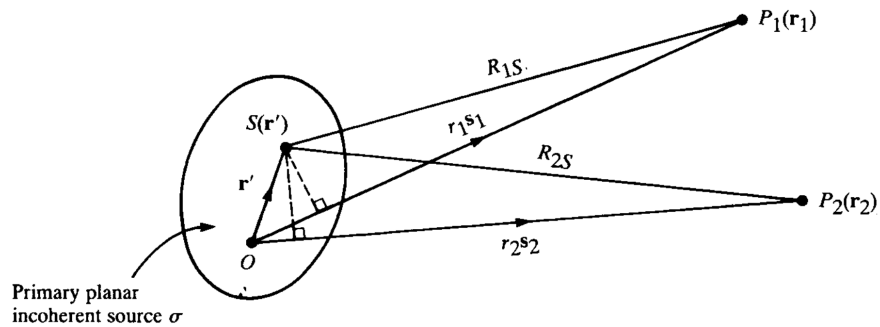


Abbildung 4: Veranschaulichung der verwendeten Größen in Gleichung 5, entnommen aus [7, Abb. 4.12]. Links ist die Quelle σ zu sehen, während die Punkte P_1 und P_2 die Beobachtungsorte darstellen sollen.

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 $g^{(1)}(\tau)$ das Wiener-Khintchine-Theorem [8]:

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

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. Räumliche 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 [9, 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 erstmals 1955 im Labor durchgeführten Experiment [10] die bereits gemessenen Intensitäten miteinander korreliert. Bereits in den 1960ern und 70ern entwickelten Hanbury Brown und Twiss anschließend das erste Intensitäteninterferometer, das *Narrabi Stellar Intensity Interferometer* und bestimmten die Winkeldurchmesser von 32 Sternen [9, 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 [3]. So werden durch die *Event Horizon Collaboration* z. B. mittels Intensitäteninterferometrie im Radiowellenbereich

Teleskopseparationen vom Durchmesser der Erde und damit Auflösungen von etwa $25 \mu\text{arcsec}$ erreicht (s. z. B. [11]).

Eine schematische Darstellung des Intensitäteninterferometers ist in Abbildung 5 dargestellt.

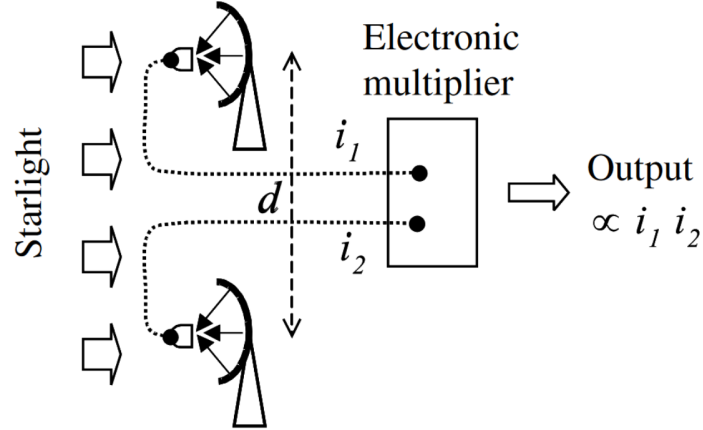


Abbildung 5: Eine Skizze des Intensitäteninterferometers ist abgebildet. Das gesammelte Licht wird direkt detektiert und das zu den Intensitäten proportionale Signal elektronisch kombiniert. Entnommen aus [2, Fig. 6.1(b)].

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 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 [8]:

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

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 [2]. Über eine Messung von $g^{(2)}$ mit dem Intensitäteninterferometer kann so mit der Siegert-Relation auf $|g^{(1)}|$ geschlossen werden. Da die Phaseninformation von $g^{(1)}$ durch dieses Vorgehen unbekannt ist, kann nicht direkt durch Anwendung des van Cittert-Zernike-Theorems auf die Quellengeometrie geschlossen werden. Stattdessen wird üblicherweise ein Modell der Lichtquelle angenommen, von welchem die Fouriertransformation bekannt ist. Durch einen Fit dieser an die gemessenen Daten lassen sich abschließend physikalische Größen wie der Durchmesser der Quelle bestimmen. In Abbildung 6 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 [9, 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 sind J_1 die Besselfunktion erster Ordnung und λ_0 die zentrale Wellenlänge, gegeben durch den verwendeten Filter. Für Werte von $x = 1,75$ m und $\lambda_0 = 465$ nm ergeben sich die in Abbildung 6 gezeigten Verläufe. Durch Samplen der Funktion $g^{(2)}(\rho)$

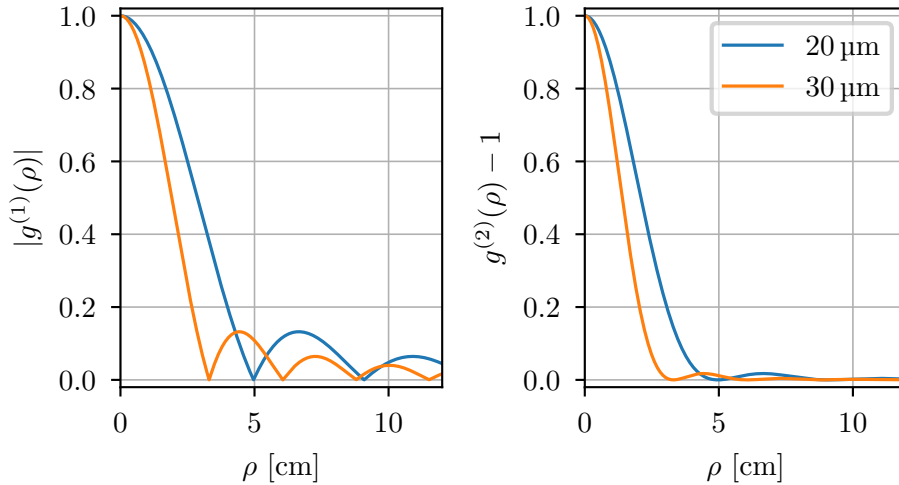


Abbildung 6: Gezeigt sind die Verläufe von $g^{(1)}(\rho)$ und $g^{(2)}(\rho)$ für zwei Lochblenden mit Durchmesser $20\text{ }\mu\text{m}$ und $10\text{ }\mu\text{m}$. Für beide Lochblenden ist $x = 1,75$ m und $\lambda_0 = 465$ nm.

kann die erste Nullstelle bestimmt werden, die für das genannte Modell bei

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

liegt [9, Kap. 4.1]. Aus dieser kann dann der Winkeldurchmesser berechnet werden.

Um $g^{(2)}(\rho)$ für verschiedene effektive Teleskopseparationen zu sampeln, wird für jede Distanz $\rho = |\boldsymbol{\rho}|$ die zeitliche Korrelationsfunktion zweiter Ordnung gemessen, indem die gemessenen 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 [2].

- $g^{(2)}(0) = 1$: 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 [12, Kap. 9].
- $g^{(2)}(0) > 1$: 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. Es ist daher unwahrscheinlicher als im kohärenten Fall, kurz nach der Messung eines Photons ein weiteres zu messen. Dieses Phänomen bezeichnet man als Antibunching.

Eine Veranschaulichung der Einteilung des Lichtes ist in Abbildung 7 gezeigt. Eine

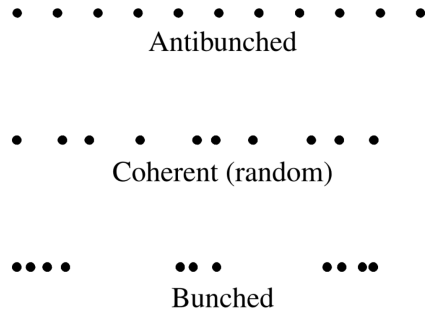


Abbildung 7: Antibunching, kohärente Photonen und Bunching sind schematisch dargestellt. Während die Photonenebenstände bei kohärentem Licht zufällig sind, sind bei Antibunching regelmäßige und bei Bunching geringe Abstände wahrscheinlicher. Abbildung aus [2, Fig. 6.6]

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 einer breiteren und antibunchte Photonen einer schmalen Verteilung folgen. Eine tiefergehende Behandlung findet sich z. B. in [2, 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. [2, 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 einer Zeit in der Größenordnung der Kohärenzzeit, also für $\tau \gtrsim \tau_c$, 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 8 für einen rechteckigen Filter mit zentraler Wellenlänge $\lambda_0 = 465 \text{ nm}$ und Breiten $\Delta\lambda$ von 10 nm und 5 nm aufgezeigt. Für die normalisierte Fouriertransformation einer Rechteckfunktion $\text{rect}_{\Delta f}(f)$ und damit $g^{(1)}(\tau)$ gilt (vgl. [13, Kap. 3.2]):

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

Hierbei entspricht Δf der Umrechnung von $\Delta\lambda$ in den Frequenzraum, d. h.

$$\Delta f = \frac{c}{\lambda_0 - \Delta\lambda/2} - \frac{c}{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \quad (14)$$

In einer realen Messung verringert die Zeitauflösung des Detektors τ_D den Wert von

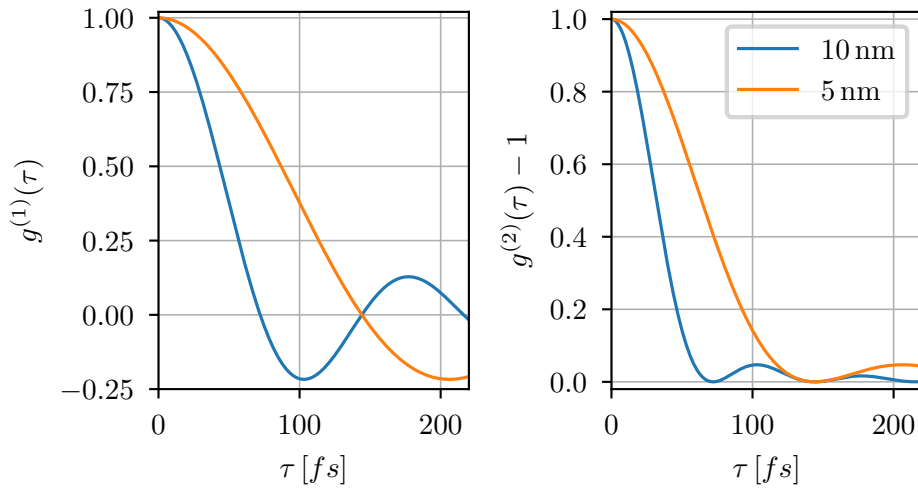


Abbildung 8: Abgebildet ist der Theorieverlauf von $g^{(1)}(\tau)$ und $g^{(2)}(\tau)$ für einen Filter mit rechteckigem Transmissionsprofil mit Breite 10, bzw. 5 nm, zentriert um 465 nm.

$g^{(2)}(0)$ 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 τ_D/τ_c mehr zufällig koinzidente Photonen gemessen. Dies verringert $g^{(2)}(0)$ um ebendiesen Faktor [7, 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-Rausch-Verhältnis zur Folge hat. Daher ist häufig eine lange Messzeit nötig, 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, τ_c als ebendieses Integral zu definieren [7, Eq. 14.7-2]:

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} g^{(2)}(\tau) - 1 \, d\tau \quad (15)$$

Zur Messung von Sternendurchmessern wird mit dieser Vorgehensweise also für jede Teleskopseparation ρ die Funktion $g^{(2)}(\tau)$ gemessen und integriert, um τ_c zu bestimmen. Da dieses $\tau_c(\rho) \propto g^{(2)}(\rho)$ lässt sich abschließend wie in Abbildung 6 gezeigt auf $\Delta\theta$ schließen.

Es fehlt wie sich die Kabellänge (nicht) auf das Signal auswirken sollte. Gl. 9 alpha und dbeta oben und unten für beide intensitäten?

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 τ_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 9 dargestellt. Als Lichtquelle wird eine

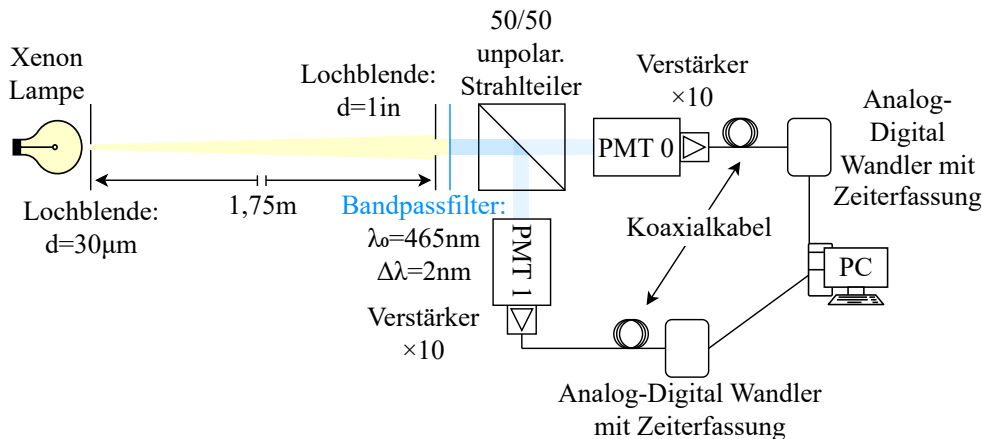


Abbildung 9: Abgebildet ist eine vereinfachte Skizze des verwendeten Aufbaus, welche die konzeptuell wichtigsten Bauteile darstellt.

Xenon Lampe (...) gewählt. Als Gasentladungslampe emittiert diese nach Abschnitt 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 [14], also etwa drei Größenordnungen kleiner sind, als der hier geschaffene „künstliche Stern“. Um dem eintretenden Lichtstrahl eine definierte Breite zu geben, wird dieser zusätzlich durch eine Lochblende mit einem Durchmesser von einem Zoll geleitet. Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, ist für eine Messung der räumlichen Kohärenz auch eine nicht verschwindende Kohärenzzeit relevant. Da diese indirekt proportional zur spektralen Breite der Quelle ist, wird an dieser Stelle ein enger Bandpassfilter (Alluxa 465-2 [15]) mit einer annähernd rechteckförmigen Transmissivität verbaut. Dieser hat nach Herstellerangaben eine zentrale Wellenlänge von $\lambda_0 = 465 \text{ nm}$ und eine Halbwertsbreite von $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$. Anschließend wird der Strahl durch einen nicht polarisierenden 50/50 Strahlteilerwürfel (Thorlabs BS031 [16]) aufgeteilt und zum Nachweis der Photonen auf zwei Photomultiplier (PMTs) gelenkt. Um bei hohen Photonenraten weiterhin eine

lineare Verstärkung durch die PMTs zu erhalten, werden die letzten vier Dynoden mit einer Stabilisationsspannung betrieben [17]. Als Spannungsquelle für die Hochspannung und die Stabilisationsspannung wird eine durch den Computer steuerbare Spannungsquelle (CAEN DT5533E [18]) genutzt. Direkt am Ausgang der Photomultiplier (...) werden die Pulse mit einem Verstärker (FAST ComTec TA1000B-10 [19]) um den Faktor 10 verstärkt. Die Verstärkung direkt an den PMTs hat den Vorteil, dass Störsignale nicht vor der Verstärkung einkoppeln können, was das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert. Anschließend werden die Signale durch variable Kombinationen an Kabellänge und -modell zu Analog-Digital-Wandlern (Spectrum M4I.2212-X8 [20]) geleitet, wo diese digitalisiert werden. Obwohl jede der Spektrum-Karten vier Digitalisierungskanäle unterstützt, werden zwei verschiedene und räumlich getrennte Karten genutzt, um ein Übersprechen zwischen den Kanälen zu verhindern. Aufgrund des von Natur aus geringen Signals werden alle analogen Signale durch geschirmte Koaxialkabel geleitet, um das Einkoppeln von Störsignalen zu erschweren. Um zusätzlich das Einkoppeln von störendem Licht des PCs oder sonstiger LEDs der Messgeräte zu erschweren, ist der optische Aufbau zudem durch ein Thorlabs-Röhrensystem fest verbunden, sodass nur Licht entlang der optischen Achse eindringen kann. Die zeitliche Synchronisierung der Waveforms zur späteren Korrelation erfolgt durch Verwendung des White Rabbit Systems (vgl. z. B. [21]), welches direkt mit den Analog-Digital-Wandlern (ADCs) verbunden ist. Abschließend werden die Daten auf RAIDs (Areca ARC-8050T3U-12 [22]) zur späteren Korrelation gespeichert.

pmttyp

Da ein Ziel dieser Arbeit ist, zu untersuchen, wie sich verschiedene Kabel auf das Integral des Bunching Peaks auswirken, soll an dieser Stelle explizit auf die verwendeten Koaxialkabel eingegangen werden. Die ersten durchgeführten Messungen erfolgen mit 10 und 40 m langen Kabeln des Typs Airborne 5 [23]. Dies entspricht den Kabeln, welche in der von der Arbeitsgruppe 2022 durchgeführten Kampagne mit den H.E.S.S.-Teleskopen genutzt wurden [24]. Anschließend wurden noch Messungen mit Kabeln des Typs LMR400 durchgeführt [25]. Diese weisen eine geringere Dämpfung auf als die Airborne 5 Kabel und sind daher interessant, um den Einfluss der Dämpfung auf die gemessene τ_c zu untersuchen.

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 $\rho_0 \approx 3,3$ cm erwartet. Das heißt, dass am Beobachtungsort lediglich in einem Kreis mit Radius ρ_0 korrelierte Photonen auftreten. Aufgrund der physischen Größe der PMTs ist es daher nicht möglich, $g^{(2)}(\rho)$ für verschiedene ρ zu messen. Stattdessen wird ein Mittelwert von $g^{(2)}$ in einem Intervall von $\rho \in [0, 1]$ Zoll gemessen. Dieses Intervall 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 τ_c zu messen. Dies ist in Abbildung 10 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. Der Faktor, um welchen $g^{(2)}$ im Vergleich zu $g^{(2)}(0)$ verringert ist, beträgt bei gegebenem Aufbau $k_s = 0,62$. Über den theoretischen Verlauf der Korrelationsfunktion lässt sich durch k_s

Wie zitiere ich diese Simulationen?

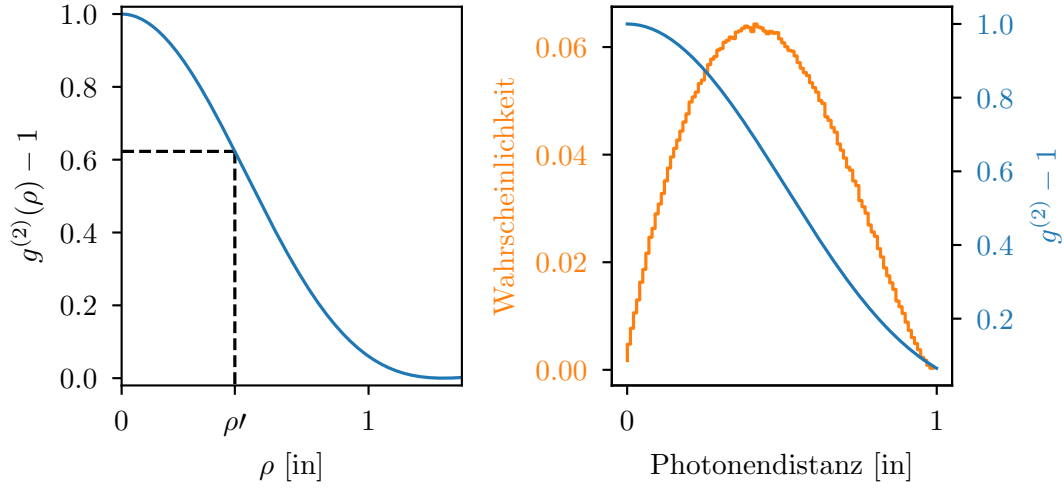


Abbildung 10: Dargestellt ist links die $g^{(2)}$ -Funktion, abhängig von der Separation ρ . Rechts ist das Ergebnis der Simulation abgebildet. In Blau ist $g^{(2)}$ für jeden Photonenabstand dargestellt (dies entspricht der Kurve im linken Graphen), während in Orange die simulierte Wahrscheinlichkeitsverteilung, ein Photonenpaar bei gegebenem Abstand anzutreffen, aufgetragen ist. Durch Multiplikation der beiden Kurven erhält man den Faktor, wie viel räumliche Kohärenz im Vergleich zum Maximum noch vorhanden ist. Dieser beträgt $k_s = 0,62$. Links ist zudem eingezeichnet, welchem Abstand ρ' diese Kohärenz entsprechen würde.

auf einen effektiven Teleskopabstand ρ' schließen, bei dem ein dünner Strahl denselben Verlust an räumlicher Kohärenz aufweist. Dies ist auch in Abbildung 10 veranschaulicht.

Aus voriger Überlegung ist nun bekannt $\tau_c^{meas} = k_s \cdot \tau_c^{th}$. Um τ_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 verwendetem Aufbau:

$$\tau_c^{meas} = 0,152 \text{ ps} \cdot 0,62 = 94 \text{ fs} \quad (16)$$

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, auf dem die wichtigsten Schritte der Datenaufnahme markiert sind, ist in Abbildung 11 eingefügt. In der GUI wird für jede verwendete Digitalisierungskarte ein Fenster erstellt, in dem

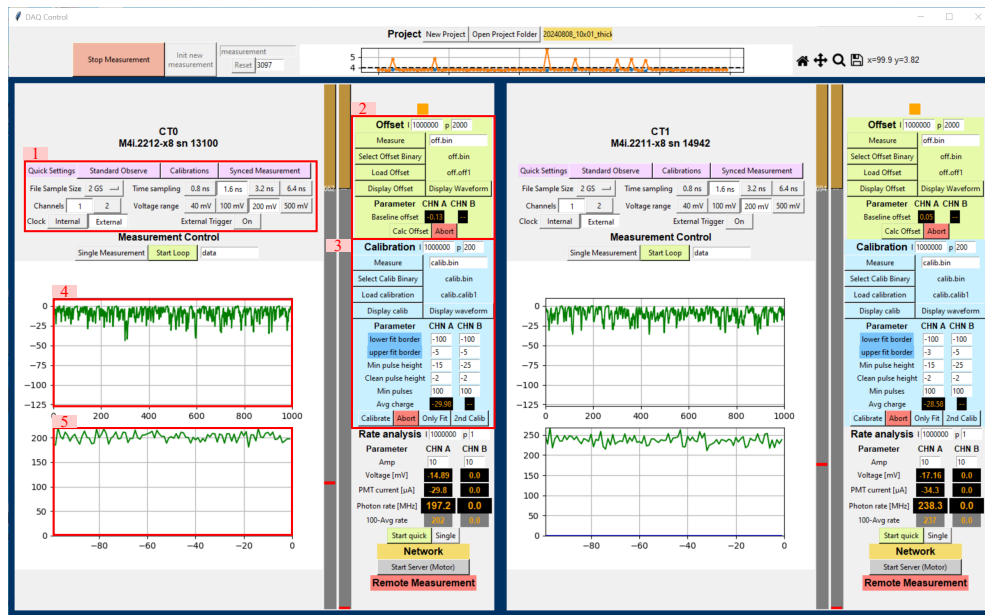


Abbildung 11: Dargestellt ist ein Screenshot der GUI zur Datenaufnahme. Wichtige Schritte sind markiert.

Einstellungen für die jeweilige Karte vorgenommen werden können. Nach dem Erstellen eines Projekts können in dem mit 1 markierten Bereich in Abbildung 11 Einstellungen für die ADC-Karte vorgenommen werden. Es wird mit einem Kanal je Karte gemessen und 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 werden.

Zuerst wird unter 2 eine Offset-Kalibration durchgeführt, indem „Measure“ und „Calc Offset“ gewählt werden. 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 [17]. 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 Einzelphotonenpulse, sondern ganze Waveforms miteinander korreliert werden. Für die Kalibration wird 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 Photonenpulse deutlich breiter sind als die einzelnen 1,6 ns-Bins, was zu einer Korrelation benachbarter Bins führt [17]. 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 synchronisiert durch den Trigger des White Rabbit Systems 2×2 GS Daten aufgenommen werden. Dies entspricht einer Messdauer von 3,436 s. Nach Ablauf von 4 s startet anschließend der nächste Trigger eine Messung von 2×2 GS, sodass idealerweise ein Duty-Cycle von 85,9% erreicht wird [24]. Da jedes Sample einem 8 bit ADC-Wert entspricht, erreicht die Messung also eine Datenrate von 2×2 GB alle 4 s, was erklärt, weshalb die Daten erst gespeichert und anschließend offline korreliert werden. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 12 aufgezeigt, wie eine typische Waveform zur Offset- bzw. Raten-Kalibration und zur Messung aussieht.

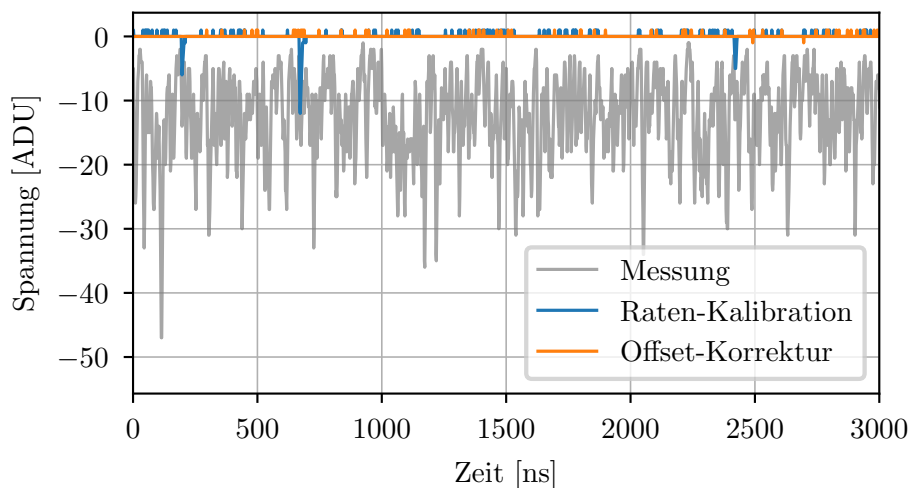


Abbildung 12: Abgebildet ist der Ausschnitt einer Waveform für die Offset Kalibration (ausgeschaltete Hochspannung und Beleuchtung), Raten-Kalibration (Hochspannung und Licht an, niedrige Photonenrate) und für die Messung.

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 \mathbf{A} und \mathbf{B} eingelesen werden. Anschließend wird für jede Zeitdifferenz τ das folgende Skalarprodukt berechnet:

$$G^{(2)}(\tau) = \mathbf{A}(t) \cdot \mathbf{B}(t + \tau) \quad (17)$$

Damit entspricht jeder Wert von $G^{(2)}(\tau)$ der unnormierten zeitlichen Photonenkorrelation zu diesem Zeitpunkt [17]. Die korrelierten Einzeldateien können anschließend für die weitere Datenanalyse gespeichert werden, da diese deutlich kleiner (im Bereich weniger kB) sind als die Rohdaten. Um aus einer bestimmten $G^{(2)}$ -Funktion die normierte zeitliche Korrelationsfunktion zu erhalten, wird diese durch ihren Mittelwert weit außerhalb des Bunching Peaks geteilt:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{G^{(2)}(\tau)}{\overline{G^{(2)}(\tau \gg \tau_c)}} \quad (18)$$

Ein Beispiel für die unnormierte Funktion $G^{(2)}$ einer einzelnen Datei ist in Abbildung 13 dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Funktion stark verrauscht ist und der Bunching

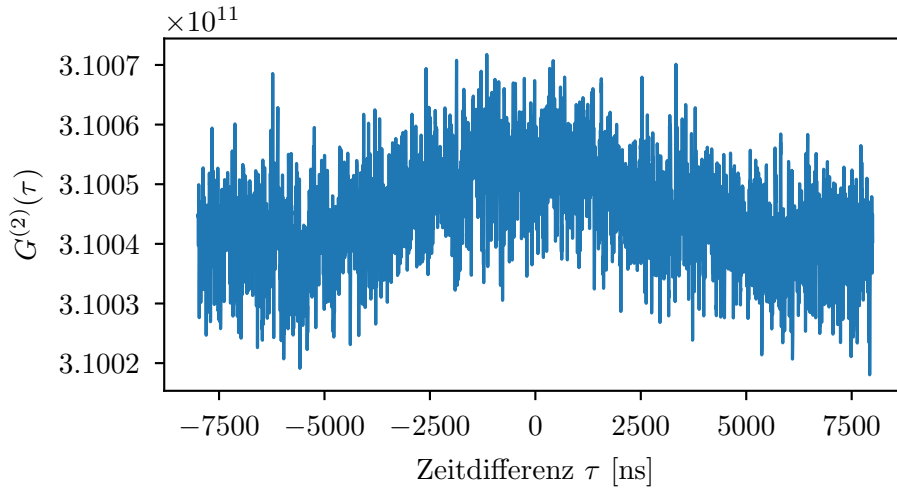


Abbildung 13: Ein Beispiel einer unnormierten Korrelationsfunktion ist abgebildet. Durch das verrauschte Signal ist an der Stelle $\tau = 0$ kein Bunching Peak sichtbar.

Peak nicht auszumachen ist. Die in Abschnitt 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.

3.3 Mittelung der Daten und Filter

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt ersichtlich wurde, ist eine Mittelung vieler Dateien unumgänglich, um den Bunching Peak analysieren zu können. Hierbei wird der Ansatz eines gewichteten Mittelwerts gewählt, da nicht jede der etwa 3,4 s langen Dateien statistisch gleich aussagekräftig ist. So weisen manche der Messabschnitte höhere Photonenraten auf als andere (vgl. dazu Abbildung 11, Kasten 5). Unter der Annahme, dass ein Großteil des Rauschens in der $G^{(2)}$ -Funktion statistischen Fluktuationen entspricht, wird erwartet, dass das Rauschen für höhere Photonenraten

abnimmt. Dies bedeutet, dass Dateien mit höheren Raten und geringerer Schwankung stärker gewichtet werden sollten, als jede mit geringeren Photonenraten. Um dies zu bewerkstelligen, wird von jeder Datei $G_i^{(2)}$ die Standardabweichung σ_i bestimmt und anschließend der folgende gewichtete Mittelwert berechnet [26]:

$$\overline{G^{(2)}} = \frac{\sum_{i=0}^n \frac{G_i^{(2)}}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=0}^n \sigma_i^{-2}} \quad (19)$$

Das Ergebnis der Mittelung über 10000 Dateien, d. h. etwa 9,5 h Korrelationsdaten, ist in Abbildung 14 oben abgebildet. Der Bunching Peak bei $\tau \approx 0$ ist nach Mittelung der Daten bereits sichtbar. Allerdings sind durch die Mittelung weitere Artefakte ersichtlich geworden. Bereits in den korrelierten Einzeldateien ist eine Struktur in den Daten zu erkennen, welche das Signal überlagert. Nach der Mittelung ist diese nun besonders deutlich, was darauf hinweist, dass sie nicht von rein statistischer Natur ist, sondern tatsächlich zwischen den Kanälen korreliert ist. Das etwa $12 \mu\text{s}$ breite Störsignal kommt von der Spannungsversorgung der Xenonlampe [17], liegt daher in beiden Kanälen zugleich vor und wird deshalb durch die Korrelation und Mittelung verstärkt. Da es aber mehrere Größenordnungen breiter ist als der Bunching Peak und diesen daher kaum beeinflusst, wird es in diesem Abschnitt erst einmal vernachlässigt. In einem späteren Abschnitt zur Integration des Peaks wird auf eine Methode eingegangen, dieses Störsignal zu entfernen.

Weiterhin ist durch Zoom in die Daten oder eine Fouriertransformation dieser ein 8-Bin-periodisches Muster zu erkennen, welches dafür verantwortlich ist, dass die $G^{(2)}$ -Funktion ein breites Band an Werten annimmt. Dieses von den ADC-Karten kommende Muster stört den Verlauf des Bunching Peaks zudem in beträchtlicher Weise, da es sich auf der selben Zeitskala wie der Peak selbst befindet. Da das Störsignal von den beiden ADC-Karten gleichzeitig ausgeht, ist dieses korreliert und daher besonders dominant in der abgebildeten $G^{(2)}$ -Funktion. Um das Störsignal zu entfernen, wird eine von der Arbeitsgruppe geschriebene „pattern correction“ angewandt, welche in den ersten 4000 Bins (d. h. im Intervall $\tau \in [-8000, -1600] \text{ ns}$) jeweils 8 Bins mittelt und die Daten anschließend durch das so ermittelte Muster teilt. Da das Muster sowohl das eigentliche 8-Bin-periodische Muster, als auch den Offset der $G^{(2)}$ -Funktion, wie er in Gleichung 18 definiert ist, enthält, wird diese durch die Division automatisch auch normiert. Der Schritt der „pattern correction“ wird für jede Datei separat vor der Bildung des Mittelwertes angewandt.

Nach diesen Schritten wird auf die gemittelte $g^{(2)}$ -Funktion noch ein digitaler Tiefpass 2. Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 200 MHz angewandt, um weitere hochfrequente Störsignale zu entfernen. Die nach erwähnten Korrekturen und der angewandten Mittelung erhaltene Funktion $g^{(2)}(\tau)$ ist in Abbildung 14 unten abgebildet.

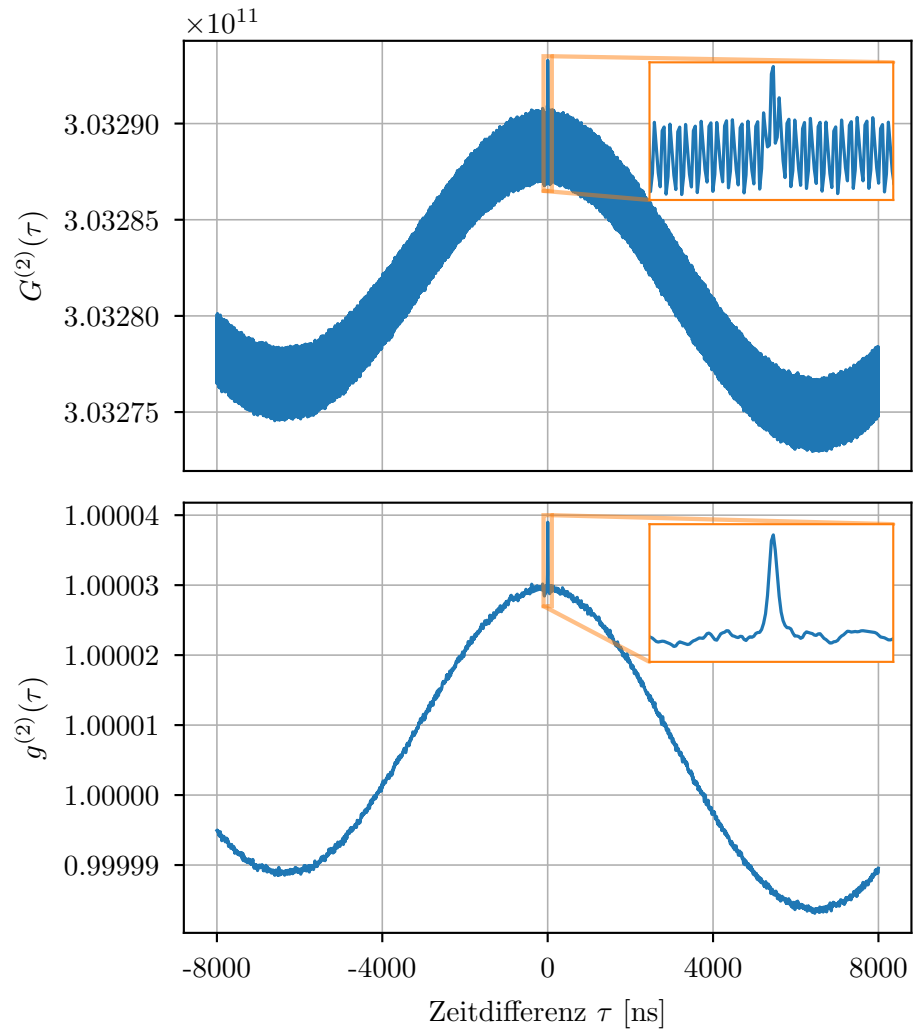


Abbildung 14: Dargestellt sind der Unterschied zwischen $G^{(2)}(\tau)$ und der normierten Funktion $g^{(2)}(\tau)$ nach Mittelung über 10000 Dateien, bei der zudem die „pattern correction“ und der Tiefpass angewandt worden sind. Es ist deutlich erkennbar, dass die angewandten Methoden zu einer starken Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses geführt haben.

4 Analyse der Daten

Im Folgenden Abschnitt soll die Analyse der aufgenommenen Daten erfolgen. Dafür wird zuerst darauf eingegangen, wie der störende Untergrund in den Messdaten, der durch die Spannungsversorgung der Xenonlampe hervorgerufen wird, beseitigt werden kann. Anschließend wird auf die Integration des Bunching Peaks eingegangen, indem zuerst über die Konstruktion einer Theoriefunktion und deren Fit und anschließend die Integration von dieser gesprochen wird. In diesem Zuge wird zudem kurz auf die Frage eingegangen, ob eine Integration der $g^{(2)}$ -Funktion direkt oder eines Fits für die weitere Analyse sinnvoller ist. Danach wird erklärt, wie der Fehler auf die berechneten Integrale abgeschätzt wird. Nach diesen Schritten werden die ermittelten τ_c mit der theoretischen Erwartung aus Gleichung 16 verglichen und diskutiert, ob ein Einfluss der Kabellänge auf τ_c vorliegt. Abschließend werden die erzielten Ergebnisse auf die Daten der H.E.S.S. Kampagne von 2022 angewandt.

4.1 Beiseitigung des niederfrequenten Störsignals in $g^{(2)}(\tau)$

Wie in Abschnitt 3.3 angesprochen, ist das Signal welches den Bunching Peak beinhaltet überlagert von einem niederfrequenten Störsignal, welches von der Lampe hervorgerufen wird. Bevor das Integral des Peaks berechnet werden kann, muss dieses Störsignal entfernt werden. Betrachtet man Messreihen mit verschiedenen Kabellängen fällt auf, dass das Störsignal nicht exakt identisch ist. Stattdessen ist dieses immer leicht unterschiedlich. Für die Entfernung muss also das Störsignal aus jeder Messreihe separat bestimmt und entfernt werden. Eine Möglichkeit hierfür wäre einen Fit einer periodischen Funktion, z. B. $f(\tau) = a \cdot \sin(b(\tau - c)) + d$ durchzuführen. Dies ist allerdings mit einigen Nachteilen verbunden. Betrachtet man das Störsignal (Abgebildet z. B. in Abbildung 14) genauer, fällt auf, dass dieses nicht symmetrisch ist. Um es voll zu erfassen, müsste $f(x)$ also noch um weitere Parameter ergänzt werden, was den Fit verkompliziert. Zusätzlich ist die Wahl der Fitfunktion letztlich arbiträr, da beliebige Parameter hinzugefügt werden können und keine Erwartung an die theoretische Form des Störsignals vorliegt.

Aufgrund der Tatsache, dass der Bunching Peak und das Störsignal aber um Größenordnungen verschiedene zeitliche Ausdehnungen haben (ersterer grob 100 ns, letzteres etwa 10000 ns), bietet es sich an das Muster des Störsignals im Frequenzraum zu extrahieren. Dafür wird ein Tiefpassfilter zweiter Ordnung verwendet, dessen Grenzfrequenz so gewählt wird, dass lediglich die niederfrequenten Anteile des Signals extrahiert werden. Das ermittelte Muster kann anschließend von $g^{(2)}(\tau)$ abgezogen werden, was den Offset entfernt und dafür sorgt, dass außerhalb des Bunching Peaks etwa $g^{(2)} \approx 0$ gilt. Für die Wahl der richtigen Grenzfrequenz hilft eine Blick auf Abbildung 15, in der abgebildet ist, wie das ermittelte Muster für verschiedene Grenzfrequenzen aussieht. In der Abbildung ist ersichtlich, dass sowohl zu niedrige als auch zu hoch gewählte Grenzfrequenzen problematisch sind. Zu niedrig gewählte Grenzfrequenzen sorgen dafür, dass das Störsignal nicht vollständig erfasst wird (vgl. lila Kurve in Abbildung 15). Je niedriger die Frequenz wird, desto mehr wird statt des gesamten Signals nur dessen Mittelwert extrahiert. Eine Subtraktion dieses Musters würde dann dazu führen, dass das Störsignal noch immer vorliegt und lediglich eine geringere Amplitude aufweist. Wählt man allerdings die Grenzfrequenz zu hoch, so werden Teile des höherfrequenten Signals der $g^{(2)}$ -Funktion fälschlicherweise als Störsignal erkannt. Im Extremfall wird so ein Teil des Bunching

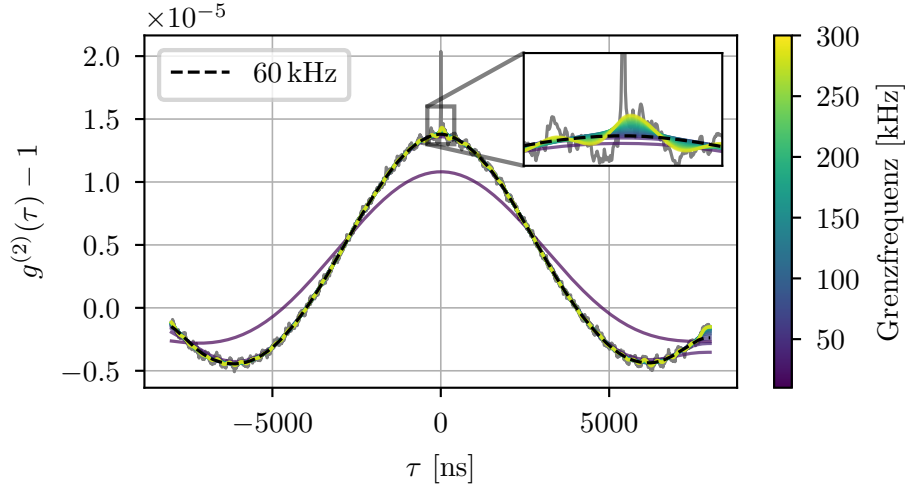


Abbildung 15: Gezeigt ist ein Vergleich der extrahierten Muster für verschiedene Grenzfrequenzen. In Grau ist die gemittelte $g^{(2)}$ -Funktion, aufgenommen mit der Kabelkombination Airborne 5 40×40 Meter, dargestellt. Farblich hinterlegt sind die ermittelten Muster für verschiedene Grenzfrequenzen. Es ist offensichtlich, dass bei niedrigen Grenzfrequenzen Muster entstehen, die das Störsignal nicht voll erfassen (lila), und bei hohen Grenzfrequenzen (gelb) Muster entstehen, welche Amplitude vom Bunching Peak abschneiden. Eine gute Grenzfrequenz, die das Störsignal großflächig abdeckt und gleichzeitig keine feine Struktur erfasst liegt bei 60 kHz und ist schwarz gestrichelt eingezeichnet.

Peaks bei der Subtraktion abgezogen, was das Ergebnis für τ_c verfälschen würde. Dies ist in Abbildung 15 gelb eingezeichnet.

Es gilt also eine Grenzfrequenz zu finden, welche das Störsignal zwar großflächig vollständig erfasst, aber möglichst keinen Einfluss auf die Feinstruktur der Korrelationsfunktion hat. Diese Frequenz wird zu etwa 60 kHz bestimmt. Zur Veranschaulichung ist das mit einer Grenzfrequenz von 60 kHz ermittelte Muster schwarz gestrichelt in Abbildung 15 eingezeichnet.

Nach dem Berechnen des Musters wird dieses von der $g^{(2)}$ -Funktion abgezogen. Durch dieses Vorgehen, erhält man die Korrelationsfunktion, welche in Abbildung 16 dargestellt ist. Es ist ersichtlich, dass die beschriebene Methode den niederfrequenten Offset im Signal gut entfernt. Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist, dass der Hintergrund nun um den Wert 0 schwankt, sodass ein Offset in y-Richtung für die spätere Integration (und den Fit) nicht berücksichtigt werden muss.

Allerdings soll hier auch auf die Limitationen des erwähnten Vorgehens hingewiesen werden. Erstens ist auffällig, dass $g^{(2)}(\tau)$ für $|\tau| \gtrsim 6000$ ns von der Schwankung um 0 abweicht und stattdessen wieder größer wird. Dies liegt daran, dass der Tiefpass diese Randregionen nicht mehr gut erfassen kann. Konkret ist auch schon in Abbildung 15 ersichtlich, dass das extrahierte Muster in den Randregionen stets zu niedrig ist und daher nach der Subtraktion zu hohe Werte liefert. Da der Bunching Peak aber für alle verwendeten Kabelkombinationen bei $\tau \approx 0$ liegt, ist die Auswirkung dieser Randbereiche auf τ_c vernachlässigbar. Trotzdem wird für alle folgenden Analyseabschnitte

Warum? Fehlendes Signal rechts? finde quelle!

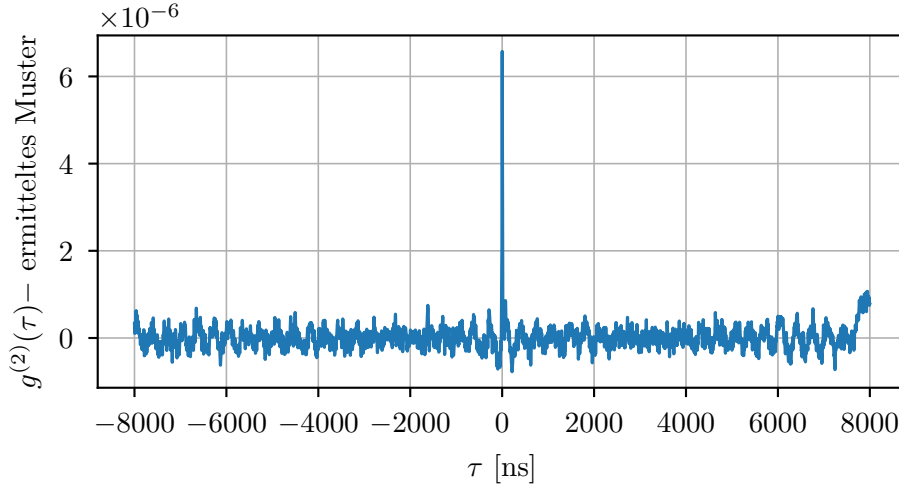


Abbildung 16: Hier ist dargestellt, wie die $g^{(2)}$ -Funktion nach Subtraktion des ermittelten niederfrequenten Störmusters aussieht. Der Bunching Peak sticht nun sehr klar aus dem Hintergrund heraus, welcher um den Wert 0 schwankt.

der Definitionsberiech der Offset-korrigierten $g^{(2)}$ -Funktion auf $\tau \in [-6000, 6000]$ ns eingeschränkt, um einen Einfluss dieser Randeffekte (besonders auf den Fehler auf τ_c , vgl. ref wenn fertig) vermeiden zu können. Von größerem Belang ist allerdings die Wahl der Grenzfrequenz selbst. Wie oben beschrieben erfolgte diese hier anhand von visuellen Überlegungen anhand der $g^{(2)}$ -Funktion und dem ermittelten Muster. Da sich aber für verschiedene Grenzfrequenzen leicht andere Werte des Musters bei $\tau \approx 0$ ergeben, wirken sich diese auch auf das Integral aus. Durch das Festlegen der Grenzfrequenz per Auge ergibt sich ein relativ großer Wertebereich an möglichen Grenzfrequenzen welche alle ähnlich plausibel erscheinen. Die hier gewählten 60 kHz stellen so etwa die Mitte eines ± 20 kHz breiten Bereichs dar. Der geschätzte systematische Fehler auf das Integral anhand der später entwickelten Integrationsstrategie liegt im niedrigen einstelligen Bereich.

Da dies, wie später klar wird, in der Größenordnung des statistischen Fehlers auf τ_c liegt, soll an dieser Stelle bereits auf die Notwendigkeit verwiesen werden, für weitere Labormessungen eine tiefergehende Untersuchung bezüglich der Wahl der Grenzfrequenz anzustellen. Diese sollte zum Ziel haben, eine besser gerechtfertigte Wahl für die Grenzfrequenz treffen zu können, und den systematischen Fehler, der durch die Festlegung dieser Frequenz entsteht besser zu quantifizieren. Da diese Untersuchungen allerdings den Rahmen dieser Arbeit überschreiten würden, wird im Folgenden von einer festen Grenzfrequenz von 60 kHz ausgegangen, welche, wie in Abbildung 16 zu sehen, bereits zu guten Ergebnissen führt.

4.2 Fitfunktion

Nachdem der Offset der Korrelationsfunktion nun abgezogen ist, kann an das Integrieren dieser gedacht werden. Dafür sollen in einem späteren Abschnitt verschiedene Integrationsmethoden und Integrationsbereiche miteinander verglichen werden, darunter auch die Integration eines Fits. Für diesen späteren Abschnitt ist es also nötig, eine Funktion

zu finden, welche den Bunching Peak gut beschreibt. Dies soll das Ziel vom jetzigen Abschnitt sein.

4.2.1 Bisherige Herangehensweise

In der Arbeitsgruppe existieren bereits verschiedene Ideen darüber, welche Fitfunktion geeignet ist. So wurden für die ersten Labormessungen z. B. gemessene gemittelte Photonenpulse während der Ratenkalibration (vgl. Abschnitt 3.1) korreliert, linear interpoliert und an die Daten gefittet [17]. Dies ergibt durchaus Sinn, da sich die Ausgangspulse der PMTs (wie in Abschnitt 3.1 beschrieben) über einige Bins erstrecken und so das zeitlich sehr schmale Bunching Signal verwaschen. Die Erwartung an den Bunching Peak in den korrelierten Daten ist daher, dass er sich wie die PMT-Pulse über einige Bins erstreckt und etwa der Form der korrelierten mittleren Pulsform entspricht. Eine weitere Herangehensweise liegt im Fit einer Gaußfunktion an das Signal. Dies entspricht der momentanen Herangehensweise der Arbeitsgruppe und wurde z. B. für die Auswertung der Daten der H.E.S.S. Kampagne von 2022 verwendet [24]. Vorteil dieser Methode ist die relativ einfache, analytische Funktion, welche an die Daten gefittet wird. Während bei der vorherigen Methode Daten korreliert und dann interpoliert wurden, um die Interpolationsfunktion daraufhin numerisch zu integrieren, kann bei einer Gaußfunktion auf eine simple Formel zurückgegriffen werden, sodass gilt:

$$\tau_c^{\text{meas}} = \sqrt{2\pi}a\sigma \quad (20)$$

Hierbei sind a die Amplitude und σ die Breite der gefitteten Gaußfunktion. Dieses Vorgehen vereinfacht den Fit und erlaubt es, relativ einfach Fitparameter wie den Mittelwert und die Breite σ festzuhalten, was aufgrund niedriger Statistik z. B. für die Daten von 2022 nötig war [24]. Allerdings hat diese Methode auch einen Nachteil, welcher in Abbildung 17 visualisiert ist. Durch die Verwendung verschiedener Kabellängen und damit unterschiedlicher Dispersion des Signals für jeden Kanal, folgt für den Bunching Peak als Korrelation der beiden Kanäle, dass dieser asymmetrisch ist. Diese Asymmetrie kann vom Gaußfit allerdings nicht vollständig erfasst werden – es wird lediglich die mittlere Abweichung des Fits zu den Datenpunkten minimiert. Wie in Abbildung 17 ersichtlich, werden besonders die Randbereiche des Peaks nicht vom Gaußfit erfasst. Aus der vorherigen Diskussion korrelierter benachbarter Bins und der Verbreiterung des Bunching Signals durch die Breite der PMT Pulse ist aber bereits ersichtlich geworden, dass auch diese Randbereiche Teil des Bunching Peaks sind. In der vorliegenden Arbeit soll daher, auch aufgrund der durch die Labormessungen höheren Statistik, von ersterer Methode ausgegangen werden. Die Schritte bis zur fertigen Fitfunktion werden im Folgenden erläutert.

4.2.2 Meine Herangehensweise

Wie bereits angesprochen, sehen die Pulse nach durchqueren unterschiedlich langer Kabel auch unterschiedlich aus. In Abbildung 18 sind zur Veranschaulichung zwei mittlere PMT-Pulse nach Durchlauf eines 40 bzw. 10 m langen Airborne 5 Kabels dargestellt. Diese werden, wie in Abschnitt 3.1 angesprochen, von der Aufnahmesoftware automatisch gespeichert. Wie erwartet, ist der Puls durch das längere Kabel sichtbar verbreitert. Es lässt sich also bereits erahnen, dass die Korrelation der beiden Pulse eine asymmetrische Form hat, welche zudem das Ringing der PMTs beinhaltet, und

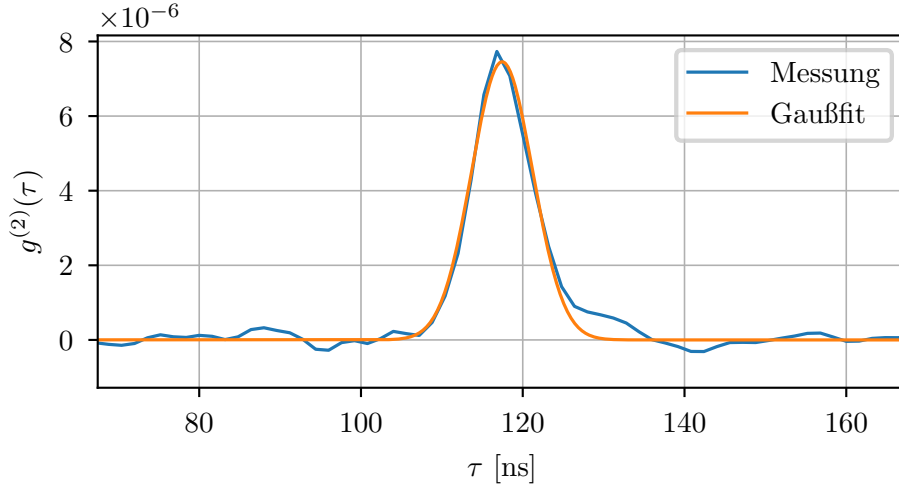


Abbildung 17: Gezeigt sind die $g^{(2)}$ -Funktion für die Messung mit 10 m und 40 m Kabeln des Typs Airborne 5. Zusätzlich ist der Fit einer Gaußfunktion eingezeichnet.

was ist ringing

somit dem Bunching Peak ähnlicher ist, als eine Gaußfunktion. Im Anschluss werden die beiden mittleren Pulse mit der selben Methode wie die Daten selbst, miteinander korreliert. Dieses Verfahren wurde bereits in Gleichung 17 dargestellt. Der so erhaltene Vektor an Datenpunkten wird normiert, indem durch sein Maximum geteilt wird und so in der Zeit verschoben, das das Maximum bei $\tau = 0$ liegt. Diese Schritte verändern die Korrelation nicht, vereinfachen aber später die Interpretation der Fitparameter. Da bisher noch keine Funktion, sondern lediglich Datenpunkte vorliegen, wird anschließend eine lineare Interpolation durchgeführt, um die Funktion $y(\tau)$ zu erhalten. Diese ist, zusammen mit dem Datenpunkten der korrelierten Pulsform in Abbildung 19 gezeigt. Die so ermittelte Funktion $y(\tau)$ ließe sich grundsätzlich unter Verwendung eines Offsets in x-Richtung τ_0 und eines Amplitudenfaktors a an den Bunching Peak fitten. Allerdings fällt auf, dass auf diese Weise der Fit deutlich zu schmal ist (etwa um den Faktor 1,4). Dies ließe sich grundsätzlich durch Einführung eines weiteren Fitparameters b , welcher die Funktion in x-Richtung streckt und staucht, beheben, mit welcher die Fitfunktion f lauten würde:

$$f(\tau, a, b, \tau_0) = a \cdot y(b(\tau - \tau_0)) \quad (21)$$

Allerdings existiert ein physikalisch besser motivierter Weg. Die Verbreiterung des Bunching Peaks im Vergleich zu $y(\tau)$ ist auf eine zusätzliche statistische Schwankung des Bunching Peaks zurückzuführen. Aufgrund von Effekten wie der endlichen Samplerate der ADC und der zeitlichen Schwankung der PMT-Pulse ist jede korrelierte Datei leicht gegen eine andere verschoben. So wird nach Mittelung aller Dateien der resultierende Peak in der Zeit verwaschen und ist breiter als die Funktion $y(\tau)$, welche nur durch eine einzelne Messung entsteht. Die erwähnte zeitliche Schwankung ist unter dem Einfluss vieler unabhängiger statistischer Schwankungen durch den gesamten Messaufbau und kann daher aufgrund des zentralen Grenzwertsatzes als gaußverteilt angenommen werden. Um diesen Effekt in der Fitfunktion zu quantifizieren wird eine Vorgehensweise ähnlich der in [8] gewählt, bei der die Funktion $y(\tau)$, welche der Theoriefunktion bei unendlicher Zeitaufösung entspricht, mit einer Gaußfunktion gefaltet, welche über ihre Breite

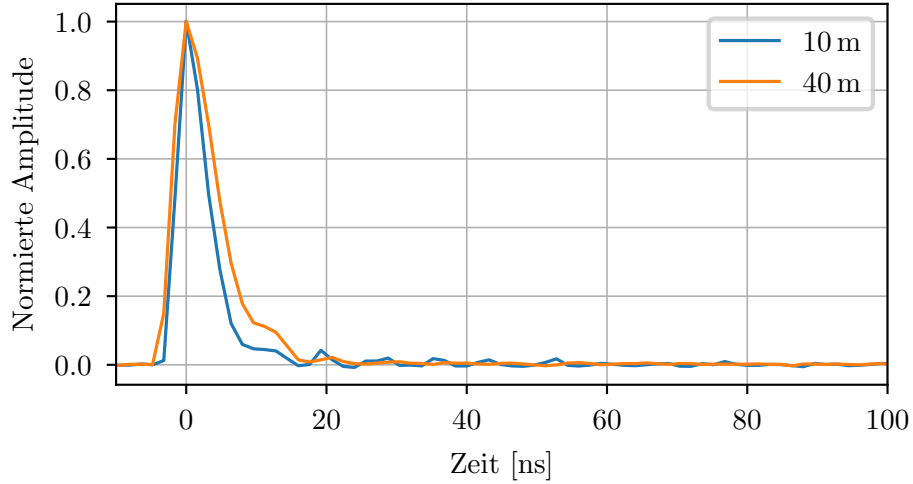


Abbildung 18: Gezeigt sind Ausschnitte der mittleren Pulsform bei Verwendung eines 40 m bzw. 10 m Airborne 5 Kabels. Es ist deutlich sichtbar, dass der orangefarbene Puls deutlich breiter als der blaue ist, was an der erhöhten Dispersion im längeren Kabel liegt. Weiterhin wird eine stärkere Dämpfung, d. h. eine Abnahme der Amplitude für längere Kabel erwartet, was hier aber aufgrund der Normierung nicht direkt sichtbar ist.

σ Information über die Zeitauflösung enthält. Durch dieses Vorgehen lässt sich die Fitfunktion f also wie folgt umschreiben:

$$f(\tau, a, \sigma, \tau_0) = ay(\tau - \tau_0) * e^{-\frac{\tau^2}{2\sigma^2}} \quad (22)$$

Weil die verwendete Routine zur Faltung nur für Vektoren und nicht für Funktionen definiert ist, ergeben sich in der Auswertung noch leichte Abweichungen von dieser Vorgehensweise. So werden die linke und rechte Seite der Faltung erst in einem ausreichend großen und fein gewählten Intervall unter Einsetzung der Parameter $a = 1$ und $\tau_0 = 0$ ausgewertet, woraufhin die diskrete Faltung der beiden Vektoren durchgeführt wird. Um anschließend wieder eine Funktion zu erhalten, welche für alle τ definiert ist, wird erneut eine lineare Interpolation durchgeführt und normiert, was zu Funktion h führt. Schlussendlich ergibt sich die Fitfunktion also zu:

$$f(\tau, a, \sigma, \tau_0) = ah(\tau - \tau_0, \sigma) \quad (23)$$

Durch die Variation der Parameter während der Fitroutine geht der Parameter σ dann vor der Faltung ein, während die a und τ_0 der Einfachheit halber erst nach der Faltung und Interpolation eingehen. Durch die erwähnten Normierungs- und Verschiebungsschritte der Funktionen, welche die Funktion f bilden, entspricht (bis auf für den Fit unwesentliche Abweichungen) a nun der Amplitude des Fits und τ_0 seinem Offset von $\tau = 0$. Auf diese Weise ist eine Einschränkung der Fitparameter für die spätere Auswertung möglich, was die Konvergenz der Fits verbessert. σ lässt sich als Zeitauflösung des gesamten Systems verstehen. Wie eine Variation des Fitparameters σ die resultierende Funktion f beeinflusst ist in Abbildung 20 für $a = 1$, $\tau_0 = 0$ dargestellt. Es ist ersichtlich, dass eine Erhöhung des Parameters σ zu einer Verbreiterung der Fitfunktion führt,

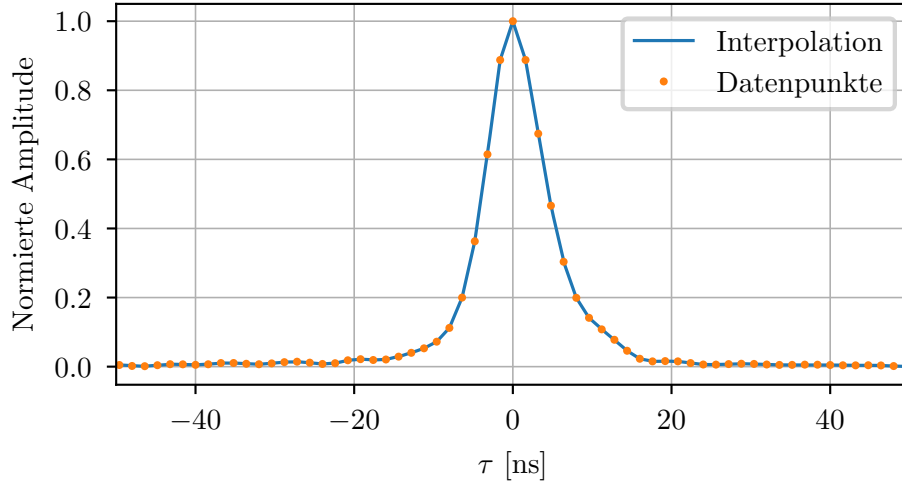


Abbildung 19: Dargestellt ist das Ergebnis der diskreten Korrelation (orange) und die lineare Interpolation davon (blau).

welche zudem immer glatter und gaußförmiger wird. Realsitische Werte für σ , welche sich in späteren Abschnitten ergeben werden, liegen im blauen Bereich der Abbildung 20.

Die Konstruktion und Verwendung der Fitfunktion wie oben beschrieben hat einige Vorteile. Wie bereits angesprochen, entspricht eine Faltung von einer Gaußfunktion, welche die Zeitauflösung enthält, mit der gemessenen erwarteten Peakform bei unendlicher Zeitauflösung am ehesten der theoretischen Erwartung an die Form des Bunching Peaks. Zudem wird durch dieses Vorgehen eine mögliche Asymmetrie und Ringing der PMTs berücksichtigt, was zu einer genaueren Bestimmung des Integrals und damit der Kohärenzzeit führen sollte. Durch die Veränderung der korrierten Pulsform für jede Kabellängenkombination, ändert sich auch die Fitfunktion und bildet so die kabelabhängige Form des Bunching Peaks besser ab. Zusätzlich kann durch dieses Vorgehen die Zeitauflösung des Systems aus den gemessenen Daten bestimmt werden. Aus diesen Gründen wird im Folgenden, wann immer von der Fitfunktion die Rede ist, diese Funktion verwendet werden.

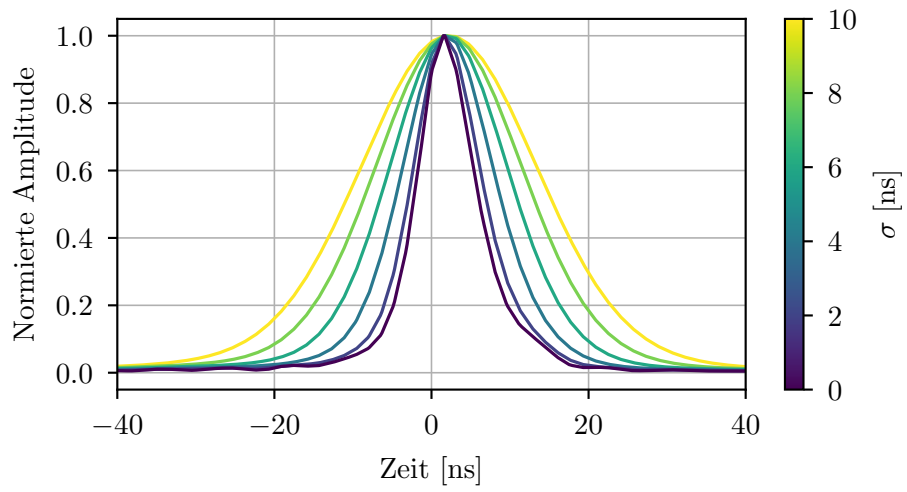


Abbildung 20: Dargestellt ist ein Ausschnitt der resultierenden Fitfunktion f bei Variation des Fitparameters σ ($a = 1$, $\tau_0 = 0$). Für sehr niedrige σ entspricht die Funktion praktisch der korrelierten Pulsform der PMTs und für größer werdende σ nähert sich die Funktion immer mehr der Form einer Gaußfunktion an. Dies veranschaulicht die Interpretation von σ als Zeitauflösung des Systems.

Bibliografie

- [1] 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).
- [2] 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.
- [3] 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).
- [4] *Gran Telescopio CANARIAS*. URL: <https://www.gtc.iac.es/observing/GTCoptics.php> (besucht am 02.08.2024).
- [5] 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).
- [6] 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).
- [7] 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).
- [8] 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).
- [9] 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=4HPvAAAAMAAJ>.
- [10] 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).

- [11] 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).
- [12] Masud Mansuripur. *Classical Optics and Its Applications*. 2. Aufl. Cambridge: Cambridge University Press, 2009. ISBN: 978-0-521-88169-2. DOI: 10.1017/CB09780511803796. URL: <https://www.cambridge.org/core/books/classical-optics-and-its-applications/7E0D316A0E283CAE3876B7DAC50621B4> (besucht am 30.07.2024).
- [13] Ruye Wang. *Introduction to Orthogonal Transforms: With Applications in Data Processing and Analysis*. Cambridge University Press, 8. März 2012. 591 S. ISBN: 978-0-521-51688-4. Google Books: 4KEKGjaiJn0C.
- [14] 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).
- [15] *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).
- [16] *Thorlabs - BS031 50:50 Non-Polarizing Beamsplitter Cube, 400 - 700 nm, 2*. URL: <https://www.thorlabs.com> (besucht am 12.08.2024).
- [17] 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).
- [18] *DT5533E*. CAEN - Tools for Discovery. URL: <https://www.caen.it/products/dt5533e/> (besucht am 12.08.2024).
- [19] *TA1000B Timing Amplifier*. URL: <https://www.fastcomtec.com/ta1000-timing-amplifier> (besucht am 15.08.2024).
- [20] *M4i.2212-X8 8 Bit High Speed Digitizer - SPECTRUM Instrumentation*. URL: <https://spectrum-instrumentation.com/products/details/M4i2212-x8.php> (besucht am 12.08.2024).
- [21] 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).
- [22] *ARC-8050T3U — Thunderbolt — USB 3.2 — Areca*. URL: <https://www.areca.com.tw/products/thunderbolt-8050T3U.html> (besucht am 12.08.2024).
- [23] PC & Informatica S.r.l. *Airborne 10 Coaxial Cable — Messi & Paoloni*. messi.it. URL: <https://messi.it/en/catalogue/50-ohm-cables-ham-radio/airborne-10.htm> (besucht am 10.08.2024).
- [24] Andreas Zmija, Naomi Vogel, Frederik Wohleben, Gisela Anton u. a. „First Intensity Interferometry Measurements with the H.E.S.S. Telescopes“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 527.4 (23. Dez. 2023), S. 12243–12252. ISSN: 0035-8711, 1365-2966. DOI: 10.1093/mnras/stad3676. arXiv: 2312.08015 [astro-ph]. URL: <http://arxiv.org/abs/2312.08015> (besucht am 25.07.2024).
- [25] *LMR-400 Coax Cable for High-Performance RF Applications — Times Microwave Systems*. URL: <https://timesmicrowave.com/cables/lmr-400-coax-cables/> (besucht am 10.08.2024).
- [26] W. G. Cochran. „Problems Arising in the Analysis of a Series of Similar Experiments“. In: *Supplement to the Journal of the Royal Statistical Society* 4.1 (1937), S. 102–118. ISSN: 1466-6162. DOI: 10.2307/2984123. JSTOR: 2984123. URL: <https://www.jstor.org/stable/2984123> (besucht am 15.08.2024).