

Kalibration eines Laborversuchs zur Intensitätsinterferometrie mit einer LED als Lichtquelle

Zulassungsarbeit für das Lehramt Physik

Vorgelegt von
Felix Pfeifer
22.03.2018

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



Betreuung: Gisela Anton/Peter Deiml

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	2
2 Physikalische Grundlagen	5
2.1 Korrelationsfunktionen und Siegert-Relation	5
2.2 Van Cittert-Zernike Theorem	6
2.3 Korrelationsfunktion einer thermischen, kreisförmigen Quelle	8
2.4 Zeitliche Kohärenz	10
2.5 Verhältnis von Signal zu Hintergrundrauschen	11
3 Experimenteller Aufbau und verwendete Bauteile	12
3.1 Messaufbau	12
3.2 Die LED und Filter	13
3.3 Die Photodetektoren	15
3.4 Die Stromversorgung	16
3.5 Die Verstärkerschaltung	17
3.6 Die DAQ-Karte	18
3.7 Abschätzung der Messzeit	18
4 Kalibration und Anpassung des Messaufbaus	22
4.1 Untersuchung der Zeitstruktur der Korrelationsfunktion	22
4.2 Einfluss des Messaufbaus auf die Korrelation	24
4.2.1 Einfluss der Lichtquelle	24
4.2.2 Beschreibung der Korrelationsfunktion in Abhängigkeit zu den Photomultipliern, Verstärkern und Kanälen	25
4.2.3 Die DAQ-Karte	29
4.2.4 Die Abschirmung	31
4.2.5 Charakterisierung der verbleibenden Strukturen	33
4.3 Kalibration	37
5 Schlusswort	41
Abbildungsverzeichnis	45

1 Einleitung

Das Prinzip eines Intensitätsinterferometers, zur Bestimmung des Winkeldurchmessers von Sternen, wurde zuerst vorgestellt von Hanbury Brown in den 1950er Jahren. Es handelt sich um einen Aufbau der statistische Eigenschaften des ankommenden Lichts untersucht. Zum ersten Mal erfolgreich getestet wurde das Konzept in den 1960er und 1970er Jahren. Hierbei wurden mithilfe des Narrabri Intensitätsinterferometers die Durchmesser von 32 Sternen bestimmt [1]. Der kleinste untersuchte Stern besaß einen Winkeldurchmesser von 0,4 mas. Die Ausmaße der beiden Teleskope betrugen hierbei 6,5 m im Durchmesser und der Abstand war variabel bis zu einigen dutzend Metern [1, 3].

Aufgrund großer Fortschritte in der stellaren Interferometrie mithilfe von Michelson-Interferometern, die auf dem Prinzip der Amplitudeninterferenz basieren, wurde jedoch die Technik seitdem nicht mehr weitergeführt. Mithilfe von solchen Experimenten ist es möglich wesentlich lichtschwächere Sterne zu vermessen, bei gleich großen Teleskopen. Die Nachteile dieser Methode bestehen jedoch darin, dass die Lichtwege in den Interferometern sehr genau eingestellt werden müssen, was größere Teleskope technisch schwierig macht. Und außerdem wird die Funktion von Michelson Interferometeraufbauten von Luftperturbulzen beeinträchtigt. Diese Probleme führen schließlich dazu, dass bei optischen Aufbauten die Basislinien auf 100 m begrenzt bleiben (eine Ausnahme stellt hierbei der CHARA-Aufbau dar) und auf längere Wellenlängen.

Intensitätsinterferometer sind für solche Probleme bis zu einem gewissen Grad weniger anfällig. Zum Einen sind sie von Natur aus weniger von Luftperturbulzen beeinflusst und zum Anderen werden bei diesen Aufbauten nicht die Lichtwellen miteinander interferiert sondern die Intensitätsverteilungen. Dies macht es möglich, ohne größeren technischen Aufwand, längere Basislinien zu realisieren. Außerdem ergibt sich in einem Array von Teleskopen die Möglichkeit jede beliebige Basislinie für den Interferenzversuch gleichzeitig zu nutzen. Die technischen Begrenzungen für die Genauigkeit der Messung sind gegeben durch die Eigenschaften der verwendeten Elektronik und der Sensoren. Außerdem benötigt man für den Betrieb eines Intensitätsinterferometers möglichst viel Licht des beobachteten Sterns.

Im Laufe der letzten Jahrzehnte hat sich die Technologie zur Signalverarbeitung dramatisch weiterentwickelt. Zudem verfügen moderne Detektoren über eine wesentlich höhere Quanteneffizienz und Zeitauflösung als zu Zeiten von Hanbury Brown und Twiss. Dies macht in der Theorie die Vermessung von lichtschwächeren Sternen bei gleichbleibender Größe der Teleskope möglich.

Cherenkov Teleskop Arrays (CTA) (siehe Abb. 1) sind konstruiert wurden, um atmosphärische Cherenkov Strahlung zu beobachten und damit astronomische Teilchenquellen

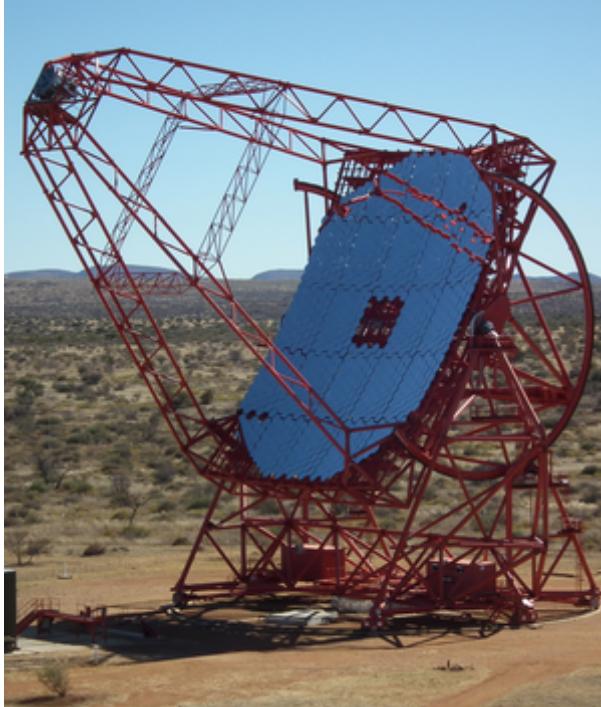


Abbildung 1: Ein modernes CTA-Teleskop des HESS Projekts in Namibia. Diese Teleskope werden für die Beobachtung von Cherenkov Strahlung genutzt, entnommen aus [9].

ausfindig zu machen. Sie haben das Potential, um für Intensitätsinterferometrie genutzt zu werden. Der Aufbau der CTA-Teleskope erlaubt es Licht von einer großen Kollektorfläche auf Detektoren zu bündeln (siehe Abb. 1). Zudem sind die Teleskope in Arrays aufgestellt. Dies erlaubt mehrere Basislinien für die Experimente zu nutzen, auch mit größeren Abständen zwischen den Detektoren als bei den Versuchen von Hanbury, Brown und Twiss [3].

Die Teleskope könnten in Zukunft dafür genutzt werden, um kleinere Sterne bis zu einem Winkeldurchmesser von 2 mas zu vermessen. Theoretisch erwartete Korrelationen mit Basislinien heutiger CTA-Teleskope für solche Sterne sind in Abbildung 2 dargestellt [3]. Zudem würde diese doppelte Nutzung die Beobachtung von Cherenkov Strahlung nicht beeinträchtigen, da es grundsätzlich möglich ist die Intensitätsinterferometrie in den helleren Mondphasen durchzuführen. In diesen Zeiträumen ist es nicht möglich Cherenkov Strahlung zu beobachten.

Die folgende Arbeit ist die Erste, die sich am Erlanger Centre for Astrophysics (ECAP), das maßgeblich an der Entwicklung der CTA-Arrays beteiligt ist, mit dem Thema der Intensitätsinterferometrie beschäftigt. Es wird ein Laborexperiment diskutiert, das mit moderner Elektronik eine künstliche thermische Lichtquelle auf ihre statistischen Eigenschaften untersucht.

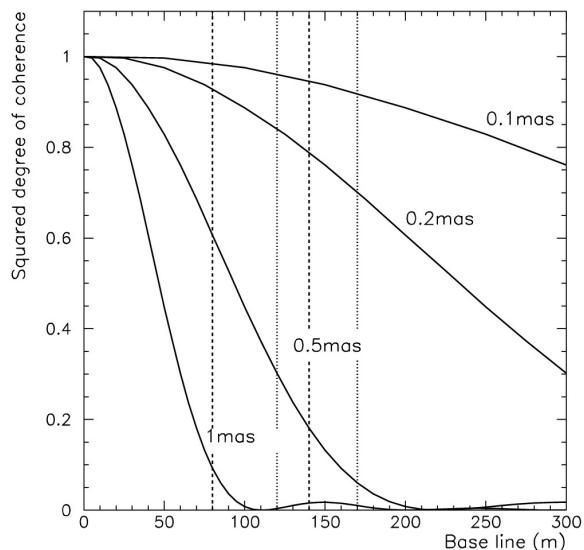


Abbildung 2: Quadrierte Korrelationsfunktionen erster Ordnung für unterschiedliche Sterndurchmesser. Gestrichelte Linien zeigen die Länge der Basislinien für VERITAS-4 und HESS-4 an. Entnommen aus [3]

2 Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel wird die dem Versuch zu Grunde liegende Physik betrachtet. Es folgt eine Beschreibung der Korrelationsfunktion im Allgemeinen und der Siegert-Relation im Unterkapitel 2.1. Sowie des van Cittert-Zernike Theorems im Unterkapitel 2.2. Mithilfe dieses Theorems lässt sich für eine thermische Quelle, aus einer gegebenen Korrelationsfunktion der Winkeldurchmesser der Lichtquelle bestimmen. Schließlich werden in den Unterkapiteln 2.3, 2.4 und 2.5 ein Überblick über die theoretischen Erwartungen für die Korrelationsfunktionen gegeben.

2.1 Korrelationsfunktionen und Siegert-Relation

Zunächst wird die Korrelationsfunktion erster Ordnung definiert [2,6]:

$$G^{(1)}(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2) := \langle E^*(\vec{r}_1, t_1)E(\vec{r}_2, t_2) \rangle_T. \quad (1)$$

Wobei hier die elektrischen Felder über ein langes Zeitintervall T gemittelt werden. Daraus lässt sich wiederum die normierte Korrelationsfunktion erster Ordnung ableiten. Dies ist eine allgemeine Darstellung, die für zwei Detektoren an den Stellen \vec{r}_1, \vec{r}_2 , die zu beliebigen unabhängigen Zeiten t_1, t_2 Photonen messen, gilt:

$$g^{(1)}(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2) = \frac{G^{(1)}(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2)}{\sqrt{G^{(1)}(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_1, t_1)G^{(1)}(\vec{r}_2, t_2, \vec{r}_2, t_2)}}. \quad (2)$$

Für die spätere Betrachtung ist es jedoch praktischer die Spezialfälle $t_1 = t_2, \vec{r}_1 + \vec{d} = \vec{r}_2$ sowie $\vec{r}_1 = \vec{r}_2, t_2 = t_1 + \tau$ zu betrachten.

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t)E(t + \tau) \rangle}{\langle |E(t)^2| \rangle} \text{ (für } \vec{r}_1 = \vec{r}_2 \text{),} \quad (3)$$

und:

$$g^{(1)}(d) = \frac{\langle E^*(x)E(x + d) \rangle}{\langle |E(x)^2| \rangle} \text{ (für } t_1 = t_2 \text{).} \quad (4)$$

In den späteren Experimenten werden vor allem mit Gleichungen (3) und (4) verwendet. Neben dieser Korrelationsfunktionen erster Ordnung lässt sich des Weiteren die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung berechnen:

$$G^{(2)}(\vec{r}_1, t_1, \vec{r}_2, t_2) := \langle E^*(\vec{r}_1, t_1)E^*(\vec{r}_1, t_1)E(\vec{r}_2, t_2)E(\vec{r}_2, t_2) \rangle_T. \quad (5)$$

Analog wird mit der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung auch die normierte Version $g^{(2)}$ definiert. Mit den Vereinfachung von zwei Detektoren an zwei unterschiedlichen

Stellen \vec{r}_1 und \vec{r}_2 , die zur selben Zeit messen ergibt sich:

$$g^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\langle I(\vec{r}_1)I(\vec{r}_2) \rangle}{\langle I(\vec{r}_1) \rangle \langle I(\vec{r}_2) \rangle}. \quad (6)$$

Wobei hier

$$I(\vec{r}, t) = E(\vec{r}, t)E^*(\vec{r}, t) \quad (7)$$

benutzt wurde. Analog ließen sich die Korrelationsfunktionen mit der Photonenzählrate N definieren. Ein wichtiger Zusammenhang zwischen den beiden Ordnungen der Korrelationen ist gegeben durch die Siegert-Relation. Diese stellt einen Zusammenhang her zwischen den Korrelationen gaußverteilter Zufallsvariablen her. Im Allgemeinen lässt sich die Intensität als eine Zufallsvariable auffassen, die für thermische Lichtquellen gaußverteilt ist. Für eine solche Verteilung gilt demnach für die Korrelation zweiter Ordnung [2,8]:

$$g^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 1 + |g^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)|^2 \quad (8)$$

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \quad (9)$$

Es gibt außerdem auch Korrelationsfunktionen höherer Ordnung, jedoch spielen diese für den experimentellen Aufbau keine Rolle.

2.2 Van Cittert-Zernike Theorem

Lichtquellen in der Natur können nicht als einfache Punktquellen genähert werden. Im Fall von Sternen, Gasentladungslampen und auch LEDs können Lichtquellen, als strahlendes Volumen, das aus vielen unabhängig voneinander strahlenden Punktquellen besteht, aufgefasst werden. Der Charakter der Intensitätsverteilung einer solchen Lichtquelle kann durch das van Cittert-Zernike Theorem beschrieben werden. Zur Illustration der nachfolgenden Gleichung (10) siehe Abbildung 3. Im Folgenden beschränken wir uns auf quasi monochromatisches Licht mit der Wellenlänge $\bar{\lambda}$.

Die Korrelationsfunktion in der Beobachtungsebene hängt für eine weit entfernte, vollständig inkohärente Quelle mit der Intensitätsverteilung in der Entstehungsebene wie folgt zusammen [7]:

$$G^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{\kappa}{(\bar{\lambda})^2} \iint_{\Sigma} I(\vec{r}_1') \exp(-i \frac{2\pi}{\bar{\lambda}}(z_1 - z_2)) \frac{1}{\bar{\lambda} z_1} \frac{1}{\bar{\lambda} z_2} d^2 \vec{r}_1'. \quad (10)$$

Wobei mit \vec{r}_1' ein beliebiger Punkt der Quelle und \vec{r}_1, \vec{r}_2 die Orte der Beobachtung bezeichnet sind und $\kappa = \frac{(\bar{\lambda})^2}{\pi}$. Die Inkohärenz der Quelle bedeutet hierbei, dass die einzel-

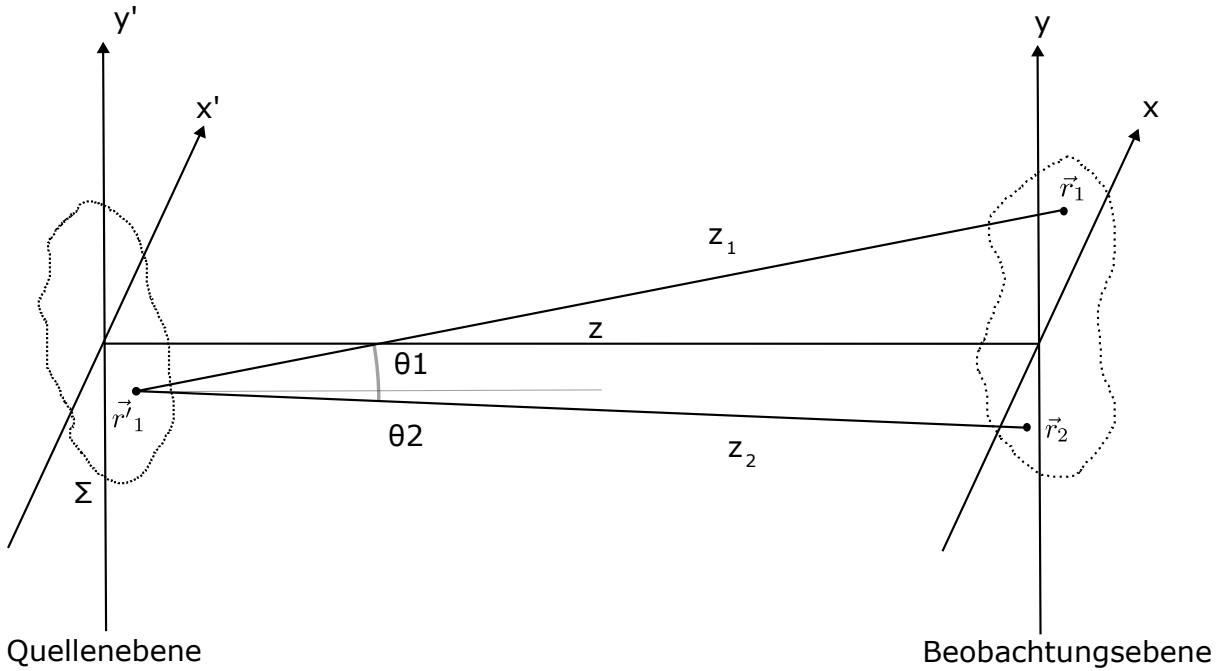


Abbildung 3: Skizze zur Beschreibung der nachfolgenden Gleichungen des van Cittert Zernike Theorem. Σ bezeichnet die Abmessung der Quelle. \vec{r}'_1 einen beliebigen Punkt in Σ und Q_1 und Q_2 die Orte der Detektoren

nen strahlenden Punkte der Quelle vollständig unkorreliert Licht aussenden. Dies kann mathematisch mit [7]

$$G^{(1)}(\vec{r}'_1, \vec{r}'_2) = \kappa I(\vec{r}'_1) \delta(|\vec{r}'_1 - \vec{r}'_2|), \quad (11)$$

ausgedrückt werden. Zudem lassen sich für den Fall von sehr weiten Entfernungen zwischen der Quelle und dem Beobachtungsbereich weitere Vereinfachungen ansetzen. So gilt, dass die Größe der Quelle und des Beobachtungsbereiches wesentlich kleiner sind als der Abstand z zwischen ihnen. Somit kann angenommen werden:

$$\frac{1}{z_1} \frac{1}{z_2} \approx \frac{1}{z^2}. \quad (12)$$

Wie in Abbildung 3 zu sehen ist, werden sowohl die Quelle als auch der Beobachtungsraum als eine Ebene angenommen werden. Man kann sich diese zylinderartige Geometrie zunutze machen, um die obenstehende Formel weiter zu vereinfachen. Diese Vereinfachungen können ausführlich beispielsweise in [2, 7] nachverfolgt werden. Man erhält unter Berücksichtigung der Geometrie und der Näherung aus Gleichung (12) für die normierte Korrelationsfunktion erster Ordnung:

$$g^{(1)}(\vec{r}'_1, \vec{r}'_2) = \frac{\iint_{\Sigma} I(x', y') \exp(i \frac{2\pi}{\lambda z} (\Delta x x' + \Delta y y')) dx' dy'}{\iint_{\Sigma} I(x', y') dx' dy'}. \quad (13)$$

Wobei Δ_x und Δ_y den Abstand der Detektoren voneinander charakterisiert.

Zusammenfassend gilt also unter der Bedingung einer quasimonochromatischen, ebenen, völlig inkohärenten Quelle, dass man die normierte Korrelationsfunktion in der Beobachtungsebene durch die Fouriertransformation der Intensitätsverteilung in der Entstehungsebene ausdrücken kann. Unter der zusätzlichen Annahme, dass ein Stern ein kugelförmiges Objekt ist und damit als eine kreisförmige Abstrahlebene betrachtet werden kann, ist es möglich im Umkehrschluss aus der Korrelationsfunktion auf Eigenschaften der Quelle wie beispielsweise den Winkeldurchmesser zu schließen [2, 4].

2.3 Korrelationsfunktion einer thermischen, kreisförmigen Quelle

Als Beispiel für die Anwendung des van Cittert Zernike Theorems wird der Fall einer kreisförmigen, quasimonochromatischen, thermischen Quelle betrachtet. Die Intensitätsverteilung einer solchen Quelle mit dem Radius R lässt sich nach [2, 7] beschreiben als:

$$I(x', y') = I_0 \text{circ}\left(\frac{\sqrt{x'^2 + y'^2}}{R}\right) \quad (14)$$

mit:

$$\text{circ}(w) := \begin{cases} 1 & w < 1 \\ \frac{1}{2} & w = 1 \\ 0 & w > 1 \end{cases} \quad (15)$$

Eingesetzt in Gleichung (13) ergibt diese Verteilung für den Spezialfall der gleichzeitigen Messung von Photonen an zwei verschiedenen Orten \vec{r}_1 und \vec{r}_2 :

$$\frac{\kappa e^{-i\psi}}{(\bar{\lambda}z)^2} \iint_{\Sigma} I(x', y') \exp(i \frac{2\pi}{\bar{\lambda}z} (\Delta xx' + \Delta yy')) dx' dy' = \frac{R^2 \kappa}{(\bar{\lambda}z)^2} \frac{J_1(2\pi R \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2})}{R \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}} \quad (16)$$

Mit:

$$\nu_x = \frac{\Delta x}{\bar{\lambda}z} \quad (17)$$

$$\nu_y = \frac{\Delta y}{\bar{\lambda}z}. \quad (18)$$

Man erhält für die normierte Korrelationsfunktion

$$g^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{J_1(2\pi R \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2})}{\pi R \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}}. \quad (19)$$

Daher gilt mit 9:

$$g^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 1 + \left| \frac{J_1(2\pi R \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2})}{\pi R \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}} \right|^2. \quad (20)$$

Eine solche Funktion ist in Abbildung 4 dargestellt. Wie sich in Gleichung (20) erkennen lässt hängt die Korrelationsfunktion nur von dem Abstand der beiden Detektoren (enthalten in ν_x und ν_y) abhängt.

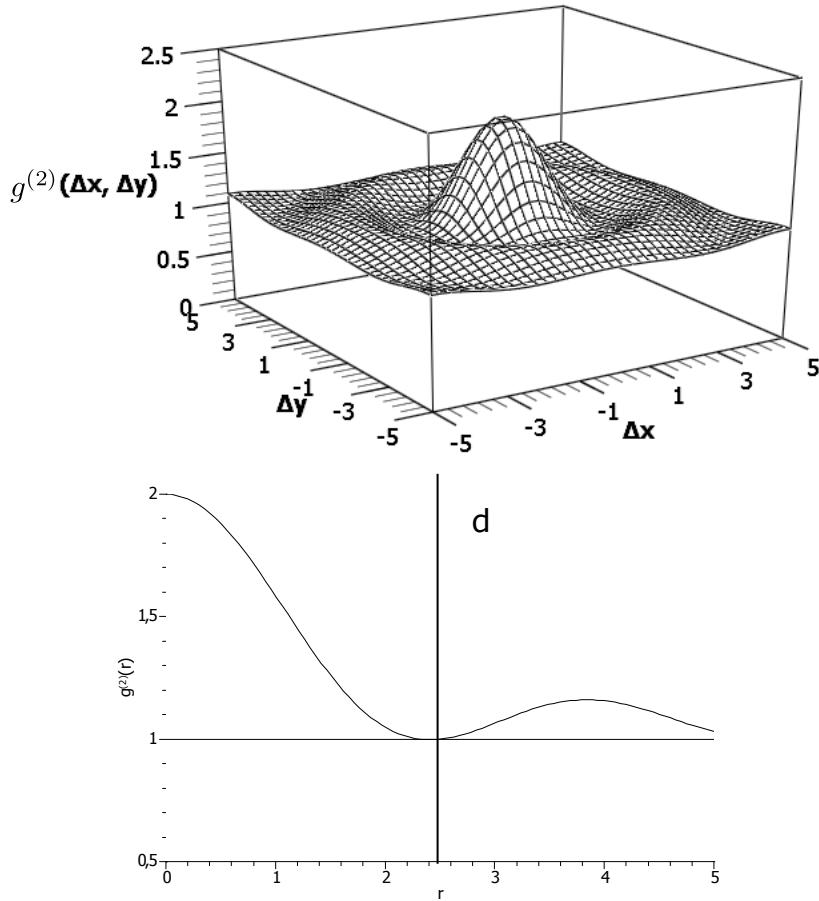


Abbildung 4: Skizze $g^{(2)}(\Delta_x, \Delta_y)$ in 2 und in 1 Dimension (mit $r = \sqrt{\Delta_x^2 + \Delta_y^2}$) und d Radius einer Kohärenzzelle

Für den experimentellen Aufbau bedeutet dies, dass der Abstand der Detektoren nicht zu groß sein darf. Zur Abschätzung des weitesten Abstandes in dem eine Korrelation messbar ist, betrachtet man die erste Nullstelle der Funktion. Diese liegt bei [7]:

$$a = 0,610 \frac{\bar{\lambda}z}{R}. \quad (21)$$

Wobei R den Radius der Lichtquelle bezeichnet und z den Abstand der Lichtquelle von Beobachtungsfläche. Die Menge aller Punkte in der Beobachtungsebene um den Referenzpunkt \vec{r}_1 mit $|\vec{r} - \vec{r}_1| < r$ wird üblicherweise auch als Kohärenzzelle bezeichnet. Die Fläche A_c dieser beträgt [7]:

$$A_c = \frac{\bar{\lambda}^2 z^2}{\pi R^2} \quad (22)$$

Eine Abschätzung der Größe der Kohärenzzelle für den verwendeten experimentellen Aufbau folgt in Kapitel 3.2.

2.4 Zeitliche Kohärenz

Für die Beschreibung der nachfolgenden Experimente wird ausschließlich den Fall einer Messung an einem Ort zu verschiedenen Zeiten t und $t + \tau$ verwendet. Nach Kapitel 2.1 ist die Korrelationsfunktion für einen solchen Aufbau gegeben durch:

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t)E(t + \tau) \rangle}{\langle |E(t)|^2 \rangle} \text{ (für } \vec{r}_1 = \vec{r}_2 \text{)}, \quad (23)$$

mit:

$$\langle E^*(t)E(t + \tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_T E^*(t)E(t + \tau)dt. \quad (24)$$

Im Folgenden gilt wie schon zuvor der Fall eines quasimonochromatischen Feld mit einer zentralen Winkelgeschwindigkeit von $\bar{\omega} = \frac{2\pi c}{\lambda}$. Die elektrische Feldstärke E einer solchen Welle kann mit:

$$E(t) = E_0 \exp(-i\bar{\omega}t) \exp(i\phi(t)) \quad (25)$$

beschrieben werden. Hierbei charakterisiert $\phi(t)$ den Einfluss der Frequenzen ungleich $\bar{\omega}$ und ist abhängig von der spektralen Verteilung. Die genauen Zusammenhänge zwischen der spektralen Verteilung und der Korrelationsfunktion erster Ordnung kann in [6, 15] eingesehen werden. Setzt man dies in Gleichung (23) so erhält man [6]:

$$g^{(1)}(\tau) = \exp(-i\bar{\omega}\tau) \langle \exp(i(\phi(t + \tau) - \phi(t))) \rangle. \quad (26)$$

Für die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung gilt mit Gleichung (9):

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |\langle \exp(i(\phi(t + \tau) - \phi(t))) \rangle| \quad (27)$$

Zur Charakterisierung des Einflusses der spektralen Verteilung definiert man die Kohärenzzeit [15]:

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |g(\tau)|^2 d\tau. \quad (28)$$

Mit dieser Definition vereinfacht sich die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung für eine spektrale Verteilung, die einer Lorentzkurve entspricht zu:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \exp(-2|\tau|/\tau_c). \quad (29)$$

Ein weiterer Zusammenhang besteht zwischen der Kohärenzzeit der elektromagnetischen Welle und der Halbwertsbreite $\Delta\omega_{HWB}$ der spektralen Verteilung [15]:

$$\tau_c \approx \frac{0,32}{\Delta\omega_{HWB}}. \quad (30)$$

2.5 Verhältnis von Signal zu Hintergrundrauschen

Nach Hanbury-Brown und Twiss ist das normale Hintergrundrauschen für die meisten Fluktuationen des Outputs verantwortlich [1,3]. Man benötigt ein gutes Verhältnis (S/N) zwischen den zum Signal gehörenden, gemessenen, korrelierten Photonen S und denen des Hintergrunds N. Diese Verhältnis hängt von verschiedenen im folgenden dargestellten Faktoren ab [4] :

$$(S/N) = A\alpha\eta|g^{(2)}(d)|^2\Delta f^{1/2}(T/2)^{1/2} \quad (31)$$

Hierbei ist A die Gesamtfläche der beiden Teleskope, mit α der Quanteneffizienz der Detektoren und die Effizienz der Optik und d der Abstand zwischen den Teleskopen. Mit η wird der spektrale Fluss bezeichnet, der ein Maß für die Anzahl von Photonen mit einer bestimmten Wellenlänge, die in einem gewissen Zeitabschnitt, durch ein bestimmtes Areal fließen, ist. Die Größen Δf bezeichnet die elektronische Bandbreite des Messaufbaus und T die Integrationszeit.

3 Experimenteller Aufbau und verwendete Bauteile

In diesem Kapitel wird der Messaufbau und die verwendeten Bauteile des Laborversuches beschrieben. Das Unterkapitel 3.1 beschreibt hierbei den verwendeten Messaufbau und die folgenden Unterkapitel beziehen sich wiederum auf die einzelnen Komponenten. Im letzten Teil 3.7 wird eine Rechnung zur Abschätzung der benötigten Messzeit vorgestellt.

3.1 Messaufbau

Der Aufbau des Experiments ist stark angelehnt an den ursprünglichen Experiment des Narribi Intensitätsinterferometers. In einem großen Abstand befindet sich als Ersatz für einen Stern eine LED, die in einem geschlossenen Tubus mit einer Lochblende an der Vorderseite eingebaut ist. Dieses Loch hat, um ähnliche Winkeldurchmesser wie bei der Messung eines Sterns zu erhalten, einen Durchmesser von $50\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $75\text{ }\mu\text{m}$. Dies ergibt bei einem Abstand von 6 m einen Winkeldurchmesser von $0,825''$. Das ist zwar erheblich mehr als die üblichen Winkeldurchmesser von Sternen, doch ist eine kleinere Blende aufgrund der geringen Intensität der LED nicht sinnvoll. Zusätzlich wurden, um näher an den späteren experimentellen Bedingungen des CTA-Aufbaus zu liegen, die Versuche mit einem 1 nm Filter durchgeführt. Der Messaufbau ist in Abbildung 5 dargestellt.

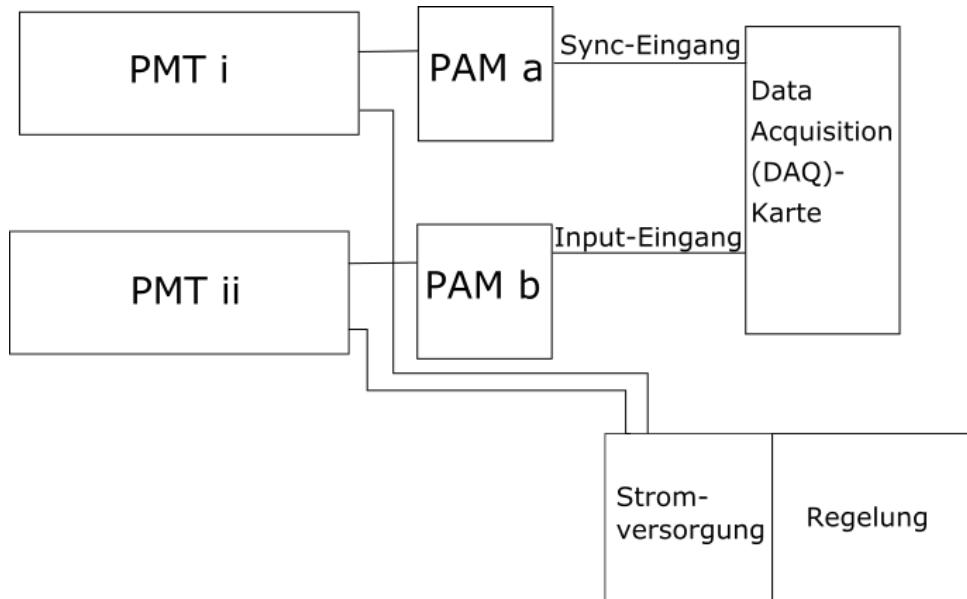


Abbildung 5: Skizze des verwendeten Messaufbaus im Laborversuch. Eine der Signalleitungen von den PAM-Verstärkern zu der Data-Acquisition Karte war länger als das andere. Dies sorgt für eine Verschiebung der Korrelationsfunktion um wenige Nanosekunden.

Zur Detektion der einzelnen Photonen werden Photomultiplier (PMTs) verwendet.

Das dadurch entstehende Signal wird durch Pre-amplifier-module (PAM-Verstärker) verstärkt und schließlich in der Data Aquisition-Karte (DAQ-Karte) der Firma Picoquant aufgenommen. Hierbei ist zu beachten, dass nur Signale, die eine bestimmte eingestellte Schwelle überschreiten als gezähltes Photon gewertet werden. Diese wird über das zu der DAQ-Karte zugehörige TimeHarp Programm eingestellt. Im Gegensatz zu Hanbury Browns und Twiss' Experiment werden nicht die ankommenden Ströme korreliert, sondern die Zeitpunkte der ankommenden Photonen. Die Korrelationsfunktion wird danach mithilfe des von meinem Kollegen Andreas Zimja erstellten Programms „COCOS“ erstellt. Die einzelnen Elemente des Experiments werden in den folgenden Teilkapiteln ausführlicher dargestellt.

3.2 Die LED und Filter

Es werden optische Bandpass-Filter mit dem Zentrum der Wellenlänge bei 532,0(2) nm und einer Bandbreite von 1,0(2) nm der Firma Thorlabs verwendet [10]. Die Transmission im gewünschten Wellenlängenbereich liegt laut Hersteller bei 40%. Die Filter arbeiten nach dem Prinzip eines Fabry-Perot Interferometers. [10] Da schon kleine Veränderungen des Transmissionsverhaltens der Filter für eine Verringerung des Signals sorgen können, wurden die Spektren der beiden verwendeten Filter aufgenommen. Wie in Abbildung 6 bei der Gegenüberstellung der Transmissionsspektren zu sehen ist, stimmen die Bandbereiche gut überein.

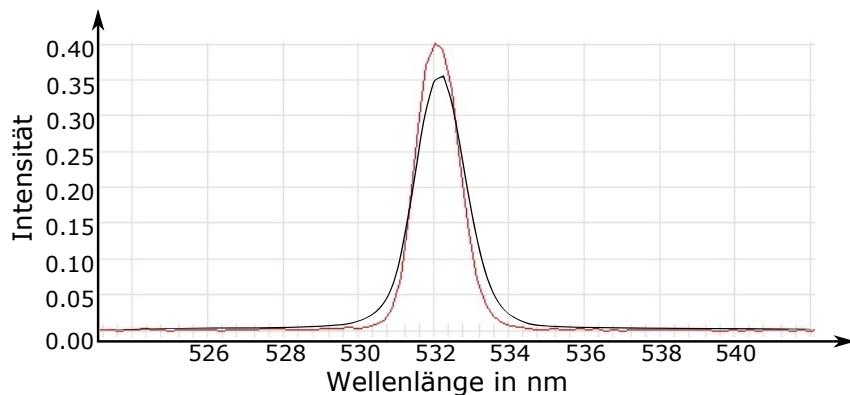


Abbildung 6: Spektren der beiden im Laborversuch verbauten Filter gegenübergestellt.

Die Transmissionsspektren dieser Art von Filter ist stark abhängig vom Winkel des einfallenden Lichts. Diese Abhängigkeit kann in Abbildung 7 für einen Filter eingesehen werden. Dort ist zu erkennen, dass sich die Kurve für einen Einfallswinkel von 10° um 2 nm verschiebt. Für größere Winkelunterschiede kommt es zu Verschiebungen um gut 20 nm. Daher gilt für den experimentellen Aufbau, dass die Einfallswinkel für beide Filter möglichst genau 0° betragen sollten.

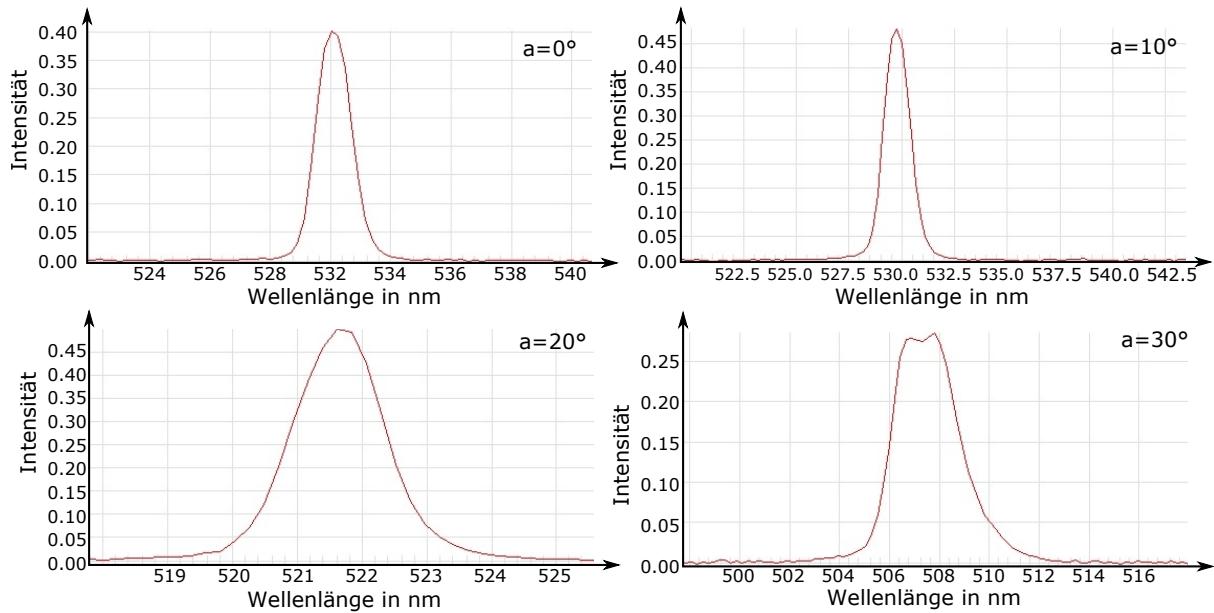


Abbildung 7: Spektren eines eingebauten Filters in Abhängigkeit zum Einfallswinkel a zur optischen Achse

Bei den LEDs wurden zunächst die Kappen entfernt, um auszuschließen, dass deren Optik die Korrelationsfunktion beeinflusst. Es wurde ebenfalls das Spektrum aufgenommen, das in Abbildung 8 zu sehen sind. Die Kohärenzzeit für die von uns verwendete LED beträgt (nach [15]) 15 fs ohne und 622 fs mit Filter. Für die räumliche Kohärenz wiederum gilt nach dem in Kapitel 2.3 hergeleiteten Zusammenhang für eine quasimonochromatische Quelle. Der Radius der Quelle ist hierbei gegeben durch die Lochblende mit dem Durchmesser von $50 \mu\text{m}$. Somit beträgt der Radius a der Kohärenzzelle in einem Abstand von sieben Metern 9,1 cm.

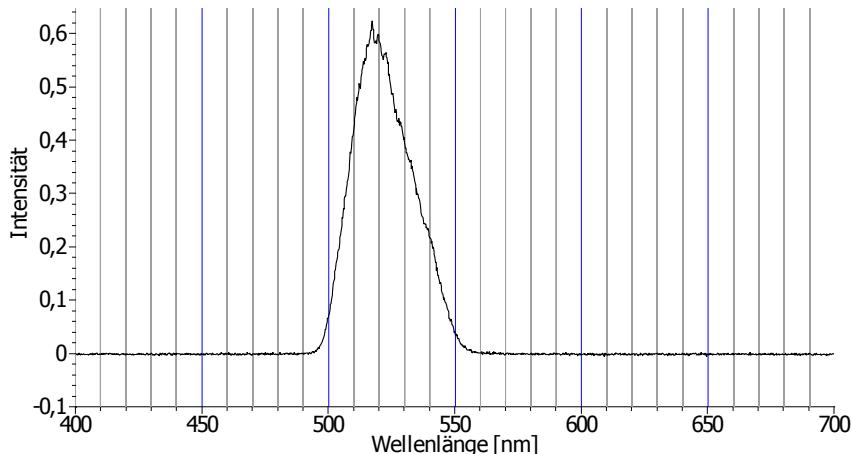


Abbildung 8: Spektrum der verwendeten LED ohne Filter

3.3 Die Photodetektoren

Zur Messung der Fluktuationen in den Photonenraten werden Photomultiplier (PMTs) der Firma Hamamatsu der Baureihe H10770(P)A verwendet. Ein Photomultiplier benutzt den Photoelektrischen Effekt um aus einer Anode Elektronen herauszulösen. Diese werden durch eine anliegende Spannung zu mehreren Sekundärelektronen sogenannten Dynoden hin beschleunigt. Dadurch kommt es zu einem Lawineneffekt, so dass ein einzelnes Photon eine messbare Menge an Elektronen freisetzt. Eine genaue Erklärung der Funktionsweise ist beispielsweise in [6] zu finden. Die verwendeten PMTs besitzen eine Totzeit von 2 ns, was in den Graphen zur Korrelation der PMTs zu sich selbst, durch einen Einbruch in der ersten 2 ns sichtbar wird. Die gemessene Dunkelrate der PMTs beträgt nach unseren Messungen 2,3 kHz und 1,6 kHz.

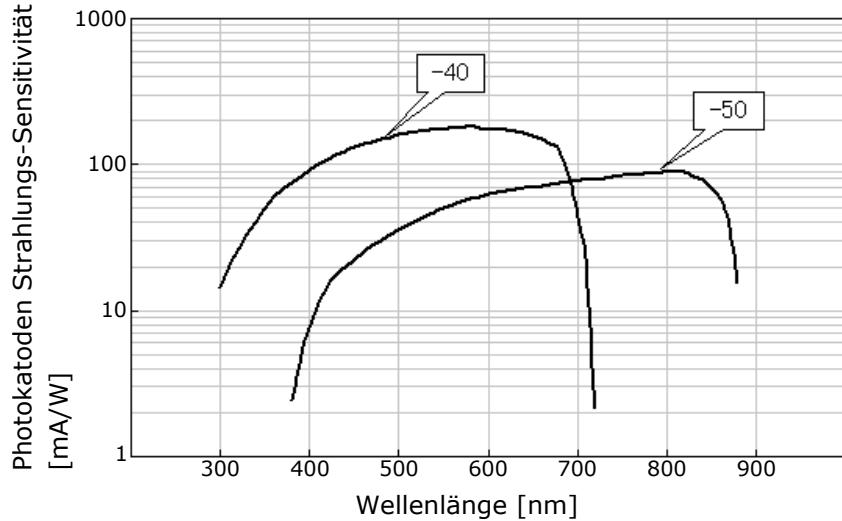


Abbildung 9: Sensitivität der Photomultiplier in Abhängigkeit zur Wellenlänge des einfallenden Lichts der Bauserien H10770(P)A-40/-50 [11]

Die Quanteneffizienz der PMTs kann aus Abbildung 9 berechnet werden. In der Abbildung selbst wird der Koeffizient $S(\lambda)$ aus Photostrom zur Lichtleistung (die sogenannte spektrale Sensitivität) angegeben mit [14]:

$$\alpha = \frac{S(\lambda)}{\lambda} \frac{hc}{e}$$

kann diese Größe in die Quanteneffizienz umgewandelt werden. Wobei an dieser Stelle α für die Quanteneffizienz, $S(\lambda)$ für die spektrale Empfindlichkeit, h das plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, und e die Elementarladung bezeichnet. Für den Spektralen Bereich um 532 nm liegt die Quanteneffizienz der PMTs bei ungefähr 0,256.

Ein weiterer Faktor, der die Quanteneffizienz der PMTs beeinflusst, ist die Raumtem-

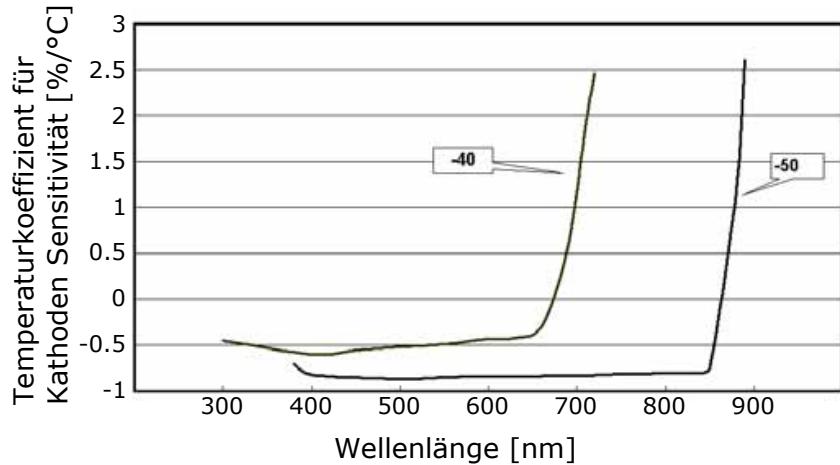


Abbildung 10: Temperaturkoeffizient (Quotient aus Änderungsrate der Sensitivität pro $^{\circ}\text{C}$) in Abhängigkeit zur Wellenlänge der Bauserien H10770(P)A-40/-50 (entnommen aus [11])

peratur. Dies ist in Grafik 10 dargestellt. Dort sind die Koeffizienten, um die sich die spektrale Intensität mit $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ Unterschied ändert, grafisch über der Wellenlänge aufgetragen. Während im größten Teil des sichtbaren Bereichs des Lichts dieser Koeffizient negativ ist, steigt er im Übergang zum infraroten Bereich über die Null an. Im Bereich unserer Filter (532 nm) liegt der Koeffizient ungefähr bei -0.5 , das heißt, dass mit steigender Temperatur die Quanteneffizienz der verwendeten PMTs fällt. Ein wichtiger Faktor, von dem die Effizienz der Detektoren abhängt, ist die Versorgungsspannung. Dies wird im folgenden Kapitel näher beleuchtet.

3.4 Die Stromversorgung

Ein weiterer Bestandteil des verwendeten experimentellen Aufbaus ist die Spannungsversorgung des PMTs und der dazugehörigen Regelung. Als Netzteil diente ein GPE4323 der Firma Gwinsek, das den PMT mit einer konstanten Gleichspannung von 14,5 V versorgte. Diese wird in der im PMT integrierten Elektronik in die benötigte Hochspannung transformiert. Geregelt wird dieser Stromkreis durch eine Output-Karte der Bauart MAX5825 der Firma maxim integrated. Der Einfluss dieser eingestellten Regelspannung auf den Photostrom kann in Abbildung 11 eingesehen werden. Es besteht ein exponentieller Zusammenhang zwischen der Versorgungsspannung und den Zuwachs an Photostrom. Während des gesamten Versuchs wurden die PMTs nicht auf voller Verstärkung gefahren, da dies unter Umständen die DAQ-Karte überlastet hätte und zum Schutz der empfindlichen PMTs.

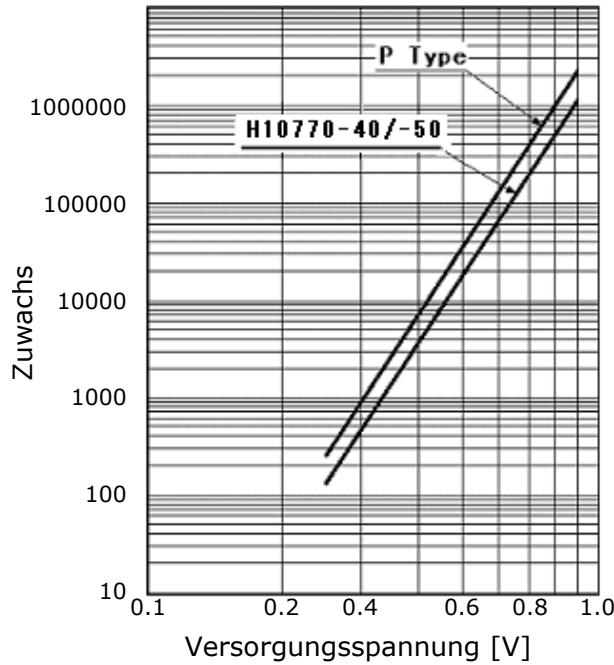


Abbildung 11: Verstärkungsfaktor zwischen angelegter Regelspannung und Photostrom (Zuwachs) in Abhängigkeit zur Versorgungsspannung. Für die Bauserien H10770(P)A-40/-50 (entnommen aus [11])

3.5 Die Verstärkerschaltung

Bei der Verstärkerschaltung handelt es sich um einen PAM-102 P Verstärker der Firma PicoQuant. Die Eigenschaften dieser Verstärkerschaltung sind angepasst auf die Verwendung mit schnellen Photodetektoren. Da die PMTs eine Steigzeit um 1 ns haben, ist solch eine spezielle Verstärkerschaltung notwendig. Die Antwort auf einen typischen PMT-Impuls ist in Abbildung 12 auf der rechten Seite zu sehen. Die typische Steigzeit eines Peaks liegt wie sich dort erkennen lässt liegen ebenfalls bei ungefähr 1 ns. Dies bedeutet, dass in diesem Zeitintervall ein zweiter Impuls nicht als Signal aufgelöst werden kann. Dies stellt für den untersuchten experimentellen Aufbau jedoch kein Problem dar. Die Signalbreite der PMTs beträgt ungefähr 1,4 ns und die Totzeit 2 ns. Zudem liegt die beste Zeitauflösung in einem solchen System üblicherweise vor, wenn die Steigzeit der Photomultiplier und der Verstärker vergleichbar sind. [12] Die schnelle Steigzeit hängt immer auch mit einer großen Bandbreite zusammen [12]. Dieses Verhalten ist in Abbildung 12 auf der linken Seite grafisch dargestellt. Diese Verstärkung eines weiten Frequenzbereiches kann dazu führen, dass potentiell hochfrequentes Hintergrundrauschen ebenfalls verstärkt wird.

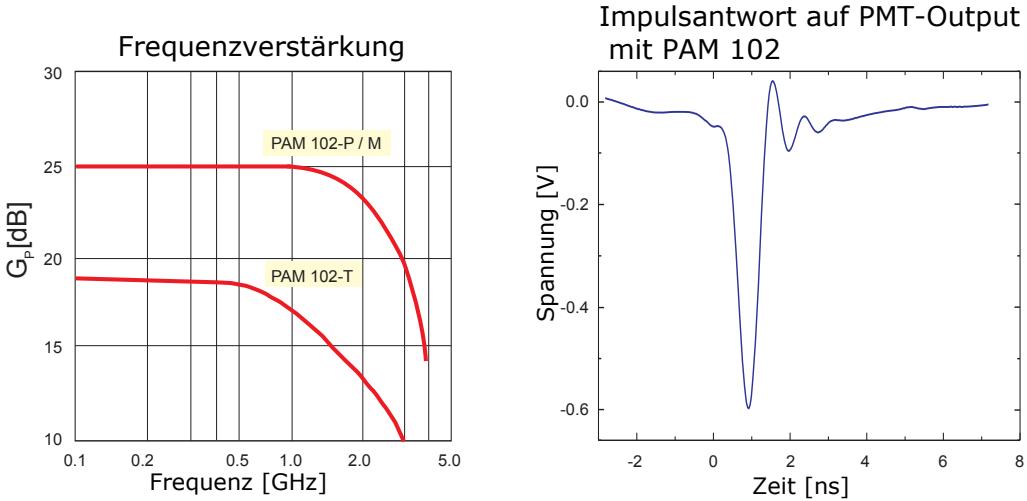


Abbildung 12: Verstärkung und Pulsverhalten der verwendeten Verstärker (entnommen aus [12])

3.6 Die DAQ-Karte

Der letzte Baustein des experimentellen Aufbaus ist die Data Acquisition (DAQ) Karte. Es handelt sich in unserem Laborversuch um eine TimeHarp 260 N, deren Hardware und Software von der Firma PICO Quant stammt. Die für den Versuchsaufbau wichtigste Eigenschaft ist die zeitliche Auflösung der Karte. Diese bestimmt die Zeitauflösung mit der gemessen wird. Bei der Time Harp 260 N beträgt diese Dauer eines Zeitintervalls über das aufgrund der begrenzten Auflösung gemittelt wird 250 ps. Die Totzeit der Karte liegt wiederum bei weniger als 2 ns. Die Breite eines Impulses, die benötigt wird um den Trigger auszulösen beträgt eine halbe Nanosekunde. Die maximale Zählrate, die mit unseren Versuchsaufbau noch erreichbar ist, liegt bei 10 MHz pro Kanal. Die Dateien in denen die Daten abgelegt werden zeichnen auf wann an welchem Kanal ein Photon gemessen wurde. Die Erstellung der Korrelationsfunktion der Intensitätsverteilungen findet davon unabhängig statt.

3.7 Abschätzung der Messzeit

Es folgt eine Abschätzungsrechnung zur Messzeit des experimentellen Aufbaus. Im Falle der LED, deren Kohärenzzeit 23 fs ohne und 943 fs mit Filter beträgt, kann davon ausgegangen werden, dass nur die Photonen im ersten Zeitintervall, der gemessenen Korrelationsfunktion, zu dem Signal beitragen können. Man nimmt hierbei an, dass sich die beiden Sensoren nahe beieinander, also innerhalb einer Kohärenzelle befinden. Zunächst wird für die Photonenzählrate \dot{N}_S gesetzt:

$$\dot{N}_S(t) = \langle \dot{N}_S \rangle_{T \rightarrow \infty} \left(1 + \exp \left(-2 \frac{t}{\tau_c} \right) \right). \quad (32)$$

Im Folgenden

$$\dot{N}_{S,average} := \langle \dot{N}_S \rangle_{T \rightarrow \infty}, \quad (33)$$

und

$$\dot{N}_{average} = \dot{N}_{S,average} + \dot{N}_{B,average}. \quad (34)$$

Hierbei steht $\dot{N}_{average}$ für die gemittelten gemessenen Photonenraten, die sich aus den gemittelten Raten der Signalphotonen $\dot{N}_{S,average}$ und denen der Background-Photonen $\dot{N}_{B,average}$ zusammensetzt. Nimmt man die beiden Photodetektoren und korreliert ihre Signale, so lässt sich die Rate an korrelierten Photonen \dot{N}_{co} mit

$$\dot{N}_{co} = \dot{N}_{average}^2 \tau \quad (35)$$

abschätzen, wobei τ die Länge eines Zeitintervalls bezeichnet. Die zu dem Signal gehörenden Photonen $\dot{N}_{s,co}(t)$, die zur Korrelation beitragen lassen sich für $\tau \ll \tau_c$ durch:

$$\dot{N}_{s,co}(t) = \dot{N}_{s,average}^2 \tau (1 + \exp(-t/\tau_c)) \quad (36)$$

berechnen. Für $\tau \gg \tau_c$ ist das erste Zeitintervall also für $t = 0$ näherungsweise gleich

$$\dot{N}_{s,co}(t = 0) = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \dot{N}_{s,co}(t) dt = \dot{N}_{s,average}^2 \tau \left(1 + \frac{\tau_c}{\tau} \right). \quad (37)$$

Betrachtet man die gesamte Rate an Photonen, die zur Korrelationsfunktion beitragen, für $t \gg \tau$

$$\dot{N}_{co}(t \gg \tau) = (\dot{N}_{S,average} + \dot{N}_{B,average})^2 \tau \quad (38)$$

$$= \dot{N}_{S,average}^2 (1 + R^2) \tau \quad (39)$$

Und die gesamte Rate für $t = 0$ die Zeitauflösung τ

$$\dot{N}_{co}(t = 0) = (\dot{N}_{S,average} + \dot{N}_{B,average})^2 \tau \quad (40)$$

$$= \dot{N}_{S,average}^2 \tau \left(1 + \frac{\tau_c}{\tau} \right) + \tau (2 \dot{N}_{S,average} \dot{N}_{B,average} + \dot{N}_{B,average}^2) \quad (41)$$

$$= \dot{N}_{S,average}^2 \tau_c + \dot{N}_{S,average} (1 + R)^2 \tau \quad (42)$$

Zur Vereinfachung wird:

$$S = \dot{N}_{S,average}^2 \tau_c, \quad (43)$$

und:

$$B = \dot{N}_{S,average} (1 + R)^2 \tau. \quad (44)$$

gesetzt. Als eine Relation zwischen Messzeit T , der Rate der korrelierten Signalphotonen S und korrelierten Backgroundphotonen B wird festgelegt:

$$S := n \sqrt{\frac{B}{T}}, \quad (45)$$

wobei n die Signifikanz der Messung angibt. Daraus lässt sich für die Messdauer T aus den Gleichungen (43), (44) und (45) ableiten:

$$T = \frac{n^2 (1 + R)^2 \tau}{\dot{N}_{S,average}^2 \tau_c^2} \quad (46)$$

Man kann anhand von Formel (46) ableiten, dass bei kürzerer die Kohärenzzeit der Quelle umso länger gemessen werden muss. Bei Quellen mit sehr kleiner Kohärenzzeit, wie zum Beispiel Sonnenlicht, erwartet man keinen messbaren Unterschied in der Korrelationsfunktion bei einer festgesetzten Zeitauflösung. Für die LED hingegen gilt: $\tau = 250$ ps, $\tau_c = 15$ fs ohne und $\tau_c = 622$ fs mit Filter. Die Größe n wird für das Experiment auf zwei gelegt. Das Verhältnis R zwischen korrelierten Signal Photonen und denen, die nicht zum Signal gehören, wird für die Abschätzung gleich Eins gesetzt. Somit gilt für die Abhängigkeit zwischen Zählrate und Messzeit der aus Gleichung (46) hergeleitete, in Grafik 13 dargestellte Zusammenhang.

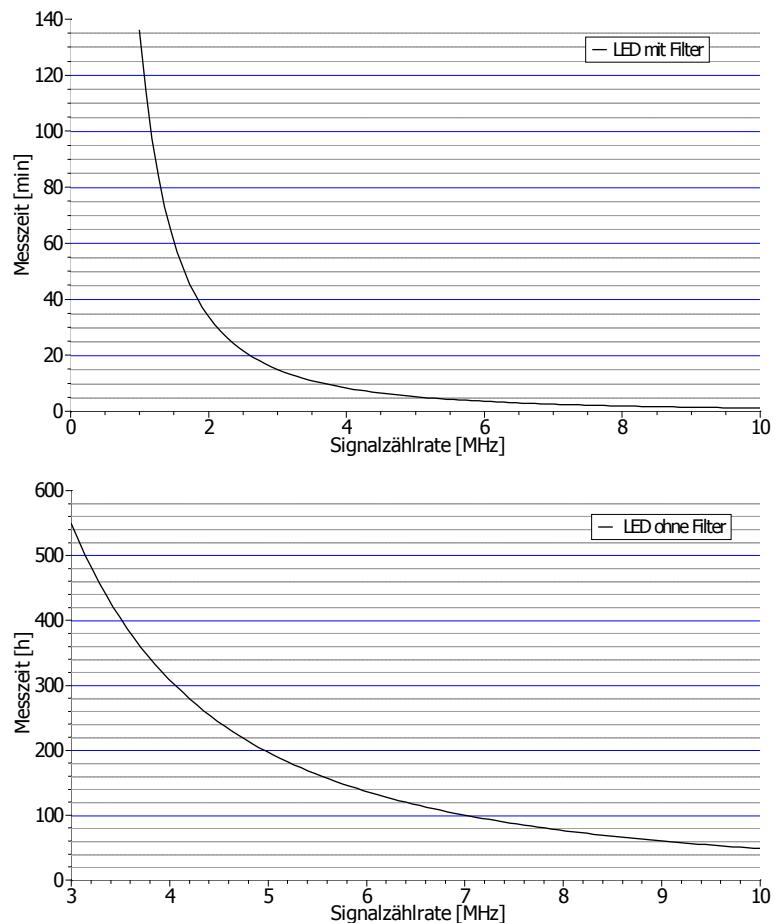


Abbildung 13: Benötigte Messzeit in Abhängigkeit zur Zählrate der korrelierten Photonen, bei gegebenen Versuchsaufbau. Messzeit bei Version LED mit eingebauten 1 nm Filter und ohne jeglichen Filter. Abschätzung nach der Gleichung 46

4 Kalibration und Anpassung des Messaufbaus

In den Folgenden wird ein Überblick über Experimente gegeben, mit denen die Strukturen in der Korrelationsfunktion untersucht werden. Zudem werden Maßnahmen vorgestellt, die diese Artefakte verringern könnten. Die Experimente wurden hierbei mit zwei PMTs durchgeführt, deren Abstand voneinander gering ist, und als Lichtquelle wurde eine LED ohne Filter oder Sonnenlicht verwendet. Es ist daher für alle Graphen zu erwarten, dass die Korrelationsfunktion bis auf das statistische Rauschen gleich eins sein sollte (siehe Kap. 3.7).

Da der Messaufbau und die Software zur Auswertung kontinuierlich weiterentwickelt wurde, gibt es einige Veränderungen in der grafischen Darstellung aufgenommener Kurven zu verschiedenen Zeitpunkten. Die wichtigste Veränderung besteht darin, dass einige der Fourieranalysen aus dem Histogrammen ohne Normierung berechnet wurden während spätere direkt aus der $g^{(2)}$ -Funktion abgeleitet sind. Der Unterschied besteht darin, dass die y-Achse einmal auf die spektrale Teilchenzahldichte N ($\left[\frac{\text{counts}}{\text{Hz}}\right]$) gesetzt ist und im anderen Fall die spektrale Dichte der $g^{(2)}$ -Funktion n ($\left[\frac{1}{\text{Hz}}\right]$). Die Aussagen der beiden Fourieranalysen ist jedoch dieselbe. Der Unterschied ist unter anderem in Abbildung 23 im Kapitel 4.2.3 zu sehen.

Im Unterkapitel 4.1 werden die Artefakte allgemein charakterisiert. Im darauf folgenden Unterkapitel 4.2 mögliche Ursachen untersucht und in Unterkapitel 4.3 die Auswirkungen einer Kalibration auf die Störungen beschrieben.

4.1 Untersuchung der Zeitstruktur der Korrelationsfunktion

Die Korrelationsfunktion der beiden Detektoren wies eine Vielzahl von Artefakten auf, die eine Messung der Korrelation erschweren. Einige dieser Störungen der Korrelationsfunktion sind in den Abbildung 14 skizziert.

Die gezeigte $g^{(2)}$ -Funktion sollte idealerweise eine ebene Linie sein, da die Messung mit einer LED ohne Filter durchgeführt wurde und die Messzeit nur wenige Minuten betrug (Siehe Kap. 3.7). Für thermische Strahlung reicht die Zeitauflösung des Messaufbaus nicht aus, um den Peak aufzulösen. Zusätzlich wurde die Fourier-Transformierte der Korrelationsfunktion berechnet (siehe Abb. 14) Es fällt auf, dass zum Einen die Störungen der Korrelationsfunktion eine gewisse Periodizität mit mehreren charakteristischen Frequenzen aufweisen und zum Anderen ist eine stärkere Oszillation im Bereich kleiner Zeitabstände zu verzeichnen. Dieser Ausschlag ist für die Messung einer Korrelation besonders schwierig, da der erste Time-bin innerhalb dieses Bereiches liegt. Der erste Bin ist aufgrund eines längeren Kabels um 2 ns verschoben und liegt in der Mitte des betroffenen Bereichs.

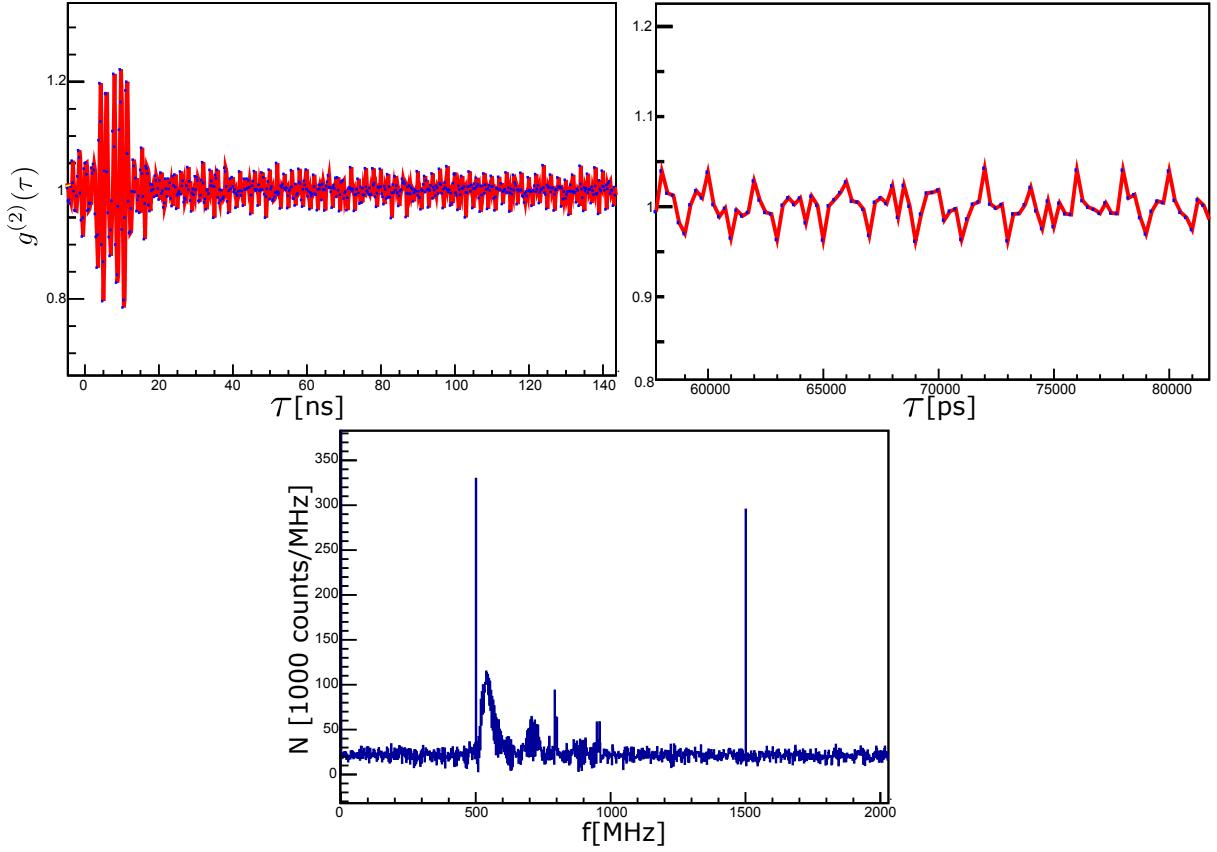


Abbildung 14: Beispiel für aufgenommene Korrelationsfunktion bei einer Messung mit Sonnenlicht. Links Intervall der Zeitabstände von 0 ns-140 uns, rechts kleinerer Auschnitt. Um den verschobenen Nullpunkt herum erkennt man eine starke Oszillation, die sich auch im weiteren Verlauf feststellt. Unten: Fourier-Transformierte der Korrelationsfunktion. Das Rauschen beinhaltet periodische Hintergrundsignale. Die größten Peaks liegen bei 500 MHz, 800 MHz, 950 MHz, 1500 MHz

Zur Übersicht wie sich die Artefakte in der Korrelationsfunktion bei der Fouriertransformation verhalten, wurde die $g^{(2)}$ -Funktion in zwei Abschnitte geteilt und fouriertransformiert. Dies ist in Abbildung 15 dargestellt. Man erkennt, dass die Peaks bei 500 MHz, 800 MHz, 950 MHz und 1500 MHz unabhängig von ausgewerteten Bereich immer auftreten. Außerdem ergibt sich, dass die breiteren Strukturen im Frequenzbereich von 500 MHz bis 700 MHz nur bei den Fourieranalysen auftreten, die die Strukturen um Null herum mit einbeziehen. Es ist daher klar, dass einerseits die periodischen Strukturen über die gesamte $g^{(2)}$ -Funktion erstrecken und andererseits, dass die Schwankungen in den ersten 60 ns auch in der Fourieranalyse zu erkennbaren Strukturen (um 550 MHz) führen.

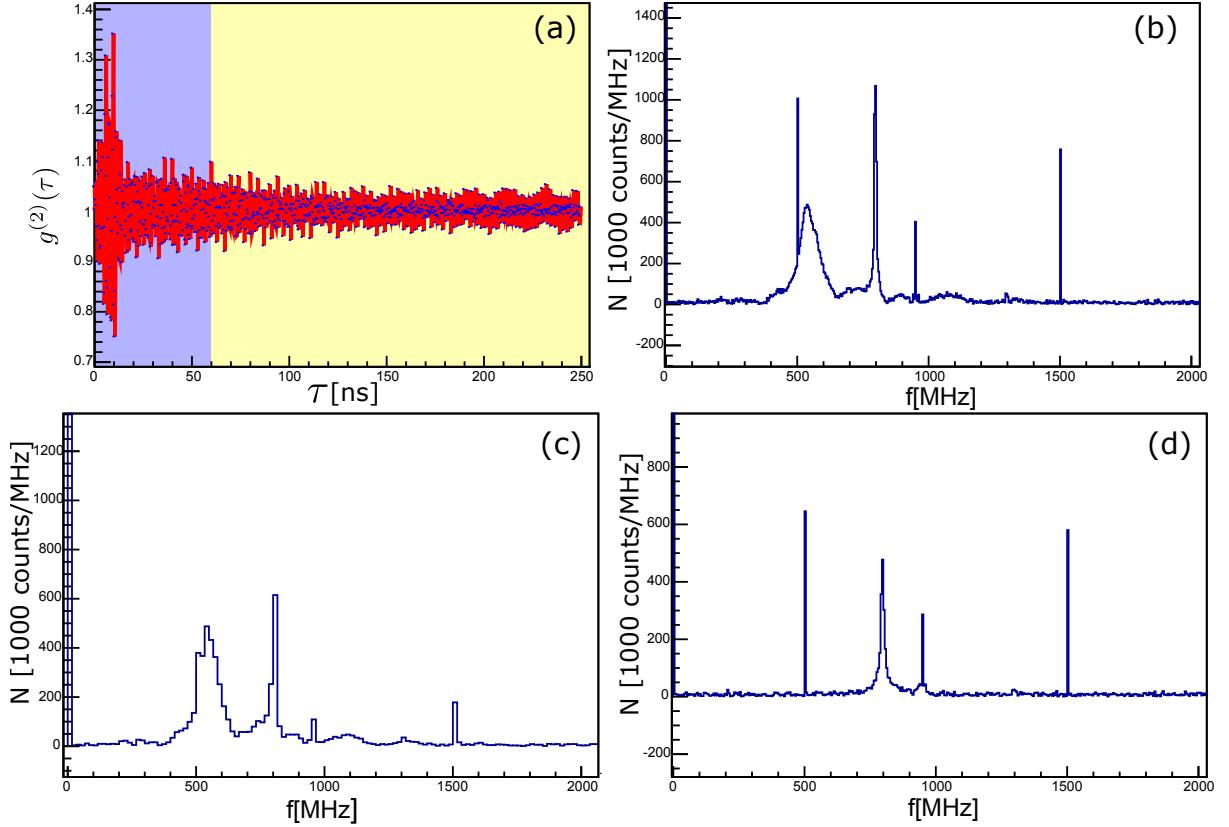


Abbildung 15: Fouriertransformationen unterschiedlicher Bereiche einer Korrelationsfunktion einer Sonnenlichtmessung. Dargestellt ist die $g^{(2)}$ -Funktion in (a); Fouriertransformierte des gesamten Bereiches $\tau \in [0 \text{ ns}, 250 \text{ ns}]$ in (b); Fouriertransformierte des hellblauen Bereiches $\tau \in [0 \text{ ns}, 60 \text{ ns}]$ in (c); Fouriertransformierte des gelben Bereiches $\tau \in [60 \text{ ns}, 250 \text{ ns}]$ in (d)

4.2 Einfluss des Messaufbaus auf die Korrelation

Im folgenden Abschnitt werden nun verschiedene Aspekte des Experiments verändert und die Auswirkungen auf das Hintergrundrauschen analysiert.

4.2.1 Einfluss der Lichtquelle

Die Strukturen der Korrelationsfunktion könnten auf irgendeine Weise schon in der zeitlichen Intensitätsverteilung der LED vorhanden sein. Daher wurden die Versuche durchgeführt mit ungefilterten Sonnenlicht. Dies wurde bewerkstelligt indem in die Abschirmung des Labors mehrere Löcher gebohrt wurden. Nach der Abschätzung der Messzeit in Gleichung 46 dürfte es in der $g^{(2)}$ -Funktion keine Werte größer als eins geben. Die Fourier-Transformierte der $g^{(2)}$ -Funktion sollte zudem keine Peaks aufweisen, da das Sonnenlicht eine einfache thermische Quelle ist. Es fällt jedoch auf, dass genau wie bei der Messung mit der LED die Strukturen in der Korrelationsfunktion auftreten. Daher können die

Artefakte nicht ausschließlich von der künstlichen Lichtquelle herrühren.

4.2.2 Beschreibung der Korrelationsfunktion in Abhängigkeit zu den Photomultipliern, Verstärkern und Kanälen

Die periodischen Strukturen in der Korrelationsfunktion werden möglicherweise mit einem bestimmten Bauteil des Messaufbaus zusammenhängen. Deswegen wurden die Korrelation der Kanäle mit sich selbst untersucht und die Verbindungen der Bauteile untereinander vertauscht. Die Bezeichnungen der PMTs lauten hierbei wie in Grafik 5 schon dargestellt i) und ii), die der PAM-Verstärker a und b und die der Eingänge der DAQ-Karte Sync und Input-Eingang. Ein Beispiel für eine typische Eigenkorrelationsfunktion der Kanäle für eine Messung mit Sonnenlicht ist in Abbildung 16 dargestellt.

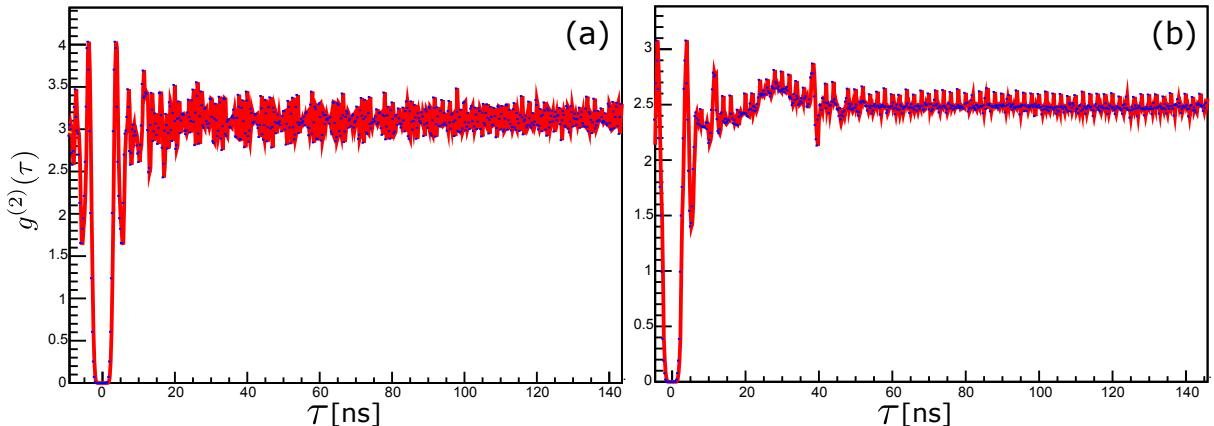


Abbildung 16: Eigenkorrelationen des in Abbildung 5 gezeigten Messaufbaus bei einer Messung mit Sonnenlicht: Grafik a) zeigt die Eigenkorrelation des Sync Eingangs; Grafik b) die des Input Eingangs

Bei den Zeitabständen um 0 ns liegt in der Eigenkorrelationsfunktion zunächst ein 2 ns breiter Bereich. Dies ergibt sich aufgrund der Totzeit der Photomultiplier und der Verstärkerschaltung. Innerhalb dieser Zeitspanne kann kein zweites Photon in einem Kanal detektiert werden, daher ist auch die Korrelation in diesem Bereich gleich Null. Aufgrund dieser Schwankung in der $g^{(2)}$ -Funktion schlug die Normierung auf eins fehl. Die Strukturen der Eigenkorrelation lassen sich allerdings trotzdem untersuchen. Es fällt auf, dass bei beiden Eingängen zwischen 10 ns und 30 ns die Schwingungen der Eigenkorrelation eine höhere Amplitude aufweisen (siehe Abb. 16 a, b) und eine Erhöhung zwischen 20 ns und 40 ns vorliegt. Die Erhöhung ist jedoch von Messung zu Messung unterschiedlich stark ausgeprägt. Sie ist vor allem Abhängig von der durchschnittlichen Zählrate detekтирter Photonen. Beim Input-Eingang liegen zusätzlich noch andere Strukturen vor. Zum Einen fallen zwei Peaks beim Bin bei 15 ns und bei 40 ns auf (siehe Abb. 16) und zum Anderen ist die Erhöhung wesentlich deutlicher. Im Folgenden wird die Fouriertransformierten

der Eigenkorrelationen und der Kreuzkorrelation für beide Eingänge, mit jeweils anderen Verstärkern und PMTs vorgeschaltet, bei einer Messung mit Sonnenlicht, betrachtet.

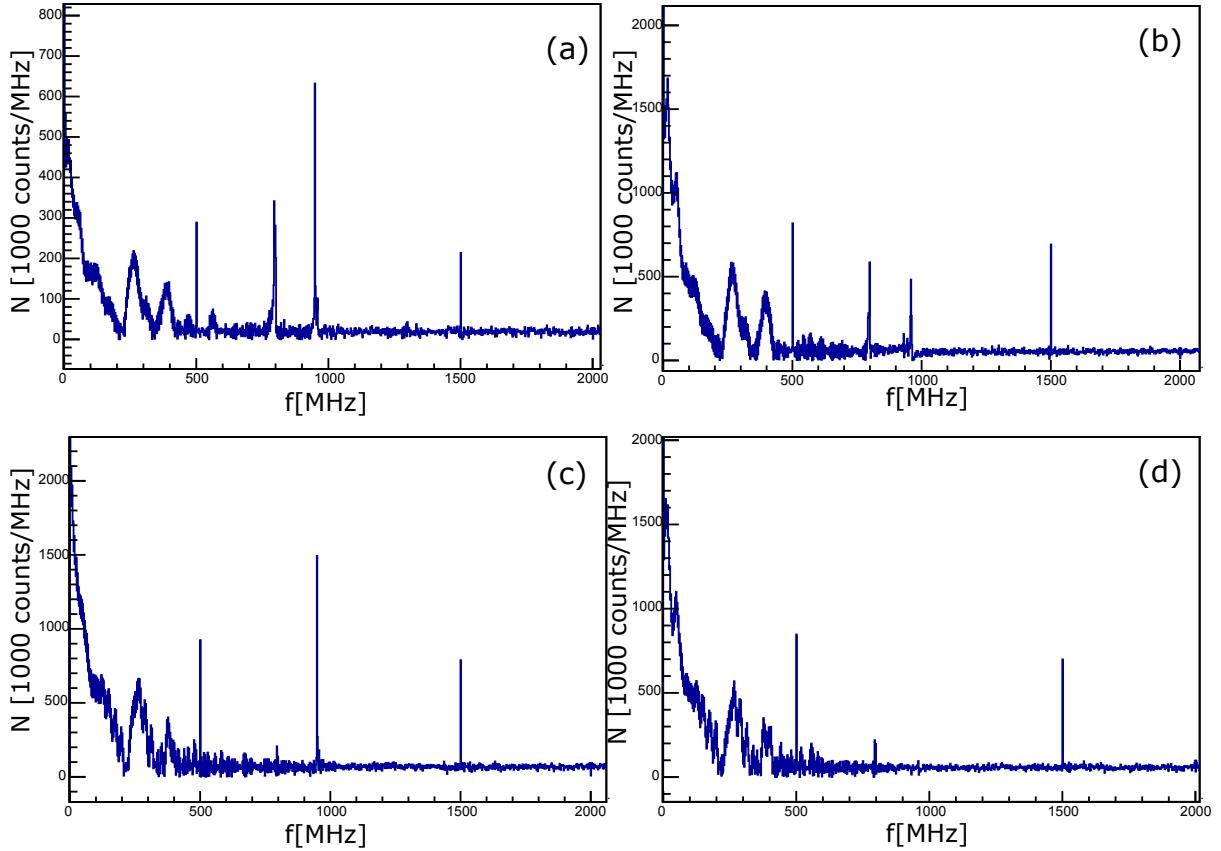


Abbildung 17: Fourieranalyse der Eigenkorrelationen des Sync-Eingangs mit unterschiedlichen Messaufbau bei einer Messung mit Sonnenlicht. Grafik (a) Sync-Eingang mit PMT i und PMA-Verstärker a; (b) Sync-Eingang mit PMT ii und PMA-Verstärker a; (c) Sync-Eingang mit PMT i und PMA-Verstärker b; (d) Sync-Eingang mit PMT ii und PMA-Verstärker b

Die Ausschläge im Bereich von 0 MHz bis 500 MHz hängen mit den Schwankungen von 0 ns und 40 ns zusammen. Man erkennt in den Grafiken 17 und 18, dass dieses Schwingungsverhalten immer auftritt und dass die charakteristische Verteilung eine Eigenschaft der Verstärker ist. Hierbei gehören die verwischten Strukturen zum PMA-Verstärker b.

Des Weiteren fällt auf, dass bei den Grafiken des Sync-Eingangs sich das Verhältnis der Peaks bei den Frequenzen 500 MHz und 1500 MHz kaum verändert (Abb. 17). Die absolute Größe der Artefakte wandelt sich jedoch von Messung zu Messung. Dies ist zurückzuführen auf leicht unterschiedliche Zählraten bei den einzelnen Messungen. Ein ähnliches Verhalten ist bei den Grafiken zum Input-Eingang für die Frequenzen 500 MHz, 1500 MHz und 2000 MHz zu beobachten. Es liegt nahe, dass diese periodischen Störungen entweder durch die DAQ-Karte erzeugt werden oder dass sie unabhängig vom genauen Messaufbau immer gleich stark auftreten. Die genauere Analyse dieser Störungen ist in

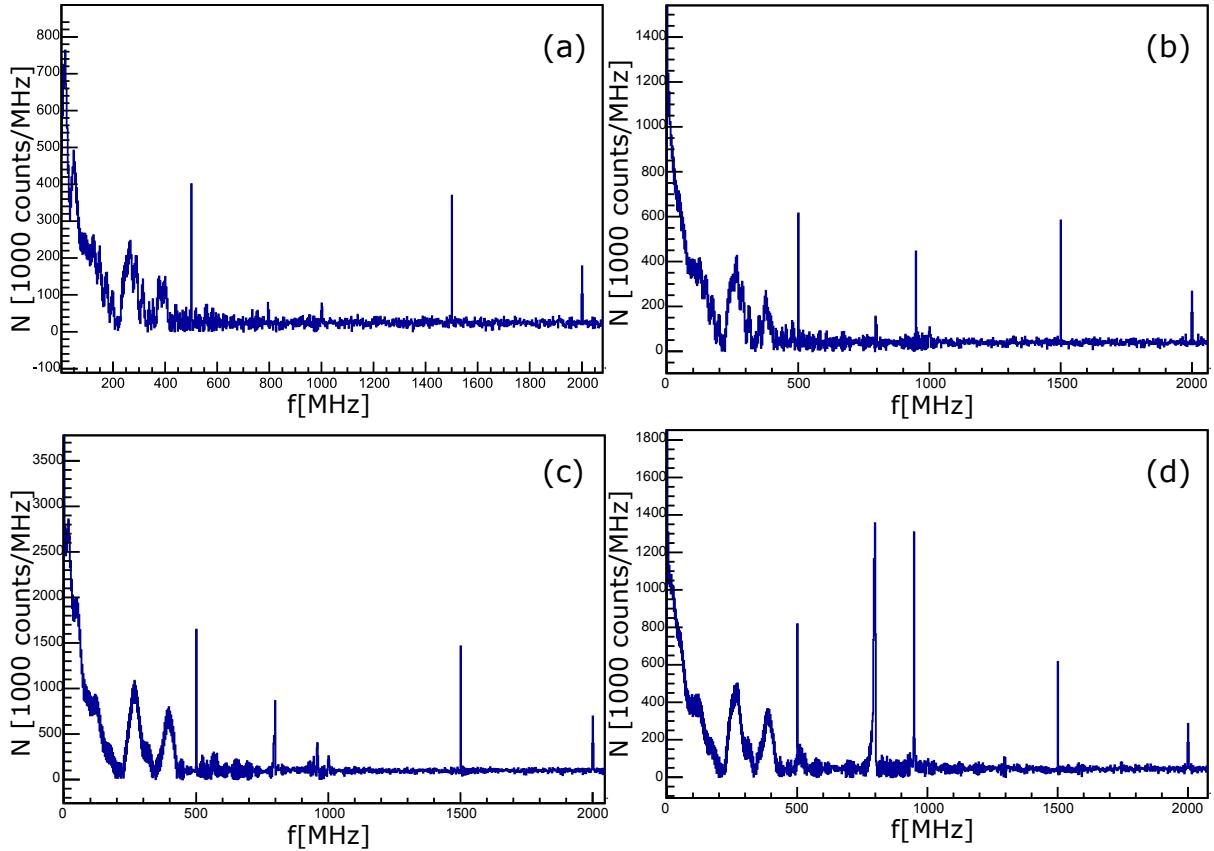


Abbildung 18: Fourieranalyse der Eigenkorrelationen des Input-Eingangs mit unterschiedlichen Messaufbau bei einer Messung mit Sonnenlicht. Grafik (a) Input-Eingang mit PMT ii und PMA-Verstärker b; (b) Input-Eingang mit PMT i und PMA-Verstärker b; (c) Input-Eingang mit PMT ii und PMA-Verstärker a; (d) Input-Eingang mit PMT i und PMA-Verstärker a

Kapitel 4.2.3 zu finden. Eine weiter periodische Störung, die sich ähnlich verhält ist die im Input-Eingang auftretende 1000 MHz Schwingung, deren Amplitude jedoch verglichen mit den anderen Störungen sehr gering erscheint.

Ein sehr charakteristischer Peak liegt bei der Frequenz 950 MHz. Er tritt in allen Fourieranalysen auf. Jedoch gibt es hier einige Unterschiede zwischen den Bauteilen. Wie in Abbildung 17 (a), (c) und in Abbildung 18 (b), (d) zu erkennen ist, tritt diese Frequenz im periodischen Störungsverhalten besonders stark beim PMT i auf. Dieser Effekt verstärkt sich sogar noch wenn der PMT i in Verbindung mit dem PMA-Verstärker a verwendet wird. In diesem Fall überstieg dieser Peak sogar den bei 500 MHz. (siehe Abb. 17 (a) und Abb. 18 (d)) Der Peak tritt jedoch nicht ausschließlich bei diesem PMT stark auf. Auch wenn sich PMA-Verstärker (a) mit dem PMT ii in Verwendung befindet ist der Peak geringfügig höher als bei Verstärker b mit PMT ii (siehe Abb. 17 (d), (b)) Es fällt zudem auf, dass der Peak zwar sein Maximum immer ungefähr bei 950 MHz besitzt, jedoch bei einigen Messungen verschmiert erscheint. Eine genauere Analyse zur Herkunft

dieser periodischen Störung folgt in Kapitel 4.2.4.

Das letzte periodische Artefakt, das an dieser Stelle analysiert wird, besitzt eine Frequenz von 800 MHz und tritt wie auch die 950 MHz Störung in allen Fourieranalysen mehr oder weniger stark auf. Es ist am ausgeprägtesten wenn PMT i) und PMA-Verstärker a zusammen in Verwendung sind (siehe Abb. 17 (a) und Abb. 18 (d)). Jedoch lässt sich bei dieser Störung keines der Bauteile allein als besonders anfällig bezeichnen. Auch auf diese Störung wird in Kapitel 4.2.4 genauer eingegangen.

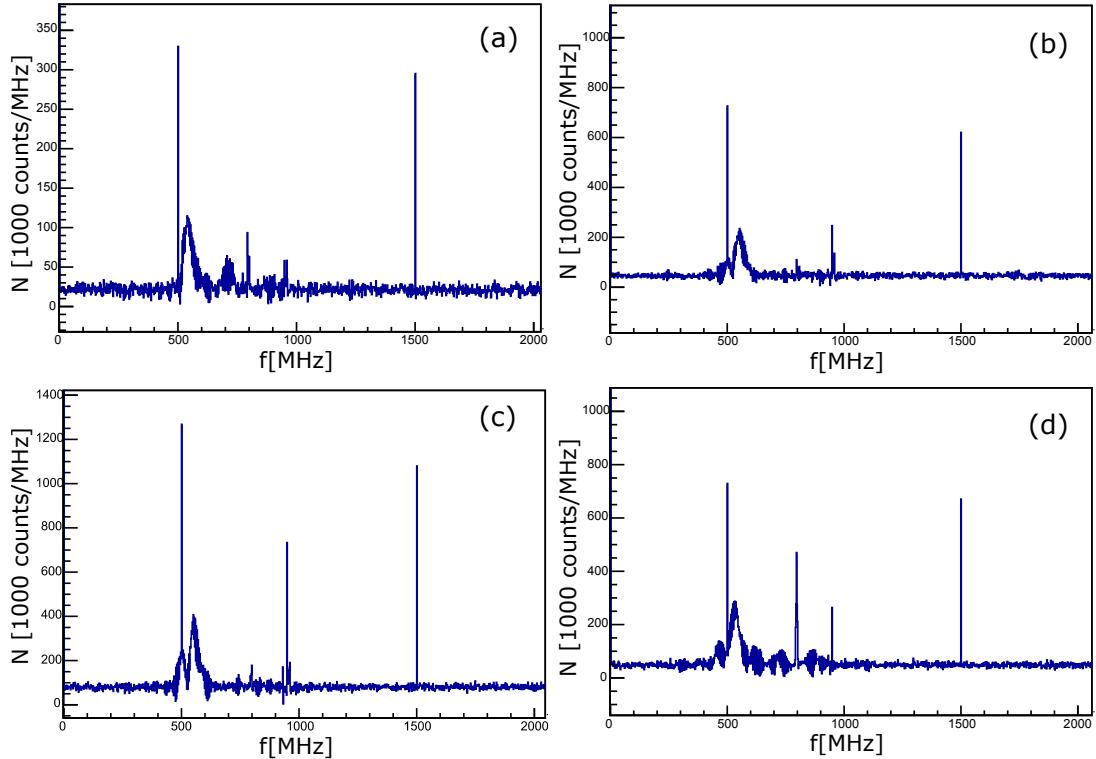


Abbildung 19: Fourieranalyse der Kreuzkorrelationen der in Abbildung 17 und 18 beschriebenen Messaufbauten bei einer Messung mit Sonnenlicht.

Zuletzt ein Überblick über den Zusammenhang zwischen charakteristischen periodischen Artefakten der Eigenkorrelation und Störungen der Kreuzkorrelationsfunktion der beiden Kanäle. Hierfür sind die Kreuzkorrelationen der gleichen Messungen für Sonnenlicht aufgenommen worden. Die Fourieranalysen dieser $g^{(2)}$ -Funktionen sind in Abbildung 19 dargestellt. Wie man sieht sind für alle Aufbauten periodischen Störungen mit den Frequenzen: 500 MHz, 800 MHz, 950 MHz und 1500 MHz besonders stark. Während sich wieder die relative Höhe der Peaks bei 500 MHz und 1500 MHz zueinander nicht ändert, sind die anderen relativen Höhen variabel. Es fällt zudem auf, dass die Störung mit der Frequenz 2000 MHz, die immer in der Eigenkorrelation des Input-Eingangs sichtbar war, überhaupt nicht auftritt. Die Annahme liegt nahe, dass die Schwingungen besonders stark in der Kreuzkorrelation auftreten wenn sie auch in beiden Eigenkorrelationen vorhanden

sind. Es fällt zudem auf, dass die periodischen Artefakte bei den zur Abbildung 19 (a) und (b) gehörenden Aufbauten am geringsten ist, daher ist es zu empfehlen einen dieser Aufbauten für spätere Messungen beizubehalten.

Zusammenfassend werden die Artefakte also nicht durch ein Bauteil alleine verursacht. Die Strukturen zwischen 0 ns und 50 ns sind bestimmt durch die Eigenschaften der Photomultiplier. Aus den Fourieranalysen der Eigen- und Kreuzkorrelationen ergibt ich, dass vier der periodischen Oszillationen (gegeben durch die Peaks) bei jedem Kanal bei allen Zusammensetzungen der Bauteile auftreten. Während die relative Höhe der Peaks bei 800 MHz und 950 MHz jedoch vom genauen Messaufbau abhängen, ist dies für die Peaks bei 500 MHz und 1500 MHz nicht der Fall. In der Eigenkorrelation des Input-Eingangs tritt zusätzlich eine Oszillation mit der Frequenz 2000 MHz auf.

4.2.3 Die DAQ-Karte

Im nächsten Abschnitt wird der Einfluss der DAQ-Karte auf die periodischen und nicht periodischen Strukturen in der $g^{(2)}$ -Funktion untersucht. Es wurden in den Aufbau zwei neue Verstärker eingebaut und wiederum eine Messung mit Sonnenlicht als Lichtquelle durchgeführt. Diese haben eine Cut-Frequenz von 200 MHz und eine entsprechend geringe Zeitauflösung. Schwingungen mit einer Frequenz größer als 200 MHz werden nicht verstärkt und können daher auch nicht in der $g^{(2)}$ -Funktion auftreten. Die zu diesen Aufbau gehörenden Graphen sind in Abbildung 20 abgebildet.

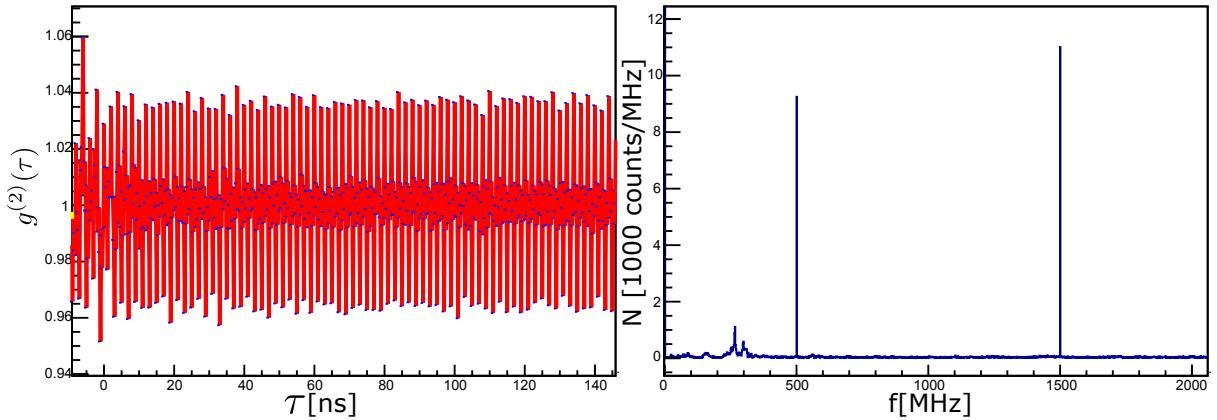


Abbildung 20: $g^{(2)}$ -Funktion mit Fourieranalyse einer Messung mit Sonnenlicht bei Verstärker mit Cut-Frequenz bei 200 MHz

Man erkennt in Grafik 20, dass die periodischen Störungen nicht vollständig verschwunden. Es verbleiben die Artefakte mit den Frequenzen bei 500 MHz und 1500 MHz. Es ist nicht möglich, dass sich diese Frequenzen vor dem Verstärker eingekoppelt haben. Zudem war das Kabel von den Verstärkern zu der DAQ-Karte während aller Versuche gegen

Störungen von außen abgeschirmt. Diese Schwingungen müssen also von der DAQ-Karte herrühren.

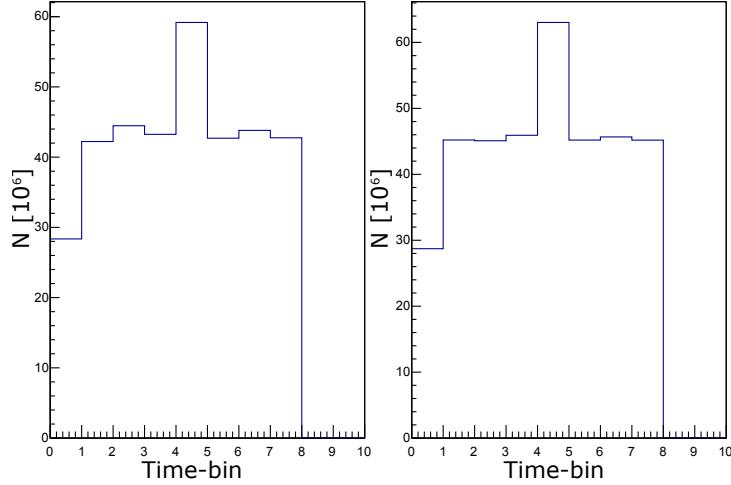


Abbildung 21: Histogramm: Counts in Abhängigkeit zu den Time-Bin der DAQ in dem sie detektiert wurden für (a) Sync-Eingang und (b) Input-Eingang. Im fünften Time-Bin werden bei beiden Eingängen die meisten Photonen detektiert.

Die Erklärung hängt mit der Funktionsweise der DAQ-Karte zusammen. Zunächst wird ein Photon im PMT detektiert, zu einem Signal umgewandelt und von den PMA-Verstärkern verstärkt. Dieses Signal wird an der in der DAQ-Karte in einen von acht, sich immer wiederholenden, Zeitabschnitten mit einer durchschnittlichen Länge von 250 ps eingeordnet [13]. Diese Zeitabschnitte besitzen jedoch bei unserem Versuchsaufbau nicht genau die gleiche Dauer. Somit ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon in einem Zeitabschnitt (Time-Bin) gemessen wird höher als bei anderen Time-Bins. In der Abbildung 21 ist ein Histogramm zu sehen, bei dem die detektierten Photonen in die Zeitabschnitte, in denen sie gemessen wurden, eingeordnet sind. Wie man erkennen kann, gibt es große Unterschiede zwischen der durchschnittlich gemessenen Menge pro Zeitabschnitt, dem ersten und dem fünften Bin. Das bedeutet, dass die Wahrscheinlichkeit ein zweites Photon zu messen nach 2 ns abwechselnd höher und niedriger ist als im Zeitraum dazwischen. Dies sorgt in der $g^{(2)}$ -Funktion für ein periodisches Signal mit einer Frequenz von 500 MHz. Die Strukturen mit den Frequenzen von 1500 MHz, 1000 MHz und 2000 MHz sind jeweils Vielfache dieser Frequenz. Dies und die Tatsache, dass auch diese Frequenzen mit dem zweiten Verstärker auftraten, weisen darauf hin, dass auch sie auf diese Art und Weise entstehen. Es kann in Abbildung 21, bei der nach dem selben Vorgehen für beide Eingänge die Histogramme erstellt wurden, festgestellt werden, dass die sich die Länge der Zeitabschnitte der beiden Eingänge leicht unterscheidet. Das wiederum könnte eine Erklärung für die Unterschiede der periodischen Strukturen der Eigenkorrelation der Eingänge sein.

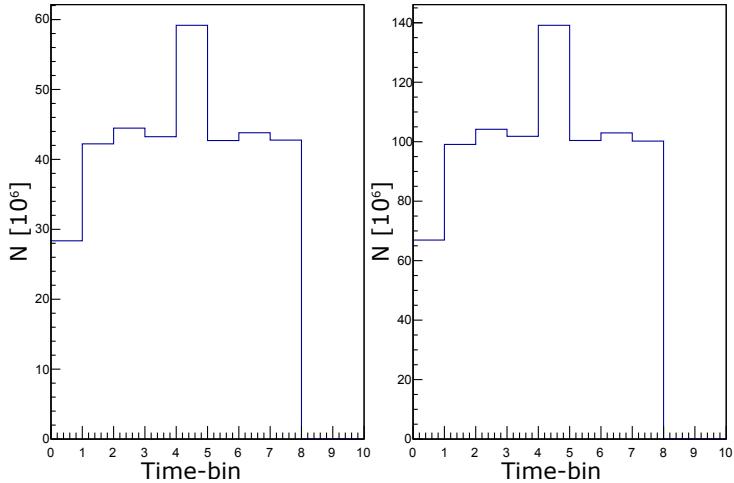


Abbildung 22: Histogramm: Counts in Abhängigkeit zu den Time-Bin der DAQ in dem sie detektiert wurden für (a) Input-Eingang bei einer Zählrate von 2 MHz und (b) Input-Eingang bei einer Zählrate von 7 MHz.

Dieses Verhalten der DAQ-Karte ist nicht abhängig von der Zählrate mit der Photonen detektiert werden. Dies wird in Abbildung 22 für den Input-Eingang verdeutlicht. Dort sind für zwei unterschiedliche Zählraten die Bin-Histogramme dargestellt. Die Verteilungen der Counts in den Histogrammen ändert sich nicht. Es fällt zudem auf, dass bei der Korrelationsfunktion im Bereich [0 ns : 10 ns], das Hintergrundrauschen durch andere Effekte beeinflusst wird. Dies ist auch in der dazu gehörenden Korrelationsfunktion im Bereich um 300 MHz sichtbar. Es ist also durchaus möglich, dass die DAQ-Karte in diesem Bereich noch ein zusätzliches Störsignal erzeugt.

4.2.4 Die Abschirmung

Während sich die periodischen Artefakte mit den Frequenzen 500 MHz und 1500 MHz durch die Größe der Messabschnitte der DAQ-Karte erklären lassen, müssen sich andere Störungen in den dem vorangestellten Messaufbau einkoppeln. Um diese zu minimieren, wurden im nächsten Schritt die Kabel zwischen PMT und PMA-Verstärker und die Photomultiplier selbst zusätzlich mit Kupferfolie umwickelt. In Abbildung 23 sind zwei Messungen von Sonnenlicht einmal mit und ohne Abschirmung dargestellt. Die maximale Spannweite des Rauschens im Bereich 0 ns bis 10 ns nahm von 0,3 auf 0,12 ab. Für größere Zeitabstände sank das Rauschen sogar von 0,2 auf 0,08 ab. Betrachtet man Zusätzlich die Fourieranalysen dieser Funktionen in Abbildung 23 so fällt auf, dass die Peaks der Frequenzen bei 500 MHz und 1500 MHz unverändert bleiben, während der Peak bei 800 MHz nahezu verschwindet. Zudem nehmen auch die Störungen im Bereich von 400 MHz bis 700 MHz ab.

Zur Erklärung warum aufgrund von elektronischer Hintergrundstrahlung periodische

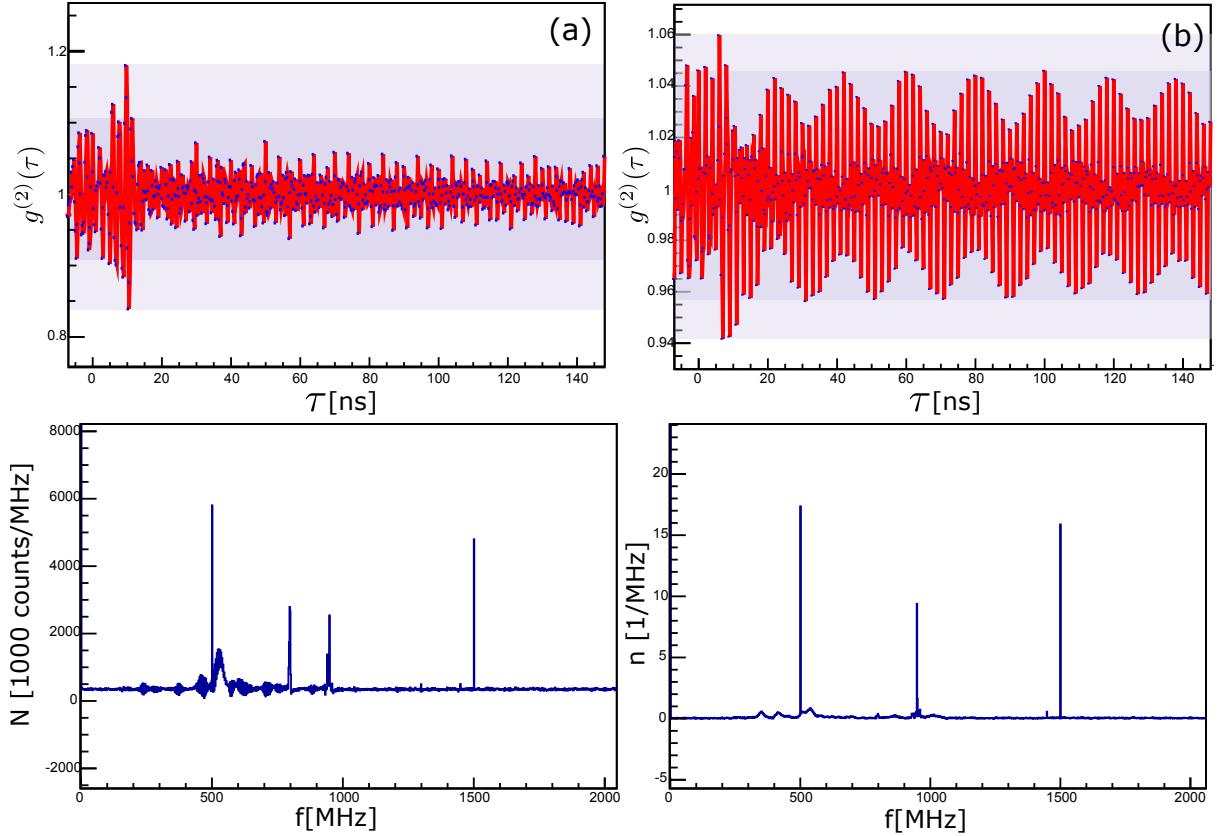


Abbildung 23: $g^{(2)}$ -Funktion einer Sonnenlicht-Messung mit Fourier-Transformierter: (a) ohne Abschirmung, (b) mit Abschirmung.

Störungen im Graphen der $g^{(2)}$ -Funktion entstehen, siehe Grafik 24. Dort ist schematisch ein, bei der DAQ-Karte ankommender, Spannungsverlauf dargestellt, bei dem eine Schwingung mit einer Frequenz von 950 MHz das Signal überdeckt. Rot sind hierbei Pulse, die von einzelnen Photonen erzeugt werden. Der blaue Bereich markiert die Schwelle, die das Signal überschreiten muss, um in der DAQ-Karte als Photon gezählt zu werden. Es ist aufgrund der Schwingung wahrscheinlicher ein Photon zum Zeitpunkt b zu messen als zum Zeitpunkt a. Deshalb werden im Schnitt mehr Photonen nach einer Zeitspanne detektiert, die ein ganzzahlige Vielfaches der Schwingungsdauer der Hintergrundschwingerung ist. Dies sorgt wiederum für eine Schwingung in der Korrelationsfunktion.

Es fällt jedoch in Abbildung 23 auf, dass der Peak bei 950 MHz weiterhin gut sichtbar bleibt. Die Intensität dieses Peaks nahm bei späteren Versuchen mit verbesserter Abschirmung weiter ab. Es ist wahrscheinlich, dass beide periodischen Artefakte durch Signale von außen verursacht wurden. Für diese Erklärung spricht auch, dass diese Frequenzen in einem für Long-Term-Evolution-Netze (LTE-Netze) üblichen Bereich liegen. [16] In einem Frequenzbereich um 950 MHz und 800 MHz senden zum Beispiel Netzanbieter wie Telekom oder Vodafone. [17] In diesem Frequenzbereichen werden durch Resonanzeffekte

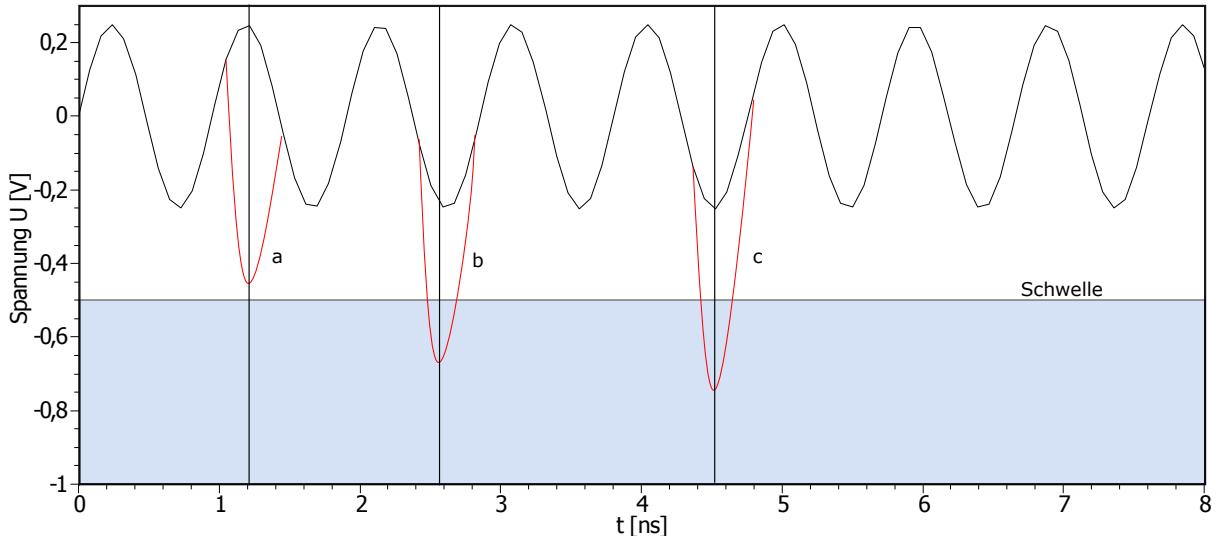


Abbildung 24: Skizze des zeitlichen Spannungsverlaufes während einer Messung mit zu grundeliegender Schwingung mit einer Frequenz von 950 MHz. Signale, die von einzelnen Photonen erzeugt werden sind rot dargestellt und ihre Messzeiten mit a, b, c bezeichnet.

in unseren Aufbau jedoch nur diese beiden Frequenzen verstärkt und nicht der gesamte Bandbereich des LTE-Netzes. Dies würde auch die Unterschiede in den Eigenkorrelationen erklären. Denn bei unterschiedlichen Kombinationen der Bauteile können die Frequenzen unterschiedlich stark einkoppeln. Um diese periodischen Störungen in der Korrelationsfunktion weiter zu verringern, muss die Abschirmung der Messaufbau weiter verbessert werden.

Es ist außerdem anzunehmen, dass es, bevor die Abschirmung verbessert wurde einen erheblichen Crosstalk zwischen den Kabeln, den Photomultipliern und den Verstärkern gegeben haben muss. Die Kreuzkorrelationsfunktion zeigt, dass die Oszillationen für kleine Zeitbereiche sehr viel stärker waren. Dies spricht dafür, dass die Detektion eines Photons in einem PMT das Verhalten des zweiten PMTs beeinflusst hat. Diese Beeinflussung sinkt jedoch signifikant mit der zusätzlichen Abschirmung.

4.2.5 Charakterisierung der verbleibenden Strukturen

Zur Untersuchung der Herkunft der verbliebenen Strukturen der Korrelationsfunktion wurde im nächsten Schritt der Abstand zwischen den Photomultipliern auf 40 cm vergrößert und die $g^{(2)}$ -Funktion auf Unterschiede untersucht. Der Fokus lag hierbei darauf, wie sich die Korrelationsfunktion bei kleinen Zeitabständen verhält. Eine Gegenüberstellung dieser Messungen, ist für eine LED als Lichtquelle in Abbildung 25 dargestellt.

Wie in Abbildung 25 zu erkennen ist, verringert sich die Größe der Peaks der Kor-

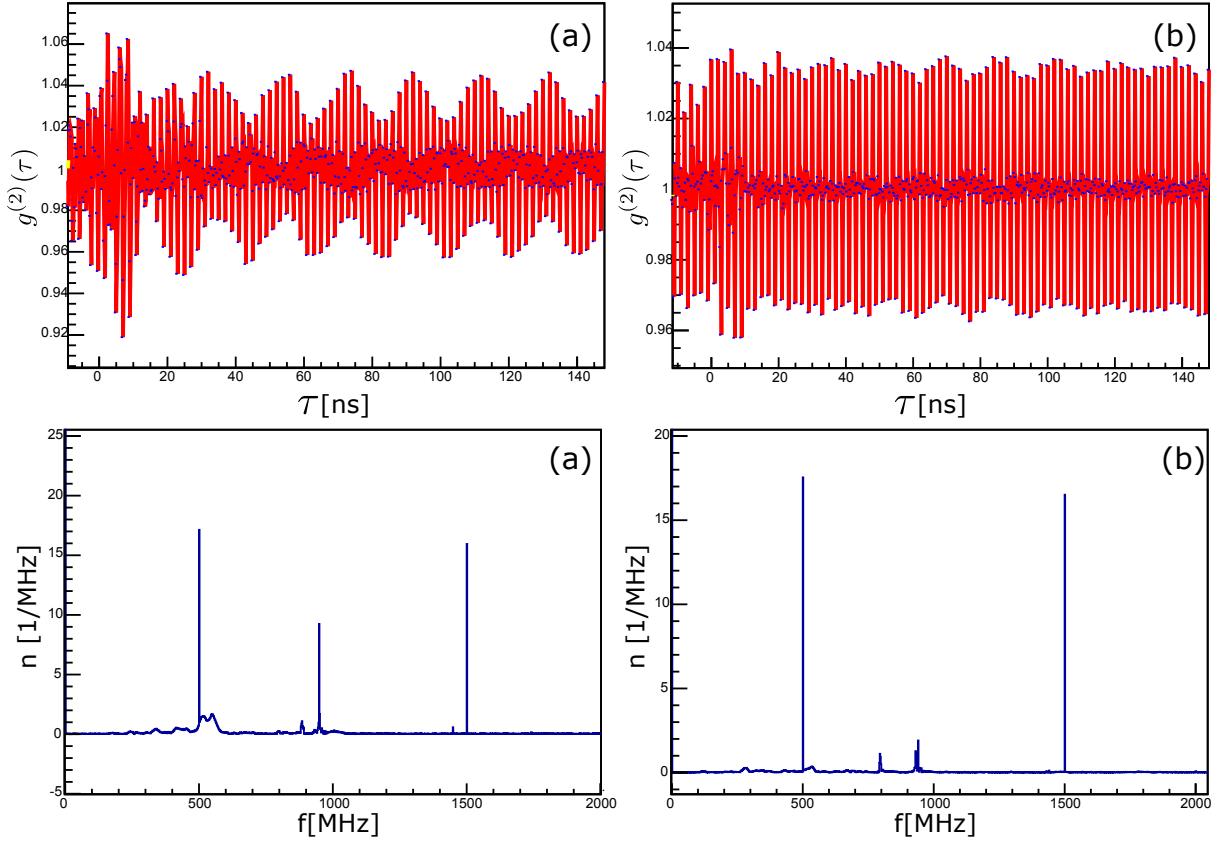


Abbildung 25: (a) Aufbau mit nahe beieinander stehenden Photomultipliern (ungefähr 2 cm) (b) Abstand zwischen den PMTs: 40 cm. Beide Messungen wurden mit einer LED als Lichtquelle durchgeführt.

relationsfunktion im Bereich 0 ns bis 10 ns um 0,02 wenn der Abstand vergrößert wird. Es verbleibt jedoch, auch bei dieser Messung, eine Änderung in der Struktur der Korrelationsfunktion in diesem Bereich. Man kann daraus schließen, dass es immer noch Crosstalk zwischen den Kanälen geben könnte jedoch muss dieser nicht notwendigerweise mit den Photomultipliern zusammenhängen. Die Periodizität der Störungen verändert sich ebenfalls. Die Fourieranalyse der $g^{(2)}$ -Funktion zeigt, dass bei der Messung mit nahe beieinanderliegenden PMTs die Störung mit einer Frequenz von 950 MHz stärker ist im Vergleich zu dem 500 MHz-Peak, als bei der Messung mit weit voneinander entfernten PMTS. Dies könnte auf stärkere Resonanzeffekte hinweisen.

Zur weiteren Untersuchung möglichen Crosstalks zwischen den Photomultipliern wurden im nächsten Schritt einer der PMTs abgedunkelt und die Eigen- und Kreuzkorrelation der Eingänge bestimmt. Die Ergebnisse können in Abbildung 26 eingesehen werden, wo wieder für eine Messung mit einer LED die Korrelationsfunktionen gegenübergestellt werden. Die große Struktur der Eigenkorrelationsfunktion in (a) im Bereich von 20 ns bis 40 ns ist auf die sehr geringe Zählrate zurückzuführen. Eine Erhöhung in diesem Bereich

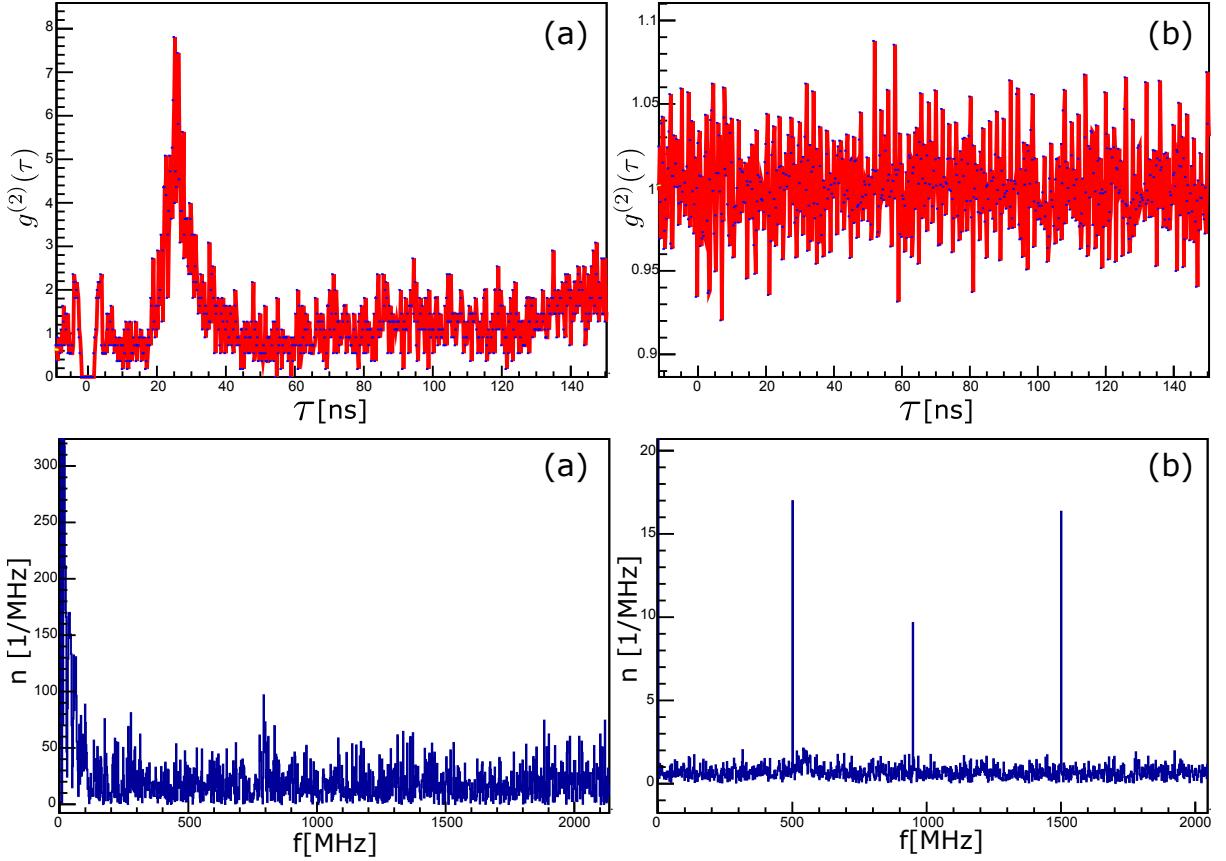


Abbildung 26: Kreuzkorrelation und Eigenkorrelation einer Messung mit einer LED als Lichtquelle mit Foureiranalyse bei abgedunkelten Sync-Eingang: (a) Eigenkorrelation des abgedunkelten Sync-Eingangs mit Fourieranalyse, (b) Kreuzkorrelation bei abgedunkelten Sync-Eingang

liegt auch bei den anderen Messungen vor, nur fällt sie bei kleinen Zählraten stärker ins Gewicht. Die Fourieranalyse der Eigenkorrelation wiederum zeigt, dass keine besonders starken periodischen Störungen vorliegen. Die Kreuzkorrelation zwischen abgedunkelten und beleuchteten PMTs weiß ebenfalls keine unüblichen Artefakte auf (siehe Abb. 26). Insbesondere liegt keine messbare Erhöhung im Bereich zwischen 0 ns bis 10 ns vor, was auch nach den theoretischen Überlegungen zu erwarten ist.

Im letzten Schritt der Untersuchung ist der Photomultiplier am Sync-Eingang vollständig ausgeschaltet worden. Somit sollte kein vom Messaufbau stammendes Signal die Schwelle der DAQ-Karte überschreiten. Man erwartet also kein Ereignis im Sync-Eingang zu messen und damit auch keine Eigen- und Kreuzkorrelation. Die Ergebnisse für eine Messung mit einer LED als Lichtquelle sind in Abbildung 27 dargestellt. Wie sich erkennen lässt gibt es einen messbaren Ausschlag bei der Eigenkorrelation des Sync-Eingangs bei $\tau = 0$. Dies weiß darauf hin, dass die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses in diesem Eingang kurz nach einem vorangegangenen Ereignis höher ist. Was wiederum bedeutet,

dass sich die Störungen mit hoher Wahrscheinlichkeit aus Impulsen mit mehreren falsch detektierten Ereignissen zusammensetzen. Des Weiteren fällt auf, dass sich auch in der Kreuzkorrelation die Ereignisse für kurze Zeiträume häufen, was auf eine Korrelation zwischen der Detektion eines Photons in einem Kanal und der Störung im andern Kanal hinweisen könnte. Der Ursprung dieser Störungen liegt mit großer Wahrscheinlichkeit bei der DAQ-Karte. Es empfiehlt sich, um den Einfluss dieser Störung auf die Messung zu verringern, das erwartete Signal zu größeren Zeitabständen zu verschieben. Dies kann erreicht werden indem bei einem Kanal eine wesentlich längeres Kabel zwischen PMA-Verstärker und DAQ-Karte eingesetzt wird. Dies sorgt dafür, dass das erwartete Signal zu einem längeren Zeitabstand hin verschoben wird.

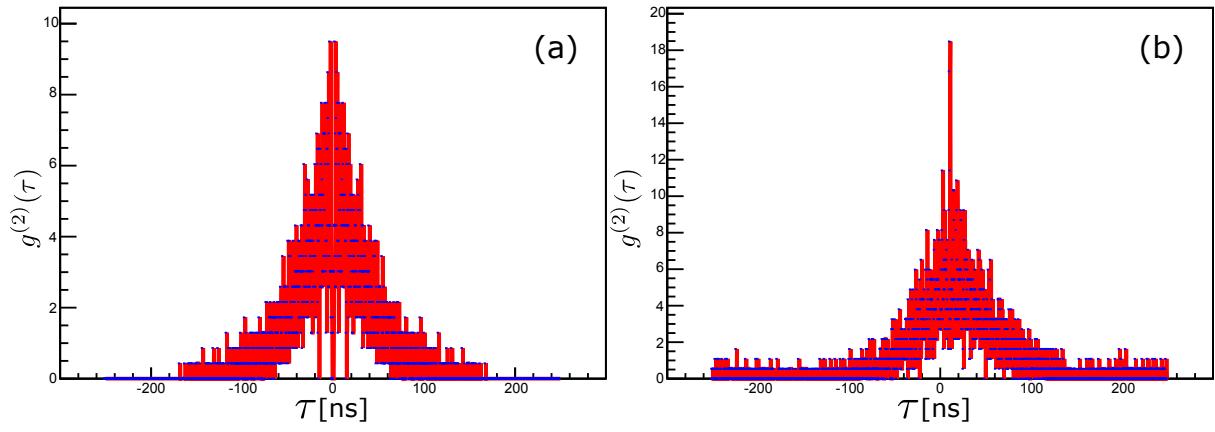


Abbildung 27: Kreuzkorrelation (a) und Eigenkorrelation des Sync-Eingangs (b) bei ausgeschalteten PMT am Sync-Eingang für eine Messung mit einer LED.

4.3 Kalibration

Im folgenden Kapitel wird eine Technik zur Kalibration des Messaufbaus beschrieben und deren Ergebnisse vorgestellt. Die zu Grunde liegende Überlegung besteht darin, dass einige Bestandteile des Rauschens in der $g^{(2)}$ -Funktion nicht von der Art der $g^{(2)}$ -Funktion abhängen, egal ob sie gleich eins oder größer als eins ist. Für die Kalibration benutzt man eine Messung einer Lichtquelle mit bekannter Korrelationsfunktion zweiter Ordnung, für die aufgrund des experimentellen Aufbaus die Korrelation eins sein sollte. Die $g^{(2)}$ -Funktion der zu kalibrierenden Messung muss schließlich durch die $g^{(2)}$ -Funktion der Kalibrationsmessung geteilt werden. Das Rauschen, egal ob es durch die DAQ-Karte, den Crosstalk zwischen den Photomultipliern oder von außen eingekoppelter elektromagnetischer Strahlung entsteht, sollte sich in der Korrelationsfunktion dadurch heraus kürzen. Um die Effektivität dieser Art der Kalibration zu überprüfen, wird untersucht wie sich kalibrierte Graphen bei unterschiedlichen Messzeitpunkten, Zählraten und Lichtquellen verhalten.

Zunächst wurde eine Messung über eine halbe Stunde bei gleichbleibender Zählrate aufgenommen, die $g^{(2)}$ -Funktionen für die ersten, zweiten und die dritten 10 min ausgewertet und durcheinander geteilt. In Abbildung 28 (a) ist die $g^{(2)}$ -Funktion des Zeitabschnittes von 20 min bis 30 min abgebildet, der mit dem vorangegangenen Zeitabschnitt normiert wurde. Wie in dem Graphen zu sehen ist verbleibt im Intervall [0 ns : 20 ns] nach der Kalibration Schwankungen mit einer Amplitude von 0,09, was ungefähr auch dem typischen Wert für nicht kalibrierte, abgeschirmte Messungen entspricht (siehe beispielsweise Abb. 25). Jedoch nehmen diese Schwankungen für größere Zeitabstände stark ab und liegen nur noch in einem Bereich von 0,006. (siehe Abb. 28 (c)). Die Fourieranalyse zeigt zudem, dass die periodischen Störungen mit der Kalibration abnehmen. Die Peaks bei 500 MHz und 1500 MHz verschwinden vollständig. Die Peaks bei 800 MHz und 950 MHz sind im Vergleich zu den Fourieranalysen der vorangestellten Experimente stark verringert. Diese Art der Kalibration ist also durchaus sinnvoll, um die periodischen Störungen in der $g^{(2)}$ -Funktionen zu verringern. Ein wesentlicher Faktor dabei ist die Zählrate der PMTs während der Messung, bzw. die Anzahl an Events, die während der Messung detektiert wurden. Dies ist nachvollziehbar an in 28 (d). Dort ist die $g^{(2)}$ -Funktion der zweiten Hälfte einer 30 min Messung dargestellt, die mit der Korrelationsfunktion der gesamten Messung kalibriert wurde für Sonnenlicht. Jedoch war bei diesem Experiment die durchschnittliche Zählrate an detektierten Photonen wesentlich niedriger als bei der Messung zu den Grafiken 28 (a)-(c). Wie sich erkennen lässt, wird das Rauschen bei dieser Auswertung effektiv nicht unterdrückt. Damit die Kalibration also zu einem sinnvollen Ergebnis führen kann, müssen als Voraussetzung genügend Ereignisse in die Auswertung einfließen.

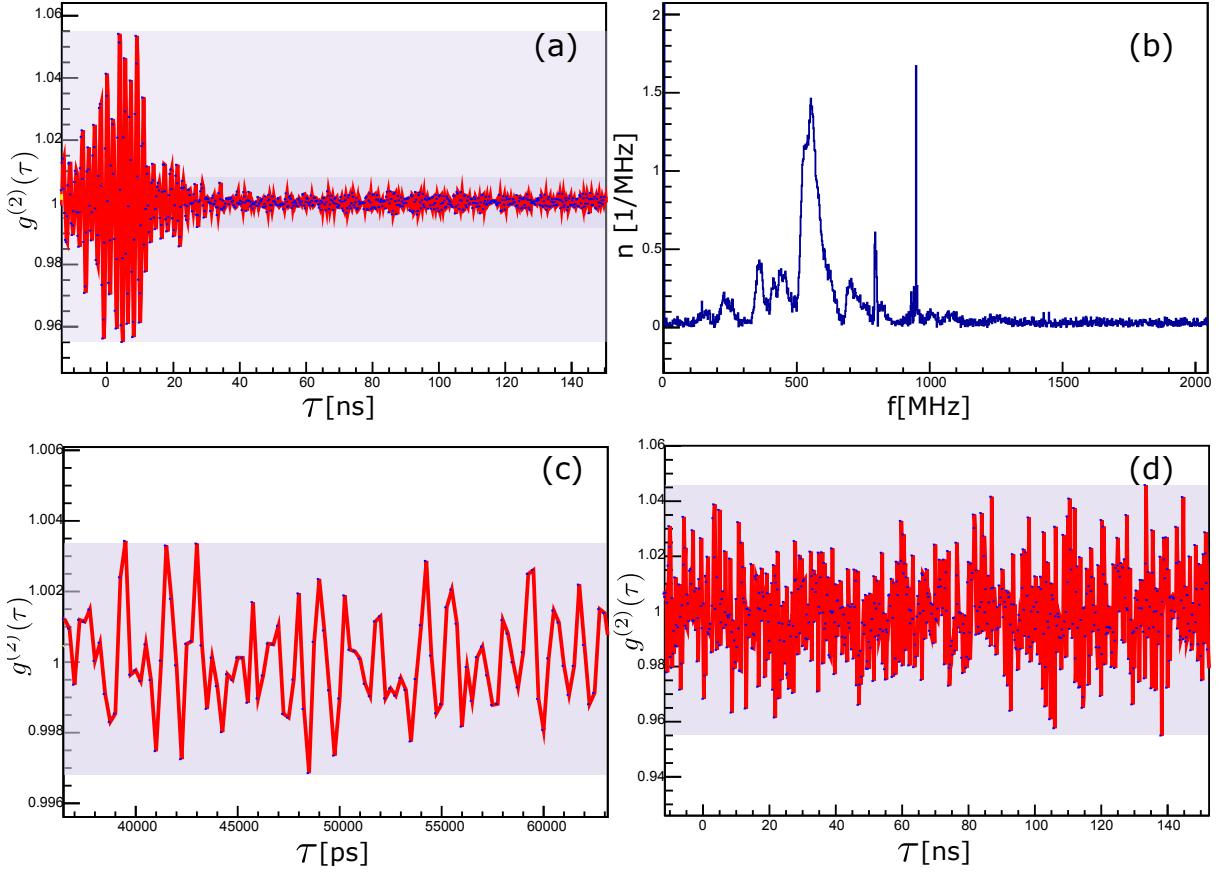


Abbildung 28: (a) Kalibrierte $g^{(2)}$ -Funktion eines 10 min Intervalls einer Messung über 30 min kalibriert mit vorangegangenen Intervall für eine Messung mit einer LED als Lichtquelle. (b) Fourieranalyse der kalibrierten $g^{(2)}$ -Funktion aus (a); (c) Ausschnitt aus der kalibrierten $g^{(2)}$ -Funktion (a); (d) Kalibrierte $g^{(2)}$ -Funktion bei geringerer Zählrate für eine Messung mit Sonnenlicht

Eine weitere Fragestellung besteht darin, welche Rolle die Zählraten der Kalibrationsmessung und der eigentlichen Messung spielen. Um den Einfluss zu charakterisieren wurde ein Experiment, bei der die durchschnittliche Zählrate bei 0,2 MHz lag mit einer gleich langen Messung mit einer Zählrate von 2 MHz kalibriert. Die Ergebnisse der Kalibration sind für eine LED als Lichtquelle in Abbildung 29 dargestellt. Wie man dort erkennen kann, ist das Hintergrundrauschen nicht effektiv durch die Kalibration verringert worden. Im Bereich kleiner Zeitabstände beträgt die Absolute Schwankung der $g^{(2)}$ -Funktion 0,12 und für größere Zeitabstände immer noch 0,08. Zudem zeigt die Fourieranalyse, dass die Peaks bei 800 MHz und bei 950 MHz effektiv nicht verringert wurden. Es fällt jedoch auf, dass die Peaks bei 500 MHz und bei 1500 MHz auch für unterschiedliche Zählraten fast vollständig wegfallen. Eine mögliche Erklärung könnte darin bestehen, dass die periodischen Störungen, die durch elektromagnetische Hintergrundstrahlung erzeugt werden mit der Zählrate zusammenhängen, während die Störungen, die durch die DAQ Karte erzeugt

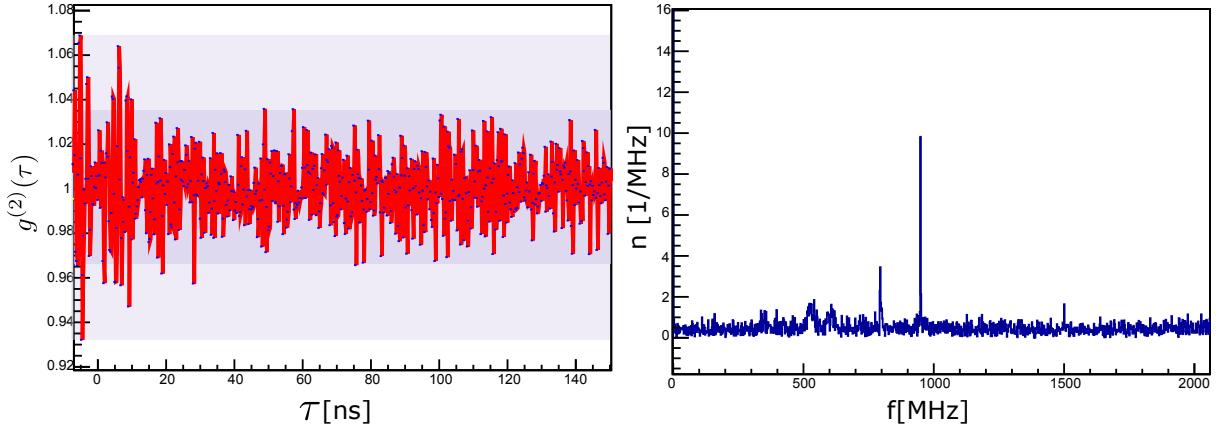


Abbildung 29: Kalibrierte $g^{(2)}$ -Funktion mit Fourierspektrum. Korrelationsfunktion einer Messung mit einer durchschnittlichen Zählrate von 2 MHz mit einer Messung mit einer Zählrate von 0,2 MHz bei einer LED als Lichtquelle

werden unabhängig von der Zählrate sind. Dies ist in Abbildung 22 dargestellt.

Die letzte Frage betrifft den Vergleich zwischen LED und Sonnenlicht. Um zu klären ob einige von den Störungen durch spezielle Eigenschaften der LED beeinflusst werden, wurde eine Messung, die mit Sonnenlicht durchgeführt wurde mit einer LED-Messung kalibriert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 30 dargestellt. Der Betrag der Schwankungen der $g^{(2)}$ -Funktion liegt bei 0,1 für kleine Zeitabstände und bei 0,4 für große Zeitabstände. Die Fourieranalyse zeigt, dass die Peaks bei 800 MHz und 950 MHz bestehen bleiben während die Peaks bei 500 MHz und 1500 MHz verschwinden. Es treten zudem keine Strukturen auf, die nicht auch bei den Kalibrationen von zwei LED-Messungen miteinander aufgetreten wären. Das starke Verbleiben der Peaks bei 800 MHz und 950 MHz lässt sich damit erklären, dass während einer Messung mit Sonnenlicht (über in diesen Fall 15 min) eine konstante Zählrate nicht zu gewährleisten ist.

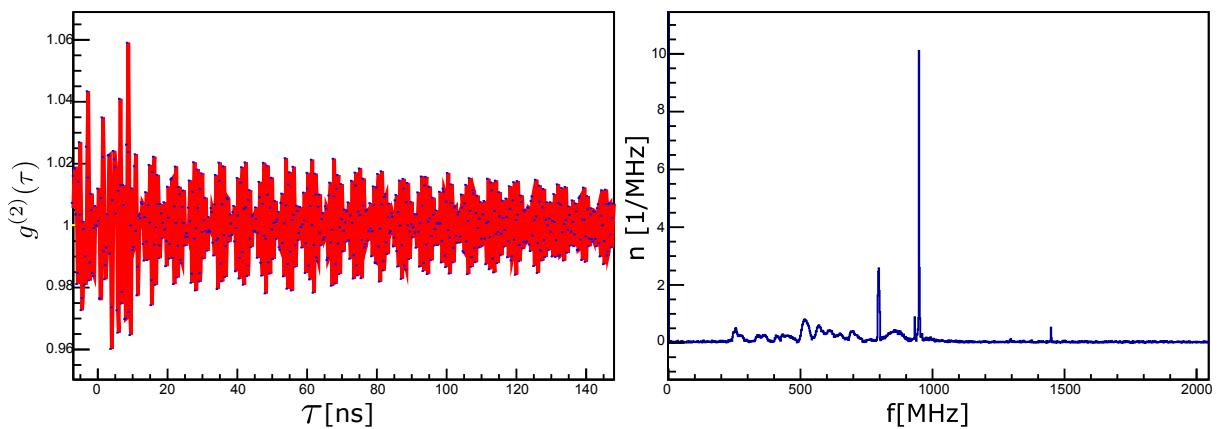


Abbildung 30: Kalibrierte $g^{(2)}$ -Funktion mit Fourieranalyse. Korrelationsfunktion einer Messung der LED kalibriert mit der $g^{(2)}$ -Funktion einer Messung mit der Sonne als Lichtquelle

5 Schlusswort

In dieser Arbeit wurde ein experimenteller Aufbau vorgestellt mit dem theoretisch die Messung der Korrelationsfunktion zweiter Ordnung einer künstlichen Lichtquelle möglich ist. Ein Überblick über die physikalischen Grundlagen des Experiments wurde in Kapitel 2 gegeben. Es beginnt mit einem Einblick in die Korrelationsfunktion allgemein und schließt mit einer Betrachtung der Besonderheiten einer thermischen Lichtquelle und einer Messung von quasimonochromatischen Licht ab.

Im Kapitel 3 wiederum folgt eine Beschreibung des Experiments. Hierbei werden sowohl die einzelnen Bestandteile des Aufbaus wie zum Beispiel Detektoren oder die Lichtquelle, als auch die theoretisch zu erwarteten Ergebnisse im Detail beschrieben. Hervorzuheben ist hierbei, dass die meisten Bestandteile des Messaufbaus auch bei der Bestimmung der Korrelation von Sternen mithilfe von CTA-Teleskoparrays Anwendung finden könnten. Jedoch muss hier für die Zukunft eine Lösung für einen optischen Aufbau, der das Filtern mit einer ausreichend schmalen Bandbreite in einem Teleskop ermöglicht, gefunden werden. Aufgrund des Transmissionsverhaltens der in diesem Messaufbau verwendeten Interferenzfilter, ist eine Verwendung dieser in einem CTA-Teleskop nicht möglich. In den typischen Teleskopen trifft das Licht mit einer Winkelsstreuung von 30° auf die Detektoren. Das Transmissionsspektrum von Interferenzfiltern, die auf dem Prinzip eines Fabry-Perot-Interferometers beruhen, ändert sich jedoch sehr stark bei so großen Winkelunterschieden.

Der Hauptteil der Arbeit, der das gesamte Kapitel 4 umfasst, beschreibt die Schwierigkeiten des Labormessaufbaus und mögliche Wege diese zu umgehen. Es folgt hierbei zunächst eine Beschreibung der aufgetretenen Störungen der aufgenommenen Korrelationsfunktion. Danach wird eine Folge von Experimenten beschrieben, deren Zweck es ist die Ursachen der Störungen identifizieren. Diese lagen in verschiedenen Bereichen des Laboraufbaus. Diese Beschreibungen sind mitsamt Ergebnissen der Experimente in dem Kapitel 4.2 verzeichnet. Es konnten drei Hauptursachen für die Störungen ermittelt werden. Elektrischer Crosstalk zwischen den zwei verwendeten Photomultipliern mit Verstärkern, die Hintergrundstrahlung, die durch LTE-Netze erzeugt wird, und Eigenschaften der DAQ-Karte.

Es folgt ein kurzer Überblick über mögliche Lösungsansätze, um die Störungen zu vermeiden. Zunächst bezogen auf den direkten elektrischen Crosstalk zwischen den Signalkabeln und den PMTs des Messaufbaus. Der elektrische Crosstalk kann durch eine bessere Abschirmung der Kabelverbindungen zwischen PMT und PMA-Verstärker wesentlich verringert werden. Bei diesen Aufbau wurde die Abschirmung durch Kupferfolie realisiert. Für spätere Messungen mit dieser Art von Laborversuch ist allerdings zu emp-

fehlen die Abschirmung weiter zu verbessern beispielsweise durch getrennte Metallboxen für Photomultiplier mit PMA-Verstärker.

Diese Maßnahme hilft auch ungemein beim Umgang mit der Hintergrundstrahlung, was beides in Unterkapitel 4.2.4 umfangreich beschrieben wird. Zusätzlich ist es ohne Probleme möglich das Signal zu unterdrücken indem ein Bandpassfilter zwischen PMT und PMA-Verstärker geschaltet wird. Das Signal der PMTs wird dadurch zwar breiter jedoch hat dies bei der richtigen Wahl der Filter keinen Einfluss auf die Zeitauflösung des Messaufbaus, was in Unterkapitel 4 beschrieben wird.

Die DAQ-Karte erzeugt in der Kreuzkorrelation der beiden PMTs zwei Arten von Störungen. Zum Einen eine periodische Störung und zum Anderen einen Crosstalk zwischen den beiden Kanälen der Karte, was in den Unterkapiteln 4.2.3 und 4.2.5 näher beleuchtet wird. Um den Crosstalk vom erwarteten Signal zu trennen, empfiehlt es sich eine der Leitungen zwischen Detektor und Karte zu verlängern. Um wiederum die periodischen Störungen zu umgehen, kann beispielsweise eine Kalibration mit einer zweiten Messung durchgeführt werden. Das genauere Vorgehen und die Ergebnisse einer solchen Kalibration sind in Kapitel 4.3 vorgestellt.

Ein möglicher weiterer Einflussfaktor auf den gegebenen experimentellen Aufbau wäre die Temperatur während der Messung. Der Einfluss dieser auf die Sensibilität der Photomultiplier wird in Kapitel 3 beschrieben. Hier sind unter Umständen weitere Experimente zur Klärung nötig. Vor allem wenn man bedenkt, dass ein ähnlicher Messaufbau für den Einsatz im Freien in CTA-Teleskopen vorgesehen ist.

Literatur

- [1] R. Hanbury Brown und Dr. R. q. Twiss (1956): A Test of a new type of stellar interferometer on sirius, In: NATURE, 1956, vol. 176,S. 1046-1048
- [2] Peter Deiml (2015): Investigation of Microparticle Suspensions usin Statistical Optics, Institut für Optik, Friedrich Alexander Universität Erlangen-Nürnberg
- [3] S. Le Bohec und j. Holder (2006): Optical intensity interferometry with atmospheric cherenkov telescope arrays, In: The Astrophysical Journal, 2006, vol. 649, S.399-405
- [4] Dainis Drawins, Tiphaine Lagadec und Paul Nuñez (2015): Long baseline optical intensity interferometry, Laboratory demonstration of diffraction-limited imaging, In: Astronomiy & Astrophysics, 2015, vol. 99, S. 1-13
- [5] Roy J. Glauber (1963): The quantum theory of optical coherence, In: Physical Review, 1963, vol. 130 Nr. 6, S. 2529-253
- [6] Mark Fox (2006): Quantum Optics, An Introduction, 1. Auflage, Oxford University Press, 2006
- [7] Joseph W. Goodman (1984): Statistical Optics, Wiley-Interscience Publication
- [8] Wikipedia, Dynamic light scattering, https://en.wikipedia.org/wiki/Dynamic_light_scattering (19.02.2018)
- [9] Web-Page of Hess, <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/about/telescopes/images/HessTelescope2S.png> (aufgerufen am 20.02.2018)
- [10] Web Page of Thorlabs, Thorlabs Inc.: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1001 (aufgerufen am 23.02.2018)
- [11] Datenblatt PMT, hamatsu Photonics (15.01.2009): Preliminary, H1077(P)a-40/-50 Specifications
- [12] Datenblatt PAM-Verstärker, PicoQuant (2014): PAM 102, Pre-amplifier Module
- [13] Manual TimeHarp Software (Version 3.1.0.2), PicoQuant: TimeHarp 260, Time Measurement Histogram Accumulating Real-time Processor
- [14] Wikipedia, Quantenausbeute, <https://de.wikipedia.org/wiki/Quantenausbeute> (23.02.2018)

- [15] Bahaa E.A. Saleh, Malvin Carl Teich (2007): Grundlagen der Photonik, 2.Auflage, Wiley VCH
- [16] Wikipedia: Long Term Evolution https://de.wikipedia.org/wiki/Long_Term_Evolution (03.03)
- [17] Frequenzen der Mobilfunkbetreiber im Überblick, <https://www.teltarif.de/frequenzen-mobilfunk-netzbetreiber-vergleich-ab-2017/> /news/60099.html

Abbildungsverzeichnis

1	HESS-Teleskope	3
2	Theoretische Korrelationen für verschiedene Sterndurchmesser	4
3	Skizze des van Cittert Zernike Theorems	7
4	Skizze einer $g^{(2)}$ -Funktion	9
5	Skizze des Messaufbaus	12
6	Gemessene Spektren der beiden Filter	13
7	Gemessene Spektren der Filter in Abhängigkeit zum Einfallswinkel	14
8	Spektrum der LED ohne Filter	14
9	Spektrale Sensitivität der PMTs	15
10	Temperaturkoeffizient der PMTS in Abhängigkeit zur Wellenlänge	16
11	Verstärkung in Abhängigkeit zur Versorgungsspannung	17
12	Eigenschaften der PAM-Verstärker	18
13	Grafik zur Abschätzung der Messzeit mit und ohne eingebauten Filter	21
14	$g^{(2)}$ -Funktion bei Sonnenlicht	23
15	$g^{(2)}$ -Funktion mit Fouriertransformierten von unterschiedlichen Bereichen	24
16	Eigenkorrelationen der Eingänge bei Messung mit Sonnenlicht	25
17	Fourieranalyse der Eigenkorrelationen des Sync-Eingangs mit unterschiedlichen Messaufbau	26
18	Fourieranalyse der Eigenkorrelationen des Input-Eingangs mit unterschiedlichen Messaufbau	27
19	Fourieranalyse der Kreuzkorrelation zwischen den beiden Kanälen mit unterschiedlichen Messaufbau	28
20	$g^{(2)}$ -Funktion mit Fourieranalyse bei Verstärker mit Cut-Frequenz bei 200 MHz	29
21	Histogramm: Counts in Abhängigkeit der Time-Bins der DAQ in dem sie detektiert wurden für Sync-Eingang und Input-Eingang	30
22	Histogramm: Counts in Abhängigkeit der Time-Bins der DAQ in dem sie detektiert wurden für Input-Eingang bei unterschiedlichen Zählraten	31
23	$g^{(2)}$ -Funktion zum Vergleich des experimentellen Aufbaus mit Abschirmung und ohne Abschirmung	32
24	Grafik zur Veranschaulichung des Einflusses des Hintergrundes	33
25	$g^{(2)}$ -Funktion mit Fourieranalyse zur Charakterisierung des Einflusses des Abstandes der Photomultiplier	34
26	Kreuzkorrelation und Eigenkorrelation mit Fourieranalyse bei abgedunkelten Sync-Eingang	35

27	Kreuzkorrelation uns Eigenkorrelation bei ausgeschalteten PMT am Sync-Eingang	36
28	Kalibrierte $g^{(2)}$ -Funktion mit Foureiranalyse durchgeführt mit unterschiedlichen Zeitintervallen einer Messung	38
29	Kalibrierte $g^{(2)}$ -Funktion mit Foureiranalyse für unterschiedliche Zählraten bei Kalibration	39
30	Kalibrierte $g^{(2)}$ -Funktion mit Foureiranalyse einer Messung mit Sonnenlicht kalibriert mit $g^{(2)}$ -Funktion einer Messung mit LED	40