

Untersuchen von Silizium Photomultiliern (SiPM) zur Verwendung in der Intensitätsinterferometrie

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von
Thomas Lang

25.10.19

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



Betreuerin: Prof. Dr. Gisela Anton

Inhaltsverzeichnis

1	Überblick	3
2	Intensitätsinterferometrie	4
2.1	Kohärenz	5
2.2	Korrelationsfunktion	5
2.3	Van Cittert-Zernike Theorem	7
2.4	Wiener-Chintschin-Theorem	9
3	Silizium-Photomultiplier	11
3.1	Aufbau	11
3.2	Funktionsweise	12
3.3	Robustheit	15
3.4	Dunkelrate	15
3.5	Crosstalk	16
3.6	Afterpuls	17
4	Experimenteller Aufbau	18
4.1	Spektrumkarte und Datenanalyse	18
4.2	Silizium Photomultiplier	19
4.3	Messaufbau	20
5	Messung und Datenauswertung	22
5.1	Gepulster Laser	22
5.2	Quecksilberdampflampe	25
5.3	Dunkelrate	29
6	Fazit und Ausblick	32
A	Literatur	33

1. Überblick

Die Intensitätsinterferometrie ist eine Methode zur Bestimmung der scheinbaren Größe von Sternen. Sie wurde das erste Mal 1956 von Robert Hanbury Brown und Richard Q. Twiss (HBT) erfolgreich an Sirius unter Verwendung des von ihnen entdeckten HBT-Effekts, auch „Photon Bunching“ genannt, angewendet [14].

Photonen der gleichen Quelle werden an zwei Detektoren korreliert gemessen. Sie scheinen „gebündelt“ aufzutreten. Die Phase des Lichts spielt dabei keine Rolle, ausschlaggebend ist alleine die Intensität. An den Detektoren wird das Bunching also als gleichzeitige Intensitätsfluktuation gemessen.

Die langen Messzeiten und Limitierungen in der Elektronik führten allerdings dazu, dass Forschungen zugunsten der Amplitudeninterferometer nicht weiter verfolgt wurden. Weiterentwicklungen in der Elektronik und optischen Bauteilen, sowie die Verfügbarkeit von großen Teleskoparrays machen die Intensitätsinterferometrie heute allerdings wieder attraktiv um in der Sternenbeobachtung bessere Winkelauflösungen zu erhalten. Insbesondere das zur Zeit in der Atacama Wüste in Chile gebaute Cherenkov Telescope Array (CTA) ist vielversprechend, da theoretisch Winkelauflösungen von 40 μ as erreicht werden können [4].

Silizium Photomultiplier (SiPMs) sind relativ neue Halbleiterdetektoren, die den Avalanche-Effekt zum Nachweis von einzelnen Photonen verwenden und einige Vorteile gegenüber den bisher hauptsächlich verwendeten Photomultiplier Tubes, kurz PMTs, bieten. Mit ihrer Zeitauflösung von einigen ns können sie mit den PMTs mithalten. Der erste Vorteil ist eine weitaus geringere Betriebsspannung von 20 – 100 V, die bereits ausreichend ist, um hohe Verstärkungen von $\sim 10^6$ – 10^7 zu erzielen. Die PDE (Photon Detection Efficiency) der in dieser Arbeit verwendeten SiPMs erreicht dabei bis zu 50% [7]. Sie sind äußerst resistent gegenüber mechanischen Belastungen wie Stößen und Kratzern [11] und können daher in Gegenden mit widrigen Bedingungen wie häufig auftretenden Sandaufwirbelungen ohne eine spezielle Schutzkuppel betrieben werden. Es ist auch möglich, sie bei starkem Streulicht zu verwenden und dabei dennoch erfolgreiche Resultate zu erzielen[16].

In dieser Arbeit wird der Aufbau des HBT-Interferometers mit SiPMs nachgebaut und getestet. Im Kern befasst sie sich dabei mit der Frage:

Sind SiPMs für den Einsatz in der Intensitätsinterferometrie geeignet?

Dafür wird der von den Detektoren gemessene Strom miteinander korreliert. Als Lichtquellen werden zum Einen eine Quecksilberdampflampe mit einer schmalen optischen Bandbreite untersucht und zum Anderen eine LED, bei der kein Signal zu erwarten ist, um mögliche Systematiken des Messaufbaus herauszufinden und zu eliminieren.

2. Intensitätsinterferometrie

Da die Auflösung gewöhnlicher Teleskope aufgrund von Beugungseffekten durch die Größe der verwendeten Linsen, bzw. Spiegel begrenzt ist und große, qualitativ hochwertige Spiegel oder Linsen sehr teuer und komplex in der Herstellung oder gar nicht möglich sind, können mit ihnen die Winkeldurchmesser von Sternen bis auf wenige Ausnahmen nicht aufgelöst werden.

Für bessere Auflösungen wurden bisher Amplitudeninterferometer verwendet, die die elektrischen Felder an zwei Detektoren miteinander korrelieren. Dafür wird eine sehr hohe Präzision benötigt, die kleiner als die zu untersuchende Wellenlänge ist, da die Phasenbeziehung von Relevanz ist. Das führt dazu, dass die Baseline solcher Teleskope auf einige Meter begrenzt ist und heutzutage phasenverändernde Turbulenzen in der Atmosphäre die Auflösung begrenzen.

Diese Probleme besitzt die Intensitätsinterferometrie nicht. Wie bereits erwähnt ist alleine die Photonenintensität notwendig, der Baseline ist im Prinzip keine Grenze gesetzt, vorausgesetzt die Messzeitpunkte und Detektorpositionen sind genau bekannt. Die Auflösung kann also theoretisch um ein Vielfaches besser als die der Amplitudeninterferometrie sein. Abbildung 2.1 zeigt eine simulierte Auflösung von Sirius für Beobachtungen im sichtbaren Bereich von $40 \mu\text{as}$ für den Fall, dass das komplette CTA als Intensitätsinterferometer verwendet werden würde. Diese Auflösung war bisher nur im Radio-Bereich möglich [4].

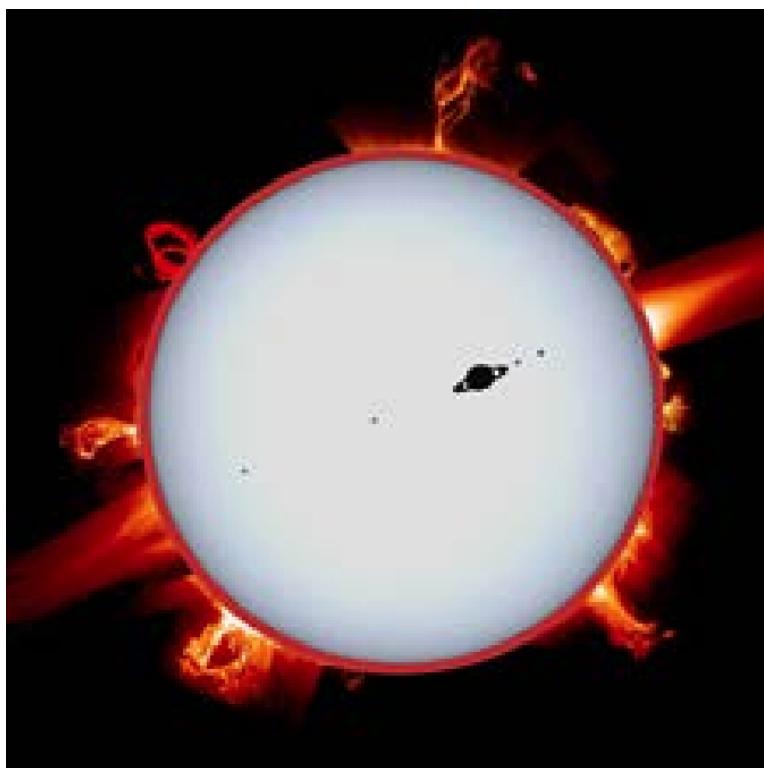


Abbildung 2.1:
Simulierte Auflösung von $40 \mu\text{as}$ für den Transit eines Saturn-ähnlichen Exoplaneten um Sirius mit vier erd-großen Monden, Bild entnommen aus [4]

2.1. Kohärenz

Für Experimente, die Interferenz von Wellen erfordern, ist es notwendig, dass das einfallende Licht zu einem gewissen Grad kohärent ist. Allgemein kann Licht dann als kohärent bezeichnet werden, wenn es eine feste Phasenbeziehung zwischen den Wellenpaketen zu verschiedenen Orts- und Zeitpunkten (räumliche und zeitliche Kohärenz) gibt [6]. Dafür werden die Kohärenzzeit τ_c und die Kohärenzlänge l_c definiert, innerhalb derer das Licht als kohärent bezeichnet werden kann.

Idealerweise werden in Interferenzexperimenten monochromatische Lichtquellen verwendet, so dass der einzige zur Interferenz beitragende Faktor die Amplitude ist, τ_c und l_c sind dann unendlich groß. Reale monochromatische Lichtquellen variieren allerdings immer minimal um eine Zentrfrequenz $\bar{\nu}$. Je größer diese Variation $\Delta\nu$ wird, umso kleiner werden die Interferenzeffekte. Daraus lässt sich die Kohärenzzeit folgendermaßen definieren:

$$\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2.1)$$

Aufgrund des inversen Zusammenhangs aus $\nu = c/\lambda$ lässt sich keine allgemeingültige Gleichung für τ_c in Abhängigkeit von $\Delta\lambda$ für jede Schwerpunktswellenlänge λ_0 aufstellen.

Für kleine $\Delta\lambda$ ist allerdings eine lineare Näherung um λ_0 ausreichend [1].

$$\Delta\nu = \left. \frac{d\nu}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \cdot \Delta\lambda = (-) \frac{c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda \quad (2.2)$$

Somit lässt sich die Kohärenzzeit und mit $l_c = \tau_c \cdot c$ auch die Kohärenzlänge durch $\Delta\lambda$ bestimmen:

$$\tau_c = \frac{\lambda_0^2}{c\Delta\lambda} \quad , \quad l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.3)$$

Daraus wird ersichtlich, dass es notwendig ist, das einfallende Licht optisch möglichst schmal zu filtern, um Interferenz und Kohärenzeffekte besser sichtbar machen zu können.

2.2. Korrelationsfunktion

Die Korrelationsfunktion ist ein Maß für den Grad der Kohärenz elektrischer Felder im Raum zu jeder Zeitdifferenz [6]. Von Interesse für die Intensitätsinterferometrie sind die Korrelationsfunktionen erster und zweiter Ordnung.

Zunächst betrachten wir die normierte Korrelationsfunktion erster Ordnung

$$g^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}_1, t) \cdot E(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle}{\langle E^*(\mathbf{r}_1, t) \cdot E(\mathbf{r}_1, t) \rangle} \quad (2.4)$$

mit E der elektrischen Feldamplitude. Die eckigen Klammern $\langle \rangle$ stellen eine zeitliche Mittelung dar, weswegen auch nicht t , sondern die Zeitdifferenz τ Parameter der Funktion ist. Der Nenner entspricht mit $I = E^*E$ einer Normierung über

der mittleren Intensität. Da sie sich für zwei Beobachtungspunkte auf der Erde praktisch nicht unterscheidet, wird in 2.4 konventionell $\langle I(\mathbf{r}_1) \rangle$ verwendet.

In der Intensitätsinterferometrie werden wie bereits erwähnt nicht die Amplituden, sondern die Intensitäten gemessen und miteinander korreliert. Dafür wird die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung verwendet:

$$g^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}_1, t) E^*(\mathbf{r}_2, t + \tau) \cdot E(\mathbf{r}_1, t) E(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle}{\langle E^*(\mathbf{r}_1, t) E(\mathbf{r}_1, t) \rangle \cdot \langle E^*(\mathbf{r}_2, t) E(\mathbf{r}_2, t) \rangle} = \quad (2.5)$$

$$= \frac{\langle I(\mathbf{r}_1, t) \cdot I(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle}{\langle I(\mathbf{r}_1, t) \rangle \cdot \langle I(\mathbf{r}_2, t) \rangle} \quad (2.6)$$

Während die $g^{(1)}$ -Funktion zwei Amplituden miteinander korreliert, stellt die $g^{(2)}$ -Funktion eine Korrelation von vier Amplituden, bzw. zwei Intensitäten dar. Die Intensitäten $I(t)$ können dabei jeweils als eine Abweichung $\Delta I(t)$ vom Mittelwert $\langle I \rangle$ betrachtet werden. Damit und mit $\langle \Delta I \rangle = 0$ lässt sich die $g^{(2)}$ -Funktion folgendermaßen schreiben:

$$g^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = \frac{\langle (\langle I_1 \rangle + \Delta I_1) \cdot (\langle I_2 \rangle + \Delta I_2) \rangle}{\langle \langle I_1 \rangle + \Delta I_1 \rangle \cdot \langle \langle I_2 \rangle + \Delta I_2 \rangle} \quad (2.7)$$

$$= \frac{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle + \langle \Delta I_1 \Delta I_2 \rangle}{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle} = 1 + \frac{\langle \Delta I_1 \Delta I_2 \rangle}{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle} \quad (2.8)$$

wobei $I_{1,2} = I(\mathbf{r}_{1,2}, t + \tau)$ für beliebige τ . Die $g^{(2)}$ -Funktion ist also abhängig von den Intensitätsfluktuationen ΔI . Es lassen sich drei Fälle unterscheiden:

1. $g^{(2)} = 1$: Die Intensitätsfluktuationen sind rein zufällig und $\langle \Delta I_1 \Delta I_2 \rangle$ ist gleich 0. Dies ist der Fall für kohärentes Licht [13].
2. $g^{(2)} > 1$: Für chaotisches Licht wird aufgrund des Photon Bunching-Effekts an beiden Detektoren für $\tau = 0$ häufig eine Änderung der Intensität gemessen. Die Änderungen sind dabei vom gleichen Vorzeichen, so dass $\langle \Delta I_1 \Delta I_2 \rangle > 0$ und damit $g^{(2)} > 1$. Dieser Effekt ist dafür verantwortlich, dass die Intensitätsinterferometrie für die Untersuchung von Sternen möglich ist.
3. $g^{(2)} < 1$: Der zum Photon Bunching gegenteilige Effekt, Anti-Bunching genannt, tritt auf, wenn das Produkt der Intensitätsfluktuationen negativ ist. Ein Beispiel für eine Quelle, die dieses Verhalten zeigt, ist ein einzelnes Atom mit zwei Energiezuständen als Emitter. Da nur ein Photon ausgesendet wird und eine gewisse Zeit für ein erneutes Anregen benötigt wird, wird nur bei einem der beiden Detektor dieses auch registriert, während der Andere kein Photon und somit ein negatives ΔI misst. Anti-Bunching lässt sich nur durch Quantenphänomene erklären [13].

Wie auch bei der Kohärenz kann die Korrelation separat für Raum und Zeit betrachtet werden. Für eine konstante Zeitdifferenz $\tau = 0$ an zwei verschiedenen Orten \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 erhält man die *räumliche Korrelationsfunktion*. Wird die Funktion am gleichen Ort für verschiedene Zeitdifferenzen τ gemessen, bekommt man die

zeitliche Korrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$. In Kapitel 2.3 und 2.4 werden die räumliche und zeitliche Korrelationsfunktion näher behandelt.

Für thermische Lichtquellen lässt sich zudem die **Siegert-Relation**, ein Zusammenhang zwischen der $g^{(2)}$ - und $g^{(1)}$ -Funktion herleiten, die auf der Annahme beruht, dass die Quelle aus sehr vielen Atomen besteht, deren Felder sich im Beobachtungspunkt überlagern [6].

$$g^{(2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau) = 1 + |g^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \tau)|^2 \quad (2.9)$$

Wie im kommenden Kapitel 2.3 gezeigt wird, können aus der $g^{(1)}$ -Funktion und mit der Siegert-Relation auch aus der $g^{(2)}$ -Funktion Rückschlüsse auf die Form der Quelle gezogen werden.

2.3. Van Cittert-Zernike Theorem

Als Näherung im Fernfeld und unter Verwendung von optischen Filtern kann angenommen werden, dass Sterne eine planare Quelle inkohärenten, quasi-monochromatischen Lichts sind. Unter diesen Annahmen lässt sich das van Cittert-Zernike Theorem herleiten, das die *räumliche Korrelationsfunktion* $g^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ einer Quelle mit Geometrie σ und Intensitätsverteilung $I(\mathbf{r}')$ bestimmt [12] :

$$g^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = e^{ik(r_2 - r_1)} \frac{\int_{\sigma} I(\mathbf{r}') e^{-ik(\mathbf{s}_2 - \mathbf{s}_1) \cdot \mathbf{r}'} d^2 \mathbf{r}'}{\int_{\sigma} I(\mathbf{r}') d^2 \mathbf{r}'} \quad (2.10)$$

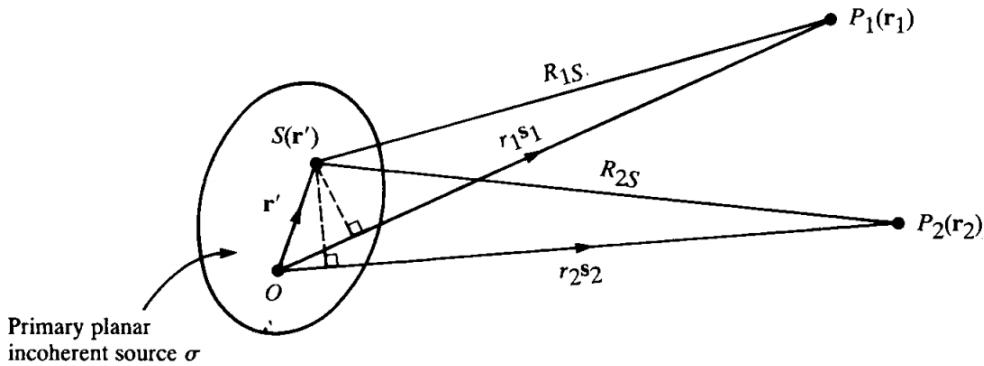


Abbildung 2.2.: Darstellung des Fernfeldes des van Cittert-Zernike Theorems, Bild entnommen aus [12]

Die $g^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ -Funktion ist also proportional zur zwei-dimensionalen Fourier-Transformierten der Intensitätsverteilung $I(\mathbf{r}')$. Wie aus den Grundlagen der Optik bekannt ist, stellt die Fourier-Transformierte einer Blendenfunktion das (Fraunhofer-) Beugungsbild im Fernfeld dar. Das hat zur Folge, dass durch Messen der räumlichen $g^{(1)}$ -(und mit der Siegert-Relation für thermische Quellen auch der räumlichen $g^{(2)}$ -) Funktion in der Beobachtungsebene sich die Geometrie der Quelle ergibt. Ebenfalls bedeutet das, dass die Korrelationsfunktion einer ausgedehnten, inkohärenten Lichtquelle im Fernfeld ist daher identisch zu dem Beugungsbild

einer kohärent beleuchteten Blende gleicher Form ist. Für Sterne kann eine kreisförmige Geometrie mit Radius a und ein gleicher Abstand r der Detektoren zum Kreismittelpunkt O angenommen werden. Somit kann auch die $g^{(1)}$ -Funktion in Abhängigkeit des Detektor Abstands d_{12} geschrieben werden

Wird vereinfacht eine Intensitätsverteilung $I(\mathbf{r}') = \text{const}$ angenommen, lassen sich für eine Spalt- bzw. Kreisblende folgende Funktion ableiten:

$$g_{\text{Spalt}}^{(1)}(d_{12}) = \text{sinc}(X) = \frac{\sin(X)}{X} \quad g_{\text{Kreis}}^{(1)}(d_{12}) = \frac{2J_1(X)}{X} \quad (2.11)$$

mit $X = (2\pi ad_{12})/(r\lambda)$ und J_1 der Bessel-Funktion erster Gattung erster Ordnung. Die Größe einer Kohärenzzelle lässt sich nun durch den Abstand definieren, an dem die $g^{(1)}(d_{12})$ -Funktion ihr erstes Minimum erreicht.

$$G_{\text{Spalt}} = d_{12, \text{ Spalt}} = \frac{\lambda r}{2a} \quad G_{\text{Kreis}} = d_{12, \text{ Kreis}} = \frac{1.22\lambda r}{2a} = 1.22 \cdot d_{12, \text{ Spalt}} \quad (2.12)$$

Mit der Siegert-Relation lässt sich nun die $g^{(2)}$ -Funktion für thermische Lichtquellen berechnen:

$$g^{(2)}(d_{12, \text{ circ}}) = 1 + \left| g^{(1)}(d_{12, \text{ circ}}) \right|^2 = 1 + \left| \frac{2J_1(X)}{X} \right|^2 \quad (2.13)$$

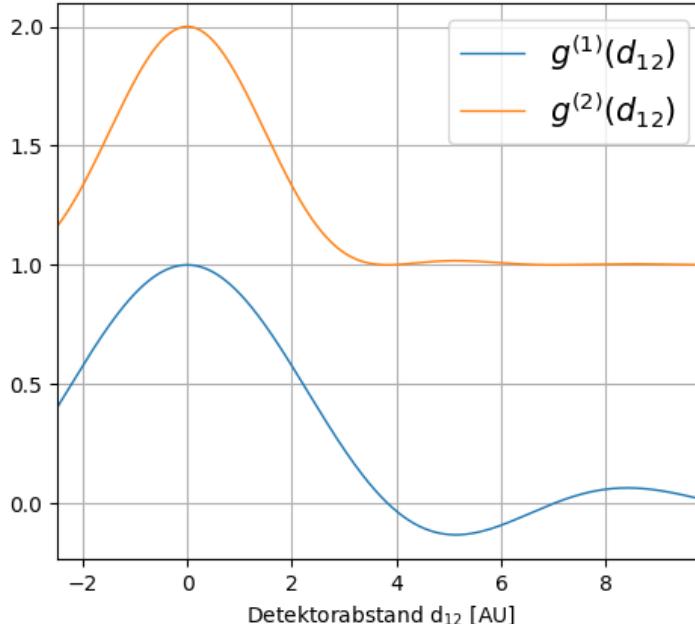


Abbildung 2.3:
Verlauf der $g^{(1)}$ und $g^{(2)}$ -Funktion für eine kreisförmige Blende, die ersten Minima liegen bei $X = \pm 1.22 \cdot \pi \approx \pm 3.833$

2.4. Wiener-Chintschin-Theorem

Das Wiener-Chintschin-Theorem besagt, dass die spektrale Intensitätsverteilung $F(\omega)$ die Fouriertransformierte der zeitlichen $g^{(1)}$ -Funktion ist [6].

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g^{(1)}(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau \quad (2.14)$$

Die zeitliche Korrelationsfunktion betrachtet dabei die Zeitdifferenzen τ für zwei Detektoren am gleichen Ort. Durch die Rücktransformation lässt sich somit die $g^{(1)}(\tau)$ -Funktion direkt aus $F(\omega)$ bestimmen:

$$g^{(1)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega \quad (2.15)$$

Bei Verwendung eines optischen Filters einer Bandbreite $\Delta\omega$ um eine Zentralfrequenz ω_0 werden nur Frequenzen in einem Intervall $[\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2} : \omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}] \hat{=} [\omega_a : \omega_b]$ durchgelassen. Es wird hier angenommen, dass das Frequenzspektrum rechteckig mit einer normierten Amplitude $1/\Delta\omega$ ist, so dass $\int F(\omega) d\omega = 1$. $g^{(1)}(\tau)$ lässt sich dann folgendermaßen schreiben:

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{1}{\Delta\omega} \int_{\omega_a}^{\omega_b} e^{-i\omega\tau} d\omega = \frac{1}{\Delta\omega i\tau} [e^{-i\tau\omega_b} - e^{-i\tau\Delta\omega_a}] = \quad (2.16)$$

$$= \frac{1}{\Delta\omega i\tau} e^{-i\tau\omega_0} [e^{-i\tau\frac{\Delta\omega}{2}} - e^{i\tau\frac{\Delta\omega}{2}}] = \frac{e^{-i\tau\omega_0}}{\Delta\omega i\tau} \cdot 2i \sin\left(\frac{\tau\Delta\omega}{2}\right) = \quad (2.17)$$

$$= \frac{e^{-i\tau\omega_0}}{\frac{\tau\Delta\omega}{2}} \sin\left(\frac{\tau\Delta\omega}{2}\right) = e^{-i\tau\omega_0} \text{sinc}\left(\frac{\tau\Delta\omega}{2}\right) \quad (2.18)$$

Mit der Siegert-Relation ergibt sich die $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion zu

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \left| \text{sinc}\left(\frac{\tau\Delta\omega}{2}\right) \right|^2. \quad (2.19)$$

Wie zu erwarten ist die $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion unabhängig von der Phase des einfallenden Lichts. Die $g^{(2)}$ -Funktion für thermisches Licht kann nur Werte zwischen 1 und 2 annehmen, wobei das Maximum 2 für $\tau = 0$ erreicht wird. Aufgrund der Proportionalität zum Sinus erreicht die *sinc*-Funktion für $\frac{\tau\Delta\omega}{2} = \pm\pi$ ihr erstes Minimum, also

$$\tau_1 = \pm \frac{2\pi}{\Delta\omega} \quad (2.20)$$

Mit $\lambda = (2\pi c)/\omega$ lässt sich analog zu 2.3 die Umrechnung in das Wellenlängenbild machen:

$$\tau_1 = \frac{\lambda_0^2}{c\Delta\lambda} \quad (2.21)$$

Erneut wird klar, dass ein möglichst schmales Filtern notwendig ist, um das Signal bei $\tau = 0$ von dem ersten Minimum besser unterscheiden zu können.

Dafür wird in dieser Arbeit eine Quecksilberdampflampe in Kombination mit einem optischen Filter verwendet, so dass nur eine der emittierten Linien auf den Detektor trifft. Obwohl λ_0 quadratisch in die Gleichung einfließt, wird aufgrund der höheren Rate und der steigenden Quanteneffizienz der verwendeten Detektoren für kleinere Wellenlängen wird $\lambda_0 = 546 \text{ nm}$ verwendet. Das FWHM (Full Width Half Maximum) der Linie beträgt dabei $\Delta\lambda \lesssim 52 \text{ pm}$ [1]. Dies führt zu einem Abfall der $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion auf 1 innerhalb von

$$\tau_1 \gtrsim \frac{(546 \text{ nm})^2}{c \cdot 52 \text{ pm}} = 19.1 \text{ ps} \quad (2.22)$$

Diese kurze Zeit ist ein Problem, denn die verwendete Spektrumkarte besitzt eine Samplingrate von 800 ps. Der Verlauf der $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion kann also nicht gemessen werden. Zusätzlich verringert sich der bei $\tau = 0$ erwartete Wert. Bei keiner weiteren Verbreiterung durch die Zeitauflösung fällt dieser ab auf

$$g^{(2)}(\tau = 0) = 1 + \frac{19.1 \text{ ps}}{800 \text{ ps}} \gtrsim 1.024 \quad (2.23)$$

Ist der Messaufbau keinen Störungen ausgesetzt, die systematisch für weitere Zeitdifferenzen τ Korrelationen aufzeigen würden, beträgt im Rahmen der statistischen Fluktuationen für alle $\tau \neq 0$ $g^{(2)}(\tau) = 1$. Allerdings wird aufgrund der endlichen Rate an den Detektoren eine lange Messzeit benötigt, um diese Fluktuationen um die „Grundeins“ zu reduzieren. Je kleiner der Wert bei $\tau = 0$, desto länger muss die Messzeit werden, um ein statistisch signifikantes Ergebnis zu erhalten. Sollten zeitstabile Systematiken vorhanden sein, so können sie durch eine Referenzmessung kurz nach der Signalmessung, bei der kein Photon Bunching zu erwarten ist, herausgerechnet werden.

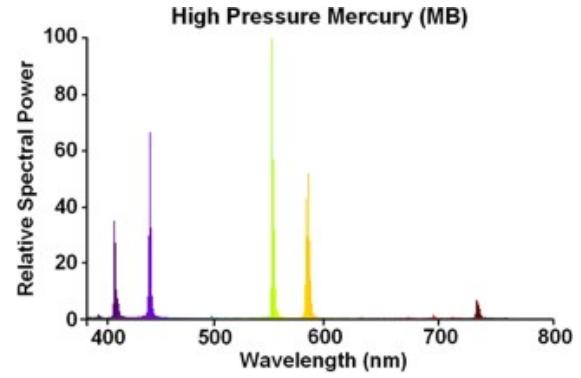


Abbildung 2.4.: Linienspektrum einer Hg-Dampf Lampe, entnommen aus [9]

3. Silizium-Photomultiplier

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen eines SiPMs vorgestellt. Ein besonderer Fokus wird dabei auf die Eigenschaften gelegt, die für die Intensitätsinterferometrie von erhöhter Bedeutung sind. Dabei werden die Vor- und Nachteile gegenüber den bisher verwendeten Photomultiplier Tubes erläutert.

3.1. Aufbau

Silizium Photomultiplier (SiPM) sind Halbleiterdetektoren, die einzelne Photonen registrieren können. Dafür werden Mikrozellen bestehend aus Avalanche Photo Dioden (APDs) und einem Löschwiderstand parallel zu einem Array geschalten. Die in dieser Arbeit verwendeten SiPMs erreichen eine Zellen-Dichte von $\sim 600/\text{mm}^2$ [7], jedoch sind auch weitaus höhere Dichten von mehreren 1000 Zellen pro mm^2 möglich [5].

Der Aufbau der Diodenstruktur wird schematisch in Abbildung 3.1 gezeigt. Als Trägermaterial dient ein hochdotiertes n-Substrat, auf das eine Schicht aus weniger starker n-Dotierung, der Avalanchezone, gebracht wird, bevor eine Matrix aus einer hochdotierten p-Schicht aufgetragen wird. Jedes Element dieser Matrix entspricht einer einzelnen Mikrozelle. Zusätzlich wird jede Zelle mit einer Passivierungsschicht überzogen, um die Rekombinationsrate auf der Oberfläche zu reduzieren, was wiederum zu einer höheren Photonennachweiswahrscheinlichkeit (PDE) führt.

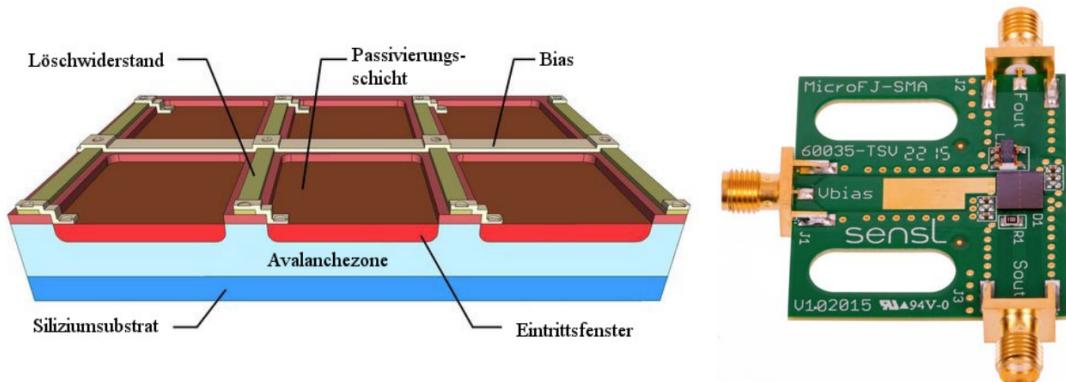


Abbildung 3.1.: links: Schematischer Aufbau eines SiPMs, entnommen aus [2], rechts: verwendeter SiPM (kleines Quadrat rechts) auf Leiterplatte der Firma SensL, Modell der J-Series, entnommen aus [8]

Als Dotierung bezeichnet dabei man das gezielte Einbringen von Fremdatomen in das Siliziumkristallgitter. Unterschieden werden die n- und die p-Dotierung. Besitzen die Fremdatome mehr Valenzelektronen als die Atome des Trägermaterials,

so liegt eine n-Dotierung, besitzen sie weniger, liegt eine p-Dotierung vor. Die Stärke der Dotierung wird durch die Fremdatomdichte bestimmt. Für Silizium mit 4 Valenzelektronen besitzen die Dotieratome üblicherweise bei einer n-Dotierung 5, bei einer p-Dotierung 3 Valenzelektronen.

Aufgrund der veränderten Elektronendichte entstehen quasi-freie Ladungsträger an den Dotieratomen. Bei der n-Dotierung sind es Elektronen, bei der p-Dotierung Defektelektronen, auch Löcher genannt. Nach außen bleibt das Material jedoch neutral.

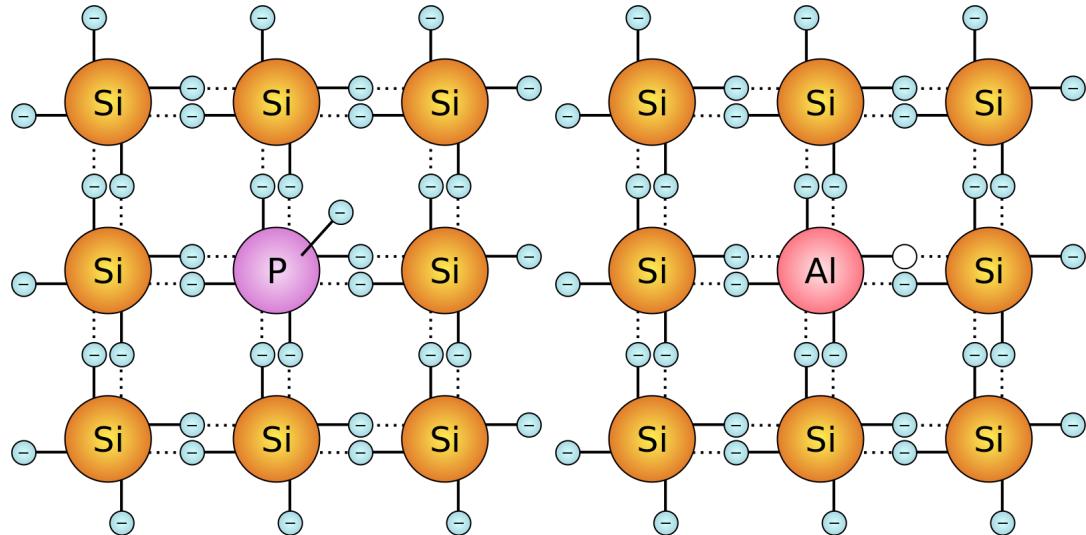


Abbildung 3.2.: links: Darstellung eines Phosphor-Atoms mit 5 Valenzelektronen im Kristallgitter von Silizium, rechts ein Aluminium-Atom mit 3 Valenzelektronen, Bilder entnommen aus [18]

An der Kontaktfläche von p- und n-dotierten Materialien, dem p-n-Übergang, entsteht ein Konzentrationsgefälle der Ladungsträger, so dass Elektronen und Löcher an der Kontaktfläche rekombinieren. Durch die nun fehlenden Ladungsträger bleiben geladene Dotieratome in den jeweiligen Kristallen zurück und es entsteht ein elektrisches Feld, das auf die verbliebenen Ladungsträger wirkt und dem Konzentrationsgefälle entgegen wirkt, bis sich ein Gleichgewicht einstellt. An der Kontaktfläche bildet sich eine Verarmungszone ohne freie Ladungsträger aus, die sich stärker in den schwächer dotierten n-Kristall ausbreitet.

Für den Einzelphotonennachweis werden die APDs so konzipiert, dass sie oberhalb ihrer Durchbruchsspannung U_{break} betrieben werden können. Diese Dioden werden in Analogie zum Geiger-Zählrohr Geiger-APDs (G-APDs) genannt.

3.2. Funktionsweise

Der Photonennachweis basiert auf dem inneren photoelektrischen Effekt. Trifft ein Photon auf die Verarmungszone wird ein Elektron-Loch-Paar (e^- - h^+ -Paar) erzeugt, das durch das angelegte elektrische Feld sofort zu den Polen beschleunigt wird. Das Photon überträgt dabei vollständig seine Energie auf das Elektron und benötigt dafür die Mindestenergie W

$$W = E_i + f \cdot E_x + \bar{\epsilon} \quad (3.1)$$

mit E_i der Ionisationsenergie für das Erzeugen eines Elektron-Loch-Paars, $f \cdot E_x$ der mittleren Zahl f an Exzitonen der Energie E_x pro erzeugten e^- - h^+ -Paar und der mittleren kinetischen Energie eines e^- - h^+ -Paares $\bar{\epsilon}$ [2].

Aufgrund der sehr hohen Feldstärke werden erzeugte e^- - h^+ -Paare so stark beschleunigt, dass sie genug kinetische Energie besitzen, um durch Stoßionisation weitere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen, die ihrerseits wieder beschleunigt werden und mit weiteren Elektronen stoßen können. Ist die anliegende Spannung U_{bias} kleiner als die Durchbruchspannung U_{break} , so ist der resultierende Strom linear proportional zur anliegenden Spannung und der Anzahl der erzeugten e^- - h^+ -Paare.

Für den Einzelphotonennachweis werden SiPMs oberhalb von U_{break} betrieben. In diesem Fall ist die anliegende Spannung so hoch, dass die erzeugte Lawine selbsttragend ist. Es kommt zum Durchbruch des Detektors. Dabei spielt die Anzahl der Photoelektronen keine Rolle, der Verstärkungsfaktor G , auch Gain genannt, ist ausschließlich proportional zu der anliegenden Overvoltage $U_{\text{over}} = U_{\text{bias}} - U_{\text{break}}$ und der Kapazität C_{APD} der Dioden und erreicht üblicherweise einen Wert von $G \approx 10^5 - 10^7$.

$$G = \frac{U_{\text{over}} \cdot C_{\text{APD}}}{e} \quad (3.2)$$

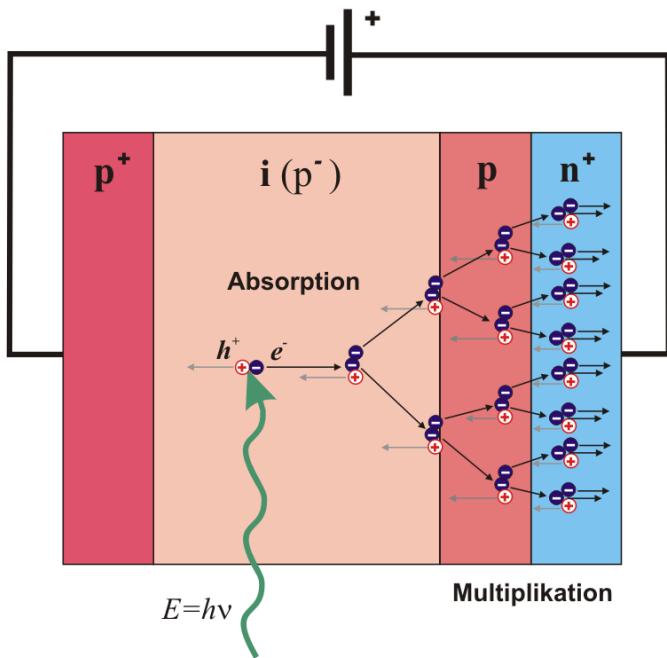


Abbildung 3.3:

Schematische Darstellung des Avalanche-Effekts in den APDs, hier mit umgekehrter Dotierung, was auf das Prinzip keinen Einfluss hat, entnommen aus [19]

Um eine Zerstörung der Dioden durch zu hohe Ströme zu vermeiden wird zu jeder APD ein Löschwiderstand R_Q (engl. quench resistor) in Reihe geschaltet, der die an der Diode anliegende Spannung auf unterhalb der Durchbruchspannung fallen lässt, was das elektrische Feld abbaut. Die Lawine kommt zum Stillstand, die Diode sperrt und die Spannung steigt wieder an. Bis die Spannung ihren ursprünglichen Wert erreicht, vergeht eine gewisse Zeit, in der die Diode keine Photonen registriert. Diese Zeit wird Totzeit genannt. Sie ist abhängig von U_{over} und beträgt für unseren Detektor bei der verwendeten Overvoltage 3 ns.

Um auch mehrere Photonen gleichzeitig messen zu können, werden die Dioden parallel zu einem Array geschalten. Die Parallelschaltung addiert die Ströme für ein gleichzeitiges Auftreffen. Das führt zu einer Proportionalität der Peakhöhen zu der Anzahl n der Photonen, man spricht von n Photon Equivalent (n-p.e.-) Peaks. Der Verlauf eines 1-p.e.- bzw. 2-p.e.-Pulses ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

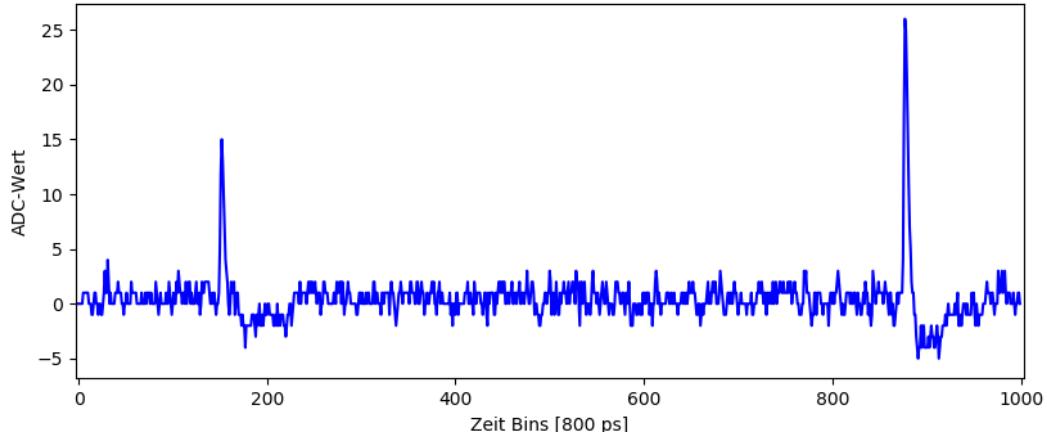


Abbildung 3.4.: 1-p.e.-Puls eines SiPMs, gefolgt von einem 2-p.e.-Puls

Es ist anzunehmen, dass die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Photonen in der gleichen Zelle auftreffen gering ist. Vernachlässigt man Crosstalk und die Dunkelrate, die in Kapitel 3.5 und 3.4 behandelt werden, ist demnach die Anzahl der angesprochenen Dioden proportional zu den aufgetroffenen Photonen. Ab einer gewissen Photonenrate ist diese Annahme jedoch nicht mehr gegeben und es stellt sich eine Sättigung des Detektors ein.

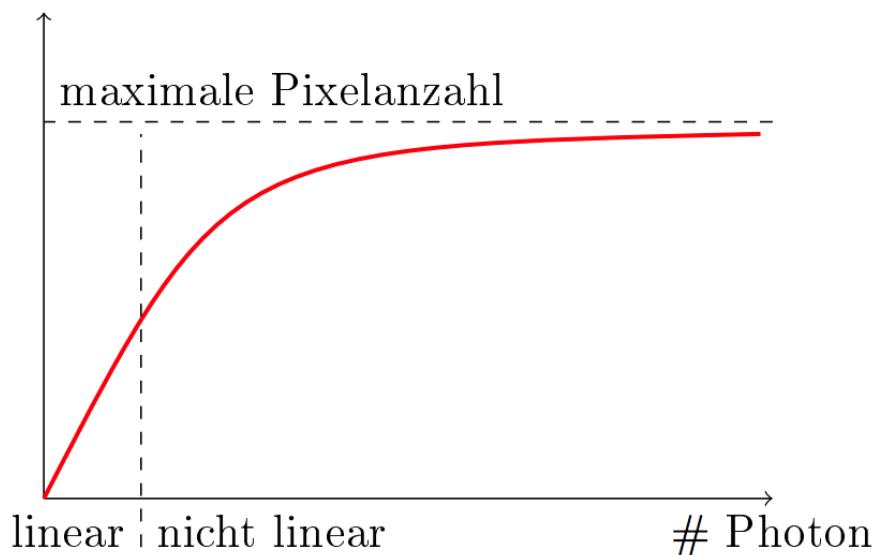


Abbildung 3.5.: Sättigungskurve, die Linearität ist bei hohen Photonenraten nicht mehr gegeben, entnommen aus [2].

3.3. Robustheit

Ein Nachteil im Umgang mit PMTs ist, dass sie sehr empfindliche Geräte sind. Aufgrund der evakuierten Glaskolben sind sie anfällig gegenüber mechanischer Belastung. Die Verstärkung über die Dynodenstruktur erzeugt bei einer zu hohen Lichtintensität mehr Elektronen, als die letzte(n) Dynoden aushalten können, weswegen bei hohen Raten ein Neutralfilter verwendet werden muss, was die Messungen bei viel Hintergrundstrahlung wie beispielsweise Mondlicht erschwert.

Zum Vergleich sind SiPMs bereits aufgrund ihrer Kristallstruktur sehr robust gegenüber Stößen. Die Passivierungsschicht bietet zusätzlich einen weiteren Schutz vor äußeren Einflüssen. Sollte es dennoch zu starken Kratzern auf der Oberfläche wie rechts im Bild 3.6 gezeigt kommen, ergaben Untersuchungen der Firma „ON Semiconductor“, dass dennoch kein signifikant messbarer Abfall der PDE auftritt [11].

Bei sehr hoher Lichtintensität kann ein zu hoher Strom den Sensor beschädigen. Dieses Problem kann durch eine Stromlimitierung an der Spannungsquelle gelöst werden. Für die in dieser Arbeit verwendeten SiPMs ist laut Datenblatt ein maximaler Strom von 15 mA zulässig. Allerdings werden selbst bei eingeschaltetem Raumlicht unter Verwendung eines optischen Filters keine Ströme über 3 mA gemessen. PMTs besitzen in der Regel ebenfalls einen Schutz vor zu hohen Strömen, aber ein plötzlicher, unerwarteter Anstieg der Lichtintensität kann zu einer Zerstörung des Detektors führen.

Ein weiterer Vorteil, der allerdings nicht von Bedeutung für die Intensitätsinterferometrie ist, ist die Resistenz gegenüber hohen Magnetfeldern. Die freien Elektronen im Vakuum der PMTs werden durch die Felder abgelenkt und es kommt zu keinem Signal. Die Elektronen im Kristall der SiPMs werden nicht stark genug abgelenkt, um eine Signalstörung zu erzeugen.

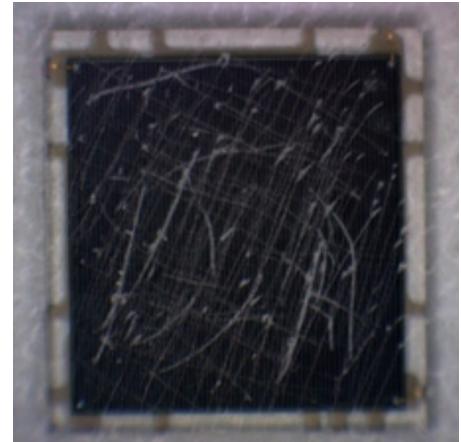


Abbildung 3.6.: Eine stark zerkratzte Oberfläche eines SiPMs, dennoch wird kein signifikanter Abfall des Ansprechverhaltens festgestellt

3.4. Dunkelrate

Aufgrund der thermischen Bewegung von Elektronen kommt es vor, dass ein gebundenes Valenzelektron in der ladungsfreien Zone in das Leitungsband gehoben und durch das elektrische Feld beschleunigt wird. Das thermische Elektron initiiert genauso wie ein Photoelektron eine Lawine und erzeugt ein von einem Photoelektron ununterscheidbares Signal. Dieses Hintergrundrauschen wird Dunkelrate genannt. Laut dem Hersteller der verwendeten SiPMs liegt die Dunkelrate bei einer Temperatur von 21°C bei 150 kHz/mm [7]. Mit einer Fläche von 36 mm² ergibt das eine Rate von 5.4 MHz. Dies ist der wahrscheinlich größte Nachteil der SiPMs im Vergleich zu den PMTs, die Dunkelraten von weniger als 1 kHz besitzen.

Die Temperatur ist maßgeblich für die Dunkelrate verantwortlich. Je höher die Temperatur, desto höher ist die Teilchenbewegung und ein Übergang in das Leitungsband wird wahrscheinlicher. Aufgrund dessen ist es von Vorteil, die SiPMs möglichst weit herunterzukühlen. Bereits bei einer Kühlung auf -17°C sinkt die Dunkelrate um den Faktor zwanzig, bei -50°C sogar auf 40 Hz [2].

Die zweite beeinflussende Größe ist die Overvoltage U_{over} . Ein extern anliegendes Feld reduziert die Bindung der Elektronen an das Kristallgitter und es wird leichter, sie durch thermische Bewegungen herauszulösen. Allerdings steigen die PDE und der Gain mit der Overvoltage an, so dass trotzdem eine relativ hohe Overvoltage bevorzugt wird. Die Gewichtung von U_{over} auf die Dunkelrate ist ebenfalls temperaturabhängig und kann bei geringen Temperaturen ($\sim -30^{\circ}\text{C}$) vernachlässigt werden [2].

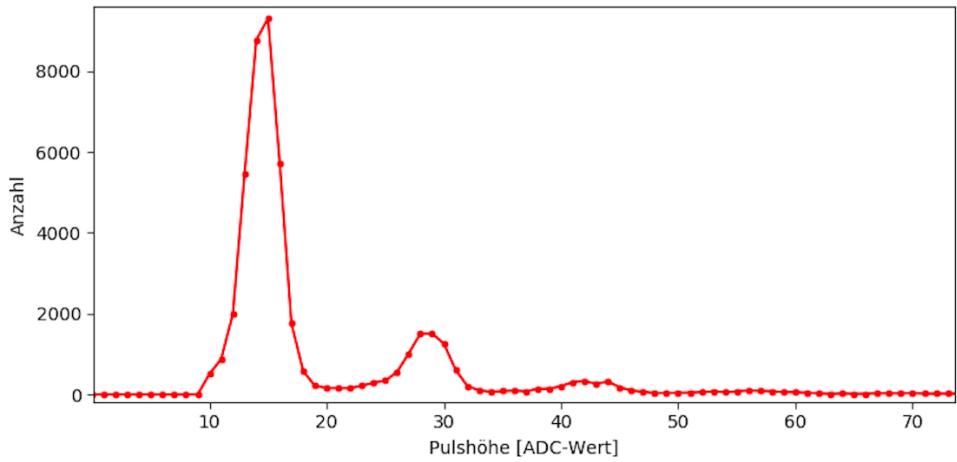


Abbildung 3.7.: Verteilung der Peakhöhen bei Messen des Dunkelspektrums
Trotz kompletter Dunkelheit: die Anzahl der mehr-p.e.-Pulse ist recht groß

3.5. Crosstalk

Eine weitere unerwünschte Eigenschaft von SiPMs ist der optische Crosstalk. Bei Untersuchung der Peakhöhenverteilung im Dunkelspektrum (vgl. Abbildung 3.7, eigene Messung) fällt auf, dass die Wahrscheinlichkeit bereits für 2-p.e.-Peaks ungewöhnlich hoch ist. Statistisch betrachtet ist es sehr unwahrscheinlich, dass in zwei oder gar mehr Dioden gleichzeitig ein thermisches Elektron herausgelöst wird. Optischer Crosstalk kann dieses Phänomen erklären:

Wird in einer Zelle eine Avalanche ausgelöst kann es passieren, dass Elektronen mit Löchern rekombinieren und Photonen im Nahinfrarot (NIR) erzeugen. Diese Photonen können in Silizium relativ weite Strecken zurücklegen und in benachbarten Pixeln e^-h^+ -Paare erzeugen, die ebenfalls Avalanches auslösen. Die sekundären Avalanches treten dabei so kurz nach der ersten auf, dass sie innerhalb der Zeitauflösung gleichzeitig registriert werden. Dieser Prozess kann auch auf weitere Zellen übergehen, so dass auch wesentlich höhere n-p.e.-Peaks möglich sind. Typischerweise werden pro e^-h^+ -Paar $2 \cdot 10^{-5}$ NIR-Photonen erzeugt [5], daher ist die Crosstalkwahrscheinlichkeit proportional zum Gain, bzw. zu U_{over} .

Es ist möglich den Crosstalk durch photonenabsorbierende Schichten, Trenches genannt, zwischen den Zellen zu reduzieren, jedoch nicht vollständig zu eliminieren. Da davon ausgegangen werden kann, dass jedes Signal oberhalb der 1-p.e.-Peaks Crosstalk ist, ist die Crosstalkwahrscheinlichkeit $P_C = 1 - P(1)$, wobei $P(1)$ die Wahrscheinlichkeit für den 1-p.e.-Peak ist.

3.6. Afterpuls

Da die Kristallstruktur Unregelmäßigkeiten, Gitterdefekte genannt, besitzt, ist es möglich, dass während einer Avalanche ein Elektron in dem veränderten Potential eines solchen Gitterdefekt temporär eingefangen wird und später ebenfalls eine Ladungslawine, die Afterpuls genannt wird, auslöst. Der Zustand eines Elektrons in einem Gitterdefekt besitzt je nach Typ des Defekts eine mittlere Lebensdauer, die im Bereich von wenigen Nanosekunden bis zu einigen Mikrosekunden liegen kann. Allgemein ist die mittlere Lebensdauer umgekehrt proportional zur Temperatur, da mit steigender Temperatur sich die Teilchenbewegungen erhöhen und die Elektronen leichter aus einem Gitterdefekt herausgelöst werden.

Das Elektron wird abhängig von der bereits am Kondensator anliegenden Spannung wieder beschleunigt. Entsprechend sind die Peakhöhen der Afterpulses auch abhängig von der Ladung des Kondensators. Wird das Elektron bereits herausgelöst, bevor die Spannung über die Durchbruchspannung angestiegen ist, kommt es zu keinem Afterpuls.

Die Wahrscheinlichkeit eines Afterpulses steigt zum Einen mit einer erhöhten Anzahl an Gitterdefekten und zum Anderen mit einer steigender Overvoltage. Wird der Gain und somit die Anzahl der Elektronen erhöht, erhöht sich auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron auf einen Gitterdefekt trifft. Für die in dieser Arbeit verwendeten SiPMs liegt die Afterpulswahrscheinlichkeit bei der angelegten Spannung bei 5% [7].

4. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird kurz der Messaufbau, sowie die verwendete Elektronik und das Aufnahme- und Auswerteprogramm und beschrieben.

4.1. Spektrumkarte und Datenanalyse

Für die Aufnahme der Daten wird eine DAQ-Karte der Firma „Spektrum Instrumentation“ vom Typ M4i.2212-x8 verwendet. Sie ermöglicht ein 8-bit Sampling in den Bereichen ± 40 V, ± 100 V, ± 200 V und ± 500 V an bis zu vier Kanälen mit einer Frequenz von 1.25 GHz, was einem Sampling von 800 ps entspricht [10]. Für die Datenaufnahme in dieser Arbeit werden nur zwei Kanäle benötigt. Eine Messreihe besteht aus mehreren Binär-Dateien, die 2 GS, bzw. 1.72 s lang sind. Dies entspricht einer Datenrate von 2.35 GB/s.

Für das Auswerten der Daten wird ein bereits vorhandenes Python-Programm zur Stromkorrelation des Autors Peter Deiml verwendet und angepasst.

Zunächst werden die Signale aus den Kanälen als Vektoren betrachtet. Um Rauschen in der Baseline und Teile des Afterpulsing herauszunehmen, werden alle Werte unterhalb einer gewissen Grenze (Threshold) auf 0 gesetzt. Dabei wird die Grenze so gewählt, dass das Rauschen gerade so noch abgeschnitten wird, damit die Pulse in ihrer maximalen Breite zum Signal beitragen können.

Um den Wert der $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion zu bestimmen, werden die Vektoren um τ zueinander verschoben und die Produkte der sich nun entsprechenden ADC-Werte aufsummiert. Abbildung 4.1 zeigt schematisch diesen Prozess. Anschließend wird die Funktion durch das Mittel der Summen normiert. Die Verluste an den Rändern der Vektoren, die keine entsprechenden Werte mehr haben, sind dabei vernachlässigbar. Die maximale Verschiebung, die in dieser Arbeit betrachtet wurde, liegt bei 1500 Bins, während die Länge eines solchen Vektors bei 10^5 liegt.

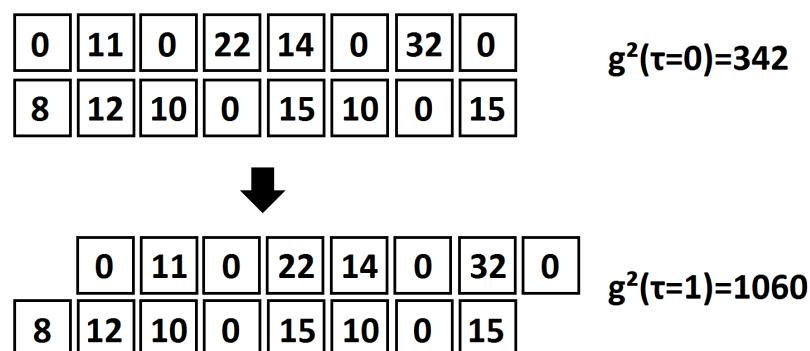


Abbildung 4.1.: Darstellung des Verschiebungsprozesses bei der Stromkorrelation, $g^{(2)}$ hier noch unnormiert, Verluste an den Rändern sind vernachlässigbar

4.2. Silizium Photomultiplier

Für den Photonennachweis werden SiPMs der J-Series der Firma „ON Semiconductor“ verwendet (vgl. Abbildung 3.1). Die Funktionsweise wurde bereits in Kapitel 3 behandelt. Die 6 mm x 6 mm großen Detektoren sind auf einer gedruckten Leiterplatte aufgebracht, die ein einfaches Auslesen ermöglicht. Die Platte besitzt drei weibliche SMA-Anschlüsse, einen für die anzulegende Spannung und jeweils einen für den standard Output und den schnellen Output, wovon bei den Messungen nur der Schnelle verwendet wird.

Um die Dunkelrate möglichst klein zu halten ist eine geringe Temperatur von Nöten. Deshalb ist die Leiterplatte auf einen auf ein Peltierelement geklebten Kupferblock montiert, der seinerseits auf einem Lüfter befestigt ist. Das Peltierelement wird durch einen Temperaturregler kontrolliert, der die Temperatur im Kupferblock mit einem NTC-Sensor misst. Um Tauwasser zu vermeiden kann aufgrund der hohen Luftfeuchtigkeit im Labor die Temperatur nur auf 15°C gekühlt werden, da sich sonst Tauwasser bildet.

Zuletzt wird ein Aluminiumgehäuse mit Löchern für die Kabel und das Signallicht angeschraubt, um Streulicht zu reduzieren. Abbildung 4.2 zeigt den SiPM mit diesem Aufbau.

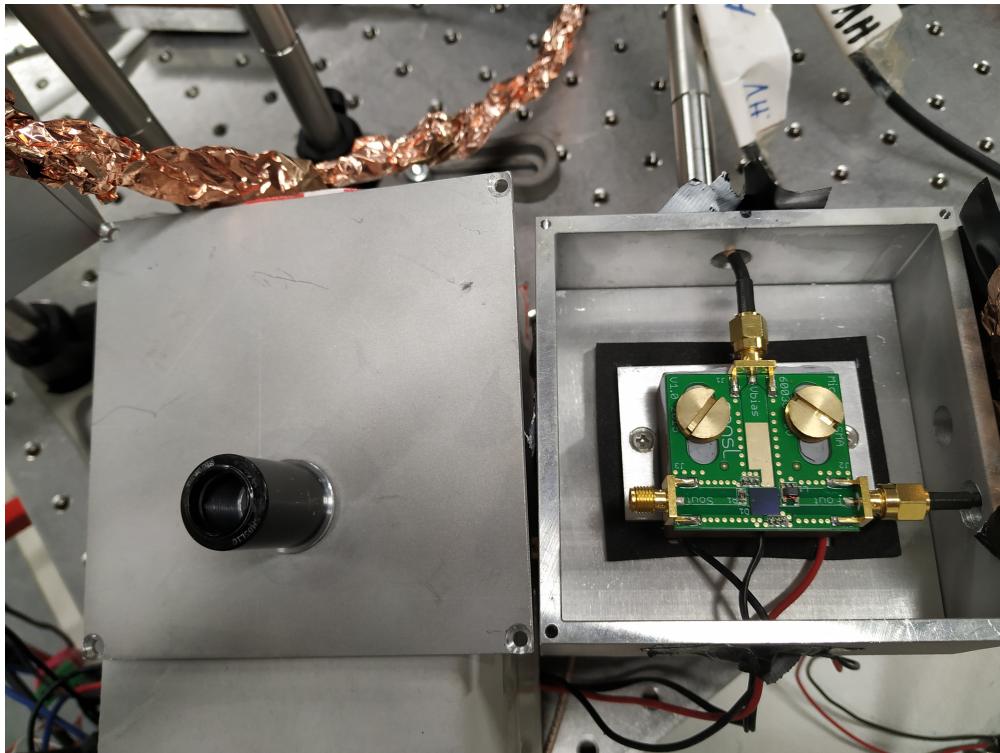


Abbildung 4.2.: Photo eines SiPMs auf der Kühlvorrichtung mit dem Aluminiumgehäuse daneben

4.3. Messaufbau

Im Folgenden wird der Aufbau zum Messen der zeitlichen Korrelationsfunktion beschrieben. Abbildung 4.3 zeigt den kompletten Aufbau inklusive Verstärkerschaltung von oben, Abbildung 4.4 zeigt genauer den Aufbau der Detektoren.

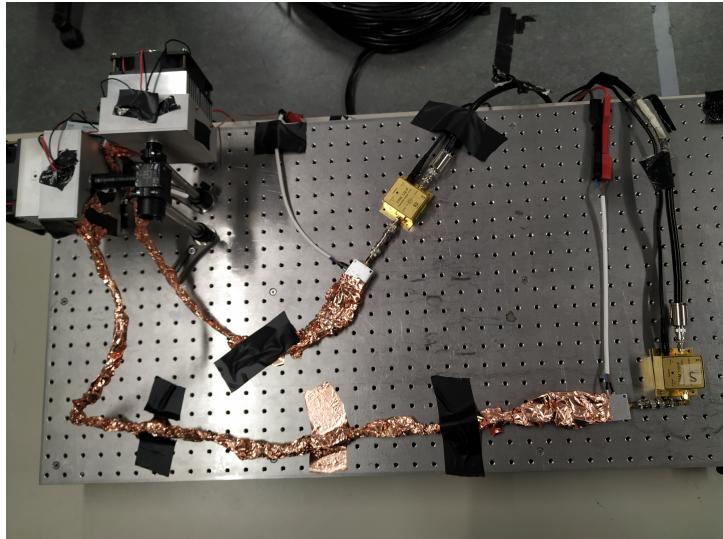


Abbildung 4.3:

Kompletter Messaufbau, links oben im Bild die beiden Detektoren in den Metallgehäusen von denen jeweils ein mit Kupferklebeband isoliertes Kabel zu einem Bandpassfilter (ebenfalls isoliert) vor zwei Verstärker (weißer und goldener Quader, Gesamtverstärkung x 250) führen

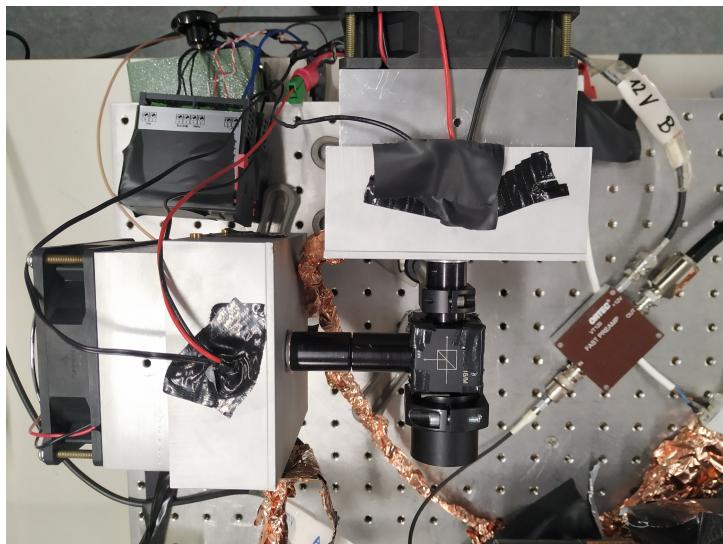


Abbildung 4.4:

Genauere Betrachtung der Detektoren und dem Beamsplitter, Licht wird von unten im Bild eingestrahlt.

Als Lichtquellen dienen ein gepulster Laser und eine Quecksilberdampf-Lampe. Da die Kohärenzzelle sonst zu klein wäre, wird an der Hg-Lampe zusätzlich ein Pinhole mit dem Durchmesser $D_P = 75 \mu\text{m}$ angebracht. Das simuliert eine kleine Lichtquelle und führt zu einer Kohärenzzelle in der Größenordnung der Detektoren. Da in unseren Messungen die zeitliche Korrelationsfunktion gemessen wird, wird ein Beamsplitter verwendet, sodass beide Detektoren am effektiv gleichen Ort sind. Die Detektoren werden mit einer Spannung von 30 V betrieben, was bei einer Temperatur von 15°C zu einer Overvoltage $U_{\text{over}} = (5.63 \pm 0.25) \text{ V}$ führt. Für den Vergleich mit den Herstellerangaben werden daher die Angaben mit einer Overvoltage von 6 V herangezogen.

Vor dem Beamsplitter wird ein weiteres Pinhole mit dem Durchmesser $d = 4 \text{ mm}$ eingebaut, das dafür sorgt, dass nur innerhalb einer Kohärenzzelle gemessen wird.

Der Abstand der beiden Pinholes bei der Hg-Messung beträgt $L = 1.35$ m. Somit lässt sich die Kohärenzzelle mithilfe der Gleichung 2.12 berechnen zu

$$G = \frac{1.22\lambda r}{2a} = 1.22 \cdot \frac{\lambda L}{D_P} = 1.22 \cdot \frac{1.35 \text{ m} \cdot 546 \text{ nm}}{75 \mu\text{m}} = 12.0 \text{ mm} \quad (4.1)$$

Die Kohärenzzelle ist also deutlich größer als das zweite Pinhole. Betrachtet man den Verlauf der $g^{(2)}$ -Funktion so wird klar, dass die Kohärenz zu den Rändern der Zelle stark abnimmt. Verglichen mit dem Zentrum ist der Wert der $g^{(2)}$ -Funktion von 2 zu den Rändern des Pinholes auf 1.65 gesunken. Der Verlustfaktor lässt sich numerisch mit einer Monte-Carlo-Simulation berechnen, die von Peter Deiml und Adrian Zink geschrieben wurde. Mit den Parametern $L = 1.35$ m, $\lambda = 546$ nm und den Pinhole-Größen $D_P = 75 \mu\text{m}$ und $d = 4$ mm ergibt sich eine Verringerung des Signals um 9.54%. Ein geringeres Abfallen der $g^{(2)}$ -Funktion kann durch eine Verkleinerung eines der beiden Pinholes erreicht werden, jedoch würde die Photonenrate ebenfalls sinken, so dass eine Zwischenlösung gefunden werden musste.

Bei der Messung mit der Hg-Lampe wird ebenfalls vor den Beamsplitter ein optischer Filter mit Schwerpunktswellenlänge $\lambda_0 = 540$ nm und einer FWHM von 10 nm eingebaut. Dieser filtert alle Emissionslinien des Hg-Spektrums bis auf die intensivste Linie mit $\lambda = 546$ nm. Der Filter ist notwendig, da jede Emissionsline zwar mit sich selbst korreliert und Bunching erzeugt, aber für alle anderen als Hintergrundrauschen wirkt [1].

Die erzeugten Photonenpeaks der SiPMs sind zu klein, um direkt von der Spektrumkarte gemessen werden zu können. Deshalb wird das Signal durch jeweils zwei Verstärker um den Faktor 250 verstärkt.

Da das Korrelationssignal so klein ist, können hochfrequente Schwingungen das Signal leicht stören. Es handelt sich dabei meist um Mobilfunkfrequenzen, was bedeutet, dass sie zeitlich variabel sind, und sich somit nicht als Systematik des Aufbaus herausrechnen lassen können. Um eine bessere Isolation zu erhalten, werden die Kabel mit Kupferklebeband umwickelt. Außerdem werden Bandpassfilter vor die Verstärker gebaut, die Frequenzen oberhalb von 300 MHz unterdrücken.

Um das Signal besser von einem möglichen Crosstalk der Spektrumkarte in der Region um $\tau = 0$ zu unterscheiden, wird die Signalübertragung eines Detektors durch ein längeres Kabel verzögert, so dass der Korrelationspeak zu einer Zeitdifferenz von ungefähr 80 ns zu erwarten ist.

5. Messung und Datenauswertung

5.1. Gepulster Laser

Zunächst ist es von Interesse, die Zeitauflösung des Gesamtsystems zu bestimmen. Dazu wird ein gepulster Laser mit einer FWHM von 40 ps und einer Pulsrate von 1 MHz verwendet [17]. Ein gepulster Laser erzeugt künstlich ein sehr starkes Korrelationssignal, da durch die hohe Photonenrate in beiden Detektoren sicher während des Pulses Photonen registriert werden. Bei einem Messbereich von ± 100 mV wurde der Threshold auf 10 gesetzt, um definiv sämtliches Rauschen auszuschließen. Der maximale Wert der $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion von 2 für thermisches Licht kann dabei weit überschritten werden, weswegen es sinnvoller ist, den Verlauf der unnormierten, absoluten Zahlen der Stromkorrelation zu betrachten, der als $G^{(2)}$ -Funktion bezeichnet wird.

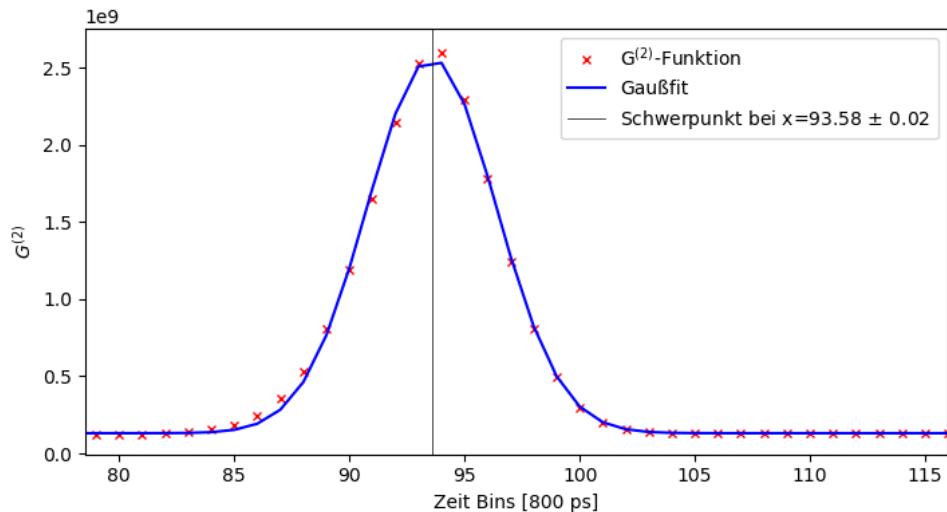


Abbildung 5.1.: Nicht normierte Korrelationsfunktion der gepulsten Laser-Messung mit Gaußfit zur Bestimmung der Zeitauflösung des Systems, Schwerpunkt des Peaks wurde durch ein langes Kabel verschoben

Abbildung 5.1 zeigt den Korrelationspeak einer 1.7 s langen Messung mit einem Gaußfit um den Schwerpunkt μ , sowie der Standardabweichung σ zu bestimmen.

$$f(x) = A \cdot \exp \left(\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2} \right) + c \quad (5.1)$$

Durch die eingebaute Kabelverzögerung ist der Peak bei ungefähr $\mu = 80$ ns zu erwarten. Da mit der Stromkorrelation ein Photonpeak in seiner vollen Breite zur $g^{(2)}$ -Funktion beiträgt, ist σ nicht direkt die Zeitaufösung des Systems.

Die folgende Rechnung ist angelehnt an die in der Bachelor-Arbeit von Frederik Wohlleben [3]:

Die Peakformen der SiPMs werden als Gaußkurven mit gleichen Standardabweichungen $\sigma_{\text{SiPM}} = \sigma_{\text{SiPM}_1} = \sigma_{\text{SiPM}_2}$ genähert. Laut dem Datenblatt der SiPMs beträgt die FWHM Pulsbreite = 3 ns [7]. Mit $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln(2)} \cdot \sigma$ ergibt sich für die Standardabweichung $\sigma_{\text{SiPM}} = 1.27$ ns.

Da bereits die Signale der Detektoren eine gewisse Breite haben, wird selbst bei perfekter Zeitaufösung die resultierende $g^{(2)}$ -Funktion keinen scharfen Peak besitzen. Zusätzlich bewirkt elektronisches Jitter eine weitere Abweichung σ_{Jitter} in beiden Kanälen. Die nun gemessene Standardabweichung σ berechnet sich aus diesen Standardabweichungen folgendermaßen:

$$\sigma = \sqrt{2 \cdot \sigma_{\text{SiPM}}^2 + 2 \cdot \sigma_{\text{Jitter}}^2} \quad (5.2)$$

Die Zeitaufösung σ_t des kompletten Systems, also SiPMs, Bandpassfilter, Verstärker und Spektrumkarte, der Stromkorrelation ist also

$$\sigma_t = \sqrt{2} \cdot \sigma_{\text{Jitter}} = \sqrt{\sigma^2 - 2 \cdot \sigma_{\text{SiPM}}^2} \quad (5.3)$$

Aus dem Fit ergeben sich folgende Fitparameter:

$$A = (243 \pm 1) \cdot 10^7 \quad (5.4)$$

$$\mu = 93.577 \pm 0.019 \hat{=} (74.861 \pm 0.015) \text{ ns} \quad (5.5)$$

$$\sigma = 2.794 \pm 0.013 \hat{=} (2.235 \pm 0.010) \text{ ns} \Rightarrow \sigma_t = (1.330 \pm 0.016) \text{ ns} \quad (5.6)$$

Betrachtet man die $g^{(2)}$ -Funktion für größere Zeitdifferenzen erkennt man, dass nach dem erwarteten Korrelationspeak ein weiterer, kleinerer Peak mit einer größeren Breite auftritt. Abbildung 5.2 zeigt eine Vergrößerung dieses zweiten Peaks.

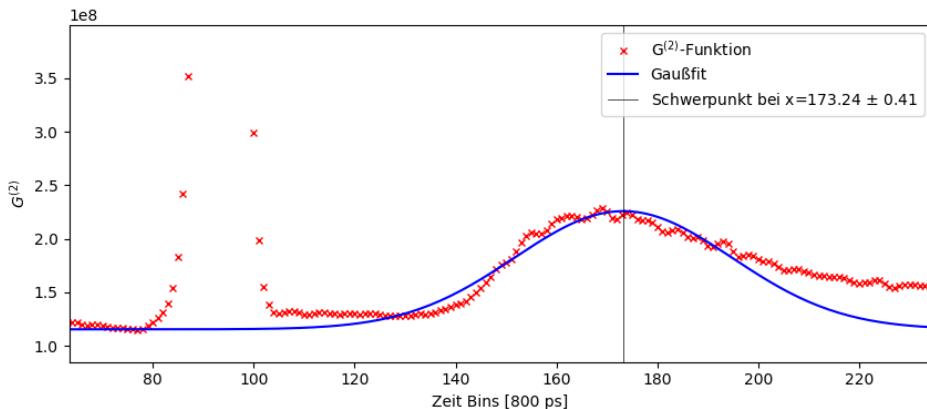


Abbildung 5.2.: Zoom an den kleinen Peak kurz nach dem großen Korrelationspeak mit Gaußfit

Aufgrund der großen Zeitdifferenz $\Delta\tau \approx 55$ ns lässt sich schließen, dass es sich hierbei vermutlich um Korrelationen mit dem Afterpulsing handelt. Die Form des Peaks ähnelt in ihrer ersten Hälfte einem schwächer werdenden exponentiellen Anstieg, der mit einem exponentiellen Zerfall in der zweiten Hälfte überlagert wird. Der Abfall lässt sich durch die Lebensdauer der Elektronen im Gitterdefekt erklären. Um die Höhe des Peaks zu bestimmen wird aber dennoch ein Gaußfit durchgeführt, der folgenden Wert ergibt:

$$A_k = (110 \pm 4) \cdot 10^6 \quad (5.7)$$

Unter Berücksichtigung der Verluste durch den nicht idealen Gaußfit stimmt die Afterpulswahrscheinlichkeit $P_{\text{Afterpulsing}} = \frac{A_k}{A} = 4.5\%$ gut mit der Herstellerangabe bei $U_{\text{over}} = 6$ V von 5% überein.

Für noch größere τ sind Korrelationen der Pulse untereinander erkennbar. Mit einer Pulsrate von 1 MHz und der Samplingrate von 1.25 GHz sind diese Peaks um ganzzahlige Vielfache von 1250 Bins bezüglich des Hauptpeaks verschoben. Abbildung 5.3 zeigt diesen Verschub.

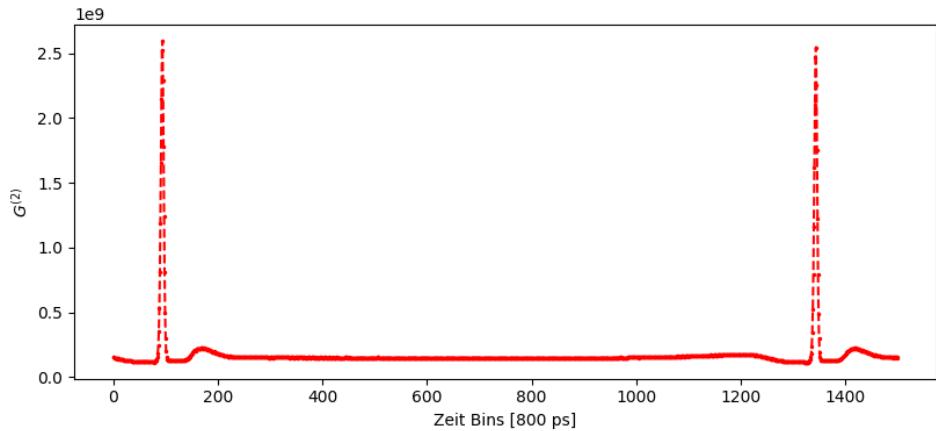


Abbildung 5.3.: zweiter starker Korrelationspeak bei einem Verschub um 1250 Bins bezüglich des Ersten.

Vor dem zweiten großen Peak lässt sich schwach eine weitere, noch breitere Erhöhung ausmachen. Diese ist demnach die Korrelation der Afterpulse des ersten Peaks mit dem zweiten Peak.

Um die Hauptpeaks herum ist das Niveau geringer als im Rest der $G^{(2)}$ -Funktion. Die Erklärung dafür ist erkennbar, wenn man sich den Signalverlauf eines Photonenpulses ansieht (vgl. Abbildung 3.4). Aufgrund der Verstärkung erhalten die Pulse ein negatives Nachschwingen. Der Threshold sorgt dann dafür, dass der ADC-Wert immer nach einem registrierten Laserpuls für die Dauer des Nachschwingens 0 ist. Somit ist die Korrelation für Zeitdifferenzen um die Kabelverzögerung geringer als im Rest der $G^{(2)}$ -Funktion.

Die Messung mit dem gepulsten Laser zeigt, dass grundsätzlich eine Korrelationsmessung mit den SiPMs möglich ist, sei es auch mit einer sehr stark korrelierten Lichtquelle.

5.2. Quecksilberdampflampe

Im Folgenden wird die $g^{(2)}$ -Funktion für eine Quecksilberdampf-Lampe ermittelt. Um ein statistisch signifikantes Ergebnis zu erhalten, wird eine Messdauer von 30 Minuten gewählt. Das Rauschen der Baseline wurde genauer betrachtet, was ergab, dass ein Herabsetzen des Thresholdes auf 7 möglich ist um sämtliches Rauschen auszuschließen.

Zunächst ist es von Interesse, die gemessenen Photonenraten an den Detektoren zu bestimmen. Das kleine Pinhole vor der Hg-Lampe und das zweite Pinhole vor dem Beamsplitter sorgen dafür, dass die von den Detektoren gemessene Raten im Mittel bei $R_{\text{ges},1} = 6.07 \text{ MHz}$ und $R_{\text{ges},2} = 4.68 \text{ MHz}$ liegen. Um die reine Photonenrate zu bestimmen, wurden die mittleren Raten einer einminütigen Dunkelmessung zur Referenz aufgenommen, die von der Gesamtrate abgezogen werden. Damit ergeben sich mittlere Photonenraten von $R_{\gamma,1} = 3.07 \text{ MHz}$ und $R_{\gamma,2} = 2.40 \text{ MHz}$. Eine mögliche Ursache für den Unterschied in den Raten könnte eine kleinere Overvoltage U_{Bias} im zweiten Detektor sein.

Wird der zeitliche Verlauf der Raten in Abbildung 5.4 betrachtet, so fällt auf, dass sowohl die Gesamtrate, als auch die Dunkelrate im ersten Detektor größer ist. Dies kann zum Einen an einer unzureichenden Lichtisolation des Metallgehäuses oder an einer geringeren PDE des zweiten Detektors liegen. Ebenfalls ist zu erkennen, dass die Raten mit einer Periode von ca. 30 s ozillieren. Dafür ist der Temperaturregler verantwortlich, der die Kühlung bei Erreichen der Zieltemperatur abschaltet und sie erst bei einer höheren Temperatur wieder einschaltet. Auf der Schwingung liegt ein Rauschen, was durch die variable Lichtintensität der Hg-Lampe zu erklären ist. Diese Abweichungen von einer konstanten Rate sollten aber keinen Einfluss auf die $g^{(2)}$ -Funktion haben, da diese auf weitaus größeren Zeitskalen passieren.

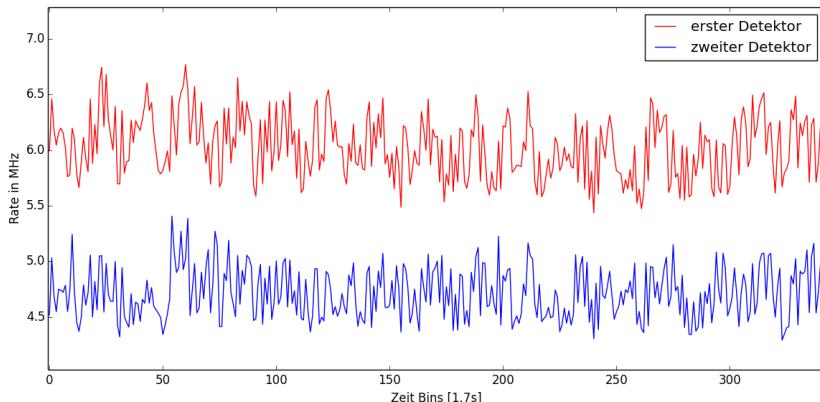


Abbildung 5.4.: Ausschnitt aus dem Verlauf der gemessenen Raten, Oszillation lässt sich durch Temperaturschwankungen der Detektoren, das Rauschen auf der Schwingung durch Schwankungen der Lichtintensität der Hg-Lampe erklären. Der zweite Detektor misst systematisch kleinere Raten.

m

Die erste Messung (vgl. Abbildung 5.5 oben) zeigt, dass die $g^{(2)}$ -Funktion für Zeitdifferenzen kleiner als 180 Bins mehreren starken, störenden Frequenzen ausgesetzt ist. Es ist zwar ein kleiner Peak für $\tau = 93$ erkennbar, jedoch kann nicht mit

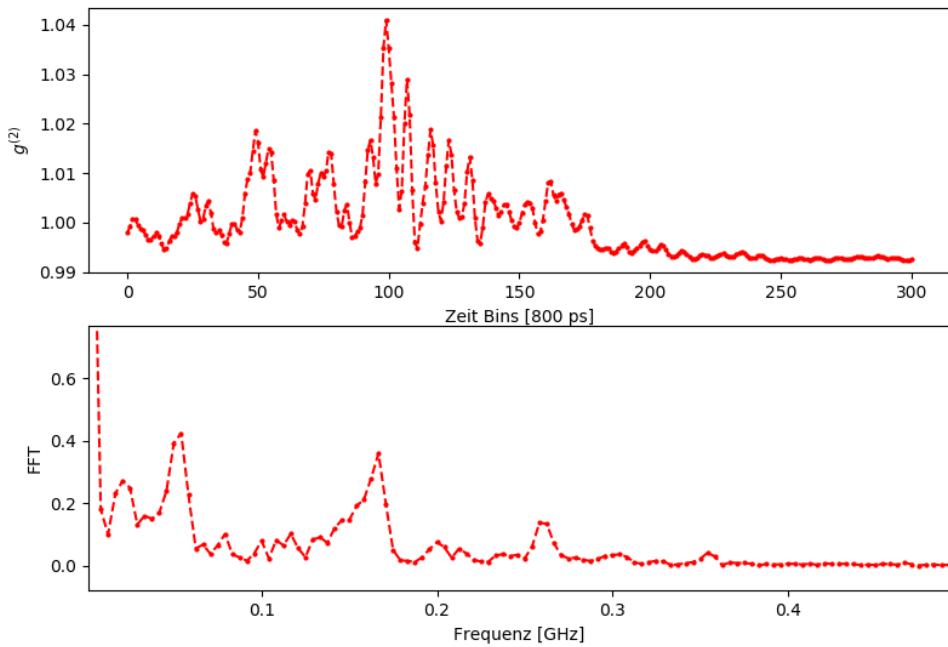


Abbildung 5.5.: oben: $g^{(2)}$ -Funktion der ersten Messung mit der Hg-Lampe, unten: Fast Fourier Transformation (FFT) der $g^{(2)}$ -Funktion

Sicherheit gesagt werden, ob es sich dabei um den Korrelationspeak der Hg-Lampe oder nur einem weiteren Wellenberg der Schwingung handelt.

Die Fast Fourier Transformation (FFT) zeigt, dass die Schwerpunkte der am stärksten beitragenden Frequenzen 22 MHz, 52 MHz, 167 MHz, 260 MHz, 304 MHz und 345 MHz sind. Die letzten beiden Frequenzen wurden bereits durch den Bandpassfilter abgeschwächt, sind aber trotzdem noch gut zu erkennen, was die Notwendigkeit der Bandpassfilter weiter unterstreicht. Dabei ist nicht klar, ob diese Frequenzen durch äußere Einflüsse oder durch Probleme am Aufbau oder der Spektrumkarte verursacht werden.

Handelt es sich bei diesen Frequenzen um eine zeitstabile Störung, so sollte es möglich sein, diese durch eine Referenzmessung, bei der kein Korrelationspeak erwartet wird, herausrechnen zu können. Als Referenzquelle wird eine LED verwendet, vor die kein Pinhole angebracht wird, so dass die Kohärenzszelle um mehrere Größenordnungen kleiner als die Detektoren ist. Außerdem ist die Bandbreite des Spektrums durch den 10-nm-Filter weitaus größer, was Interferenzeffekte noch weiter verringert, so dass keine Korrelation gemessen werden sollte.

Dafür wird eine neue Messung aufgenommen. Es werden sechs mal abwechselnd Signal und Referenz jeweils 14 Minuten gemessen, mit einer Gesamtmeessdauer von 170 Minuten. Vor das Pinhole vor der Hg-Lampe wurde ein Shutter befestigt, der bei einer Referenzmessung geschlossen ist, um die Hg-Lampe nicht auszuschalten und auf Betriebstemperatur zu halten. Die Kalibration erfolgt durch eine Subtraktion der Referenzmessung von der Signalmessung. Anschließend wird für einen besseren Vergleich die Kalibration mit 1 addiert.

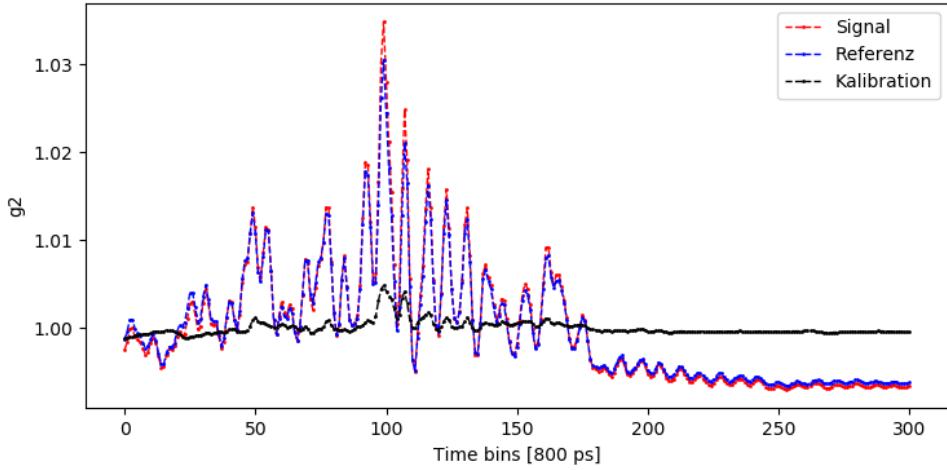


Abbildung 5.6.: Korrelationsfunktion des Signals in rot, der Referenz in blau, abgezogen voneinander als Kalibration in schwarz

Abbildung 5.6 zeigt, dass die meisten Störungen sich herausrechnen lassen, jedoch nicht alle. Von den erkennbaren Peaks, die über die größten fünf gemittelt eine Periode von 7.6 Bins besitzen, was der Frequenz 164 MHz entspricht, befindet sich keiner beim erwarteten Bin 93. Interessant ist, dass diese Peaks auch mit den Zeitdifferenzen der Peaks in der Signal und Referenzmessung übereinstimmen. Verglichen mit der Referenzmessung scheint die Messung der Hg-Lampe ein Bunching Signal zu enthalten. Jedoch sorgen äußere Einflüsse dafür, dass es nicht zu der erwarteten Zeitdifferenz auftritt, sondern mit einer Schwingung gestört und verschoben wird, so dass nicht mit Sicherheit gesagt werden kann, dass es sich um Photonbunching handelt.

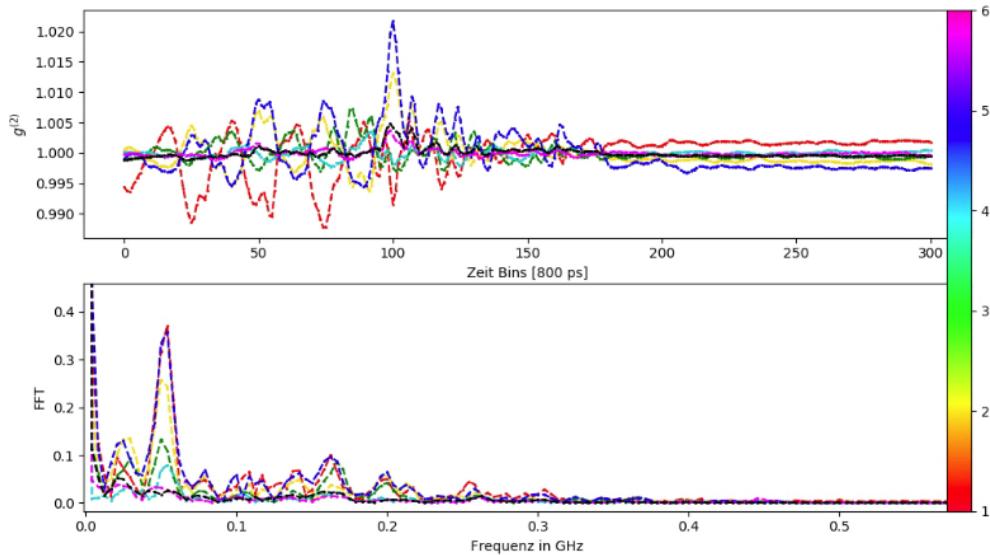


Abbildung 5.7.: oben: $g^{(2)}$ -Funktionen der einzeln kalibrierten Messblöcke, dem Farbcode folgend in aufsteigender Reihenfolge unten: die jeweils dazu gehörigen FFTs, in schwarz die Kalibration aus Abbildung 5.6

Da sich einige Frequenzen nicht herauskalibrieren lassen, ist davon auszugehen, dass diese nicht zeitstabil sind. Um den Verlauf der Änderung zu betrachten, berechnet man die $g^{(2)}$ -Funktionen der einzelnen Messblöcke und vergleicht deren FFTs miteinander.

Wie in Abbildung 5.7 zu sehen ist, variieren die Korrelationsmessungen stark. Es fällt auf, dass die 52 MHz die stärkste Frequenz sein kann und wie nahezu alle beitragenden Frequenzen in ihrer Amplitude variieren. Anhand der ersten und fünften Messung, hier in rot und blau, sieht man gut, dass der Einfluss der Störfrequenz um 180° phasenverschoben auftreten kann, so dass sie über die gesamte Messzeit betrachtet nahezu vollständig heraus gemittelt werden kann. Die sechste Messung, hier in violett, zeigt allerdings auch, dass es möglich ist, dass eine Messung wenigen Störungen ausgesetzt sein kann. Ein Bunching Peak zu der erwarteten Zeitdifferenz tritt aber auch hier nicht auf.

Um herauszufinden, welche Frequenzen bei einer Zeitmittelung über eine größere Zeit übrig bleiben, werden die letzten drei Messblöcke durch die ersten drei geteilt. Dabei werden jeweils die Signal-, Referenz-, und Kalibrationsmessungen der Hälften separat ausgewertet und anschließend dividiert, was effektiv dem Vergleich von jeweils zwei 42 Minuten langen Messungen entspricht.

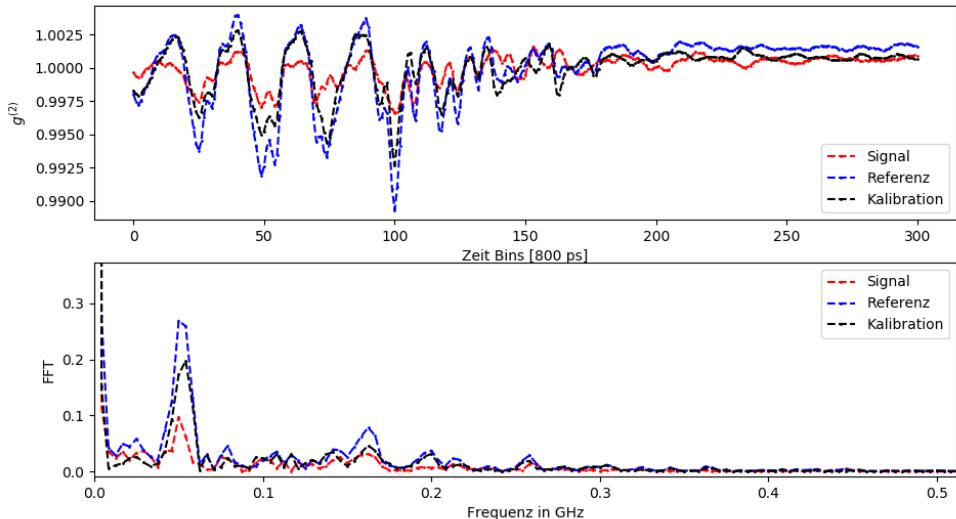


Abbildung 5.8.: oben: Änderung der Korrelationsfunktion der zweiten Hälfte der Signal-, Referenz- und Kalibrationsmessung bezüglich der ersten Hälfte, unten: Frequenzanteile, die variabel sind

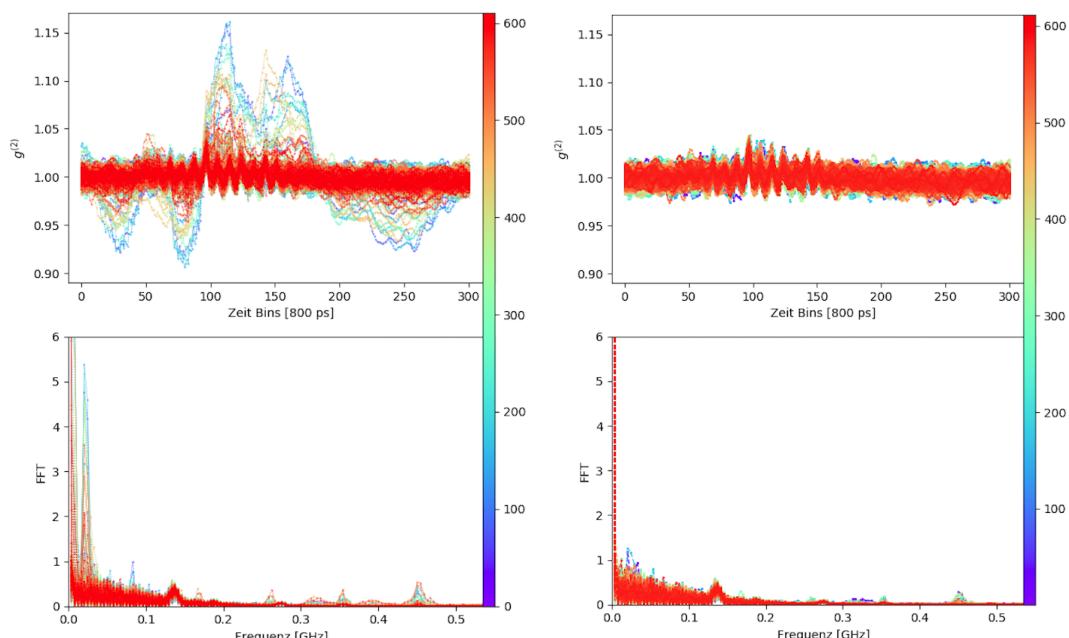
Abbildung 5.8 zeigt oben die resultierenden $g^{(2)}$ -Funktionen und unten die Frequenzen, die unterschiedlich in den zwei Messblöcken sind. Auffällig ist, dass die Frequenzen in den LED-Messungen und daraus resultierend auch in der Kalibration wesentlich stärker variieren als bei den Messungen der Hg-Lampe. Dies lässt sich nur durch zufällige, externe Störungen erklären, da das einzige, was am Aufbau während der gesamten Messdauer verändert wurde, das Ein- und Ausschalten der LED war. Die Hauptfrequenzen die übrig bleiben sind die Gleichen, die auch bei der ersten Messung vorhanden sind, wenn auch abgeschwächt. Eine mögliche Quelle der

Störfrequenzen können neben den tageszeitabhängigen Funkwellen auch elektrische Geräte aus den angrenzenden Laboren sein. Mit einer längeren Messdauer ließe sich der Einfluss der Störfrequenzen auf die kalibrierte $g^{(2)}$ -Funktion reduzieren, aber nicht vollständig eliminieren.

Für bessere Ergebnisse, müsste der Aufbau neu konzipiert werden, so dass er wesentlich besser vor externen Frequenzen abgeschirmt ist. Der Weg zwischen den SiPMs und den Verstärkeren sollte so kurz wie möglich gehalten werden, da besonders die unverstärkten Pulse der SiPMs anfällig für Störfrequenzen scheinen. Es wurde versucht, die Kabel mit noch mehr Kupferklebeband zu umwickelt, jedoch konnte keine merkliche Verbesserung der $g^{(2)}$ -Funktion festgestellt werden. Aus zeitlichen Gründen war es nicht möglich, im Rahmen dieser Arbeit den Aufbau dahingehend zu verändern.

5.3. Dunkelrate

Für eine Charakterisierung der variablen Frequenzen wird eine 17 Minuten lange Messung der Dunkelrate aufgenommen. Die Auswertung der Daten wird ebenfalls mit einem ADC-Threshold von 7 durchgeführt. Bis auf die Oszillation aufgrund der nicht konstanten Temperatur sind die Dunkelraten stabil und betragen im Mittel $R_{D1} = 3.01 \text{ MHz}$ und $R_{D2} = 2.28 \text{ MHz}$.



(a) Alle 610 Dateien, einzelne Messungen zeigen deutlich stärkere Schwingungen (b) 583 Dateien bleiben nach Verwerfen der stark fluktuierenden Dateien übrig

Abbildung 5.9.: oben: $g^{(2)}$ -Funktionen der einzelnen Dateien vor und nach dem Verwerfen der Dateien mit großen Fluktuationen, unten: zugehörige FFTs.

Um die zeitliche Entwicklung der Korrelations-Funktion zu betrachten, wird diese für jede einzelne der 610 Dateien bestimmt. Wie in Abbildung 5.9a zu erkennen ist, sind einige wenige Messungen einer deutlich stärkeren Schwingung ausgesetzt. Dabei

sind keine der betroffenen Dateien aufeinanderfolgend und sie sind über die gesamte Messdauer zufällig verteilt. Das bedeutet, dass die Änderungen der Amplitude der Störfrequenzen nicht länger als 1.7 s andauern. Um eine stabilere Messung zu erhalten, werden diese Dateien aus dem Datensatz entfernt. Da ihre Fluktuationen am größten sind, können sie durch die Berechnung der Standardabweichungen $\sigma_{g^{(2)}}$ der $g^{(2)}$ -Funktionen im Datensatz gefunden werden. Als obere Grenze für noch zulässige Dateien wird hier $\sigma_{g^{(2)}} = 0.0125$ gewählt. Diese Grenze wurde so gewählt, dass die Statistik der Gesamtmessung so hoch wie möglich bleibt, aber dennoch die meisten starken Schwingungen ausgeschlossen werden. Es wurden 27 Dateien ausgeschlossen, was einer Verringerung der effektiven Messzeit um 45 s, bzw. 4.4% entspricht. Die übrigen $g^{(2)}$ -Funktionen sind in Abbildung 5.9b zu sehen. Die Standardabweichung der Gesamtmessung verbessert sich dann von $\sigma = (4.91 \pm 0.20) \cdot 10^{-3}$ auf $\sigma = (4.25 \pm 0.17) \cdot 10^{-3}$ nach dem Schnitt. Wird diese aber mit der theoretisch zu erwartenden Standardabweichung verglichen, kann die Stärke der systematischen Korrelationen erkannt werden. Für rein zufällige Verteilungen ist eine Poisson-Statistik zu erwarten. Die theoretische Fluktuation berechnet sich dann zu [1]

$$\sigma_{g^{(2)}} = \frac{1}{\sqrt{R_1 \cdot R_2 \cdot \Delta t_{\text{Bin}} \cdot T}} = \quad (5.8)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{3.01 \text{ MHz} \cdot 2.28 \text{ MHz} \cdot 0.8 \text{ ns} \cdot 1.7 \text{ s} \cdot 583}} = 0.423 \cdot 10^{-3} \quad (5.9)$$

Die gemessene Standardabweichung nach dem Schnitt ist also um eine Größenordnung höher als der theoretische Wert, was bedeutet, dass die systematische Schwingung auf der Messung gegenüber den statistischen Fluktuationen dominiert. Vergleicht man die beiden FFTs der Abbildung 5.9, so fällt auf, dass die 52 MHz, die in der Hg-Messung am stärksten waren, kaum auftreten. Die Frequenzen mit der stärksten Amplitude liegen im Bereich von 22 MHz und lassen sich durch den Schnitt bei den Standardabweichungen größtenteils herauskorrigieren. Die kurze Dauer und das zufällige Auftreten der 22 MHz unterstützen die Hypothese, dass einige der Störfrequenzen, die in der FFT der Abbildung 5.8 sichtbar sind, durch das Einschalten von elektrischen Geräten in den Nachbarlaboren entstehen.

Der zweite Frequenzpeak, der erkennbar ist, liegt bei 135 MHz. Dieser scheint wie auch die restlichen Frequenzen über die 17 Minuten der Messung stabil zu sein und entfällt bei einer Kalibrierung nahezu vollständig. Wie zeitstabil die Messung tatsächlich ist, kann analog zur Hg-Messung durch eine Division der zweiten Messhälfte durch die Erste bestimmt werden. Ein Vergleich der Standardabweichung der resultierenden $g^{(2)}$ -Funktion mit der Theoretischen kann ein Maß für die Zeitstabilität sein. Da hier zwei Verteilungen mit nahezu gleicher Statistik in diese $g^{(2)}$ -Funktion einfließen, kommt für die Berechnung der theoretischen Standardabweichung im Vergleich zur Gleichung 5.8 ein Faktor $\sqrt{2}$ hinzu.

$$\sigma_{g^{(2)}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3.01 \text{ MHz} \cdot 2.28 \text{ MHz} \cdot 0.8 \text{ ns} \cdot 1.7 \text{ s} \cdot 219}} = 0.846 \cdot 10^{-3} \quad (5.10)$$

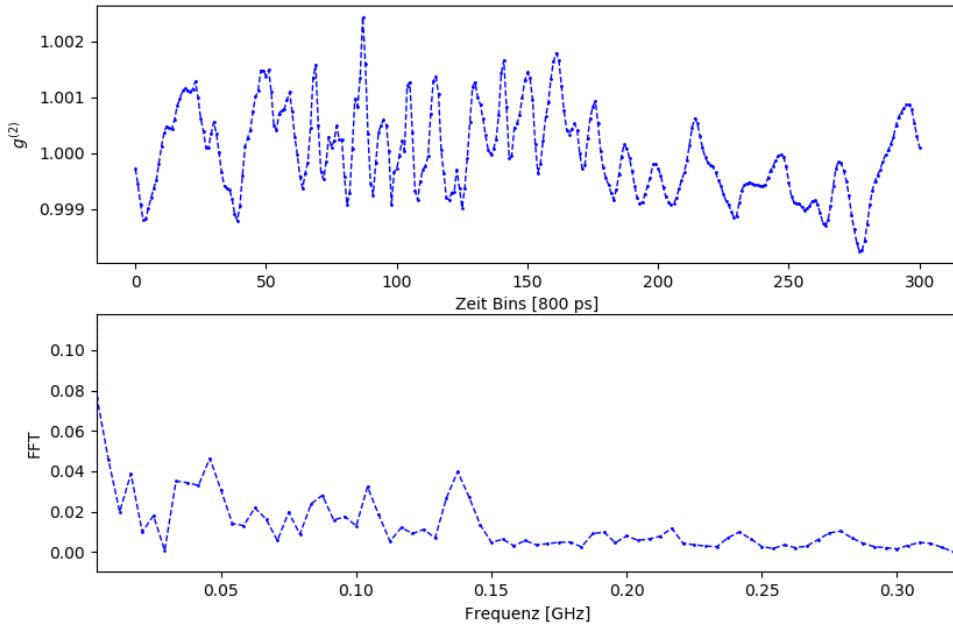


Abbildung 5.10.: Division der zweiten Hälfte der Dunkelmessung durch die Erste, Standardabweichung ist kleiner als Theoriewert

Die aus der resultierenden $g^{(2)}$ -Funktion berechnete Standardabweichung liegt bei $\sigma_{g^{(2)}} = (0.774 \pm 0.032) \cdot 10^{-3}$. Das überrascht zunächst, da der Theoriewert nicht einmal im 2σ -Intervall oberhalb davon liegt. Es ist auch aus der FFT zu erwarten, dass aufgrund der vorhandenen Schwingungen $\sigma_{g^{(2)}}$ größer als die Standardabweichung einer Poisson-Verteilung ist.

Die Ursache dafür liegt in den Raten bei der Berechnung des Theoriewertes. Aufgrund der Mittelung der Raten ist der Theoriewert nur eine Obergrenze auf die tatsächliche Standardabweichung. Es kann gezeigt werden, dass bei einer gegebenen mittleren Rate \bar{R} in beiden Detektoren das größte $\sigma_{g^{(2)}}$ genau dann erzielt wird, wenn die Raten konstant sind.

Unter dieser Berücksichtigung scheint die gemessene Standardabweichung realistisch. Eine Verlängerung der Messzeit könnte besser zeigen, wie stabil diese Frequenzen sind und ob es noch weitere zeitlich variable Störfrequenzen im Dunkelspektrum geben kann.

6. Fazit und Ausblick

Die Messung mit dem gepulsten Laser zeigt, dass Silizium Photomultiplier in der Intensitätsinterferometrie im Prinzip verwendet werden können, um einen Peak zu einer erwarteten Zeitdifferenz zu messen. Vergleicht man allerdings die Ergebnisse der anderen Messungen mit einer Messung der Hg-Lampe mit PMTs wird klar, dass der Aufbau starken Störungen unterliegt. Um eine $g^{(2)}$ -Funktion frei von diesen Störungen zu erhalten, muss der Aufbau weiter optimiert werden.

Zunächst muss das Verhältnis zwischen Signal- und Dunkelrate verbessert werden, da mit steigender Dunkelrate die Höhe des erwarteten Bunchingpeaks sinkt, und die Messdauer, die notwendig ist, um ein signifikantes Ergebnis zu erhalten, steigt. Dieses Problem kann durch eine stärkere Abkühlung der Detektoren gelöst werden. Im Labor konnte die Temperatur nicht kleiner als 15°C eingestellt werden, da sich sonst sofort Tauwasser auf den Detektoren bildete. Mit einer Vorrichtung, die Tauwasser- oder Eisbildung auf den Detektoren verhindert, ohne große Einbußen bei der PDE zu haben, ist es möglich, auf Temperaturen weit unter 0°C zu kommen und damit auf Dunkelraten von einigen kHz.

Ein weiteres Problem waren die zeitlich instabilen Störfrequenzen. Da die Photonenpulse der SiPMs so klein sind, sind sie besonders anfällig gegenüber externen Frequenzen. Der Messaufbau sollte dahingehend optimiert werden, dass die Kabel, die die unverstärkten Signale transportieren, zum Einen möglichst gut isoliert, und zum Anderen so kurz wie möglich gehalten werden. Sollten dann dennoch Frequenzen in der $g^{(2)}$ -Funktion enthalten sein, oder der erwartete Korrelationspeak sehr klein sein, so ist eine Referenzmessung hilfreich, um die Systematiken herauszukalibrieren. Da es möglich ist, dass diese Systematiken nicht zeitstabil sind, wären abwechselnde Messungen von Signal und Referenz in kurzen Zeitabständen nötig. Ein Aufbau mit rotierenden Polarisationsfiltern könnte eine mögliche Lösung darstellen. Außerdem können Dateien, die verglichen mit dem Rest der Messung eine große Standardabweichung besitzen, verworfen werden, um so die Fluktuation der resultierenden $g^{(2)}$ -Funktion zu verringern.

Sind diese Probleme beseitigt lohnt es sich einen Vergleich mit den etablierten PMTs zu machen, denn die hohe PDE und Ratenverträglichkeit sprechen eigentlich für den SiPM als Alternative zu den PMTs. Solange diese Fragen aber noch nicht geklärt sind, kann keine klare Aussage darüber getroffen werden, ob die SiPMs in der Intensitätsinterferometrie geeignet, ungeeignet oder nur bedingt geeignet sind.

A. Literatur

- [1] Andreas Zmija, „*Design and characterization of an intensity interferometer with thermal light sources*“, MA thesis. Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, 2018
- [2] Judith Schneider, „*Charakterisierung von Siliziumphotomultipliern*“, BA thesis. Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, 2015
- [3] Frederik Wohlleben, „*Comparison of Peak Finding and Current Correlation for Intensity Interferometry*“ BA thesis. Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg, 2019
- [4] Dainis Dravins „*Intensity interferometry: Optical imaging with kilometer baselines*“ <https://arxiv.org/pdf/1607.03490.pdf>, abgerufen am 26.09.19
- [5] Introduction to SiPM technical note <https://www.sensl.com/downloads/ds/TN%20-%20Intro%20to%20SPM%20Tech.pdf>, abgerufen am 23.09.19
- [6] Fortgeschrittenen Praktikumsversuch: Photonenstatistik <http://www.fp.fkp.uni-erlangen.de/fortgeschrittenenpraktikum/versuchsangebot-fuer-bsclanf/BSc-Versuchsanleitungen/B45.pdf>, abgerufen am 25.09.19
- [7] Datenblatt der SiPMs von SensL, J-Series <https://sensl.com/downloads/ds/DS-MicroJseries.pdf>, abgerufen am 26.09.19
- [8] Reference Designs for the TSV (J-Series) SMA and SMTPA SiPM Evaluation Boards <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/AND9808-D.PDF>, abgerufen am 12.10.19
- [9] Spektrum einer Hg-Dampf-Lampe <http://www.lamptech.co.uk/Documents/M9%20MB.htm>, abgerufen am 23.09.2019
- [10] Spectrum Instrumentation GmbH. M4i.22xx-x8 - 8 bit digitizer Datenblatt https://spectrum-instrumentation.com/sites/default/files/download/m4i22_datasheet_english.pdf, abgerufen am 25.09.19
- [11] Impact of Surface Condition on the Sensitivity of the Molded Leadframe Package (MLP/SMT) SiPM Sensors <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/AND9779-D.PDF>, abgerufen 01.10.19
- [12] Leonard (1927-2001). Mandel and Emil Wolf. Optical coherence and quantum optics. Cambridge University Press, 1995, pp. 188–193.

- [13] Mark Fox. Quantum optics: an introduction. Oxford University Press, 2007, pp. 115–117
- [14] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss. „*A test of a new type of stellar interferometer on Sirius*“ In Nature, November 1956 <https://www.nature.com/articles/1781046a0.pdf>
- [15] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss. „*Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light*“ In Nature, January 1956 <https://www.nature.com/articles/177027a0.pdf>
- [16] M.L. Knoetig et al „*FACT - Long-term stability and observations during strong Moon light*“ <https://arxiv.org/pdf/1307.6116.pdf>, abgerufen am 10.10.19
- [17] Advanced Laser Diode Systems A.L.S. GmbH. Picoseond Diode Laser - PiLas Handbuch. 2015.
- [18] Illustrationen zur Dotierung <https://de.wikipedia.org/wiki/Dotierung>, abgerufen am 15.10.19
- [19] Illustration zum Avalanche-Effekt https://commons.wikimedia.org/wiki/File:APD3_German.png, abgerufen am 15.10.19

Danksagungen

Zuletzt noch die Danksagungen an alle, die mich in meiner Arbeit unterstützt haben. Einen besonderen Dank möchte ich dabei folgenden Personen aussprechen:

Gisela Anton: für das hochinteressante Thema, für das Zeit leider zu knapp war, um das volle Potential ausschöpfen zu können

Andreas Zmija: für die nahezu stetig verfügbare Betreuung und Hilfe bei Problemen. Ohne ihn wäre diese Arbeit in diesem Umfang gar nicht erst möglich gewesen.

Adrian Zink: für die Hilfe bei sämtlichen Fragen zum Thema Elektronik

Michael Wagenpfeil: für die mehr als ausführlichen Erklärungen zu den SiPMs

Meinen Eltern: für die gleichermaßen moralische und finanzielle Unterstützung und dass sie mir einen guten Start ins Leben ermöglichten

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst habe. Es wurden nur die in der Arbeit angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt.

Erlangen, den 25. Oktober 2019

Thomas Lang