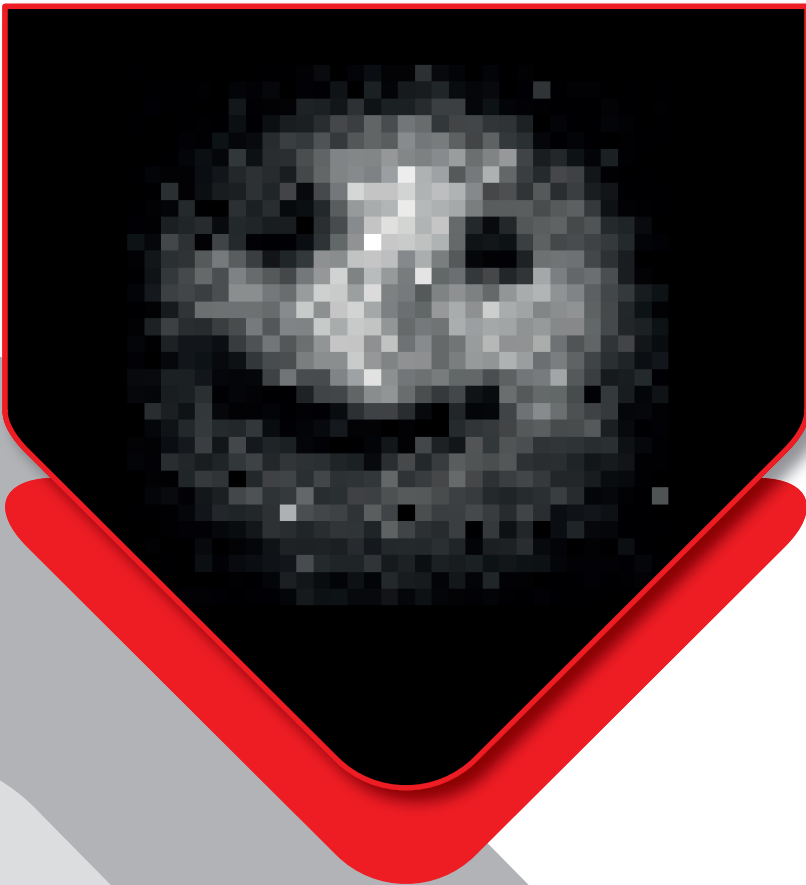


Asynchrones Quantum Ghost Imaging



Carsten Pitsch

Asynchrones Quantum Ghost Imaging

Lasers and Optronics:
Materials, Technologies and Applications
Volume 3.2024

Editor: Prof. Dr. rer. nat. habil. Marc Eichhorn

Professur für Optronik am
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Fraunhofer-Institut für Optronik, Systemtechnik
und Bildauswertung (IOSB)

Asynchrones Quantum Ghost Imaging

by
Carsten Pitsch

Karlsruher Institut für Technologie
Institut für Regelungs- und Steuerungssysteme

Asynchrones Quantum Ghost Imaging

Zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften von der KIT-Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) genehmigte Dissertation

von Carsten Pitsch, M.Sc.

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Mai 2024
Referent: Prof. Dr. rer. nat. habil. Marc Eichhorn
Korreferent: Prof. Dr. Markus Gräfe

Impressum



Karlsruhe Institute of Technology (KIT)
Kaiserstraße 12
76131 Karlsruhe
Institute of Control Systems
www.irs.kit.edu



This document – excluding parts marked otherwise, the cover, pictures and graphs – is licensed under a Creative Commons Attribution-Share Alike 4.0 International License (CC BY-SA 4.0): <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/deed.en>



The cover page is licensed under a Creative Commons Attribution-No Derivatives 4.0 International License (CC BY-ND 4.0): <https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0/deed.en>

2024

ISSN 2943-2308
DOI 10.5445/IR/1000172085

Asynchrones Quantum Ghost Imaging

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)

von der KIT-Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
angenommene

DISSERTATION

von

Carsten Pitsch, M.Sc.

geboren am 05.07.1993 in Bietigheim-Bissingen

Tag der mündlichen Prüfung: 16.05.2024

Hauptreferent: Prof. Dr. rer. nat. habil. Marc Eichhorn

Korreferent: Prof. Dr. Markus Gräfe

Inhaltsverzeichnis

Liste verwendeter Abkürzungen	iii
1 Einführung	1
1.1 Kurzübersicht	5
2 Theoretische Grundlagen	7
2.1 (Active) remote sensing	8
2.1.1 Lidar	8
2.1.2 Gated Viewing	12
2.2 Einzelpixel-Bildgebung	14
2.2.1 Laser-Scanner	15
2.2.2 Bildgebung mit strukturiertem Licht	17
2.3 Bildgebung mit verschränktem Licht	20
2.3.1 Parametrische Fluoreszenz	22
2.3.2 Quasi-phase matching	25
2.4 Quantum Ghost Imaging	29
2.4.1 Auflösungslimits von QGI	32
2.4.2 Quantum Ghost Imaging mit asynchroner Detektion	34
2.5 Single Photon Avalanche Diodes (SPAD)	36
2.5.1 SPAD Design und Layout	38
2.5.2 Zeitaufnahme eines SPAD	40
2.6 Bildverbesserung und Objektdetektion	44
2.6.1 Rauscheffekte bei QGI	45
2.6.2 Objektdetektion und 3D-Optimierung	47

3	Asynchrones Quantum Ghost Imaging	51
3.1	Photonen-Paar Quelle	53
3.2	Detektoren	57
3.3	Zeitliche Resynchronisation und Korrektur	60
3.4	Ergebnisse	65
3.4.1	Wahl des Pump-Lasers	65
3.4.2	Proof-of-Concept	70
3.4.3	3D Bildgebung	73
3.4.4	Auflösung	83
3.4.5	Spektrale Eigenschaften	86
3.4.6	Automatisierte Koinzidenz-Analyse und Objekt-Erkennung	91
4	Weiterentwicklungen und Ausblick	95
4.1	Aufbauten	95
4.1.1	Ghost Spectroscopy	96
4.1.2	Hyperspectral Quantum Ghost Imaging	97
4.1.3	Hyperspectral Single Photon Imaging	98
4.2	Detektoren	101
4.2.1	SPAD Detektoren	101
4.2.2	Superconducting Nanowires	103
4.2.3	Optische Konverter	105
5	Zusammenfassung	107
	Abbildungsverzeichnis	111
	Literaturverzeichnis	114
	Publikationen dieser Arbeit	133
	Danksagung	135

Liste verwendeter Abkürzungen

QGI	Quantum Ghost Imaging
SPAD	Single Photon Avalanche Diode
DE	Detektions-Effizienz
Lidar	LIght Detection And Ranging
ToF	Time of Flight
cw	continuous wave
InGaAs	Indium-Gallium-Arsenid
SLM	Spatial Light Modulator
DMD	Digital Micromirror Device
SPDC	SPontaneous Parametric Downconversion
KTP	Kalium Titanyl Phosphat
ppKTP	periodisch gepoltes Kalium Titanyl Phosphat
QPM	Quasi Phase Matching
VIS	sichtbares Licht-Spektrum ($\sim 360 - 830 \text{ nm}$)
IR	Infrarotes Licht-Spektrum ($\sim 760 \text{ nm} - 10 \text{ }\mu\text{m}$)

SWIR	Short Wave Infrared (Nah-Infrarotes) Licht-Spektrum ($\sim 760 \text{ nm} - 2,5 \mu\text{m}$)
MIR	Mittel-Infrarotes Licht-Spektrum ($\sim 2,5 \mu\text{m} - 5 \mu\text{m}$)
UV	Ultraviolettes Licht-Spektrum (A: $380 - 315 \text{ nm}$, B: $315 - 280 \text{ nm}$, C: $280 - 100 \text{ nm}$)
sCMOS	scientific CMOS (Complimentary Metal-Oxide Semiconductor)
ICCD	Intensified CCD (Charge Coupled Device)
APD	Avalanche Photo Diode
DCR	Dark Count Rate (Dunkel-Rauschen)
PDP	Photon Detection Probability
TDC	Time-to-Digital Converter
DLL	Delay Locked Loop
TCSPC	Time Correlated Single Photon Counting
PCI	Peripheral Component Interconnect (Computer-Anschluss)
FWHM	Full Width Half Maximum (Halbwerts-Breite)
PoC	Proof of Concept
SNR	Signal to Noise Ratio
CAR	Coincidence to Accidental Ratio
ND	Neutral Density Filter

1 Einführung

Seit der Vorhersage verschränkter Zustände durch Einstein, Podolsky und Rosen [1] wird in der physikalischen Community über die Natur und Limitierung der entstehenden Korrelationen diskutiert und geforscht. Dabei konnte sowohl die Lokalität dieser Korrelation widerlegt [2, 3], als auch ihre Kausalität in Frage gestellt werden [4].

Dadurch konnten mehrere Anwendungen gefunden werden, in denen diese Korrelation genutzt wird, um klassische Verfahren zu übertreffen. Großes öffentliches Interesse erhielten dabei zuletzt Anwendungen im Quanten-Compting und in der Quanten-Kommunikation, die klassisch nicht lösbare Probleme adressieren. So können Verfahren zum Quanten-Computing mit den entsprechenden Algorithmen Probleme in der Pfad-Optimierung („Travelling Salesman“ Problem) und der Primfaktorzerlegung großer Zahlen¹ („Shor’s Algorithmus“) in absehbarer Zeit lösen [5]. Methoden der Quanten-Kommunikation nutzen dagegen die Korrelation der Photonen-Paare um die Daten-Sicherheit einer Kommunikations-Strecke zu gewährleisten. Da die Information eines einzelnen Photon nicht „geklont“ werden kann, kann damit über statistische Methoden ein möglicher Lausch-Angriff erkannt werden [6].

Etwas weniger Beachtung fanden Anwendungen zur Quanten-Metrologie, obwohl es eine Vielzahl an Anwendungen gibt, in denen die Korrelation ausgenutzt werden können [7], insbesondere photonische Verfahren [8–10]. Dies liegt unter anderem daran, dass für viele Anwendungen auch klassische Äquivalente existieren, die die Genauigkeit der Quanten-Korrelation durch größere Licht-Leistung kompensieren. Dadurch lassen sich für viele Anwendungen auch einfachere Detektoren nutzen, die nicht über eine Einzel-Photonen-Sensitivität verfügen.

¹ Ein Großteil der aktuell verwendeten Daten-Verschlüsselung basiert auf der Multiplikation großer Prim-Zahlen, deren Zerlegung mit klassischen Algorithmen extrem lange dauern würde (mehrere Jahrhunderte).

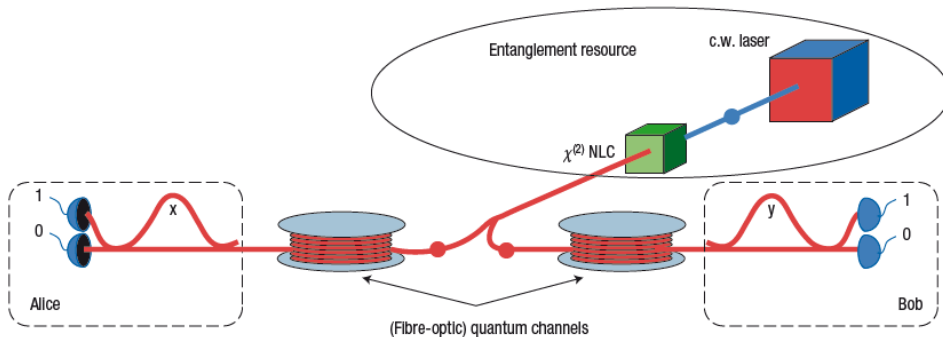


Abbildung 1.1: Aufbau zur Quanten-Kommunikation, am Beispiel eines Franson-Interferometers. Das Bild wurde [6] entnommen.

Für viele Anwendungen ist die Erhöhung der Licht-Leistung jedoch problematisch, z.B. werden viele biologische Proben durch die Licht-Leistung selbst verändert oder sogar zerstört. Zudem kann die Erhöhung der Leistung allgemein zu Problemen mit der Umwelt führen, z.B. stören sich in Drohnen-Schwärmen die verschiedenen Sender und Empfänger der einzelnen Drohnen teils stark [11]. Hier bieten photonische Quanten-Metrologie Verfahren Lösungen, aufgrund ihrer nur sehr geringen benötigten Photonen-Dosis [12] und der Stör-Resistenz der Messungen [13].

Ein nicht zu unterschätzender Vorteil der Quanten-Korrelation ist zudem die Möglichkeit der Verschränkung von Photonen unterschiedlicher Wellenlängen. Durch die Fortschritte in der Kristall-Zucht und -Manipulation lassen sich inzwischen Quellen mit einer Vielzahl an verschränkten Wellenlängen realisieren. In Verbindung mit entsprechenden Verfahren lässt sich die Beleuchtung des Objekt von seiner Bildgebung trennen [14], was erlaubt, in Wellenlängen-Bereichen zu messen, in denen keine Kameras oder Detektoren verfügbar sind. Superpositions-basierte Systeme ermöglichen durch Superposition der Emission zweier verschränkter Photonen-Paar-Quellen Messungen im Spektral-Bereich von THz [15], MIR [16, 17], NIR [8] bis VIS [18], ohne auf Detektor-Technik im entsprechenden Spektral-Bereich angewiesen zu sein. Mit diesen Aufbauten konnten bereits einige Vorteile der Verwendung von Quanten-Methoden hergeleitet und teilweise gezeigt werden [19, 20], wobei erste Anwendungen bereits kommerziell erhältlich sind [21]. Durch das Grundprinzip dieses Messverfahrens, der Superposition zweier Photonen-

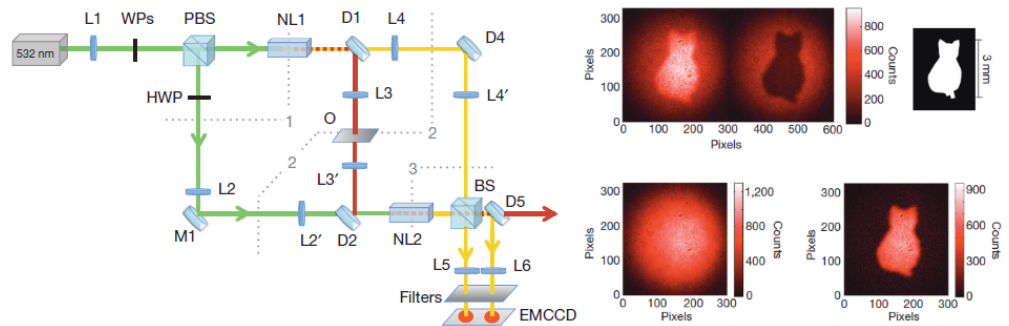


Abbildung 1.2: Aufbau zur superpositions-basierten Quanten-Bildgebung, auch “Imaging with undetected photons” genannt. Der Aufbau wurde [8] entnommen.

Paar-Quellen, ist die Anwendung dieses Verfahrens jedoch voraussichtlich auf die Anwendung in Transmission, bzw. interferometrische Aufbauten begrenzt.

Zur Anwendung in der Fernerkundung bieten sich dagegen Koinzidenz-basierte Messverfahren an. Bei diesen werden beide Photonen gemessen und ihre zeitliche Korrelation zur Identifikation zusammengehöriger Photonen-Paare genutzt [22]. Dadurch sind diese Anwendungen natürlich auch auf die entsprechende Detektor-Technologie begrenzt, erlauben jedoch die Trennung von Hintergrund-Rauschen und Quanten-Licht [13]. Aktuelle Entwicklungen im Bereich der Einzel-Photonen-Detektoren versprechen zudem zunehmende Fortschritte, insbesondere im MIR-Bereich [23], in dem Molekül-spezifische Informationen erhalten werden können. Für viele Anwendungen ist allerdings nicht nur die Messung der Strahlung, sondern insbesondere die Bildgebung interessant. Dies ist zwar mit aktuellen Aufbauten zum Quanten Ghost Imaging (QGI) möglich [12], allerdings sind diese in der Anwendung begrenzt.

Die größte Einschränkung aktueller QGI-Aufbauten ist die Kamera-Technik, die zur Registrierung der Bild-Information genutzt wird. Das Grundproblem ist dabei, dass hochauflösende, Einzel-Photonen-fähige Kameras aktuell nur in „gated“-Konfigurationen erhältlich sind. Um damit QGI zu betreiben, muss zuerst das mit dem Objekt interagierende Photon gemessen werden, um die Kamera zu aktivieren und das bildgebende Photon zu messen. Da das idler Photon dabei das bildgebende Photon „ankündigt“, wird dieses System auch „heralded“ QGI genannt. Dadurch kann das bildgebende Photon allerdings erst nach der Detektion des idler Photons selbst detektiert werden und muss entsprechend verzögert werden. Während dieser Verzögerung muss die Bildinformation des signal Photon erhalten bleiben, weshalb die Verwendung von

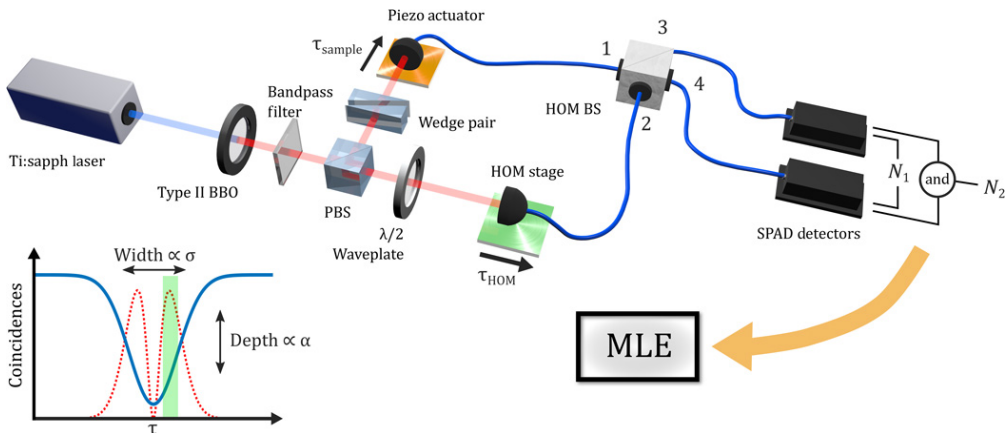


Abbildung 1.3: Koinzidenz-basierte Tiefen-Bestimmung unter Verwendung eines Hong-Ou-Mandel-Interferometers. Das Bild wurde Aufbau wurde [37] entnommen.

Glasfasern nicht möglich ist. Stattdessen muss eine Frei-Raum Verzögerungs-Strecke, bestehend aus Spiegeln und fein justierten Abbildungs-Linsen konstruiert werden, um die Verzögerung der Kamera zu kompensieren. Durch diese Verzögerungs-Strecke und die entsprechende Justage lässt sich dieses heralded QGI aber lediglich in Transmission, bzw. kontrollierten Umgebungen, anwenden und ist damit nur sehr bedingt zur Fernerkundung geeignet.

Aktuelle Entwicklungen, insbesondere im Bereich der SPAD Technologie [24–29] und dedizierter Auslese-Technik [30, 31], erlauben jedoch die Entwicklung neuer Kameras, mit denen einzelne Photonen nicht nur räumlich, sondern auch zeitlich vermessen werden können. Anfänglich mit der Absicht der Verwendung in LiDAR [32] und Positronen-Emissions-Tomographie (PET) [33] werden diese Detektoren zunehmend auch zur Identifikation verschränkter Photonen genutzt [34–36]. Dabei werden mit diesen Kameras alle ankommenden Photonen registriert und zusammengehörige Photonen anhand ihrer Zeitstempel, bzw. ihrer Flugzeit, identifiziert. Im Gegensatz zur heralded Bildgebung ist dadurch die Koinzidenz-Detektion der Systeme nicht mehr durch die Geometrie des Aufbau gegeben, sondern kann nach der Messung aus den Daten ausgewertet werden.

Die Verwendung eines einzelnen, i.d.R. gegateten, Detektors limitiert die entsprechenden Systeme jedoch stark, insbesondere spektral, da ein einheitliches Material-System benötigt wird. QGI erlaubt jedoch die Trennung der Beleuchtung eines Objekts von seiner Bildgebung, durch Synchronisation zweier Detektoren. In dieser Arbeit wird ein System präsentiert, das diese

Synchronisation nicht durch die Geometrie seines Aufbau erreicht, sondern durch den Vergleich der Zeitstempel zweier getrennter Detektoren. Dadurch lässt sich QGI realisieren, ohne das Zeitfenster zur Koinzidenz-Auswertung vorher festzulegen, also ohne die Notwendigkeit einer (bilderhaltenden) Verzögerungs-Strecke. Stattdessen kann das Koinzidenz-Zeitfenster nach Auswertung der Messdaten frei gewählt werden. Dies macht nicht nur die Verzögerungs-Strecke obsolet und ermöglicht damit die Anwendung in der Fernerkundung, sondern erlaubt zudem die Bestimmung der Flugzeit des interagierenden Photons. Damit lässt sich, bei Anwendung in Reflektion, die Tiefe des untersuchten Objekts bestimmen, bzw. eine Szenen in 3D abbilden. Da die Detektoren bei diesem Verfahren unabhängig voneinander operieren und nicht aufeinander synchronisiert werden müssen, wurde es „asynchrones Quantum Ghost Imaging“ getauft.

1.1 Kurzübersicht

Zur Einordnung des Verfahrens in den aktuellen Stand der Forschung wird in Kapitel 2 zuerst allgemein auf Aufbauten zur Fern-Erkundung eingegangen, insbesondere das mit QGI verwandte Feld der Einzel-Pixel-Bildgebung. Danach werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Komponenten dargestellt, angefangen mit der verschränkten Photonen-Paar-Quellen, basierend auf parametrischer Fluoreszenz (SPDC), und der Manipulation ihrer Parameter durch periodische Polung der nichtlinearen Kristalle (QPM). Im Anschluss wird auf die Grundlagen von QGI allgemein und der asynchronen Detektion im Speziellen eingegangen, bevor die zur Bildgebung genutzte single photon avalanche diode (SPAD) Technologie und ihre Eigenschaften sowie aktuelle Probleme dargestellt werden. Abschließend wird noch auf die Auswertung der Messdaten und die dabei entstehenden Probleme eingegangen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in Kapitel 3 zusammengefasst, wobei zuerst die verwendeten Photonen-Paar-Quellen und Detektoren im Detail beschrieben werden. Anschließend wird auf die benötigten Daten-Korrekturen eingegangen, sowohl die Gründe dahinter als auch deren Realisierung, abhängig von der Hardware-Implementierung der Kamera. Danach werden die Ergebnisse dieser Arbeit präsentiert, sowohl bereits veröffentlichte Ergebnisse zur Bildgebung in Transmission [38] und 3D-Bildgebung [39] als auch Untersuchungen zum Einfluss der Quelle auf die Bild-Auflösung und zur spektroskopischen Anwendung des Verfahrens. Zum Schluss wird noch kurz auf die Verwendung evolutionärer Algorithmen zur Auswertung der Messdaten und Rekonstruktion des Objekts eingegangen.

Da sich aufgrund der Corona-Pandemie die Entwicklung der geplanten Kamera stark verzögert hat, wurden im Rahmen dieser Arbeit auch mögliche Weiterentwicklungen des asynchronen Verfahrens sowie die entsprechenden Randbedingungen untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Kapitel 4 zusammengefasst, wobei sie sich insbesondere auf die Gewinnung spektroskopischer Information fokussiert. Außerdem widmet sich dieses Kapitel aktuellen Entwicklungen in der Detektor-Technologie, insbesondere der SPAD-Technologie allgemein und der SPAD-Kameras im Speziellen. Da diese Technologie jedoch auf absehbare Zeit begrenzt sein wird, insbesondere im IR-Bereich jenseits von $1,7 \mu\text{m}$, werden zudem noch mögliche andere Einzel-Photonen-Detektoren, bzw. Detektionsverfahren, beschrieben.

Kapitel 5 fasst die Ergebnisse dieser Arbeit noch einmal zusammen.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundprinzipien der Fernerkundung (engl. remote sensing) mit den entsprechenden Verfahren im Allgemeinen und Ghost Imaging im Besonderen erläutert, sowohl klassisch als auch im Quantenbereich. Dazu geht Abschnitt 2.1 zuerst auf die Grundlagen der Bildgebung über lange Strecken ein. Danach folgen Abschnitt 2.2, welcher auf die Bildgebung mit Einzelpixel-Detektoren und strukturiertem Licht eingeht, und Abschnitt 2.3, der die Bildgebung mit verschränktem Licht allgemein beschreibt. Dabei wird besonders auf die parametrische Fluoreszenz in nichtlinearen Kristallen (SPDC) eingegangen, dem aktuell meistgenutzten physikalischen Effekt zur Erzeugung von verschränkten Photonen-Paaren (Abschnitt 2.3.1). Die Beeinflussung der Phasenanpassung dieser Kristalle durch Manipulation des nichtlinearen Kristalls, welche eine nahezu freie Wahl der Wellenlängen ermöglicht, wird ebenfalls beschrieben (Abschnitt 2.3.2). Der darauf folgende Abschnitt 2.4 befasst sich mit dem titelgebenden Thema dieser Arbeit, Quantum Ghost Imaging (QGI), und erklärt im Detail die Grundlagen und Limitierungen des Verfahrens, in Abhängigkeit von den zuvor dargelegten physikalisch-technischen Gegebenheiten und Zusammenhängen. Unterabschnitt 2.4.2 beschreibt dabei kurz den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten asynchronen QGI Ansatz, der in Kapitel 3 detaillierter beschrieben wird. Die für diesen asynchronen Ansatz benutzte, zeitaufgelöste Einzel-Photonen-Detektion auf SPAD-Basis (engl. single photon avalanche diode) wird in Abschnitt 2.5 besprochen. Abschließend folgt noch Abschnitt 2.6, der die für QGI relevanten Rausch-Einflüsse und mögliche Verbesserungen in Bezug auf Kontrast und 3D-Bildgebung beschreibt. Dabei wird speziell auf Optimierungsalgorithmen im Allgemeinen und evolutionäre Algorithmen im Besonderen eingegangen, welche im Rahmen dieser Arbeit zur Anwendung in der 3D Bildgebung untersucht wurden.

2.1 (Active) remote sensing

Remote sensing, im Deutschen auch Fernerkundung genannt, bezeichnet die Messung und Interpretation von Strahlung, meist elektromagnetischer Natur, die von einem nicht direkt zugänglichen Objekt ausgeht. Die Detektion, bzw. Erkundung, des Objekts erfolgt also ohne direkten Kontakt, bzw. in der Ferne. Diese Strahlung kann sowohl vom Objekt selbst ausgehen, was zum Beispiel in spektroskopischen oder astronomischen Anwendungen genutzt wird, oder sie kann vom Objekt reflektiert, bzw. gestreut werden, was z.B. häufig in der Photographie genutzt wird. Die Verfahren werden dabei in zwei Gruppen eingeteilt, jene bei denen das Objekt aktiv bestrahlt wird und solche, die die vom Objekt ausgehende Strahlung passiv messen. Die passiven Verfahren, die i.d.R. die gestreute Strahlung von entfernten Sternen oder die Plank'sche Schwarzkörper-Strahlung nutzen, sollen in dieser Arbeit jedoch nicht tiefer besprochen werden, weitere Informationen finden sich in der Fachliteratur, z.B. [40].

Diese Arbeit befasst sich ausschließlich mit aktiven remote sensing Verfahren zur Bildgebung und insbesondere mit dem Themenbereich des single pixel imaging, also der Bildgewinnung unter Verwendung eines nicht räumlich auflösenden Detektors. Da im Rahmen dieser Arbeit die Eigenschaften und Eigenarten diverser aktiver Systeme miteinander verglichen wurden, wird im Folgenden kurz auf die Thematik und die grundlegenden Prinzipien der bekanntesten aktiven remote sensing Verfahren eingegangen.

Beim aktiven remote sensing wird das zu untersuchende Objekt von einer auf das Objekt ausgerichteten Strahlungsquelle beleuchtet, woraufhin die von dem Objekt gestreute, reflektierte oder die durch das Objekt transmittierte Strahlung von einem oder mehreren Detektoren gemessen wird. Zur Anwendung in Transmission befinden sich die Detektoren in der Regel auf einer optischen Achse, sowohl mit dem Objekt als auch der Strahlungsquelle. Dadurch lässt sich die Strahlungsquelle sowohl auf Probe und Detektor ausrichten, was die Detektions-Effizienz (DE) maximiert. In Reflexion wird es hingegen meist vorgezogen, den Detektor in der Nähe der Strahlungsquelle zu positionieren, um kompakte Systeme zu ermöglichen.

2.1.1 Lidar

LiDAR ist ein Überbegriff für die am weitesten verbreiteten aktiven remote sensing Aufbauten. Das Akronym steht dabei analog zu Radar für „**L**ight **D**etection **A**nd **R**anging“ und wird für

diverse verschiedene Aufbauten verwendet, die durch die Eigenschaften des von einem Objekt oder einer Szene zurückgestreuten Lichts, Tiefeninformationen über dieses Objekt erhalten. Am weitesten verbreitet sind dabei sogenannte Time-of-flight (ToF) Systeme, die einen gepulsten Laser nutzen und die Zeitdifferenz zwischen dem Emissions-Zeitpunkt der ausgesendeten Strahlung und dem Detektions-Zeitpunkt der zurückgestreuten Strahlung bestimmen. Durch diese sogenannte Laufzeitdifferenz kann über die Lichtgeschwindigkeit die Entfernung zwischen Sender und Objekt bestimmt werden:

$$d = \frac{1}{2} \frac{c}{n_{Medium}} t_{Puls}. \quad (2.1)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, t_{Puls} die Laufzeitdifferenz und n_{Medium} den Brechungsindex des Mediums, durch das der Lichtpuls wandert, beschreibt. Der Faktor $\frac{1}{2}$ in der Gleichung berücksichtigt dabei, dass der Lichtpuls sowohl Hin- als auch Rückweg zum Objekt zurücklegt.

Da die Maxwell-Gleichungen, die Radar zugrunde liegen, linear sind, lassen sich die grundlegenden Prinzipien in erster Näherung von Radar auf Lidar übertragen. Allerdings führt die erheblich kleinere Wellenlänge bei Lidar zu einer differenzierteren Betrachtung. Insbesondere kann die Interaktion mit dem Objekt nicht mehr durch Reflexion einer Antenne ohne Absorption angenähert werden. Stattdessen muss sie als komplexe, wellenlängenabhängige Streuung an der Oberflächenstruktur des Objekts betrachtet werden. Dadurch ändert sich die Radar-Gleichung zur Lidar-Gleichung, die zur Charakterisierung und Bewertung eines Systems angewendet werden muss: [41]

$$P(R) = KG(R)\beta(R,\lambda)T(R,\lambda) \quad (2.2)$$

$$K = P_0 \frac{c\tau}{2} A\eta \quad (2.3)$$

$$G(R) = \frac{O(R)}{R^2} \quad (2.4)$$

$$T(R,\lambda) = \exp \left[-2 \int_0^R \alpha(r,\lambda) dr \right] \quad (2.5)$$

wobei die empfangene Leistung $P(R)$ von der Systemkonstante K , der Entfernungsfunktion $G(R)$, dem Rückstreuoeffizient $\beta(R, \lambda)$ und einem Transmissions-Term $T(R, \lambda)$ abhängig ist. Die Systemkonstante K ist dabei abhängig von Laserleistung P_0 und Pulsdauer τ , der Größe der Empfangsoptik A und der System-, bzw. der Detektionseffizienz η . Die Entfernungsfunktion vereint, über die Überlappungs-Funktion $O(R)$, die Überlagerung des Gesichtsfeld des Senders mit dem Objekt. Dazu wird sie durch R^2 mit dem Quadrat der Entfernung gewichtet, was die allgemeine Entfernungsabhängigkeit der Reflexion berücksichtigt. Die Überlappungs-Funktion ist dabei selbst vom Abstand abhängig, da sich der Spot des Lichts mit steigendem Abstand vergrößert. Unter der Annahme dass der Beleuchtungs-Spot größer ist als das Objekt selbst, was in der Regel der Fall ist, ist diese Funktion abhängig von der Vergrößerung des Spot, also vom Quadrat des Abstands. Der Faktor $\beta(R, \lambda)$ ist der Rückstreuoeffizient und beschreibt den Einfluss der Oberflächenstruktur sowie der optischen Eigenschaften des Objekts. Der letzte Faktor $T(R)$, der sogenannte Transmissions-Term, berücksichtigt allgemein den Einfluss des Transmissionsweg durch Integration des Extinktionskoeffizienten α , welcher sowohl Absorptions- als auch Streuverluste entlang des optischen Pfades beschreibt.

Die entscheidenden Vorteile von Lidar im Vergleich zu Radar liegen in der erheblich kleineren Wellenlänge, wodurch die fundamentale Beugungsbegrenzung stark reduziert wird.

$$\delta = \sin^{-1} \left(1.22 \frac{\lambda}{D} \right) \quad (2.6)$$

Wobei δ der minimal auflösbare Winkel und D der Öffnungsdurchmesser des Systems ist. Dadurch ist die räumliche Auflösung eines Lidar Systems signifikant besser im Vergleich zu einem Radar-System ähnlicher Größe, weshalb sich Lidar für miniaturisierte, lokale Ranging Anwendungen gut anbietet. Zusätzlich führt die Kohärenz des Lichts eines Lasers, in Verbindung mit der geringeren Beugung, dazu, dass die Strahlung der Quelle gerichteter ist und dadurch effizienter auf ein bestimmtes Objekt ausgerichtet werden kann.

Diese erhöhte Winkelauflösung führt dazu, dass räumlich auflösende Lidar Aufbauten beliebige Szenen sehr schnell und effizient ausmessen können. Um die entsprechende räumliche Auflösung zu erreichen gibt es, je nach Anwendung, verschiedene Möglichkeiten. Am weitesten verbreitet sind jedoch Laser-Scanner und zeit-auflösende Kameras, bzw. Sensor-Arrays. Die Kameras, bzw. Arrays, besitzen dabei den Vorteil, dass mit einer einzigen Messung eine

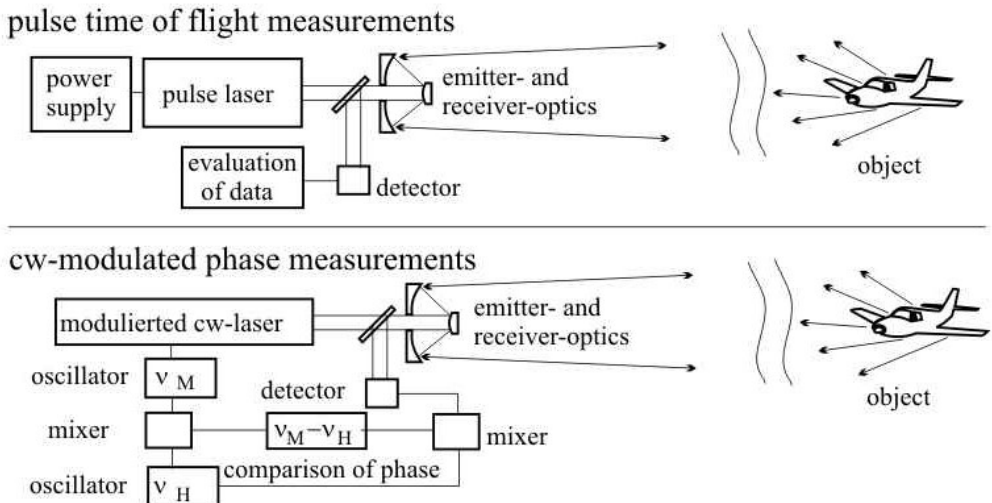


Abbildung 2.1: Beispiele für Aufbauten zur Time-of-Flight Messung und zur Messung mit Phasen-Vergleich, bzw. moduliertem cw-Laser. Bei gepulsten ToF-Systemen wird ein Laser-Puls ausgesendet und sein Emissionszeitpunkt registriert. Die Rückstreuung wird ebenfalls zeitlich registriert und mit der Emissionszeit verglichen, wodurch die Tiefe der Rückstreuung bestimmt werden kann. Bei modulierten Lasern wird die zurückgestreute Strahlung mit dem ausgesandten Laser überlagert. Die Tiefe wird dann über die Interferenz beider Signale bestimmt und ist damit von ihrer Phase zueinander abhängig. Durch die Periodizität der Phase mit 2π ist die Tiefen-Bestimmung allerdings uneindeutig. Eindeutigkeit kann jedoch z.B. durch eine Grob-Bestimmung anhand der ToF oder durch mehrfache Modulation des Laser-Signal erreicht werden. Die Bilder wurden [42] entnommen.

komplexe Szene erfasst werden kann (sogenanntes flash-Lidar). Dies ist vor allem für schnell veränderliche und komplexe Szenen, wie sie z.B. im Verkehr häufig vorkommen, sehr vorteilhaft. Allerdings müssen dabei die grundlegenden Abbildungsgesetze eingehalten werden, wodurch diese Systeme je nach Anwendung sehr komplex ausfallen können und damit entsprechende Kosten verursachen. Für statische Szenen, in denen es weder auf die schnelle Erfassung einer Szene noch auf die Erfassung einer Bewegung ankommt, haben sich dagegen eher Scanner durchgesetzt, da sie mit sehr günstigen Komponenten auch komplexe Szene aufnehmen können. Dies ist z.B. für viele kommerzielle Roboter der Fall, sowohl in autonomen Lagerhaus- als auch in Staubsauger-Roboter.

Da jedoch die Leistung mit der vierten Potenz der Entfernung abnimmt (siehe Formel 2.4, wobei $O(R)$ ebenfalls mit $1/R^2$ skaliert), muss die Leistung des Senders entsprechend der Anwendung skaliert werden. Dies führt bei größeren Entfernungen allerdings zu erheblichen Problemen bezüglich Augensicherheit. Bis $1,4 \mu\text{m}$ liegt die maximal erlaubte Leistung bei 5

mW, im mittleren und tiefen Infrarot sind die Schwellen etwa 100.000 mal höher [43]. Dadurch ist insbesondere die Anwendung von hochentwickelten Silizium-Kameras, die bis etwa $1 \mu\text{m}$ detektionsfähig sind, ohne entsprechende Sicherheitsvorkehrungen nur auf kurze Distanzen möglich ($\sim 1 \text{ km}$ [44]). Bildgebung im „augensicheren“ Infrarot-Bereich (z.B. über InGaAs-Kameras) erlaubt zwar die Nutzung höherer Leistungen im Vergleich zu Silizium-basierten Systemen, diese Leistung wird häufig aber auch benötigt. Da Photonen langwelligerer Photonen über geringere Photonen-Energien verfügen, unterliegt ihre Detektion grundsätzlich einem höheren Grund-Rauschen [45], das entsprechend mit Licht-Leistung kompensiert werden muss. Zudem sind entsprechende Technologien weniger weit entwickelt als entsprechende Silizium-Technologien. Trotz dieser Nachteile lässt sich mit entsprechenden Kameras die maximale Entfernung auf mehrere km erhöhen [46].

Zusätzlich zu diesen gepulsten Time-of Flight Systemen gibt es auch cw-Lidar Systeme. Diese basieren nicht auf der Messung der Laufzeitdifferenz eines Laser-Puls, sondern auf der Modulation eines cw-Laser und einem Phasenvergleich von ausgesandtem und zurückgestreuten Licht, ermöglicht durch Superposition der Signale auf einem entsprechenden Detektor (siehe Abbildung 2.1). Die Tiefenbestimmung dieses Verfahrens unterliegt dabei dem Problem der Periodizität der Phase, die zu Mehrdeutigkeiten der Messung führen kann. Dies kann allerdings durch passende Verfahren, z.B. durch mehrfache Modulation des Licht, verbessert bzw. vermieden werden. Da diese Aufbauten im remote sensing allgemein weniger relevant sind, wird in dieser Arbeit nicht weiter darauf eingegangen. Näheres dazu kann einschlägiger Literatur entnommen werden, z.B. [42, 47].

2.1.2 Gated Viewing

Gated Viewing ist ein mit Lidar verwandtes Tomographie-Verfahren, mit dem Szenen in vom Anwender festgesetzten Entfernungen aufgenommen werden können. Das Prinzip basiert auf einer Kamera, die zu fest definierten Zeitabschnitten aktiv geschaltet wird, und außerhalb dieser Abschnitte kein Licht registriert. Diese Kamera wird mit einem gepulsten Laser gekoppelt, sodass der Laserpuls und das aktive Zeitfenster der Kamera einen bestimmten, vom Anwender gewählten, zeitlichen Versatz besitzen. Dieser zeitliche Versatz entspricht, durch die Laufzeit der Photonen, einer bestimmten Entfernung:

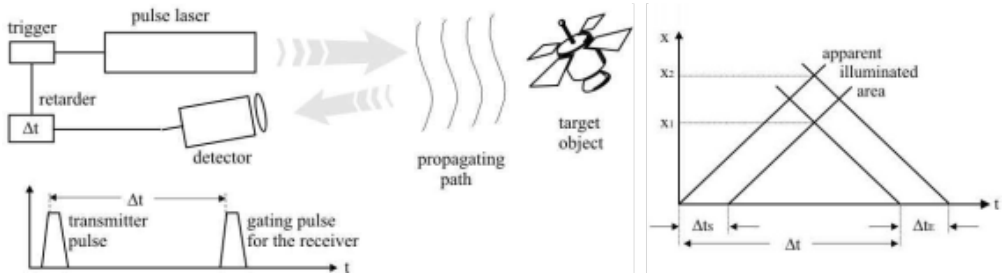


Abbildung 2.2: Aufbau zum Gated Viewing und Diagramm zur Bestimmung der Bild-Tiefe, abhängig von Signal-Verzögerung und Puls-Länge. Nur der Bildausschnitt im markierten Bereich kann abgebildet werden. Sollten Objekte vor diesem Bereich die Emission blockieren, machen sie sich als Schatten-Silhouette bemerkbar [48]. Die Bilder wurden [42] entnommen.

$$d = \frac{1}{2} \frac{c}{n_{Medium}} (t_{Kamera} - t_{Laser}). \quad (2.7)$$

wobei t_{Kamera} den Zeitpunkt der Öffnung der Kamera und t_{Laser} den Zeitpunkt der Emission des Laser Pulses beschreibt.

Dieses Verfahren wurde entwickelt, um stark streuende Umgebungen abbilden und unerwünschte Hintergrund-Strahlung minimieren zu können. Konventionellen Aufnahmen unterliegen dabei dem Problem der Blendung, also dass das aus diesen Umgebungen erzeugte, bzw. gestreute Licht den Detektor so stark belichtet, dass die eigentlich gewünschte Information in diesem Hintergrund-Signal verloren geht, bzw. nicht mehr erkannt werden kann. Gated Viewing nutzt dagegen den Schließmechanismus der Kamera, um alles Licht, das vor und nach der gewünschten Entfernung reflektiert oder erzeugt wird, zu ignorieren. Dadurch kann zum Beispiel durch Rauchwände hindurch gesehen werden [49] oder es können z.B. Unterwasser-Objekte hinter der klassischen Sichtlinie von Wasser abgebildet werden [50].

Aufgrund technischer Limitierungen ist die Tiefe, die abgebildet werden soll, nicht infinitesimal schmal. Die erreichbare Tiefenauflösung hängt hauptsächlich von der Pulsdauer des verwendeten Lasers und der Öffnungsgeschwindigkeit der Kamera ab, wie aus Formel 2.8 hervorgeht.

$$\Delta x = \frac{1}{2} \frac{c}{n_{Medium}} (\Delta t_{Kamera} + \Delta t_{Laser}). \quad (2.8)$$

wobei Δt für die Pulsbreite des Lasers, bzw. die Verschlusszeit der Kamera steht. Die Pulsbreite des Lasers kann dabei in der Regel vernachlässigt werden, da einfache kommerzielle Laser schon Pulsbreiten im ps- bis einstelligen ns-Bereich erreichen. Die Kameratechnik unterliegt dagegen meist Verschlusszeiten im Bereich von mehreren hundert Nanosekunden und limitiert damit maßgeblich die Auflösung. In Luft entspricht eine Verschlusszeit von 100 Nanosekunden dabei nach Formel 2.8 einer Tiefenauflösung von 15 Metern. Um diese Auflösung zu verbessern kann man entweder spezielle Kameras verwenden (z.B. ICCDs oder zeitauflösende Detektoren, siehe 2.5.2) oder man kann durch Variation des zeitlichen Versatzes von Kamera und Laser mehrere Bilder bei verschiedenen Tiefen aufnehmen und durch eine Multi-Frame Analyse eine Verbesserung der Tiefenauflösung erreichen [51].

2.2 Einzelpixel-Bildgebung

Als Einzelpixel-Bildgebung (engl. *single pixel imaging*) werden allgemein alle bildgebenden Methoden bezeichnet, die einen nicht räumlich auflösenden Detektor nutzen, um räumlich aufgelöste Bilder aufzunehmen. Hierzu gibt es 3 grundlegende Möglichkeiten:

Abtastung: Die Szene/ das Objekt wird nacheinander an einzelnen Punkten angestrahlt. Der Einzelpixel-Detektor nimmt die Rückstreuung jedes einzelnen Punktes auf, wodurch man einen Pixel des Gesamtbildes erhält.¹ Dies wird für jeden gewünschten Punkt des Bildes/der Szene wiederholt, wodurch das Gesamtbild entsteht. Ein klassisches Beispiel für solch ein Setup ist ein Laser-Scanner.

Korreliertes Licht: Die komplette Szene wird mit einem Licht-Spot ausgestrahlt, dessen räumliche Struktur mit Licht in einem räumlich getrennten, sogenannten „zweiten Arm“, korreliert ist. Dadurch kann durch räumliche Aufnahme des zweiten Arms, z.B. mit Hilfe einer Kamera, auf die räumliche Verteilung des ausgesendeten Lichts geschlossen werden. Der Einzelpixel-Detektor nimmt das von der Szene zurückgestreute Licht auf und gibt einen Grauwert zurück. Dieser Grauwert bildet einen Gewichtungsfaktor, der die Ähnlichkeit von Szene und Lichtstruktur wiedergibt. Durch Variation der Lichtstruktur, z.B. durch Durchleuchtung und Drehung einer Streuplatte, können die verschiedenen Strukturen miteinander verrechnet

¹ In modernen Systemen wird auch die Entfernung durch die Laufzeit bestimmt. Dadurch erhält man nicht nur einen ein-dimensionalen Pixel der Szene, sondern einen sogenannten „Voxel“, also einen Punkt in einer 3D-Szene

werden, gewichtet mit dem zugehörigen Korrelationsfaktor. Dadurch kann sukzessive ein Bild der Szene rekonstruiert werden.

Strukturiertes Licht: Dieses Verfahren ist sehr stark mit der Nutzung korreliertem Lichts verwandt. Allerdings wird hier kein korreliertes Licht verwendet, um die Struktur des ausleuchtenden Licht-Spot zu bestimmen. Stattdessen wird das Licht mit geeigneten Lichtformern (engl. spatial light modulator, SLM), z.B. Mikrospiegel-Arrays (DMD) oder Flüssigkristall-Displays (LCD), mit veränderlichen Strukturen überlagert. Danach misst der Einzelpixel-Detektor, wie bei korreliertem Licht, einen Korrelationsfaktor, mit dem die zugehörigen Strukturen gewichtet verrechnet werden. Es spielt dabei keine Rolle, ob die räumliche Struktur vor oder nach Interaktion mit der Szene aufgeprägt wird.

Im Folgenden wird auf die Grundlagen der Abtastung, am Beispiel eines Laser-Scanners, und der Bildgebung mit strukturiertem Licht eingegangen. Da die Grundlagen für korreliertes Licht denen für strukturiertem Licht entsprechen, wird im Folgenden nicht auf korreliertes Licht im Speziellen eingegangen.

2.2.1 Laser-Scanner

Wie bereits erwähnt bestrahlt ein Laser-Scanner sequentiell individuelle Punkte der Szene und misst die entsprechende Rückstreuung der Szene. Nach Abtastung aller Punkte der Szene lässt sich die Intensität der Rückstreuung der einzelnen Punkte normieren. Dies definiert für die einzelnen Pixel einen Grauwert, mit dem ein Graustufen-Bild gebildet werden kann.

Je nach Anwendung gibt es verschiedene Möglichkeiten, einen Laserstrahl auszurichten und die Szene abzurastern. Gemein ist allen gängigen Modellen aber, dass mindestens ein Spiegel verwendet wird. Da diese Arbeit sich auf die Bildgebung entfernter Szenen bezieht, wird in Abbildung 2.3 das Prinzip an einem Scankopf mit 2 Spiegeln erklärt, einem insbesondere in kontrollierten Umgebungen genutzte Methode. Die Grundlagen sind allerdings ebenfalls für ein-dimensionale Linienscanner oder rotationsbasierte Scanner gültig, solange die Bezugssysteme und Randbedingungen entsprechend angepasst werden.

Um die Szene möglichst genau abzutasten wird der Laser auf einen möglichst kleinen Emissionspunkt kollimiert. Die Kollimation ist dabei notwendig, um eine Vergrößerung des

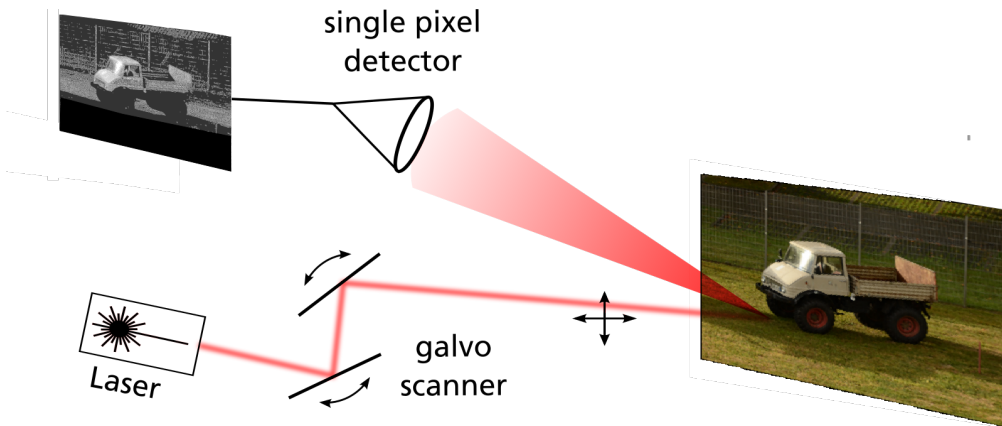


Abbildung 2.3: Aufbau eines Laser-Scanners mit 2 Galvo-Spiegeln. Der Laser wird kollimiert und über Drehung der Galvo-Spiegel schrittweise abgelenkt. Damit wird jeder Punkt der Szene abgetastet, wobei die Rückstreuung der jeweiligen Punkte von einem Einzel-Pixel-Detektor gemessen wird. Aus den Grauwerten der einzelnen Messungen kann das Bild der Szene rekonstruiert werden. Moderne Systeme nutzen zudem die Laufzeit der Photonen, um Tiefeninformationen und ein 3D-Bild der Szene zu erhalten.

Emissions-Spots und damit des Bild-Pixels bei verschiedenen Bild-Tiefen zu verhindern. Der Spot wird im Anschluss von einem optischen System (in Abbildung 2.3 2 Galvo-Scanner) auf einen bestimmten Punkt gerichtet und die rückgestreute Strahlung mit einem einfachen Einzel-Pixel-Detektor gemessen. Die Stärke dieser Rückstreuung wird dann in einen Grauwert für den beleuchteten Punkt, bzw. den Pixel des entstehenden Bildes umgewandelt. Danach wird der Laser-Punkt mit dem optischen System parametrisch abgelenkt und die Messung für einen anderen Punkt der Szene wiederholt. So wird die Szene Punkt für Punkt abgetastet und das Bild damit aufgebaut.

Moderne Systeme basieren zusätzlich auf gepulsten Lasern und zeitlicher Auflösung der Detektion. Damit wird über die ToF der Photonen statt eines ein-, bzw. zweidimensionalen Bildes eine dreidimensionale Tiefenkarte der Szene erhalten. Die Größe der Pixel ist dabei von der endlichen Divergenz des Lasers, der Tiefe des Pixels und dem Transmissionsweg abhängig. Diese Parameter können aber durch entsprechend stabile Scanning-Aufbauten und einer Überabtastung mit Multi-Frame-Analyse, ähnlich zu Gated Viewing, verbessert werden [52].

2.2.2 Bildgebung mit strukturiertem Licht

Bildgebung mit strukturiertem Licht (je nach Realisierung auch als Ghost Imaging (GI), Compressive Sensing (CS) oder Computational Imaging (CI) bezeichnet) ist ein mit dem Laser-Scanner verwandtes Verfahren. Dabei wird die Szene jedoch nicht punktwise abgetastet, sondern mit jedem Puls voll ausgeleuchtet. Frühe Experimente zum Ghost Imaging nutzten Laser, die durch eine sich drehende Streuplatte transmittiert wurden und anschließend mit einem Beamsplitter sowohl auf eine Kamera als auch auf das Objekt abgebildet wurden [53, 54]. Dabei wird das beleuchtete Muster durch die Kamera registriert und kann mit vorherigen Mustern verrechnet werden. Da für diese Methode allerdings eine Kamera bei der gewünschten Wellenlänge benötigt wird und die Muster nicht aktiv adaptiert werden konnten, wurde sie inzwischen weitgehend durch Compressive Sensing (auch „Computational Ghost Imaging“) ersetzt. Dabei werden Lichtformer, z.B. Spatial Light Modulators (SLMs) oder Digital Micromirror Devices (DMDs) genutzt, um aktiv eine gewünschte Struktur auf den Licht-Spot aufzuprägen [55]. Das hat den Vorteil, dass die gewünschten Referenzmuster auf die Anwendung angepasst und auf die weitere mathematische Verarbeitung optimiert werden können [56, 57].

Die räumliche Struktur des ausgesandten Licht ist damit dem Empfänger bekannt, wird auf die Szene abgebildet und mit jedem neuen Puls verändert. Der Einzelpixel-Detektor misst bei diesem Verfahren ebenfalls einen Grauwert, dieser stellt aber einen Korrelationsfaktor der kompletten Szene zur Struktur dar, statt wie beim Laser-Scanner einen Korrelationsfaktor zwischen Laser-Spot und abgetastetem Punkt. Alternativ kann der Empfänger auch zuerst das Objekt bestrahlen und vor der Aufnahme des Korrelationsfaktors das vom Objekt gestreute Licht mit der bekannten Struktur überlagern, statt die Struktur auf das Objekt abzubilden.

Entscheidend ist dabei, dass die Licht-Struktur auf dem Objekt, bzw. das Bild des Objekts auf dem Lichtformer korrekt abgebildet wird, da nur so die Korrelation von Objekt und Struktur erhalten werden kann. Sollte z.B. das Bild des Objekts verwaschen sein, gibt der gemessene Grauwert nur die Korrelation des verwaschenen Bildes mit der Struktur. Dadurch kann auch nur das verwaschene Bild rekonstruiert werden. Zudem ist zu beachten, dass das Licht, das auf den SLM fällt, ebenfalls eine bestimmte Struktur hat. Da in der Regel Laser zur Beleuchtung verwendet werden, sind dabei vor allem eine gaußförmige Verteilung des Lichts über dem SLM und Einflüsse durch Speckle-Muster zu berücksichtigen.

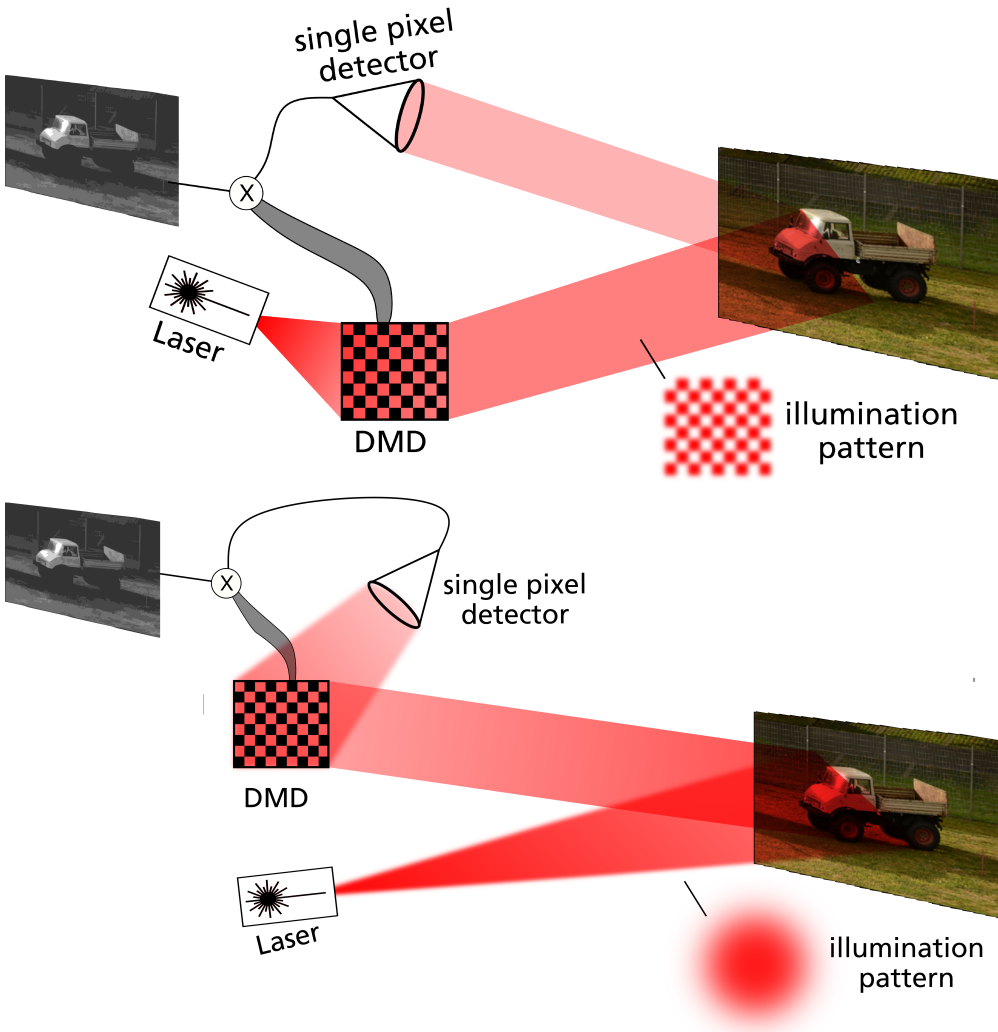


Abbildung 2.4: Compressive Sensing (Computational Ghost Imaging) Aufbauten. Auf die Emission eines Laser wird mit einem SLM eine räumliche Struktur aufgeprägt und damit die Szene ausgeleuchtet. Die Rückstreuung der Szene wird mit einem einfachen Einzel-Pixel-Detektor registriert, dessen Grauwert einen Gewichtungsfaktor für die aufgeprägte Struktur darstellt. Die Struktur wird sukzessive verändert und entsprechend dem Grauwert miteinander verrechnet, wodurch ein Bild der Szene entsteht. Die Licht-Struktur kann sowohl vor als auch nach der Interaktion aufgeprägt werden. Mit diesen Aufbauten werden i.d.R. erheblich weniger Messungen und eine geringere Laserleistung benötigt, als mit vergleichbaren Laser-Scannern.

Der englische Begriff *compressive sensing* zur Beschreibung solcher Systeme kommt aus der Signalverarbeitung und beschreibt allgemein Techniken zur effizienten Aufnahme und Rekonstruktion von Signalen, indem Lösungen für unterbestimmte lineare Systeme gefunden werden. Grundlage ist dabei, dass das zu rekonstruierende Signal nur dünn-, bzw. schwach (engl. *sparse*) besetzt ist. Sollte diese Randbedingung der sogenannten *sparsity* nicht gegeben sein, würden für jedes $N \times M$ -Pixel Bild $N \times M$ Messungen benötigt um ein Bild zu rekonstruieren. Aufgrund der durch *sparsity* entstehenden Redundanz können solche Signale jedoch ohne wesentlichen Informationsverlust komprimiert werden. Dies wird zum Beispiel in aktuell verwendeten Kameras verwendet, bei denen die ursprünglichen Rohdaten durch Codierungsstandards, wie z.B. JPEG, erheblich reduziert werden können.

Compressive sensing Systeme nutzen, im Gegensatz zu diesen Software-Lösungen, die Redundanz des Signals aus, um die Hardware-Anforderungen des Systems zu reduzieren. Dadurch können zum Beispiel einfachere und dadurch günstigere Kameras genutzt werden oder unter Umständen auch der Energiebedarf reduziert werden. Dies ist vor allem interessant für Spektralbereiche, in denen aktuell keine dedizierte Kameratechnik vorhanden ist, da durch solche Systeme die sehr kostenintensive Entwicklung entsprechender Kameras umgangen werden kann.

Die Rekonstruktion des Objekts muss dabei mit entsprechenden Matrizen-Operationen berechnet werden, was je nach beteiligten Matrizen und Auflösung sehr aufwändig sein kann. Daher nutzt man i.d.R. sogenannte Hadamard-Matrizen, bei denen alle Zeilen und Spalten der Matrix orthogonal zueinander stehen, wodurch die Berechnung des Bildes stark vereinfacht wird [58]. Diese Matrizen können für alle $n * n$ -Auflösungen konstruiert werden, wenn n eine Zweierpotenz ist. Zudem kann die Reihenfolge und Form der Matrizen auf eine bestimmte Anwendung adaptiert werden, sodass z.B. bestimmte Teile der Szene vorrangig abgetastet werden können [56]. Dadurch lässt sich z.B. mit Hilfe einer Objekt-Detektion und -Verfolgung die Framerate bedeutend erhöhen, ohne dass die Auflösung des Zielobjekts beeinträchtigt wird.

2.3 Bildgebung mit verschränktem Licht

Die Bildgebung mit verschränktem Licht ist stark verwandt mit der Bildgebung mit korreliertem Licht, allerdings wird hier nicht die Korrelation zweier Lichtstrukturen genutzt. Stattdessen wird, je nach Aufbau, die Korrelationen zweier miteinander verschränkter Photonen oder die Interferenz verschränkter Photonen-Paare miteinander genutzt. Dabei misst man auch nicht einen Graustufen-Wert und verwendet diesen als Gewichtungsfaktor der makroskopischen Lichtstruktur, sondern man nutzt die direkte Punkt-zu-Punkt-Korrelation der Photonen, um die Bildinformation zu erhalten. Dabei gibt es, wie schon angedeutet, 2 prinzipielle Möglichkeiten zur Realisierung von Bildgebung.

Man kann die Photonen entweder individuell detektieren und unter Verwendung bestimmter Korrelationen die miteinander verschränkten Partner identifizieren, oder man kann die Partner mit ebenfalls verschränkten Photonen im gleichen Spektrum überlagern. Der zweite Fall nutzt dabei 2 identische Photonen-Paar-Quellen (A und B), um zwei getrennte aber interferenzfähige Photonen-Paare (A1 und A2, bzw B1 und B2) zu erzeugen.

Die Photonen der einen Quelle (A1) interagieren mit dem gewünschten Objekt und werden danach mit den Photonen der anderen Quelle (B1) überlagert. Da von dem Objekt eine räumliche Struktur auf die Photonen von A1 geprägt wird, ist zwischen A1 und B1 eine Unterscheidbarkeit der „Welcher-Weg-Information“ bei dieser Struktur möglich, wodurch die Interferenz in diesem Bereich beeinflusst wird. Durch die Korrelation der Photonen-Paare entsteht dieses Verhalten auch bei Überlagerung der jeweils verschränkten Photonen (A2 und B2). Dadurch entsteht ein Bild des mit A1 untersuchten Objekts in der Überlagerung von A2 und B2 und ermöglicht somit Bildgebung ohne Detektion von A1 selbst. Dieser Effekt, „induzierte Kohärenz“ genannt, wurde zuerst von Zou et al. gezeigt [59] und erlaubt Bildgebung ohne Kamera im Spektrum des interagierenden Photon [8, 17, 18]. Allerdings ist er durch die benötigte Superposition der verschiedenen Emissionen und seiner Stör-Anfälligkeit kaum zum remote sensing geeignet. Insbesondere würden die mit remote sensing verbundenen Verluste (siehe Abschnitt 2.1.1) den Kontrast der Interferenz und damit die Sichtbarkeit des Objekts stark limitieren.

Daher befasst sich diese Arbeit und die folgenden Ausführungen lediglich mit der ersten Art der Bildgebung, genauer gesagt mit einem Effekt, der zuerst von Pittman et al. [22] gezeigt wurde und als „Quantum Ghost Imaging“ (QGI) bekannt ist. Dies ist zwar die vielversprechendste

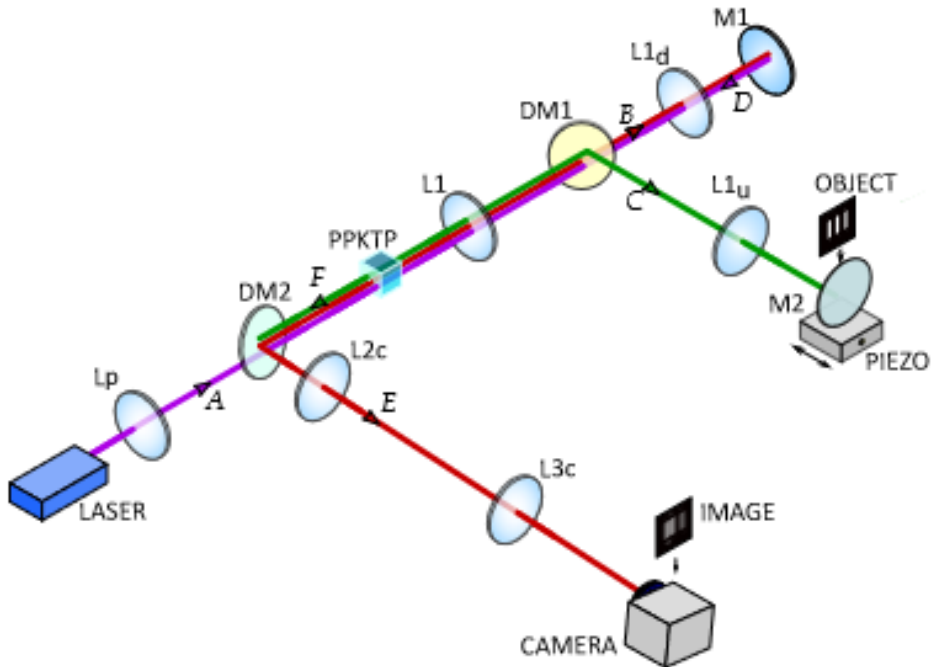


Abbildung 2.5: Aufbau zum „Imaging with undetected photons“, einem super-positions basierten Quanten-Bildgebungsverfahren. Die Bild-Information wird dabei aus der Überlagerung der signal Photonen (rot) gewonnen, nicht aus den mit der Probe interagierenden idler Photonen (grün). Der Aufbau wurde [60] entnommen.

Anwendung zum remote sensing, allerdings nicht die einzige Form der Quanten-Bildgebung mit individueller Detektion. Insbesondere das „superresolution imaging“ [34] und die „Quantum optical coherence tomography“ [10] sollten hierbei noch genannt werden, auch wenn in dieser Arbeit nicht näher darauf eingegangen wird.

Im Folgenden wird zunächst auf die Verschränkung grundlegend und im speziellen auf die Erzeugung paarweise verschränkter Photonen durch parametrische Fluoreszenz eingegangen, bevor die Bildgebung mit QGI beschrieben wird.

2.3.1 Parametrische Fluoreszenz

Die parametrische Fluoreszenz (SPDC, engl. Spontaneous Parametric Down Conversion) ist ein nichtlinearer optischer Effekt zweiter Ordnung. Dabei wird in einem nichtlinearen Medium, in der Regel einem entsprechenden Kristall, ein Photon (pump) in zwei Photonen (signal und idler) umgewandelt. Der Prozess unterliegt dabei zwei grundsätzlichen physikalischen Gesetzen, der Energieerhaltung und der Impulserhaltung. Durch die Energieerhaltung lassen sich die Wellenlängen der beteiligten Photonen bestimmen:

$$\omega_{pump} = \omega_{signal} + \omega_{idler} \quad (2.9)$$

Zusätzlich muss die Kombination der drei Photonen allerdings noch der Impulserhaltung unterliegen:

$$\vec{k}_{pump} = \vec{k}_{signal} + \vec{k}_{idler} \quad (2.10)$$

Diese Bedingung der gleichzeitigen Erfüllung von Energie- und Impuls-Erhaltung wird auch Phasenanpassung (engl. phase matching) genannt. Der Wellenvektor \vec{k} ist gegeben durch:

$$\vec{k} = \frac{n(\omega)\omega}{c} \quad (2.11)$$

und damit abhängig von dem Brechungsindex bei der spezifischen Wellenlänge. Da die meisten Materialien normale Dispersion aufzeigen, ist der Brechungsindex für kürzere Wellenlängen (und damit höheren Photonen-Energien) i.d.R. größer als für längere Wellenlängen, wie in Abbildung 2.7a zu sehen. Aufgrund dieser Wellenlängenabhängigkeit kann die Bedingung der Phasenanpassung für isotrope Medien im Allgemeinen nicht erreicht werden, da es immer einen Versatz entweder in Photonen-Energie oder -Impuls gibt. Zur Realisierung dieses Effekts werden stattdessen Materialien verwendet, die doppelbrechend sind, d.h. Materialien deren Brechungsindex von der Polarisation des Lichts in Relation zur Kristallorientierung abhängig ist. Die Phasenanpassung wird dann dadurch erreicht, dass eines der Photonen senkrecht zu den beiden anderen polarisiert ist, und dadurch einem anderen Brechungsindex unterliegt,

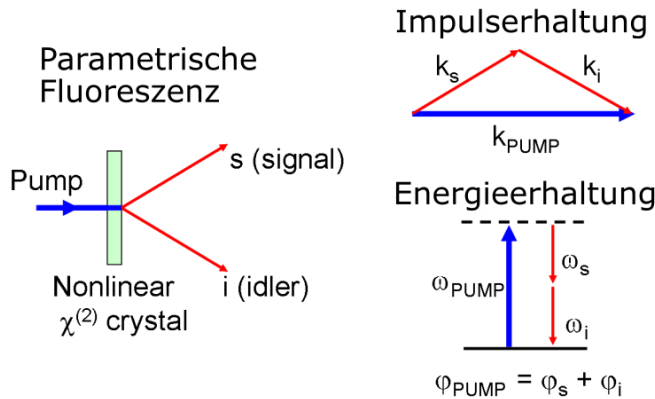


Abbildung 2.6: Parametrische Fluoreszenz (SPDC). Der i.d.R. zu höheren Photonen-Energien größere Brechungsindex führt dazu, dass die Impulserhaltung nur durch einen Versatz im Emissionswinkel der Photonen-Paare erreicht werden kann.

wie in Abbildung 2.7b zu sehen. Dadurch ergeben sich zwei Haupt-Arten der Phasenanpassung, abhängig davon, wie die Polarisation der entstehenden Photonen zueinander orientiert sind. Typ-1 Phasenanpassung, bei dem das entstehende Photonen-Paar senkrecht zueinander polarisiert ist, und Typ-2 Phasenanpassung, bei dem das Paar parallel zueinander polarisiert sind.

Durch sorgfältige Wahl des Kristall-Materials, seiner Orientierung und durch Kontrolle des Pumplichts lassen sich diverse Parameter der Photonen-Korrelation manipulieren [61]. Insbesondere lässt sich die Phasenanpassung über ein breites Spektrum an Wellenlängen realisieren, wodurch dieser Effekt auf viele Anwendungen zugeschnitten werden kann. Dieses Spektrum kann, aufgrund der Temperatur-Abhängigkeit des Brechungsindex, über die Kristall-Temperatur sogar gezielt verändert und fein abgestimmt werden [62].

Die Breite des emittierten Spektrums ist allerdings stark von der Länge des Kristalls abhängig, da diese die Phasenanpassung stark beeinflusst. Für ein allgemeines Photonen-Triplet lässt sich der Phasen-Verzug über $\Delta k = k_{\text{pump}} - k_{\text{signal}} - k_{\text{idler}}$ (siehe Formel 2.10) berechnen. Dieser Verzug führt zu einer „Drehung“ des nichtlinearen Tensors im komplexen Phasenraum. Ab einer Drehung von π führt diese Drehung zu destruktiver Interferenz seiner Komponenten, bis sich seine Anteile bei einer Drehung von 2π effektiv aufheben. Damit lässt sich eine sogenannte Kohärenz-Länge definieren, bis zu der sich die Komponenten konstruktiv addieren:

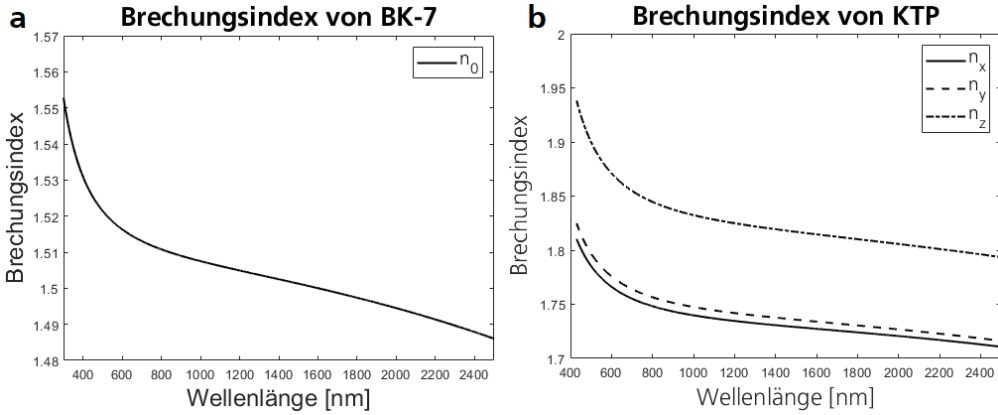


Abbildung 2.7: Brechungsindizes von BK7 und KTP, berechnet aus ihren Sellmeier Koeffizienten, entnommen von [64] (a) Brechungsindex von BK7, abhängig von der Wellenlänge des Lichts. Da BK7-Glas ein isotropes Medium ist, ist sein Brechungsindex nicht von der Polarisation des einfallenden Lichts abhängig. (b) Brechungsindex eines KTP-Kristall, einem doppelbrechendem Material. Der Brechungsindex dieses Materials ist abhängig von der Orientierung der Polarisation des Lichts in Relation zur Orientierung der kristallinen Struktur des KTP-Kristall.

$$L_c = \frac{\pi}{\Delta k} \quad (2.12)$$

Ab dieser Kohärenz-Länge fängt destruktive Interferenz an, was zu einer Unterdrückung des SPDC-Prozesses führt. Sollte der SPDC-Kristall also länger als die Kohärenz-Länge dieses Verzugs sein, wird der SPDC-Prozess bei den entsprechenden Wellenlängen verhindert. Offensichtlich ist dadurch der mögliche Verzug $\Delta k = \frac{\pi}{L_{crystal}}$ für lange Kristalle erheblich kleiner als für kurze Kristalle, was wiederum zu einem schmaleren SPDC-Spektrum führt. Eine detailliertere Herleitung dieser Beziehungen kann [63] entnommen werden.

Dieses Verhalten kann jedoch auch genutzt werden, um den Kristall zu manipulieren und bestimmte, gewünschte Phasenadjustierungen zu erreichen. Weit verbreitet ist dabei das periodische Polieren des Kristalls, bei dem die Kristallorientierung periodisch invertiert wird. Dadurch wird der nichtlineare Tensor des Medium lokal invertiert, wodurch sich das Vorzeichen seiner Drehung ändert. Durch periodische Invertierung nach der Kohärenz-Länge L_c kann damit die dort beginnende destruktive Interferenz zu konstruktiver Interferenz geändert werden. Dadurch wird auch Phasenadjustierung für im uniform orientierten Kristall unmögliche Wellenlängen-Kombinationen erreicht. Von besonderem Interesse ist dabei die normalerweise unmögliche Typ-0 Phasenadjustierung.

passung, bei dem Pump-Licht, signal und idler parallel zueinander polarisiert sind. Auf dieses Thema wird in Unterkapitel 2.3.2 detaillierter eingegangen.

Der deutsche Name dieses Prozesses (parametrische Fluoreszenz) ist etwas irreführend, da im Gegensatz zur normalen Fluoreszenz keine Energiezustände des Mediums angeregt werden. Diese würden sich im Durchschnitt nach einer gewissen Zeit (der Fluoreszenz-Lebensdauer) strahlend entladen. Stattdessen findet der Zerfall des Pump-Photons und die Erzeugung von signal und idler Photonen im gleichen Moment statt. Außerdem kann, dadurch dass man nicht an feste, materialabhängige Energie-Niveaus und -Differenzen gebunden ist, ein erheblich breiteres Spektrum emittiert werden als es z.B. mit einem auf Fluoreszenz basierten Laser möglich ist [65].

Es wurden zwar durch intensive quantenmechanische, elektrodynamische Analysen bereits Mechanismen hergeleitet, bei denen die Zeit und der Ort der Partner nicht koinzidieren [66, 67], allerdings wurden diese Überlegungen im Rahmen dieser Arbeit ausgelassen, da ihre Auftretens-Wahrscheinlichkeit im Vergleich zur regulären SPDC durch die involvierten Nebeneffekte sehr klein ist. Diese Nichtlokalität limitiert jedoch die Genauigkeit (engl. fidelity) der Verschränkung, was z.B. bei der Quanten Kommunikation die Quantum Key Distribution (QKD) limitiert. Für Bildgebungs-Anwendungen würde solch eine Nichtlokalität, je nach System, zu zusätzlichem Rauschen führen oder die mögliche Auflösung begrenzen. Bei Koinzidenz-basierten Messungen ist der Einfluss dieser Effekte besonders fraglich, da die zeitliche Koinzidenz, die zur Identifizierung von Photonen-Paaren genutzt wird, auch zur Filterung dieser (zum Teil) auch zeitlich nichtlokalen Paare genutzt werden könnte.

2.3.2 Quasi-phase matching

Quasi-phase matching (QPM) beschreibt eine Methode zur Manipulation der Phasenanpassung durch Einbringung einer periodischen Struktur in das nichtlineare Medium. Diese Struktur wird meist durch periodisches Polen des Kristalls geschaffen, also durch periodische Invertierung seiner ferroelektrischen Domänen. Dies führt zu einem periodischen Wechsel des Vorzeichens des nichtlinearen Koeffizienten [68] und damit einer periodischen Invertierung des entsprechenden Tensors. Die Strukturierung kann durch mehrere Methoden erreicht werden, am weitesten verbreitet ist jedoch das Polen durch starke, lokale elektrische Felder. Diese Methode wird auch zur Ausrichtung anderer optischer Materialien, z.B. Polymere, verwendet [69, 70].

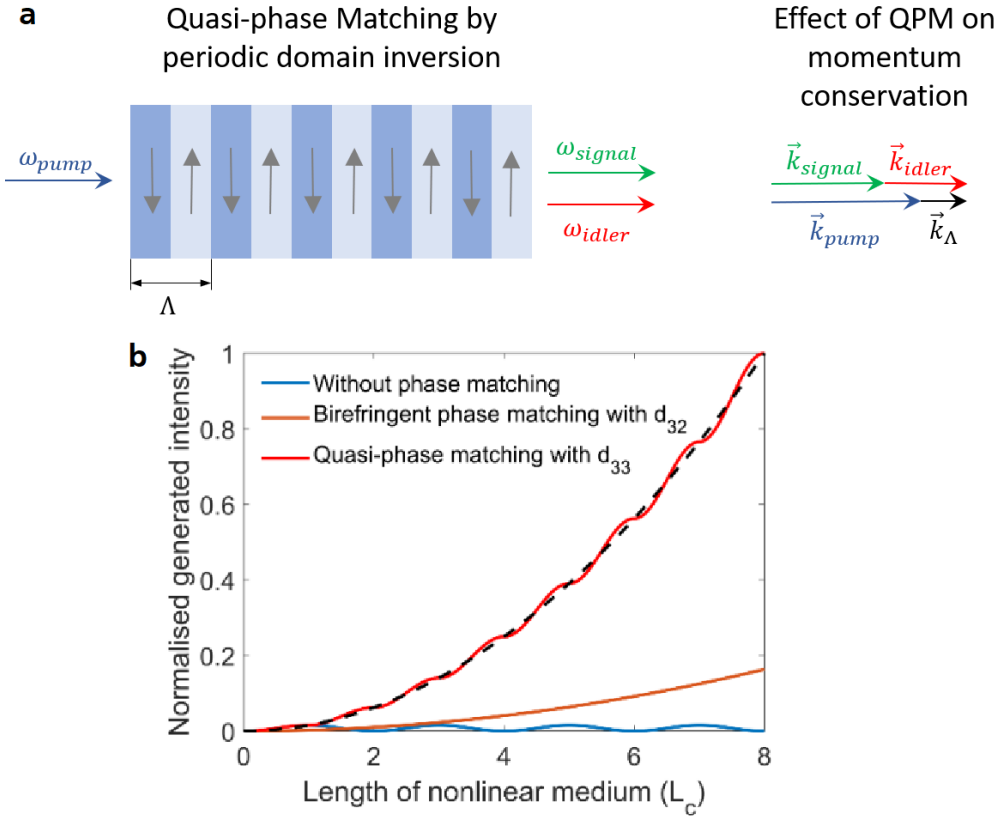


Abbildung 2.8: Quasi-phase matching und sein Einfluss auf die Phasenanpassung. (a) Quasi-phase matching-Struktur in einem nichtlinearen Kristall. Die Orientierung der Kristalldomänen wird periodisch invertiert. Daneben: Einfluss der Struktur auf die Phasenanpassung (kollineare Phasenanpassung), ausgedrückt durch den Wellenvektor k_Λ . (b) Intensität der Summen-Frequenz (SFG) bei verschiedenen Phasenanpassungen. Das Verhalten ist vergleichbar mit der Phasenanpassung bei SPDC. blau: Intensität ohne Phasenanpassung, orange: natürliche Winkel-Phasenanpassung über d_{32} -Koeffizien, rot: Quasi-Phasenanpassung über den d_{33} -Koeffizienten. Das Bild wurde [71] entnommen.

Die benötigte Struktur kann durch die Fehl-Anpassung der Phase des Photonen-Triplets² bestimmt werden, gegeben durch die Brechungsindizes bei den gewünschten Wellenlängen und Polarisationen. Nach einer bestimmten Kohärenz-Länge L_c entspricht diese Fehl-Anpassung exakt π (siehe auch Gleichung 2.12). Im unbearbeiteten Kristall würde der komplexe nichtlineare Tensor ab dieser Länge beginnen destruktiv zu interferieren und damit den nichtlinearen Prozess

² siehe Gleichungen 2.9, 2.10 und 2.12

unterdrücken. Durch Invertierung der Kristall-Struktur nach dieser Kohärenz-Länge wird jedoch das Vorzeichen des nichtlinearen Koeffizienten gedreht, was statt zu einer destruktiven zu einer konstruktiven Interferenz führt [70]. Damit lassen sich die möglichen Perioden der Struktur durch

$$\Lambda = 2mL_c \quad (2.13)$$

berechnen, wobei $m = 1, 3, 5, \dots$ die Ordnung der Anpassung ist und dazu führt, dass die konstruktive Interferenz erreicht wird. Aus dieser Gleichung lassen sich mehrere mögliche Perioden ableiten, allerdings führen höhere Ordnungen im Allgemeinen zu niedrigeren Konversions-Effizienzen, da hier zunächst auch destruktive Interferenz des nichtlinearen Tensors auftritt. Eine Anpassung höherer Ordnung kann jedoch vorteilhaft in der Realisierung der Polung sein, da größere Strukturen i.d.R. einfacher und verlässlicher zu fertigen sind.

Dieses Verhalten ist in Abbildung 2.8 dargestellt, allerdings nicht für parameterische Fluoreszenz, sondern für einen Summen-Frequenz-Prozess (SFG). Das Verhalten ist vergleichbar, allerdings zeigt die Intensität bei der SPDC keine exponentielle Kurve, sondern ein lineares Verhalten. Dies kommt durch die spontane Erzeugung statt der in SFG genutzten stimulierten Erzeugung. Die Erzeugung der Photonen-Paare zeigt jedoch ebenso ein Sinus-Verhalten, da sie durch eine Projektion des sich im Phasenraum drehenden optischen Tensors beschrieben wird. Dadurch ist der effektive nichtlineare Koeffizient bei Quasi-Phasenanpassung auch auf $2/\pi$ des realen nichtlinearen Koeffizienten begrenzt.

Der Einfluss der periodischen Struktur in der Phasenanpassung lässt sich durch einen eigenen Wellenvektor k_Λ beschreiben. Durch gezielte Manipulation lässt sich theoretisch für jedes Photonen-Triplet, das die Energie-Erhaltung erfüllt, eine Struktur finden, die dafür sorgt, dass die Impulserhaltung, und damit die Phasenanpassung erfüllt wird. Insbesondere lässt sich für eine Vielzahl an Wellenlängen-Kombinationen auch die Art der Phasenanpassung der Photonen frei wählen. Dadurch lässt sich z.B. kollineare Typ-0 Phasenanpassung erreichen, dass also Pump-, idler- und signal-Photonen die gleiche Polarisation besitzen und kollinear emittiert werden. Diese Art der Anpassung erlaubt die Nutzung der d_{33} Nichtlinearität, die bei diversen nichtlinearen Materialien besonders groß ist und damit höhere Konversions-Effizienzen verspricht (z.B. [72]).

Darüber hinaus lässt sich diese Anpassung über ein breites Spektrum an Wellenlängen und Kombinationen realisieren. Für die Messtechnik von besonderem Interesse ist dabei die Verschränkung von sichtbarem, Silizium-detektierbarem Licht ($< 1,1 \mu\text{m}$) mit dem Spektrum, in

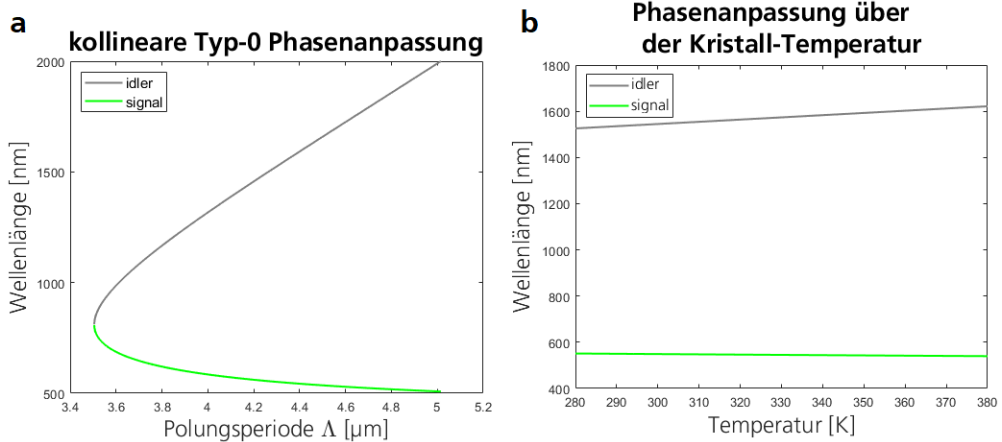


Abbildung 2.9: Einfluss von Polungs-Periode und Kristall-Temperatur auf die Phasenanpassung am Beispiel kollinear Typ-0 Phasenanpassung. (a) Einfluss der Polungsperiode auf die Wellenlängen der kollimiert emittierten Photonen-Paare eines KTP-Kristall. Angenommen wurde dabei ein 405 nm Laser und eine Kristall-Temperatur von 20 °C. (b) Einfluss der Kristalltemperatur auf die Wellenlängen der kollimiert emittierten Photonen-Paare eines mit 4.25 μm -Periode gepolten KTP-Kristalls, bei einer Pump-Wellenlänge von 405 nm. Die Daten wurde mit SNLO berechnet [78] und beruhen u.a. auf den Messungen in [79].

dem die Messung stattfinden soll. Dieses Spektrum kann dabei vom sichtbaren [73] über das Infrarote [16, 74] bis in den THz-Bereich [75] gewählt werden. Allerdings wird bei extrem langen Wellenlängen (bzw. geringeren Photonen-Energien) die Trennung von Pump- und signal Photonen, aufgrund des nur geringen Wellenlängen-Unterschied, zunehmend zu einem Problem [76].

Natürlich spielen zudem auch die Qualität und „Reinheit“ der periodischen Struktur eine entscheidende Rolle. Die größte Einschränkung bzgl. möglicher Spektroskopie-Anwendungen liegt jedoch in der Absorption des nichtlinearen Medium selbst. Nicht weil die Phasenanpassung in diesem Spektrum nicht möglich wäre, sondern weil das entsprechende Photon im Medium selbst absorbiert würde und damit nicht mehr zur Messung genutzt werden kann. Durch entsprechende Methoden, z.B. die Verwendung kurzer Kristalle [77], kann dieser Bereich zwar etwas erweitert werden, bleibt für die meisten Anwendungen jedoch begrenzt.

Auch bei periodisch gepolten Kristallen lässt sich das emittierte Spektrum sehr fein abstimmen, v.a. durch Temperatur-Tuning. Allerdings sind hierbei die intrinsischen Material-Parameter weniger von Bedeutung. Die Emission wird stattdessen hauptsächlich durch die Änderung der

Periode der Kristall-Struktur verändert. Durch thermische Expansion des Kristalls wird diese Periode gestreckt, und damit die Phasenanpassung zu anderen Triplets mit den entsprechenden Kohärenz-Längen verschoben [69].

Für die Messtechnik von besonderem Interesse ist die aperiodische Polung von nichtlinearen Kristallen. Hierbei ist die Polungsperiode des Kristalls nicht konstant, sondern ändert sich über der Länge des Kristalls. Die dabei entstehenden, so-genannten „chirped gratings“, verschieben die Phasenanpassung zu immer neuen Triplets und erlauben das Design ultra-breitbandiger Quellen mit einem sehr breiten Emissionsspektrum. Dies kann z.B. zur Erhöhung der Modenzahl (bei einer bestimmten Wellenlänge) oder auch zur Verkürzung der zeitlichen Korrelation genutzt werden [80–82].

2.4 Quantum Ghost Imaging

QGI nutzt die miteinander in enger Beziehung stehenden Eigenschaften paarweiser verschränkter Photonen, um Objekte abzubilden, ohne dass das mit dem Objekt interagierende Photon mit einer Kamera abzubilden. Dadurch lässt sich Bildgebung in frei wählbaren Wellenlängen-Bereichen erreichen, ohne dass in diesem Bereich ausgereifte Kamera-Technik benötigt wird. Zudem wird die Information pro Photon stark erhöht, wodurch scharfe Bilder mit nur sehr wenigen Photonen erzeugt werden können [12].

Die Grundlage des QGI liegt in der Verknüpfung der beiden Photonen eines verschränkten Paares durch die Orts- und Impuls-Verschränkung. Dadurch lässt sich, unter den richtigen Bedingungen, der Pfad eines Photons durch den Pfad seines Partners rekonstruieren. Mit anderen Worten lässt sich durch Abbildung des einen Photons (im Folgenden signal) mit einer Kamera ein Bild des entsprechenden Partners (im Folgenden idler) erhalten. Durch Messung des idler Photons, das mit dem abzubildenden Objekt interagiert, mit einem Einzel-Element-Detektor (im Folgenden Bucket Detektor) lassen sich die verschränkten Partner identifizieren und ein Bild des beleuchteten Objekts aus den Detektionen der signal Photonen aufbauen. Um eine scharfe Abbildung zu erhalten muss allerdings die Beziehung beider Partner eindeutig sein. Dadurch ergeben sich 2 mögliche Realisierungen der Photonen-Quelle, das „far-field setup“ (auch linsenfreier Aufbau) und das „near-field setup“ (auch Aufbau mit Zwischenbild im Kristall), gezeigt in Abbildung 2.11.

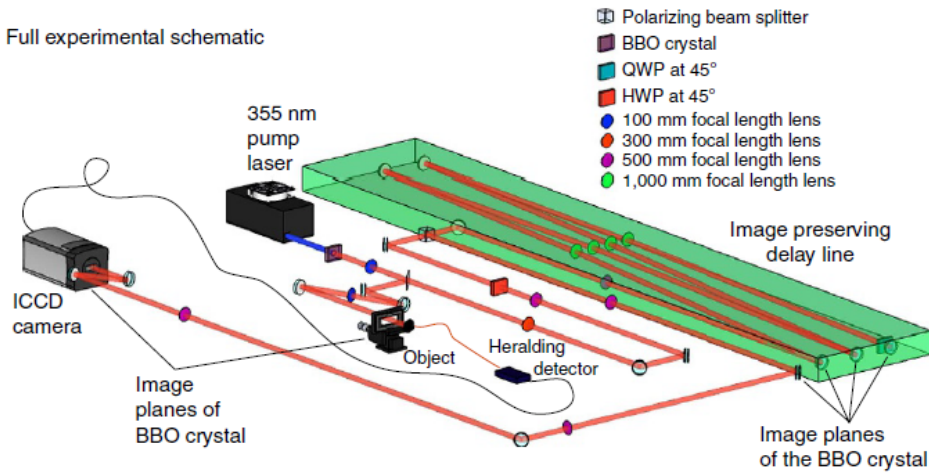


Abbildung 2.10: Aufbau zum heralded Quantum Ghost Imaging, aus [12]. Ein verschränktes Photonen-Paar wird erzeugt und die beiden Partner anhand ihrer Polarisation getrennt. Ein Partner (idler) wird auf das gewünschte Objekt abgebildet und danach detektiert. Diese Detektion löst eine Kamera aus, die das zweite Photon (signal) räumlich aufgelöst aufnimmt (Das signal-Photon wird „angekündigt“, daher „heralded“ Detektion). Damit das signal Photon aufgenommen werden kann, muss es entsprechend der Öffnungszeit der Kamera verzögert werden. Um ein Bild zu erhalten müssen zusätzlich das signal Photon auf der Kamera und das idler Photon auf dem Objekt in der gleichen Bild-Ebene liegen. Deshalb muss das signal Photon auf die einzelnen Spiegel der Verzögerungs-Strecke abgebildet werden, um die Korrelation zu erhalten.

Das far-field setup nutzt einen Laser, der in einen nichtlinearen Kristall fokussiert wird. Durch diese Fokussierung wird die Entstehung der Photonen-Paare auf den Bereich des Fokus limitiert, allerdings divergieren die Emissionswinkel der emittierten Partner sehr stark. Die Bezeichnung rührt daher, dass durch die Fokussierung die Quelle quasi punktförmig ist und daher theoretisch Bildgebung ohne Abbildungs-Linsen und äußerst großen Tiefenschärfe möglich wäre³. In der Praxis werden jedoch meist Abbildungs- und Fokussier-Linsen verwendet, da i.d.R. die Divergenz der Photonen sehr groß (mehrere mrad) und die Apertur passender Einzel-Photonen-Detektoren sehr klein (wenige μm) ist.

Alternativ kann das near-field setup verwendet werden. Hier wird ein kollimierter Laser genutzt, um die gesamte Apertur des Kristalls auszustrahlen. Dadurch werden die Paare über der kompletten Apertur erzeugt, ihre Emissionswinkel sind jedoch stark limitiert. Das dadurch entstehende Bild der „Kristallebene“ wird dann während der Propagation sowohl auf das Objekt

³ Ähnlich einer Lochkamera [83]

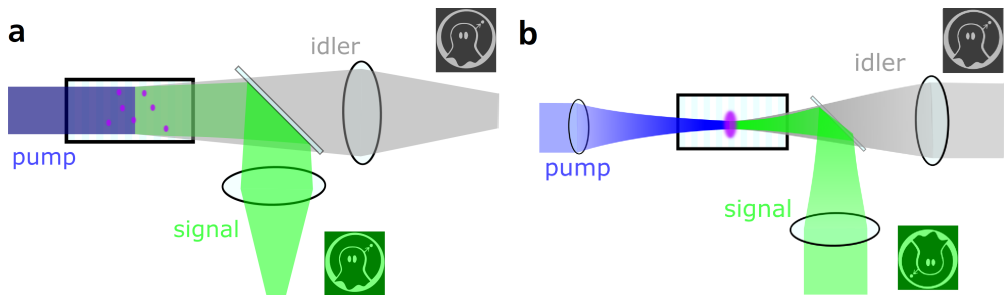


Abbildung 2.11: Die beiden möglichen Realisierungen der Photonen-Paar-Quelle und die resultierende Bild-Korrelation. Für eine eindeutige Korrelation der Impulse der Photonen-Paare werden plane Phasen-Fronten benötigt [84], was sowohl im kollimierten Strahl als auch im Fokus eines Laser erreicht werden kann. (a) Near-field setup. Der Laser wird kollimiert und die gesamte Apertur des Kristall wird ausgeleuchtet. Die entstehende Positions-Korrelation der signal und idler Photonen führen, bei Abbildung in der gleichen Bild-Ebene, zum gleichen Bild im signal und idler. (b) Far-field setup. Der Laser wird in den Kristall fokussiert, wodurch die Emission der Photonen-Paare auf einen kleinen Querschnitt limitiert wird. Zur Bildgebung wird die Impuls-Korrelation der Photonen verwendet, die sich durch Kollimation in eine eindeutige räumliche Korrelation umsetzen lässt. Durch die Anti-Korrelation der Impulse wird das entstehende Bild im Ursprung invertiert, ähnlich einer Lochkamera [83]. Zur Übersichtlichkeit wurde der Kristall in der Abbildung stark vergrößert, zur Bildgebung sollte der Kristall erheblich kleiner als die Rayleigh-Länge des Laser sein [85].

als auch auf den Detektor abgebildet, um die Punkt-zu-Punkt-Korrelation der verschränkten Photonen wieder herzustellen.

Beide Setups bieten die Möglichkeit zur Realisierung von QGI, die Wahl des Setups hängt dabei hauptsächlich von ihren jeweiligen Vor- und Nachteilen ab. So lässt sich mit einem Zwischenbild-Aufbau v.a. mit sehr langen Kristallen arbeiten, während der linsenlose Aufbau erheblich kleinere Aperturen benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde lediglich mit einem linsenlosen Aufbau gearbeitet, da die Apertur der verwendeten Kristalle, und damit die erreichbare Auflösung mit dem Zwischenbild-Aufbau, aufgrund der periodischen Polung stark eingeschränkt ist.

Beim linsenlosen Aufbau ist es vor allem wichtig, den Fokus des Lasers genau zu kontrollieren. Dabei gibt es einen Trade-Off zwischen der Größe des Fokus, die die Genauigkeit der Orts-Korrelation limitiert, und seiner Divergenz, die durch die Länge des Kristalls die Eindeutigkeit der Impuls-Korrelation limitiert. Hierzu kann man als Maß die Rayleigh Länge des Fokus nehmen, welche möglichst groß im Verhältnis zur Kristall-Länge gehalten werden sollte [80, 86–88].

Da in der praktischen Umsetzung sehr viele einzelne Photonen gemessen werden, wobei nicht bekannt ist, welche der gemessenen Photonen zu einem bestimmten Paar gehören, benötigt man ein System zur Identifikation der Partner-Photonen. Im Gegensatz zu „klassischen“ quantenmechanischen Quellen, wie z.B. Lasern, wird bei nichtlinearen Prozessen kein Energie-Niveau des Medium von einem Pump-Photon angeregt, welches sich im Mittel nach der Fluoreszenz-Zeit abregt. Stattdessen interagiert das Pump-Photon direkt mit dem signal- und idler-Photon [71]. Durch diese direkte Interaktion der Strahlung erfolgen die Absorption der Pump-Strahlung und die Emission von signal- und idler-Photon instantan. Anders ausgedrückt werden idler und signal Photonen exakt zum gleichen Zeitpunkt erzeugt. Dieser gemeinsame Erzeugungszeitpunkt beider Photonen wird i.d.R. genutzt, um durch Koinzidenz-Detektion die tatsächlich verschränkten Photonen-Partner zu identifizieren.

2.4.1 Auflösungslimits von QGI

Die Auflösung eines beliebigen Bildgebung-Systems ist allgemein durch die Beugung an den Optiken vor der Abbildung, bzw. deren Punktverwaschungsfunktion (engl. Point-Spread-Function, PSF), begrenzt. Das fundamentale Limit der Auflösung wird durch das Abbe-Limit beschrieben:

$$d = \lambda / 2n * \sin(\alpha) \quad (2.14)$$

mit d der Auflösung, n dem Brechungsindex des Mediums und α dem halben Öffnungswinkel der Optik. Im Falle von QGI ist die für die Auflösung entscheidende Wellenlänge die langwelligere, also i.d.R. die des idler-Photons [89]. Es existieren zwar Möglichkeiten, mit verschränkten Photonen unter dieses Limit zu gelangen, z.B. „Optical centroid measurements“ (OCM) [34, 90], hierzu müssen aber immer mehrere verschränkte Partner mit dem Objekt interagieren und gemeinsam detektiert werden. Da bei QGI die beteiligten Partner räumlich getrennt werden, gilt für diese Systeme noch immer das Abbe-Limit.

Je nach System kann allerdings nicht nur die Auflösung der Optiken auf der Empfangsseite relevant sein, sondern es können auch die Eigenschaften der Beleuchtungsquelle die Auflösung begrenzen. Im Falle eines Laser-Scanner spielt z.B. die Beugungsmaßzahl M^2 des Laser eine entscheidende Rolle. Im Falle von QGI ist ein ebensolches Limit gegeben durch die endliche Eindeutigkeit der Korrelation beider Photonen, die wiederum vom Design der Quelle abhängt [91].

Für das far-field-setup sollte die Photonenquelle möglichst einer Punktquelle entsprechen, was bedeutet der Laser sollte möglichst stark fokussiert werden, um die Größe des Pump-Spots und damit die Auflösung so klein wie möglich zu halten. Durch eine starke Fokussierung wird allerdings auch die Divergenz des Lasers erhöht, was dazu führt dass die die Impuls-Korrelation einer größeren Ungenauigkeit unterliegt [86].

Diese Abhängigkeit wird für einen Gauss'schen Pumpstrahl mit Radius w_0 und transversaler Impuls-Verteilung des Pumplicht $\Xi(\rho_p)$ beschrieben durch die gekoppelte Biphotonen Amplitude (engl. biphoton joint amplitude) $F(\rho_i, \rho_s)$

$$F(\rho_i, \rho_s) = \Xi(\rho_p) \text{sinc} \left(\frac{L}{2} \delta k(\rho_i, \rho_s) \right) \exp \left(-w_0^2 \frac{|\rho_i + \rho_s|^2}{4} \right) \quad (2.15)$$

wobei ρ_i, ρ_s und ρ_p jeweils den Impuls von idler, signal und Pumplicht, L die Länge des Kristalls und $\Delta k(\rho_i, \rho_s)$ die Phasenfehlanpassung der drei interagierenden Wellen beschreiben. Im Falle von QPM-Tuning des Kristalls kommt zu $\Delta k(\rho_i, \rho_s)$ noch der Einfluss der Phasenanpassung durch einen zusätzlichen Faktor $k_{crystal}$ hinzu, weshalb $\Delta k(\rho_i, \rho_s)$ dann beschrieben wird durch:

$$\Delta k(\rho_i, \rho_s) = k_{pz} + k_{crystal} - k_{sz} - k_{iz} - \frac{|\rho_i + \rho_s|^2}{2k_p} \quad (2.16)$$

wobei $k_{\mu z}$ jeweils für die z-Komponente, also die Komponente in Ausbreitungsrichtung des Lichts, der k-Vektoren von Pumpe, signal und idler stehen. Im Falle von kollinearer Phasenanpassung kann dabei näherungsweise auf diese Indizierung verzichtet werden, da die transversalen Abweichungen von der Ausbreitungsrichtung nur gering sind.

Eine genauere Herleitung dieser Formeln kann [86] entnommen werden, wobei zu beachten ist, dass dieses Paper von entarteter Verschränkung in einem nicht phasenangepassten Kristall ausgeht. Hier sei noch erwähnt, dass für diese Formeln dünne Kristalle angenommen wurden, wodurch der Effekt des Walk-offs des Pointing-Vektors der Pumpstrahlung vernachlässigt werden kann. Diese Bedingung (Kristall-Länge ist erheblich kleiner als die Rayleigh-Länge des Pump-Lasers, $L_{Kristall} \ll z_{Rayleigh}$) ist allerdings auch im Rahmen dieser Arbeit immer eingehalten worden [85].

Zudem gibt es bei periodisch gepolten Kristallen eine zusätzliche Unsicherheit der Korrelation, bedingt durch ihre Herstellung. Die Breite der gepolten Streifen unterliegt aufgrund technischer Limitationen einer gewissen Streuung, die die „Linienbreite“ der Quelle, bzw. die spektrale

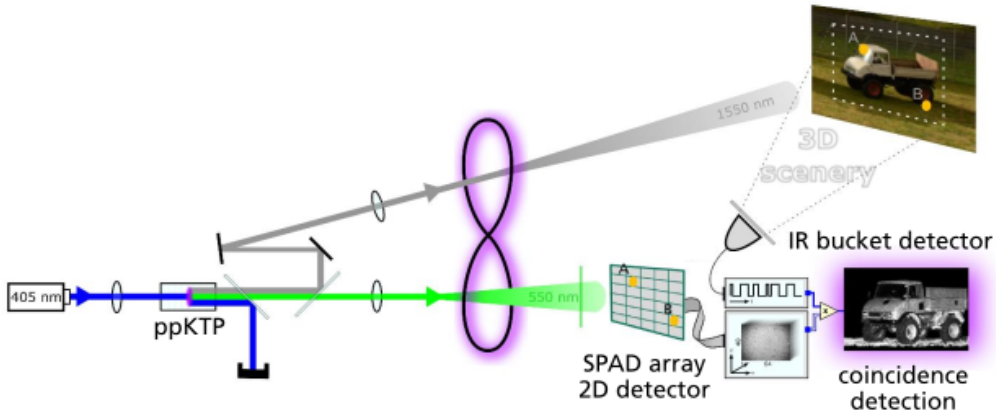


Abbildung 2.12: Aufbau zum asynchronen Quantum Ghost Imaging, aus [20]. Die (ICCD-)Kamera aus dem heralded setup (siehe Abbildung 2.10) wird durch eine räumlich und zeitlich auflösende Kamera ersetzt (SPAD-Array). Durch Projektion der Detektionszeiten in eine gemeinsame Zeitbasis (via TCSPC-Elektronik) lassen sich die Detektions-Zeiten aufeinander referenzieren. Koinzidenz-Detektion erfolgt nach der Messung durch Zeitstempel-Vergleich. Dadurch wird die Verzögerungs-Strecke obsolet und zudem 3D-Bildgebung durch direct-Time-of-Flight (dToF) Methoden ermöglicht.

Breite der korrelierten Spektren, nach unten beschränkt. Diese Unsicherheit führt v.a. in Kombination mit refraktiven Optiken, wie sie zur Abbildung benötigt werden, zu einer Begrenzung der Auflösung.

Für eine aktuelle, experimentelle und sehr detaillierte Analyse der möglichen Auflösung des SPDC-Prozesses und der verschiedenen Einflüsse sei hier auf [60] verwiesen. Diese Analyse nutzt zwar einen „induzierte Kohärenz“ Aufbau (siehe Kapitel 2.3) und ist damit an andere Randbedingungen geknüpft, die grundlegenden Überlegungen zur SPDC lassen sich aber übertragen.

2.4.2 Quantum Ghost Imaging mit asynchroner Detektion

Aktuelle QGI-Aufbauten basieren meist auf einem sogenannten „Heralded scheme“, wie es in Abbildung 2.10 gezeigt. Um verschränkte Photonen zu filtern interagiert dazu erst das interagierende idler Photon mit dem Objekt und wird danach mit einem Bucket Detektor gemessen. Diese Messung löst eine Einzel-Photonen-Kamera, i.d.R. eine ICCD oder sCMOS-Kamera, aus, welche das signal Photon aufnimmt. Da die Messung des Bucket Detektor und das Auslösen

der Kamera inhärent zu zeitlichen Verzögerungen führt, muss das signal Photon lange genug „aufgehalten“ werden, damit es von der Kamera registriert werden kann.

Zur Bildgebung muss während dieser Verzögerung allerdings die Korrelation der Abbildung erhalten bleiben. Dies wird meist durch eine bilderhaltende Verzögerungs-Strecke erreicht, die das signal Photon über mehrere Spiegel ablenkt und dabei mit entsprechenden Linsen auf die einzelnen Spiegel-Flächen Spiegel abbildet wird [12]. Da die Verzögerungen i.d.R. mehrere ns betragen⁴, ist eine solche Verzögerungs-Strecke jedoch nur unter erheblichem Justage- und Platz-Aufwand realisieren. Da bei diesem Verfahren die Koinzidenz-Detektion durch die Geometrie des Aufbaus sichergestellt wird, dessen Adaption aufgrund der benötigten Bilderhaltung extrem aufwendig ist, sind diese Aufbauten nur in kontrollierten Umgebungen effektiv einsetzbar.

Aktuelle Entwicklungen im Bereich der Einzel-Photonen-Kameras, insbesondere im Bereich der Single-Photon-Avalanche-Dioden (SPADs), ermöglichen inzwischen nicht nur die räumlich aufgelöste Detektion einzelner Photonen, sondern bieten zudem zeitliche Auflösungen im ps-Bereich. Damit ist es möglich, Detektionen innerhalb eines Mess-Fensters aufeinander zu referenzieren und damit verschränkte Photonen durch Zeitstempel-Vergleich und Koinzidenz-Detektion zu identifizieren [34, 36].

Für die Anwendung in QGI muss jedoch i.d.R. die Detektion des von der Kamera unabhängigen Bucket Detektor auf die Detektionen der Kamera bezogen werden. Der in Abbildung 2.12 gezeigte Aufbau nutzt hierzu externe Timing-Elektronik (TCSPC, engl. time correlated single photon counting), die sowohl an die Kamera als auch den Detektor angeschlossen ist. Dadurch lässt sich der Beginn jedes Mess-Fensters der Kamera erfassen und mit der lokalen Zeit-Information des detektierten Photons kombinieren, um die Detektionen in die Zeitbasis der TCSPC-Elektronik zu projizieren. Die Detektion des Bucket Detektor erfolgt dagegen direkt in dieser Zeitbasis und kann damit direkt auf die Kamera-Photonen referenziert werden.

Durch dieses Verfahren lässt sich die Detektion des signal Photons von der Detektion des idler trennen, sodass die Koinzidenz-Detektion unabhängig von der Geometrie des Aufbaus ist [38]. Zudem ist dadurch die Koinzidenz-Detektion nicht auf eine vom Setup vorgegebene Verzögerung limitiert und kann dadurch verschiedene Objekte bei unterschiedlichen

⁴ Entspricht mehreren Metern optischer Wegstrecke.

Bildtiefen unterscheiden [39]. Mit diesem Aufbau lässt sich also auch 3D-Bildgebung durch direct-Time-of-Flight (dTOF) Methoden, ähnlich zu Lidar-Anwendungen, realisieren. Da die Detektion der Photonen im Gegensatz zu heralded Aufbauten nicht auf der Synchronisierung der Detektoren angewiesen ist, wurde es „asynchrones Quantum Ghost Imaging“ getauft.

Die Entwicklung und Charakterisierung eines Aufbau zum asynchronen Quantum Ghost Imaging war ein Haupt-Schwerpunkt dieser Arbeit und wird in Kapitel 3.4 weiter ausgeführt.

2.5 Single Photon Avalanche Diodes (SPAD)

SPADs sind eine besondere Art der weit verbreiteten Fotolawinendioden (engl. avalanche photo diode, APD). APDs weisen aufgrund der Geometrie ihrer Dotierungs-Schichten sehr hohe interne Feldstärken in einem Teil der Diode auf. Durch diese Feldstärken werden einzelne, durch Photonen-Absorption entstandene Elektronen-Loch-Paare erheblich verstärkt. Dadurch können auch kleine Signale, die im Dunkelrauschen einer regulären Foto-Diode untergehen würden, zu einem messbaren Signal verstärkt und von der nachfolgenden Elektronik verarbeitet werden. Allerdings führt diese Verstärkung auch zu einer gewissen Unsicherheit der gemessenen Signale, da sie stark schwanken und v.a. durch vorherige Detektionen stark reduziert werden können [92].

Im Gegensatz zu APDs werden SPADs nicht unter der Durchbruch-Spannung der Diode, sondern in einem bistabilen Zustand leicht darüber betrieben, dem sogenannten Geiger-Zustand (siehe Abbildung 2.13). Dieser „geladene Zustand“ wird gehalten, solange in der Diode kein Elektronen-Loch-Paar entsteht (z.B. durch Absorption oder thermische Effekte). Sobald ein Elektronen-Loch-Paar entsteht, führen kaskadierende Stoß-Ionisation weiterer Paare zu einem Lawinen-Durchbruch und einer unkontrollierten Verstärkung des Signals. Durch diese unkontrollierte, von bereits einem absorbierten Photon gestartete, Entladung ist dieser Zustand zwar zur quantitativen Messung einer Leistung ungeeignet, kann aber sehr schnell aus einem einzigen absorbierten Photon ein messbares Signal erzeugen. Dadurch sind diese Detektoren perfekt zur Einzel-Photonen-Messung geeignet.

Würde die Diode nach der Detektion weiter über der Durchbruch-Spannung betrieben, würde die Lawinen-Entladung sich selbst erhalten, bis sich die Diode selbst zerstört. Wenn sie

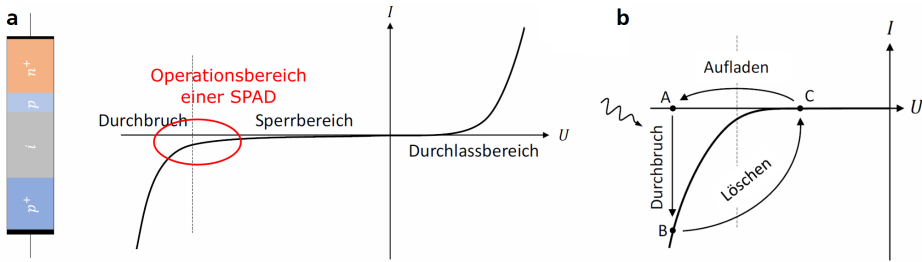


Abbildung 2.13: Operations-Prinzip und Quenching einer SPAD. (a) Aufbau und Spannungs-kennlinie einer APD. Die p -dotierte Schicht vor der n^+ -dotierten Schicht führt zu einer lokalen Erhöhung der Feldstärke, die zur Multiplikation absorbiert Ladungsträger führt. Normalerweise werden APDs knapp unter der Durchbruch-Spannung U_{th} betrieben, um eine definierte Verstärkung zu erhalten. SPADs werden jedoch über dieser Spannung betrieben (siehe rote Markierung), um ein einzelnes detektiertes Photon zu einem messbaren Signal zu verstärken. (b) Quenching und reset Schema. Nach einer Detektion würde sich der Lawinen-Durchbruch selbst am Leben erhalten und die Diode zerstören. Um das zu verhindern wird die Betriebsspannung nach einer Detektion unter U_{th} gesenkt und die freien Ladungsträger abgeleitet. Danach wird die Diode wieder in den Detektions-Zustand versetzt. Weitere Details sind in [93] zu finden.

allerdings mit einem entsprechenden Regelkreis („quenching circuit“) versehen wird, kann dieser Fall abgefangen und verhindert werden. Dieser Regelkreis misst i.d.R. den aufgrund der Lawinen-Entladung sprunghaft ansteigenden Dioden-Strom und reduziert daraufhin die Dioden-Spannung. Dadurch wird die Lawinen-Entladung unterbunden, überschüssige Ladungsträger aus der APD geleitet und die Diode kann wieder in den Geiger-Zustand, also mit einer anliegenden Spannung leicht über der Durchbruch-Spannung, versetzt werden.

Die einfachste Möglichkeit zur Realisierung dieser Regelung ist ein Entladungs-Widerstand, der in Reihe zur Diode geschaltet wird. Der sprunghafte Anstieg des Dioden-Stroms führt zu einer an diesem (möglichst großen) Widerstand zu einem sprunghaften Anstieg der abfallenden Spannung und damit zu einem entsprechenden Abfall der Dioden-Spannung, unter die Durchbruch-Spannung. Dadurch entlädt sich die Diode, was den Diodenstrom reduziert und damit auch den Spannungsabfall über dem Entlade-Widerstand. Danach kann die APD wieder in den Geiger-Zustand versetzt werden (in der Literatur „recharge“ genannt). Neben diesem sogenannten passiven Quenching gibt es auch weitere Möglichkeiten zum Quenching der Lawinen-Entladung, basierend auf entsprechenden aktiven Schaltungen [92]. Dadurch kann vor allem die Auflade-Zeit der Diode in den Geiger-Zustand und damit die Totzeit der Diode reduziert werden. Es lassen sich allerdings auch weitere durch passives Quenching entstehende Probleme verhindern [93, 94].

2.5.1 SPAD Design und Layout

Je nach Anwendung und gewünschten Parametern gibt es diverse Bauformen und Eigenschaften von SPADs. Am weitesten verbreitet sind jedoch „Reachthrough“ und planare SPAD-Strukturen, aufgrund ihrer relativ einfachen Bauform. Die „Reachthrough“ Struktur, die die komplette Dicke des Substrats nutzt, hat vor allem Vorteile in der Detektions-Effizienz, aufgrund der sehr großen Absorptions-Region. Insbesondere im NIR Spektral-Bereich macht sich dieser Effekt bemerkbar [94]. Die entsprechend dicke Absorptions-Schicht führt allerdings auch zu einem erheblich verschlechtertem Zeit-Verhalten und einem erhöhten Rauschen. Zudem sind sie, im Gegensatz zu planaren SPAD-Strukturen, nicht mit CMOS-Prozessen kompatibel. Daher sind sie als Detektoren für Lidar und QGI, bei denen es insbesondere auf eine gute Zeitauflösung und, im Falle einer Kamera, die Kombination mit zusätzlicher Elektronik ankommt, weniger geeignet. Daher werden sich die folgenden Ausführungen auf planare SPAD-Strukturen konzentrieren.

Der Aufbau eines planaren SPADs ist exemplarisch in Abbildung 2.14 gezeigt, wobei die Absorptions-Region rot markiert ist. Die Absorptionsregion ist bei diesen Strukturen i.d.R. mehrere Nano- bis wenige Mikrometer dick und damit erheblich kleiner als bei „Reachthrough“ Strukturen. Dadurch sind sie erheblich schneller bzgl. ihrer Reaktionszeit und können Auflösungen im zweistelligen Pico-Sekunden-Bereich erreichen [95]. Die Größe der Absorptionsregion begrenzt allerdings zugleich die Detektions-Effizienz des Detektors, vor allem im NIR-Bereich. Dies liegt am für größere Wellenlängen abnehmenden Absorptions-Koeffizienten von Silizium [96], der dafür sorgt, dass längerwellige Strahlung eher in größeren Volumina absorbiert wird. Dadurch verringert sich für kleinere Strukturen nicht nur die Absorption allgemein, sondern v.a. wird der Spitzenwert der Detektions-Effizienz zum UV hin verschoben, wie in Abbildung 2.14 zu sehen.

Um das zur Detektion benötigte starke elektrische Feld möglichst homogen über der gesamten aktiven Fläche zu erzeugen, wird die aktive Fläche selbst als Anode des SPAD verwendet. Zur Realisierung dünner aktiver Schichten, die für eine gute Zeitauflösung benötigt werden, wird die Kathode nicht auf der Rückseite des Wafer, sondern als konzentrischer Kreis um die Anode ausgelegt. Normalerweise würde das allerdings zu einem Zusammenbruch des elektrischen Feldes an der Kante der aktiven Region führen (engl. premature edge breakdown, PEB) [99] [94]. Um diesen Zusammenbruch zu vermeiden, werden zwischen Anode und Kathode spezielle, isolierende „Guard-Rings“ implementiert.

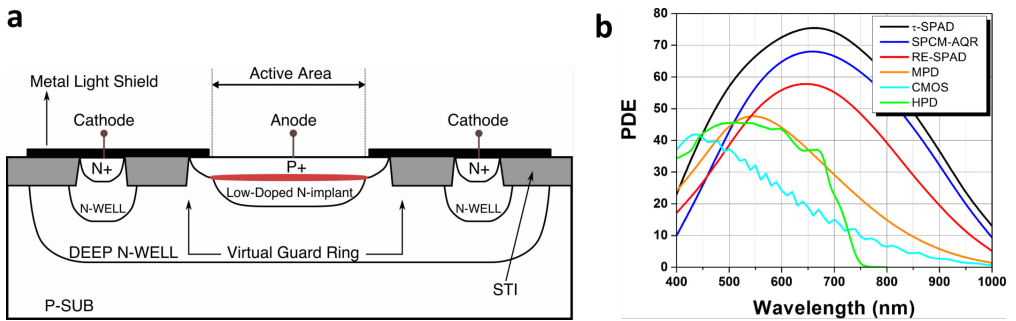


Abbildung 2.14: Querschnitt eines Dünnschicht-SPAD und Detektions-Effizienz (DE) verschiedener Geometrien. (a) Querschnitt eines Dünnschicht-SPAD mit Beschreibung der Dotierungs-Schichten. Die Lawinen-Region ist rot markiert. Das Bild wurde [97] entnommen. (b) Photon-Detektions-Effizienz (PDE) verschiedener SPADs auf Basis unterschiedlicher Technologien. Die Kurven wurden von den Herstellern zur Verfügung gestellt. τ -SPAD und SPCM-AQR: Dickschicht, Reachthrough-SPADs. RE-SPAD: „Red-Enhanced“ Dünnschicht-SPAD. MPD: kommerziell erhältlicher Dünnschicht-SPAD. CMOS: CMOS (Dünnschicht-)SPAD array Prototyp. HPD: Hybrider Photodetektor Prototyp mit GaAsP Photokathode. Details sind der Original-Publikation [98] zu entnehmen.

Diese Guard-Ring-Strukturen werden bei allgemein allen SPADs genutzt. Die Homogenisierung des elektrischen Feld über der gesamten aktiven Fläche führt zu einer Verbesserung sowohl des Dunkelrauschens als auch der DE. Zudem isolieren sie die aktive Region des SPAD von der Peripherie und verhindern damit die Diffusion freier Ladungsträger aus dem Substrat in die aktive Region. Diese Ladungsträger würden ebenfalls Detektionen auslösen und zu zusätzlichem Rauschen führen.

Die Verschiebung der DE des Detektors bei verschiedenen Schichtdicken ist ein bereits bekannter Effekt, u.a. aus der Solarzellen-Forschung, und es gibt Wege, die Effizienz für bestimmte Spektral-Bereiche zu optimieren. Dabei muss aber auch beachtet werden, dass die grundlegenden Eigenschaften des SPAD dadurch nicht detrimentär beeinflusst werden. So kann z.B. eine Verspiegelung der Rückseite des SPAD die Detektionseffizienz insbesondere im NIR erhöhen, ohne die Zeitauflösung allzu sehr zu beeinflussen, da die Umlaufzeit des Licht sehr viel kleiner ist als die Zeitauflösung des Detektors. Streu-Schichten dagegen, die das i.d.R. senkrecht auf den Detektor einfallende Licht ins Detektor-Volumen streuen, sind v.a. für Kameras ungeeignet, da sie die Photonen auch in andere Teile des Detektors streuen und damit das Rauschen erheblich erhöhen.

Zur Erhöhung der Effizienz, v.a. im UV- und kurzwelligen Bereich, wird gerne „backside illumination“ verwendet. Dabei wird der Chip nicht von der Front-Seite beleuchtet, sondern

durch das Substrat. Dadurch vermeidet man den Weg durch die Metallisierungs-Schichten auf der Oberfläche des Halbleiters und damit deren im Vergleich zum Substrat erheblich höhere Reflektion und Absorption [100, 101]. Darüber hinaus wird häufig mit Anti-Reflektions (AR) Schichten gearbeitet, da Silizium im Vergleich zur Luft einen wesentlich höheren Brechungsindex besitzt. Dieser Unterschied kann, der je nach Wellenlänge, zu einer Reflektion von 30 – 40 % führen [102]. Diese AR Schichten werden bei Optiken allgemein gerne verwendet, unterliegen aber i.d.R. einer starken Material- und Wellenlängen-Abhängigkeit. Daher sollte für diese Beschichtung möglichst die Anwendung und v.a. die genutzte Wellenlänge bekannt sein.

2.5.2 Zeitaufnahme eines SPAD

Wie bereits gesagt können SPADs aufgrund der kleinen Abmessungen der aktiven Region sehr schnell reagieren [103]. Die Reaktionszeit des Detektors ist fundamental durch die Dicke der aktiven Schicht und der Drift-Geschwindigkeit der Elektronen, die den Lawinen-Durchbruch auslösen, nach unten begrenzt. Die Drift-Geschwindigkeit steigt zwar im Allgemeinen mit größeren angelegten Feldstärken, wird aber in der Nähe der Durchbruch-Spannung (dem Betriebs-Bereich der SPADs), gesättigt. Sie ist zudem temperaturabhängig und fällt für zunehmende Temperaturen ab. Für Silizium bei Raum-Temperatur, dem meist genutzten Arbeitspunkt für moderne SPADs, wird diese Sättigung bei einer Geschwindigkeit von $1 * 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ erreicht, was bei Schicht-Dicken von 100 nm bis 1 μm zu einer Zeitauflösung zwischen 1 und 10 ps führt.

Einfache SPADs sind diesem fundamentalen Limit recht nah [104, 105], ihre genaue Zeitauflösung ist allerdings stark von der anliegenden Spannung, bzw. der Überspannung über dem Durchbruch-Punkt (engl. Excess Bias Voltage), abhängig, wie in Abbildung 2.15 zu sehen ist [92, 104]. Mit zunehmender Spannung steigt dabei zudem die Detektions-Wahrscheinlichkeit (engl. photon detection probability, PDP) des Detektors, allerdings führt dies auch zu größerem Dunkelrauschen (engl. Dark Count rate, DCR). Zudem steigt die Wahrscheinlichkeit für „After-Pulsing“, also „falschen“ Detektionen, die durch beim Reset des SPAD nicht abgeleitete Ladungsträger verursacht werden. Dadurch wird direkt nach Reset des SPAD erneut eine Lawine und damit eine Detektion ausgelöst. Dieses Afterpulsing lässt sich wiederum durch längere Reset-Zeiten, bzw. vorsichtigeres Anfahren, des Detektors erreichen, was allerdings die mögliche Detektions-Rate limitiert [106, 107].

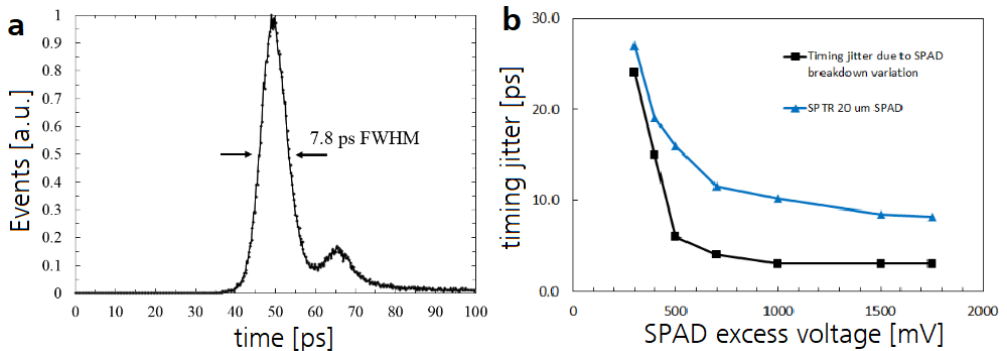


Abbildung 2.15: Zeitverhalten eines SPAD. Die Bilder wurden [104] entnommen. (a) Zeit-Jitter eines SPAD bei einer Überspannung von 1,75 V. Der zweite Peak kommt durch eine Reflektion im optischen System zustande. Details können [104] entnommen werden. (b) Abhängigkeit des Zeit-Jitter des Detektor von der Überspannung (blau) und Einfluss durch die Unsicherheit des SPAD Durchbruch (schwarz).

Die Wahl der Betriebs-Spannung und Reset-Zeit ist natürlich von der jeweiligen Anwendung und ihren Randbedingungen abhängig und sollte möglichst individuell optimiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde z.B. die Totzeit des idler Detektors an die Totzeit der jeweils genutzten SPAD-Kamera angepasst.

Für SPAD-Arrays, wie sie für QGI benötigt werden, wird diese Zeitauflösung im einstelligen ps-Bereich jedoch i.d.R. nicht erreicht [108]. Dies liegt daran, dass diese Arrays nicht nur die Photonen detektieren, sondern darüber hinaus die Detektionen verarbeiten müssen. Entscheidend ist dabei, dass jeder Pixel die jeweilige Detektion zeitlich registriert, unabhängig von den anderen Pixeln des Array. Dafür werden sogenannte Time-to-Digital (TDC) Schaltungen verwendet, die in jeden Pixel integriert werden, um jede Detektion sowohl räumlich als auch zeitlich zu erfassen. Zur Realisierung dieser Schaltungen gibt es, je nach Rahmenbedingungen mehrere Möglichkeiten. Für eine Übersicht sei hier auf die einschlägige Literatur verwiesen [109, 110]. Die folgenden Ausführungen seien beschränkt auf die im Rahmen dieser Arbeit genutzten Techniken, einfache Counter Schaltungen auf Basis einer System-Clock und kombiniert mit präziseren flash-TDCs [32, 111], und Differentielle TDCs auf Basis von Ring-Oszillatoren. Um die Energie-Aufnahme zu minimieren und Interferenz-Effekte zwischen Pixeln zu vermeiden werden TDCs i.d.R. erst bei der Messung eines Photons gestartet und messen die Zeit bis zum Ende der Messung, statt vom Beginn der Messung an zu zählen.

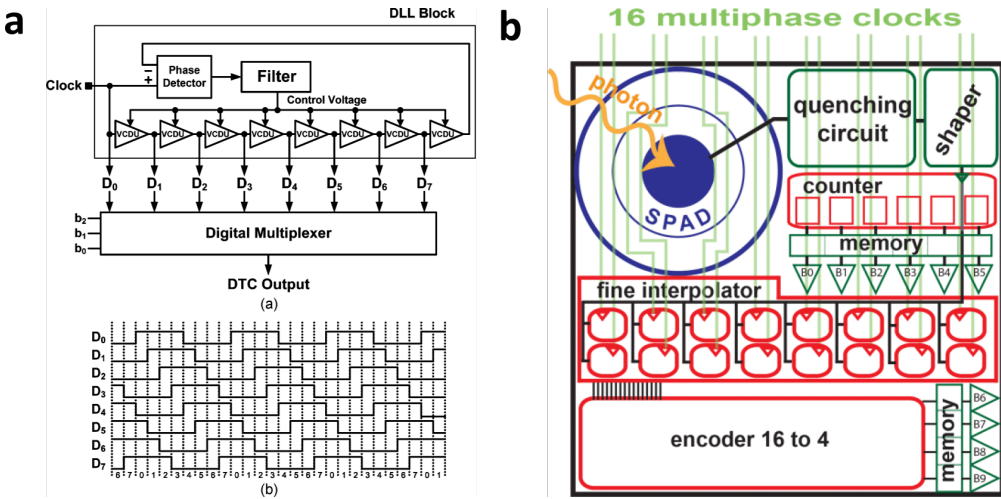


Abbildung 2.16: Delay-locked-loop (DLL) TDC Schaltungen. (a) Block Diagramm eines DLL TDC mit der Thermometer-codierten Ausgabe. Jede Kaskade verschiebt die Phase des Clock Signal um eine minimale Zeiteinheit (der Auflösung der TDCs). Bei einer Detektion wird der aktuelle Zustand des TDC ausgelesen und für die Datenübertragung Binär codiert. Das Bild stammt aus [111]. (b) Layout eines Pixels eines SPAD Arrays mit Zeitaufnahme (TDC). Exemplarisch gezeigt ist das Layout eines Pixels eines 32x32 Pixel SPAD Arrays mit einem groben Clock-Counter und einem Fein-Interpolator auf DLL-Basis. Der SPAD selbst, also die eigentlich zur Photonen-Detektion genutzte Fläche, ist dabei klein im Vergleich zur kompletten Peripherie des Pixels. Das limitiert den Füll-Faktor und damit die Detektionswahrscheinlichkeit, kann aber durch entsprechende Methoden (z.B. Mikro-Linsen-Arrays) kompensiert werden. Das Bild wurde [112] entnommen.

Counter TDCs sind relativ einfache Schaltungen, die auf einem globalen System-Takt basieren. Als Taktgeber wird eine möglichst stabile Quelle (z.B. ein Quarz-Oszillator) genutzt, der i.d.R. vor der Messung gestartet wird, um Einschwing-Effekt zu vermeiden und ein möglichst stabiles Takt-Signal zu bekommen. Die TDCs zählen dann jeweils die Takt-Flanken (je nach Anwendung entweder die steigende oder fallende Flanke), die vom Start der Messung bis zur Detektion aufgetreten sind und geben damit den Detektions-Zeitpunkt. Diese Schaltungen und v.a. die Takt-Übertragung funktionieren i.d.R. im mehrstelligen MHz Bereich, welcher ns Auflösung entspricht, sehr gut.

Für bessere Zeitaufösungen müsste die Takt-Rate allerdings im GHz-Bereich liegen. Diese Takt-Raten können zwar mittlerweile mit integrierten Schaltungen erreicht werden, sind jedoch i.d.R. mit großem Aufwand wie einer dedizierten Kühlung verbunden und daher nur bedingt für eine Kamera geeignet. Zur Realisierung eines Fine-Counter im Pico-Sekunden-Bereich werden stattdessen häufig Delay-Locked-Loops (DLL) verwendet. Diese DLLs nutzen kaskadierte

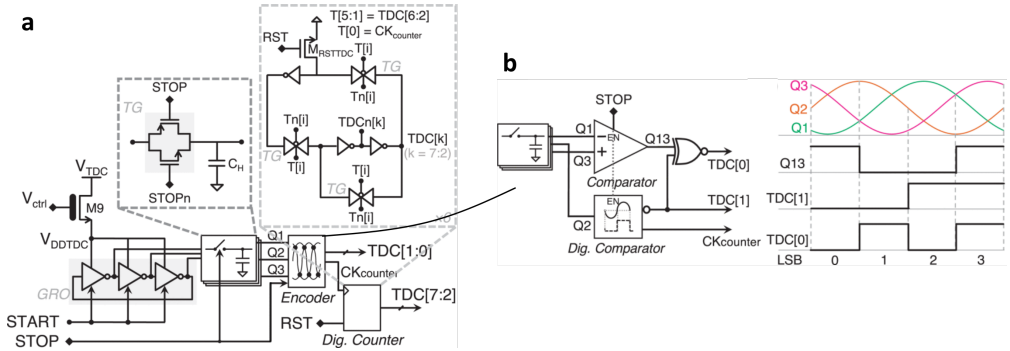


Abbildung 2.17: TDC-Design auf Basis von Ring Resonatoren. Die Bilder entstammen [113]. (a) Block Diagramm eines 3-stufigen Ring Resonators, wie er in dieser Arbeit genutzt wurde. (b) Schaltbild des Fein-Interpolators und resultierende Codierung des Ausgangs-Signals.

Flip-Flops festgelegte Signal-Verzögerungen, um bei einer Detektion die Phase des Takt-Signals zu bestimmen. Dazu wird die Takt-Periode in x gleiche Teile T_{DLL} unterteilt, entsprechend der Anzahl an Flip-Flops x entspricht. Die Länge der Takt-Leitung wird dann für jede Flip-Flop-Kaskade y so gewählt, dass die Takt-Verzögerung $y * T_{DLL}$ entspricht[109]. Bei einer Detektion wird ein Signal am Start-Eingang der Flip-Flops angelegt, während das Takt-Signal als Referenz anliegt. Damit wird das Takt-Signal um die Anzahl der Kaskaden x überabgetastet, wodurch die Phase des Takt-Signals mit einer Genauigkeit von T_{DLL}/x bestimmt werden kann. Mit dem resultierenden x bit Thermometer-Code kann dann die ursprüngliche Zeitauflösung T_{Coarse} auf

$$T_{fine} = \frac{T_{Coarse}}{x}. \quad (2.17)$$

reduziert werden. Um die Daten-Übertragung zu optimieren wird als Unterteilungs-Faktor x i.d.R. eine Zweier-Potenz genutzt und die Thermometer-Codierung in einen $ld(x)$ bit Binär-Code übersetzt. Die TDCs des im Rahmen dieser Arbeit genutzten 2-Zeilen-Array basieren auf dieser Technik, wobei ein weiterer Fine TDC für die Messung selbst genutzt wird [32]. Mit dieser Methode lassen sich sehr stabile TDCs realisieren. Zur Integration in einer SPAD-Kamera sollten die TDCs allerdings, aufgrund der limitierten Größe der Detektoren, möglichst kompakt sein. Dies ist jedoch nur für kleine Kaskaden und damit geringe Zeitaufösungen möglich, weshalb sich solche Schaltungen vor allem für lineare, ein-dimensionale Arrays, wie das hier genutzte 2-Zeilen-Array, eignen (siehe Kapitel 3.2, [38]).

Für 2D Arrays werden stattdessen meistens TDCs auf Ring-Oszillator-Basis genutzt, aufgrund ihres i.d.R. erheblich geringeren Platzaufwand. Auch hierbei nutzt man einen Coarse Counter, der die Oszillationen eines sinusoidalen Grundsignals misst und einen ersten, groben Zeitstempel generiert. Dieses Grundsignal wird dann auf eine Kaskade von Invertern gegeben, wodurch nach jeder Inverter-Stufe die Phase des Referenz-Signals um $\frac{2*\pi}{x}$ verschoben wird, wobei x die Anzahl an Inverter-Stufen wiedergibt. Beim Stopp der Messung wird der Zustand der einzelnen Stufen verglichen, was eine Interpolation des Zeitstempels ermöglicht. Meist wird zusätzlich der Zustand der einzelnen Kaskaden analog gespeichert (via Kondensatoren), um Quantisierungs-Fehler bei mehreren Messungen zu unterdrücken. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete 2D-SPAD hatte einen 3-stufigen Ring-Oszillator mit einfachen Komparator-Schaltungen, wobei ein Signal als Referenz für den Coarse Counter genutzt wurde [113]. Die Oszillations-Periode, und damit die Zeitauflösung, konnte dabei durch die Spannungsversorgung eingestellt werden.

Für höhere Zeit-Auflösungen skaliert allerdings bei allen TDCs der Platzaufwand durch die Peripherie stark, wie in Abbildung 2.16 exemplarisch gezeigt. Dadurch wird der Füll-Faktor und damit die Detektions-Wahrscheinlichkeit stark limitiert. Diese Limitierung kann jedoch durch entsprechende Techniken (z.B. durch Mikrolinsen-Arrays) teilweise kompensiert werden [114].

2.6 Bildverbesserung und Objektdetektion

In der Regel ist jede Bildgebung gewissen Störungen unterworfen, deren Ursachen und Auswirkungen mannigfaltig sind. Manche dieser Störungen lassen sich jedoch, abhängig von den Eigenschaften des Setup, abschätzen und zumindest näherungsweise korrigieren. Solch deterministische Fehler sind zum Beispiel gegeben durch das sogenannte Dunkelrauschen eines Detektors, dem in der Regel elektrisches Rauschen der einzelnen Pixel zugrunde liegt und das in erster Näherung unabhängig von der Beleuchtung ist. Dieses Rauschen macht sich als ein konstanter Offset auf dem gemessenen Bild bemerkbar und kann, aufgrund seiner Unabhängigkeit vom Signal, durch eine Referenzmessung ohne Licht bestimmt und dann von der Messung subtrahiert werden. Anders verhält es sich zum Beispiel mit Schrotrauschen, das auf Schwankungen der Anzahl der emittierten und detektierten Photonen zurückgeht und nicht ohne weiteres abgeschätzt oder kompensiert werden kann [94].

Diese und andere Rausch-Effekte haben i.d.R. eine Verschlechterung der Bildqualität, bzw. im Fall von 3D-Bildgebung, eine Verschlechterung des 3D-Modells zur Folge. Zur Verbesserung sowohl des Bildes als auch des Modells können aber u.U. einige Annahmen genutzt werden, um die Bilder so zu nachzubearbeiten, dass die Qualität erhöht werden kann. Hierzu ist i.d.R. eine Objekt-Detektion notwendig, um die erhaltenen Bilder zu klassifizieren und daraus das wahrscheinliche Objekt abzuleiten. Im Falle von 3D-Modellen können zusätzlich Annahmen wie eine möglichst glatte Oberfläche des Objekts oder ein Vergleich mit bekannten Strukturen dabei helfen, die erhaltenen Modelle zu verbessern.

Dabei ist allerdings immer zu beachten, dass eine solche Manipulation ein zweischneidiges Schwert sein kann. Zwar kann dadurch die Detektion verbessert werden, allerdings können durch solche Annahmen auch Details des Objekts verloren gehen. Es kann sogar die Klassifikation der Objektdetektion fehlschlagen. Die für QGI relevanten Rauscheinflüsse werden im Folgenden grob mit ihren Ursachen und Auswirkungen dargestellt, zusammen mit möglichen Bildoptimierungen.

2.6.1 Rauscheffekte bei QGI

Jede Bildgebung, die auf Integration der optischen Leistung, bzw. der Bestimmung der Anzahl der Photonen basiert, unterliegt inhärent dem Schrotrauschen. Dieser Effekt kommt sowohl aus der Schwankung der Anzahl der Beleuchtungsphotonen als auch der durch die Messung erzeugten Ladungsträger zustande und unterliegt einer Poisson-Charakteristik. V.a. im Bereich geringer Beleuchtung ist dieser Effekt sehr bestimmend, da seine Standard-Abweichung Δn , gegeben durch [115]

$$\Delta n = \sqrt{\bar{n}} \quad (2.18)$$

mit \bar{n} der durchschnittlichen Anzahl an Detektionen, sehr groß ist im Vergleich zur Anzahl der Detektionen bzw. dem gemessenen Signal. Dies ist der bestimmende Rauschprozess für die meisten Prozesse, die mit wenigen Photonen arbeiten, sowohl durch die Unbestimmtheit der Signale als auch durch die Unbestimmtheit der Detektion. Um diesen Effekt zu reduzieren etabliert sich zunehmend Einzel-Photonen-Bildgebung, bei der nicht die Anzahl der Photonen gemessen wird, sondern die Ankunftszeit einzelner Photonen. QGI ist solch ein Einzel-Photonen-System. Da hier nur jeweils genau ein Photon gemessen wird, unterliegt die Anzahl der Photonen keiner Unsicherheit durch Schrotrauschen, sondern kann rauschfrei, digital ausgelesen werden.

Die Ankunftszeit der Photonen unterliegt dabei allerdings nach wie vor einer Unsicherheit, die vom jeweiligen Setup abhängt. Bei einem gepulsten Laser zum Beispiel unterliegt diese Ankunftszeit der Photonen ebenfalls einer Poisson-Statistik. Beim QGI ist sie dagegen durch die zeitliche Korrelation beider Photonen gegeben und unterliegt aufgrund der Gleichzeitigkeit der Emission beider Photonen keiner inhärenten Statistik. Die Unsicherheit ist hierbei hauptsächlich bestimmt durch die endliche Zeit-Auflösung und -Genauigkeit der beiden Detektoren, je nach Anwendung kann aber auch die dispersionsbedingte Laufzeitdifferenz der Photonen eine Rolle spielen [16]. Die Dispersionseffekte sind dabei v.a. von der Bandbreite der Emission und damit von den Eigenschaften der Photonenquelle, z.B. der Länge des nichtlinearen Kristalls, abhängig. Anders als bei der Integration vieler Photonen kann man diese Statistik allerdings durch entsprechend schnelle Detektionen während der Messung auflösen, analysieren und teilweise kompensieren.

Im Gegensatz zur zeitlichen Information, bei der vorausgesetzt ist, dass nur 2 Photonen involviert sind, unterliegt die räumliche Information der Koinzidenz, und damit das entstehende Koinzidenz-Bild einer Unbestimmtheit in der Anzahl der Photonen pro Pixel. Diese Anzahl, bzw. das Signal-Level pro Pixel unterliegt, wie auch die klassische Bildgebung, der Statistik der Rückstreuung des Ziel-Objekts, überlagert von einer Poisson-Statistik. Durch die Möglichkeit der 3D-Rekonstruktion des Objekts aus der zeitlichen Information lässt sich zwar die zeitliche Statistik der Rückstreuung bestimmen, die räumliche Poisson-Statistik lässt sich allerdings nicht davon separieren.

Das Dunkelrauschen des bildgebenden Detektors überlagert zwar das durch QGI entstehende Bild, kann jedoch wie bereits beschrieben durch eine vorangehende Charakterisierung abgeschätzt und entsprechend vom Bild abgezogen werden. Für QGI gibt es allerdings noch einen zusätzlichen Rauschterm, der durch sogenannte „falsche Koinzidenzen“ entsteht. Darunter versteht man Detektionen, die durch das System als verschränkte Photonen registriert wurden, da sie im selben Zeitfenster wie die verschränkten Photonen ankamen. In der Realität stehen diese Detektion jedoch in keinem Bezug zu Bucket Detektionen.

Diese falschen Koinzidenzen können sowohl durch zufällige Rauschevents als auch durch tatsächliche Photonen ausgelöst werden, deren Partner z.B. nicht detektiert wurde. Sie machen sich i.d.R. als Superposition des Dunkelrauschen und der SPDC-Emission bemerkbar. Ihr Einfluss kann ebenfalls durch eine Messung abgeschätzt werden, allerdings benötigt man hierzu, im Gegensatz zur Bestimmung des Dunkelrauschens, ein bereits aufgebautes und justiertes QGI-Setup, um die SPDC-Emission korrekt zu messen. Zur Charakterisierung wird dann lediglich die

zeitliche Verzögerung zwischen idler und signal-Detektion so verändert, dass man nicht mehr die verschränkten Partner, sondern nur noch falsche Koinzidenzen misst.

Das hierdurch entstehende Bild kann dann, ähnlich wie das Dunkelrauschen, direkt vom tatsächlichen QGI-Bild abgezogen werden. Mit den weit verbreiteten „heralded QGI setups“ ist für diese Charakterisierung eine zusätzliche Messung nötig, mit den in Kapitel 3.4 vorgestellten Aufbauten kann sie direkt aus den Daten zur Bildgebung selbst herausgelesen werden.

Weitere Effekte und Limitierungen können der entsprechenden Literatur, z.B. [116], entnommen werden

2.6.2 Objektdetektion und 3D-Optimierung

Die hier beschriebenen möglichen Verfahren zur Objektdetektion beziehen sich v.a. auf das in Kapitel 3 beschriebene Setup. Für klassische „heralded QGI setups“ sind sie zum Teil zwar ebenfalls anwendbar. Allerdings spielt dort die Identifikation der Koinzidenz und die zeitliche Analyse keine Rolle, da die Koinzidenz-Detektion bereits durch das Setup gegeben ist. Dadurch lässt sich allerdings auch keine 3D-Bildgebung realisieren, da die Flugzeit-Information verloren geht. Die Objekt-Detektion für QGI kann in zwei Teilbereiche unterteilt werden, einerseits in die Identifikation der Koinzidenz-Photonen aus den einzelnen Detektionen beider Arme und andererseits in die 3D-Rekonstruktion des beleuchteten Objekts. Diese beiden Ansätze können auch verbunden werden, um eine mögliche 3D-Rekonstruktion zu unterstützen oder gegebenenfalls zu verbessern.

Das erste Problem der Identifikation der Koinzidenz ist ein eindimensionales Problem, bei dem die Zeitinformation beider Arme verglichen wird, um den sogenannten Koinzidenz-Peak zu finden. Dieser Peak ergibt sich aus der Häufigkeit der Differenz beider Zeitinformationen und ist bedingt durch die festgelegte Flugzeit beider Photonen (unter Annahme eines statischen abzubildenden Objekts). Im Falle mehrerer Objekte in verschiedenen Bildtiefen ergeben sich mehrere Koinzidenz-Peaks, deren Position ihrer Raum-Position entsprechen, und die ebenfalls detektiert werden müssen. Zur Lösung dieses Problems würde sich ein einfacher, schneller Optimierungs-Algorithmus zur Detektion mehrerer lokaler Maxima anbieten, z.B. ein zuge-schnittener „Gradient Ascent“-Algorithmus [117].

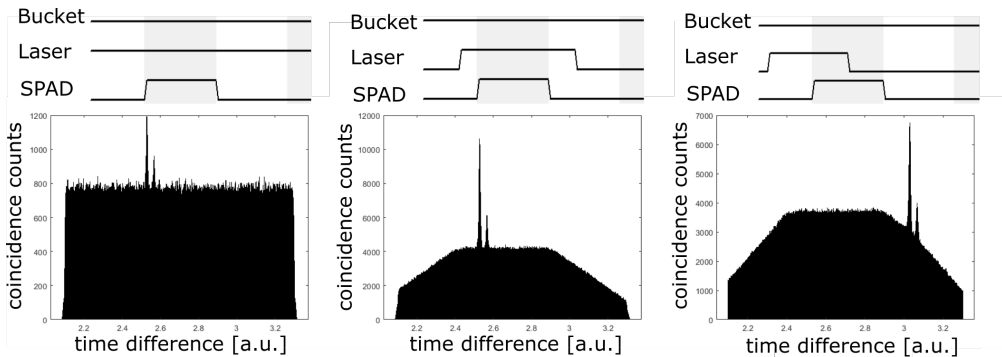


Abbildung 2.18: Koinzidenz-Analysen abhängig von der Detektions-/Emissions-Funktion der Detektoren, bzw. der Quelle. Wenn lediglich ein Gerät gegated wird, unterscheidet sich die Analyse nicht vom reinen cw-Fall. Sobald 2 gegatede Detektoren verwendet werden, ändert sich die Verteilung der unkorrelierten Koinzidenzen von einer Gleichverteilung zu einer Trapez-Funktion (Faltung zweier Rechteck-Signale). Durch schlechte Abstimmung der Gate-Zeitfenster kann der Koinzidenz-Peak in der Flanke dieser Trapez-Funktion liegen. Dies kann zu Problemen mit den Optimierungs-Algorithmen zur Peak-Bestimmung führen. Durch Kombination mit langsameren, aber konvergenten Optimierungs-Algorithmen oder entsprechenden Randbedingungen kann dies jedoch verhindert werden.

Die Wahl des Optimierungs-Algorithmus zur Detektion dieser Peaks ist allerdings nicht so trivial, wie sie zuerst scheint, da die auszuwertende Funktion auch vom gewählten Setup abhängt. Sie wird bestimmt durch die Detektions-Funktionen der verwendeten Detektoren sowie der Charakteristik der Photonenquelle. Die Verteilung der dadurch erhaltenen falschen Koinzidenzen ist dabei bestimmt durch die Faltung eben jener Detektions-, bzw. Erzeugungsfunktionen und kann bei falscher Wahl des Algorithmus zu falschen Ergebnissen führen, wie in Abbildung 2.18 gezeigt.

Im Idealfall zweier frei laufender Detektoren und konstanter Photonenerzeugung wären die falschen Koinzidenzen gleichverteilt und der Koinzidenz-Peak wäre (idealerweise) der einzige Ausschlag in dieser Funktion. Da die SPAD-Arrays aktuell nur gegated erhältlich sind, ist dieser Fall zwar selten, allerdings bleibt diese Verteilung weiterhin eine Gleichverteilung.

Nutzt man nun jedoch ein gegatedes SPAD-Array und einen darauf abgestimmten Referenz-Detektor oder Pumplaser, z.B. um die Datenmenge zu reduzieren oder die Koinzidenz-Detektion zu optimieren, wird aus der Faltung beider Funktionen statt einer Gleichverteilung eine Trapez-Funktion. Wie in Abbildung 2.18 zu sehen ist das Koinzidenz-Signal bei schlechter Wahl der Signale nicht mehr zwingend das Maximum der Detektion. Dies kann vor al-

lem bei einfachen, schnellen Optimierungs-Algorithmus zu Problemen führen, da diese sich z.B. in lokalen Maxima“festsetzen“ oder Peaks durch zu grobe Abtastung „übersehen“ können.

Das Problem der Rekonstruktion des Objekts ist dabei stark mit der zeitlichen Auswertung der Daten verknüpft, da v.a. nahe beieinander gelegene Objekte Probleme mit der Unterscheidung, bzw. Klassifizierung der Detektionen verursachen können. Dieses Problem kann durch entsprechende Randbedingungen, beispielsweise der Annahme geschlossener Oberflächen oder der Analyse der Signalstärke, verbessert werden. Dabei kann insbesondere die Auswertung der Veränderung der erhaltenen Bilder innerhalb des Koinzidenz-Peaks eine wichtige Rolle zur 3D-Rekonstruktion der Szene und zur Objektunterscheidung spielen. In Einzelfällen können sogar Aussagen über die Oberflächenstruktur gewonnen werden. Dabei sollte jedoch immer bedacht werden, dass mit entsprechenden Annahmen die Messung und Rekonstruktion auch verfälscht werden kann, wenn z.B. eine Vertiefung im Objekt fälschlicherweise auf die Oberfläche des Objekts projiziert wird.

3 Asynchrones Quantum Ghost Imaging

In diesem Kapitel wird die erste Realisierung eines Quantum Ghost Imaging (QGI) Aufbau mit asynchroner Detektion dargestellt und beschrieben. Die Entwicklung dieses Aufbaus und seine Optimierung sind Kern dieser Dissertation und schematisch in Abbildung 3.1 gezeigt. Als Photonen-Paar-Quelle wurde ein optisch nichtlinearer, periodisch gepolter Kaliumtitanylphosphat (KTP) Kristall genutzt, der von einem 405 nm Indiumphosphid (InP) Laser gepumpt wird. Die Polungs-Periode des Kristalls wurde so gewählt, dass kollineare Typ-0 SPDC mit Photonen-Paaren bei 549 nm (signal) und 1550 nm (idler) erreicht wird, bei der gewählten Pump-Wellenlänge von 405 nm. Durch die Wahl von Typ-0 Phasenanpassung ließ sich der größte nichtlineare Koeffizient (d_{33} , [118, 119]) von KTP nutzen und damit die höchste Konversions-Effizienz erreichen.

Die idler Photonen wurden via dichroitischen Spiegeln von den signal und Pump-Photonen getrennt, interagierten mit einer Szene und wurden dann mit einem faser-gekoppelten, gekühlten Indiumgalliumarsenid (InGaAs) Detektor zeitlich registriert. Die signal Photonen wurden ebenfalls mit dichroitischen Spiegel vom Pump-Licht getrennt und danach ungestört mit einer SPAD-Kamera (engl. single photon avalanche diode, siehe Abschnitt 2.5) auf Silizium-Basis sowohl zeitlich als auch räumlich registriert. Zur Vermeidung von störender Streu-Strahlung wurde das restliche Pump-Licht in einer Strahlfalle geleitet und absorbiert.

Zur Koinzidenz-Detektion muss die zeitliche Information von zwei unabhängigen Detektoren (Bucket und Kamera) aufeinander referenziert werden. Dazu werden beide Detektoren an dedizierte Time-Correlated Single Photon Counting (TCSPC) Elektronik angeschlossen, die via PCI in einem Messrechner integriert wurde. Diese registrieren die Messungen von beiden Detektoren und erlauben die Überführung der zeitlichen Information auf eine gemein-

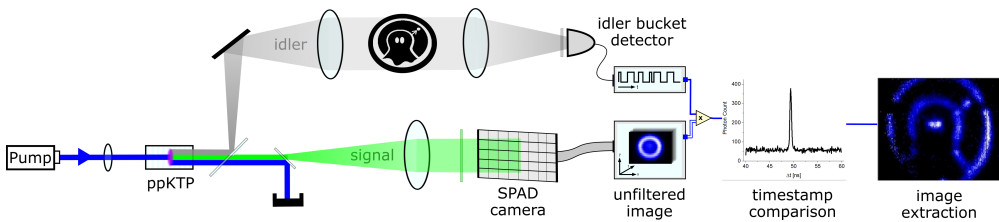


Abbildung 3.1: Aufbau zum asynchronen Quantum Ghost Imaging. Die benötigten Photonen-Paare werden durch SPDC mit einem Pump-Laser erzeugt. Die entstehenden idler und signal Photonen werden getrennt und jeweils kollimiert. Die idler Photonen werden zuerst auf das Objekt abgebildet und danach von einem Einzel-Element-Detektor zeitlich registriert. Die signal Photonen werden auf eine Kamera abgebildet und sowohl zeitlich als auch räumlich detektiert. Beide Detektions-Zeiten werden mit Hilfe von TCSPC-Elektronik auf eine gemeinsame Zeitbasis referenziert, wodurch sie aufeinander referenziert werden können. Durch Vergleich der Detektions-Zeiten können verschränkte Paare identifiziert und ein Bild des Objekts erhalten werden.

same Zeitbasis. Da die Detektion der Photonen selbst, im Gegensatz zum „heralding“-Ansatz, unabhängig voneinander erfolgt und die Daten zweier asynchron operierender Detektoren aufeinander abgestimmt wird, wurde diese Art der Detektion „asynchrones Quanten Ghost Imaging“ genannt.

Die entstandenen Zeitstempel für signal und idler Detektionen können dadurch miteinander verglichen werden. Durch die festgelegte Flugzeit und gleichzeitige Emission beider Photonen eines Paares, führt der Vergleich für verschränkte Partner zu einer festen Differenz. Dadurch lassen sich die verschränkten Photonen identifizieren und die Bild-Information der signal Photonen gewinnen. Durch die räumliche Korrelation der Partner entspricht dies dem Bild der Szene aus „Sicht“ der idler Photonen¹.

Im Folgenden werden erst die einzelnen Komponenten des Aufbaus und im Anschluss das Gesamt-System im Detail beschrieben.

¹ Durch Verwendung der Impuls-Korrelation zur Bildgebung skaliert die Größe des Emissions-Spot von signal und idler in etwa im Verhältnis der Wellenlängen.

3.1 Photonen-Paar Quelle

Als Photonen-Paar-Quelle wurden im Rahmen dieser Arbeit periodisch gepolte KTP-Kristalle verwendet, gepumpt von einem Nah-UV-Laser. Aufgrund der Energie-Erhaltung muss bei SPDC das Pump-Photon das höchst-energetische Photon in dem Photonen-Triplet sein. Da KTP-Kristalle ab ~ 350 nm intransparent werden, wurde als Pump-Wellenlänge 405 nm gewählt. Diese Wellenlänge hat den Vorteil dass sie auch für Blu-Ray-Technologie verwendet wird und damit sehr weit entwickelte Laser zur Verfügung stellt. Zudem sind diese Laser noch sichtbar und ihr emittiertes Licht stellt, im Gegensatz zu höher-energetischen Photonen, weit weniger Probleme bzgl. Gesundheits-Risiken oder Kristall-Trübung (engl. gray tracking) dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Laser verwendet, ein „einfaches“ Dioden-Modul mit einem optionalen Puls-Betrieb mit Top-Hat-Profil (OBIS FP 405LX) und ein sehr schmalbandiger, Einzel-Frequenz (single longitudinal mode, SLM) laser (Toptica TopMode 405). Beide Laser sollten bei einer (geplanten) Zentral-Frequenz von 405 nm operieren, diese kann jedoch durch Fertigungs-Toleranzen leicht schwanken. Zur Überprüfung der tatsächlichen Emission wurden beide Laser im Rahmen der spektroskopischer Untersuchungen (siehe Abschnitt 3.4.5) vermessen und sind in Abbildung 3.8 gezeigt. Das Spektrum des gepulsten Laser ist mit einer Gesamt-Breite von etwa 0,6 nm erheblich breiter als das Spektrum des SLM Laser. Dessen Messung ergab eine Breite von $\sim 0,02$ nm, wird aufgrund der Auflösung der Messung (0,01 nm) aber geringer geschätzt (Details siehe Abschnitt 3.4.1).

Der gepulste Laser wurde gewählt, um Probleme mit dem Gating der Detektoren zu vermeiden. Der SLM Laser wurde dagegen genutzt, um sowohl die spektroskopischen Eigenschaften der Quelle (siehe Abschnitt 3.4.5) als auch den Einfluss des Puls-Betriebs zu analysieren. Insbesondere die Instabilität der Zentral-Frequenz und Bandbreite des gepulsten Laser, welche von Puls zu Puls variieren können, war dabei von Interesse.

Die Polungsperiode der Kristalle wurde mit $4,25 \mu\text{m}$ so gewählt, dass bei Raumtemperatur kollineare Typ-0 Phasenanpassung für die Kombination 405 nm (Pumpe) - 549 nm (signal) - 1550 nm (idler) erreicht wird (siehe Abbildung 3.3). Die idler Wellenlänge wurde gewählt, um als Bucket Detektor einen zur Quanten-Kommunikation entwickelten, faser-gebundenen Einzel-Pixel-SPAD auf InGaAs-Basis zu nutzen, einer bereits stark ausgereiften Technologie [120]. Die signal Wellenlänge wurde dabei so angepasst, dass aktuelle Silizium-SPAD-Kameras

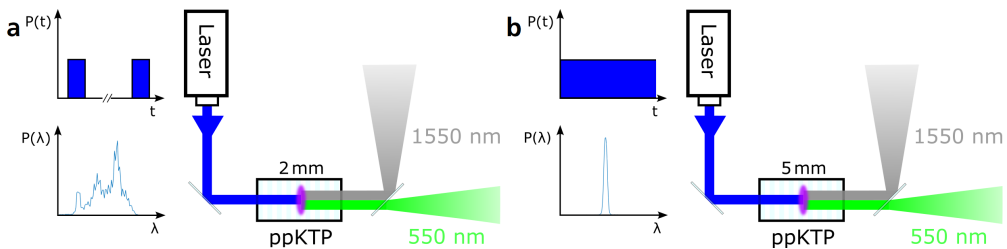


Abbildung 3.2: In dieser Arbeit verwendete Photon-paar-Quellen. Der Kristall wurde während der Messungen Temperatur-stabilisiert. (a) Zur Bildgebung verwendete Quelle. Eine gepulst betriebene Laser-Diode (Obis LX405, $\lambda_p = 404 \text{ nm}$, $\Delta\lambda \approx 0,6 \text{ nm}$) pumpt einen 2 mm langen, periodisch gepolten KTP-Kristall ($\Lambda = 4,25 \mu\text{m}$). Die Laser-Pulse werden dabei mit den Messungen der Detektoren synchronisiert. (b) Für spektroskopische Untersuchungen verwendete Quelle. Ein sehr schmalbandiger SLM-Laser (Toptica TopMode 405, $\lambda_p = 404,84 \text{ nm}$, $\Delta\lambda < 0.01 \text{ nm}$) pumpt einen 5 mm langen ppKTP-Kristall ($\Lambda = 4,25 \mu\text{m}$). Durch den schmalbandigen Laser wurde eine sehr definierte spektrale Korrelation der Photon-paare erreicht. Details siehe Abschnitt 3.4.5

in diesem Spektral-Bereich über eine gute Detektions-Effizienz (DE) verfügen (siehe Abbildung 3.5 oder [106]). Zudem sollte mit diesen Wellenlängen die Möglichkeit zur Bildgebung im SWIR auf Basis einer VIS-Kamera demonstriert werden.

Aufgrund der Art der Phasenanpassung teilen sich Pumpe, idler und signal Photon die Polarisati-on, wobei signal und idler außerdem nur einen geringen Versatz in ihrem Emissions-Winkel aufweisen. Zudem wird bei Typ-0 Phasenanpassung die bei KTP relativ große d_{33} -Nichtlinearität des nichtlinearen Tensors verwendet. Dies erlaubt eine besonders hohe Konversions-Effizienz, SPDC-Quellen mit ähnlichen Parametern erzeugen Photon-paare mit einer Rate von bis zu $1.1 \cdot 10^4$ Paare/s/mW_{pump} [121].

Durch den Polungs-Prozess ist die Apertur der Kristalle aktuell allerdings technisch begrenzt, hier auf eine Querschnitt von $2 \times 1 \text{ mm}^2$. Dies schränkt die Auflösung eines „near-field“ Setup, das einen kollimierten Laserstrahl und die resultierende örtliche Korrelation der Photonen zur Bildgebung verwendet, stark ein. Daher wurde stattdessen das „far-field“ Setup genutzt (siehe Abschnitt 2.4, Abbildung 2.11). Dazu wird ein Laser in den Kristall fokussiert und die Impuls-Korrelation beider Photonen genutzt, um eine räumliche Bild-Korrelation zu erhalten. Die mögliche räumliche Auflösung dieses Aufbau wird hauptsächlich von der Größe des Pump-Spots und der Länge des Kristalls bestimmt [122]. Zudem spielt die Kontrolle des Fokus eine große Rolle, wie in Abschnitt 3.4.4 beschrieben wird.

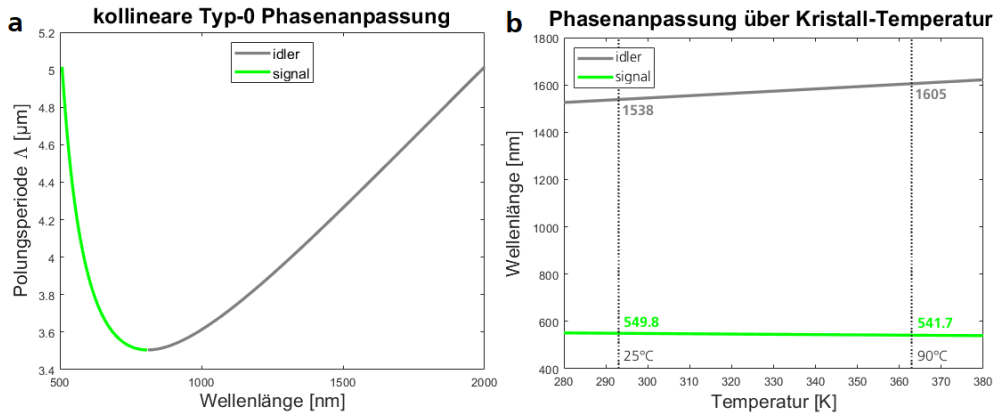


Abbildung 3.3: Abhängigkeit der Phasenanpassung von KTP bei verschiedenen Polungs-Perioden und Temperaturen. (a) signal und idler Wellenlängen der kollinearen Typ-0 Phasenanpassung von KTP, abhängig von der Polungsperiode. Angenommen wird dabei ein Pump-Photon bei 405 nm und eine Temperatur von 293 Kelvin ($\hat{=}$ 20 °C). (b) Verschiebung der signal und idler Wellenlängen, abhängig von der Kristall-Temperatur. Angenommen wurde dabei die in dieser Arbeit genutzte Quelle, mit einem Laser bei 405 nm und einer Polungs-Periode von $4.25\mu\text{m}$.

Für die Bildgebung wurde der Kristall in einem speziellen Kristall-Ofen (Ekspla TK8) platziert, mit dem der Kristall auf eine Temperatur zwischen 25 °C (maximale Temperatur des klimatisierten Labors) und 90 °C stabilisiert werden konnte. Damit lässt sich die kollineare Phasen-Bedingung (beschrieben in Abschnitt 2.3.1) zwischen 550...542nm (signal), bzw. 1538...1605nm (idler) verschieben, wie in Abbildung 3.3 gezeigt. Diese Bedingung beschreibt dabei nur die Photonen-Paare, die kollinear zur Laser-Strahlung emittiert werden.

Das Gesamt-Spektrum der emittierten Photonen ist jedoch erheblich breiter. Die Wellenlänge des signal, bzw. idler hängt dabei stark mit dem Winkel seiner Emission zusammen, insbesondere bei einem schmalen Pump-Spektrum. Grund dafür ist, dass die Phasenbedingung mit einer leichten Winkel-Abweichung der Wellenvektoren (siehe Abschnitt 2.3.2) für Photonen-Paare anderer Wellenlängen erfüllt wird (siehe Abbildung 3.4)

Da der Photonen-Impuls der langwelligeren idler Photonen geringer ist (siehe Gleichung 2.11), die Summe beider Impulse allerdings trotzdem dem Impuls des Pump-Photons entsprechen muss, ist der Emissions-Winkel der erzeugten idler Photonen erheblich größer als der Winkel ihrer verschränkten Partner. Da Photonen-Energie, bzw. Wellenlänge, und -Impuls über den Brechungsindex $n(\lambda)$ verknüpft sind und dessen Unterschied bei KTP bei den gewählten signal

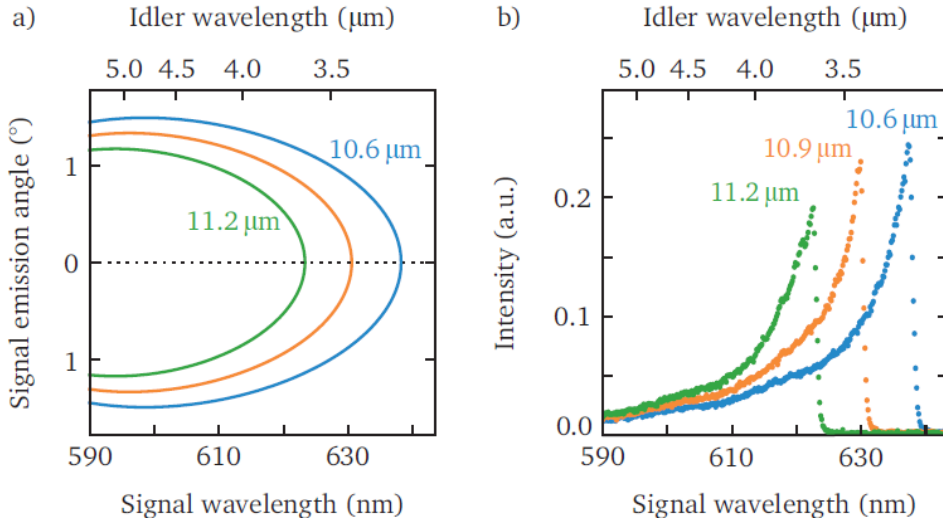


Abbildung 3.4: Spektral-räumliche Emissions-Charakteristik einer Lithium-Niobat-SPDC-Quelle, vergleichbar mit der Emission der hier verwendeten KTP Quelle. Das Bild wurde [16] entnommen. Angenommen wird hierbei eine Temperatur von 40 °C und ein Pump-Laser bei 532 nm. (a) Phasenanpassungs-Kurven für verschiedene Polungs-Perioden. Zu beachten ist die Skalierung der idler-Wellenlänge, die nach Formel 2.9 mit der signal Wellenlänge verknüpft ist. Zudem wird in dieser Grafik der Emissions-Winkel der signal Photonen gezeigt, nicht der Emissions-Winkel der idler Photonen. (b) Intensität des SPDC-Prozess über der Wellenlänge, gemessen im Sichtbaren. Man sieht, dass die Intensität im kollinearen Fall maximiert wird, wobei sie gegen geringere signal Wellenlängen/ größeren Emissions-Winkeln hin abnimmt.

und idler Spektren nur gering ist, skaliert der Emissions-Winkel etwa im Verhältnis der Wellenlängen. Wenn zur Kollimation der Emission also die gleiche Brennweite genutzt wird, skaliert auch die Größe des Emissions-Spot in diesem Verhältnis.

Die spektrale Breite des emittierten Spektrums kann auch durch Manipulation der Quelle beeinflusst werden. So führen längere Kristalle i.A. zu einem schmaleren Spektrum, da der akzeptable Phasen-Versatz Δk sinkt (siehe Gleichung 2.12). Bei längeren Kristallen beginnt der nichtlineare Tensor χ^2 auch für kleinere Fehl-Anpassungen destruktiv statt konstruktiv zu interferieren und schränkt die Emission entsprechend spektral ein.

Die Länge der Kristalle unterliegt jedoch auch Limitierungen, insbesondere im „far-field“ Setup. Hier sollte die Kristall-Länge erheblich kleiner als die Rayleigh-Länge des genutzten Pump-Laser sein ($L_{crystal} \ll z_{Rayleigh}$), um die Impuls-Korrelation der SPDC eindeutig zu halten.

Durch Wahl eines größeren Pump-Fokus, und damit einer größeren Rayleigh-Länge, wird jedoch die mögliche Auflösung limitiert (siehe Abschnitt 2.4.1, [60]).

Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit relative kurze Kristalle bis zu 5 mm Länge verwendet. Für das Hauptthema dieser Arbeit, die Bildgebung, und die Untersuchungen zur Auflösung der Korrelation wurden ausschließlich 2 mm lange Kristalle verwendet, für die nachfolgend gezeigten spektroskopischen Untersuchungen wurden 5 mm lange Kristalle verwendet.

Nach der Erzeugung wurden die Photonen-Paare durch einen dichroitischen Spiegel separiert und individuell, aber mit identischer Wellenlänge kollimiert. Es wurde auch versucht, signal und idler mit einem passenden System gemeinsam zu kollimieren. Allerdings erwiesen sich passende achromatische Doublets aufgrund ihrer limitierten Bandbreite als ungeeignet für die meisten Experimente, insbesondere die spektroskopischen Untersuchungen. Die Verwendung reflektierender Optiken bleibt allerdings, v.a. zur Kollimation sehr interessant.

3.2 Detektoren

Alle Detektoren in dieser Arbeit waren single photon avalanche dioden (SPAD), deren Funktionsweise in Abschnitt 2.5 beschrieben ist.

Für den idler wurde ein spezieller, rauscharmer InGaAs-Detektor genutzt (ID230, [120]). Zur Verringerung des Rauschens wurde dieser Detektor mit einer Kühlung versehen, die seinen Betrieb bei bis zu $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$ erlaubt. Zudem lässt sich dieser Detektor bei verschiedenen Betriebs-Spannungen und Totzeiten betreiben, wodurch sich Detektions-Effizienz (DE) und Dunkel-Rauschen verändern lassen. Da das Dunkel-Rauschen mit durchschnittlich $5 * 10^4$ cps bei einer minimalen Totzeit von $2\text{ }\mu\text{s}$ (verwendet für die Messungen in 3.4.3) und einer maximalen DE von 25 % bereits sehr groß ist, wurde der Detektor in dieser Arbeit hauptsächlich bei 15 % DE betrieben. Das Rauschen war bei dieser DE mit durchschnittlich $1 * 10^2$ cps signifikant verringert, die Totzeit des Detektors wurde auf die Totzeit der jeweils verwendeten Kamera angepasst.

Ein großer Nachteil dieses Detektor ist seine Anbindung an eine Glasfaser (Graded-Index-Faser mit $62,5\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser), die durch seine Entwicklung für die Quanten-Kommunikation herrührt. Zur Bildgebung, bzw. für die gewünschte Anwendung in der Fernerkundung, ist diese

Faser-Kopplung allerdings nachteilig, da das ausgesandte Licht erst in die Faser geleitet werden muss. Dies führt erfahrungsgemäß zu hohen Verlusten, v.a. bei nicht-kooperativen Zielen, bei denen die Photonen nicht reflektiert, sondern diffus gestreut werden. Zudem werden die Moden bei dieser Einkopplung limitiert, was zu einem Detail-Verlust im entstandenen Bild führt. Für die Bildgebung wäre ein „offener“ Detektor zwar besser, diese wurden im gewünschten Spektral-Bereich allerdings erst vor kurzem erhältlich und standen für diese Arbeit nicht zur Verfügung. Mehr Details zu möglichen Verbesserungen und anderen idler-Detektoren können in Abschnitt 4.2 gefunden werden.

Als Kamera wurden Silizium-SPAD-Arrays verwendet. Diese Arrays werden i.d.R. gated betrieben, arbeiten also auf Basis einzelner Mess-Frames. Zudem lassen sie sich häufig in zwei Modi betreiben, einerseits zur Zählung (engl. counting) und andererseits zur zeitliche Messung (engl. Timing- oder Geiger-Mode) einzelner Photonen. Im counting-Mode zählen diese Kameras alle Detektionen, die pro Frame in jedem einzelnen Pixel registriert werden. Damit werden sie als äußerst sensitive Kameras z.B. zur Untersuchung phototoxischer Materialien [123, 124] oder als Nachtsichtgerät [125] verwendet. Im Geiger-Modus erlauben sie dagegen nur die Aufnahme eines einzelnen Photons pro Pixel und Frame, können dieses jedoch zeitlich aufgelöst detektieren. Damit sind sie sehr interessant als Lidar-Detektor und zur Messung von Fluoreszenz-Lebenszeiten, je nach Design und Ausführung der Detektoren [32, 126].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für erste Messungen und einen Proof-of-Concept des Verfahrens ein für Automotive Lidar konzipierter Detektor des Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (IMS) genutzt. Dieser Detektor zeichnet sich insbesondere durch sein extrem geringes Dunkel-Rauschen aus [38, 127] und erlaubt die Messung einzelner Photonen mit einer Zeitauflösung von 312,5 ps. Er besteht aus 2 Zeilen mit je 192 Pixeln, weswegen er im Folgenden als 2-Zeilen-Detektor bezeichnet wird. Zudem besteht jeder Pixel aus 4 einzelnen SPADs, angeordnet in einer Reihe, um den Füllfaktor auf 5.32 % zu erhöhen, ohne die Zeitauflösung und das Dunkelrauschen zu stark zu beeinträchtigen.

Um mit diesem Detektor 2D-Bildgebung zu ermöglichen wurde er mit einer automatisierten Translations-Bühne entlang einer Bildachse gescannt. Diese Scan-Routine führt offensichtlich, im Vergleich zu einem entsprechenden 2-dimensionalen Detektor, zu einer Reduktion des Füllfaktors, bei lückenlosen Scans um die Zahl der Scan-Schritte. Bei den Messungen in

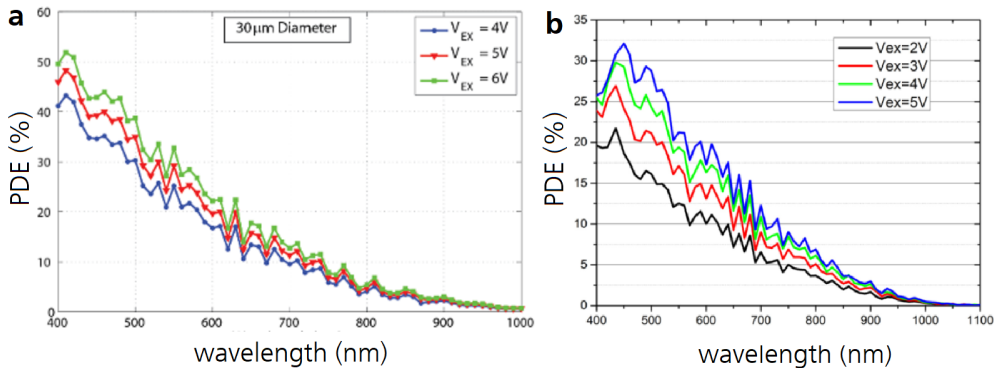


Abbildung 3.5: Detektions-Effizienz der in dieser Arbeit verwendeten SPADs. (a) Detektions-Effizienz der SPADs des 2-Zeilen-Detektors, entnommen aus [106]. Aufgrund der dünnen Absorptions-Schicht der SPADs fällt die DE des SPAD zu längeren Wellenlängen hin ab (siehe Abschnitt 2.5). Mit zunehmender Überspannung steigt die DE an, allerdings hat diese Spannung auch Einfluss auf das Dunkel-Rauschen und Zeitverhalten des Detektors. Details können der Original-Publikation entnommen werden [106]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Überspannung von 5 V genutzt. (b) Detektions-Effizienz der SPADs des 2D-Detektors bei verschiedenen Überspannungen, entnommen aus [107]. Details können ebenfalls [107] entnommen werden.

Abschnitt 3.4.2 wurden beispielsweise 80 Scan-Schritte genutzt, der Füllfaktor der Messung² also auf etwa 0.05 % verringert. Aufgrund der entsprechend langen Messzeiten und hohen Verluste, die in Reflektion nochmal erheblich erhöht würden, wurde mit diesem System nur ein Proof-of-Concept in Transmission aufgebaut.

Zur Demonstration der 3D-Bildgebung wurde dagegen ein echter 2D-Detektor vom Fraunhofer IMS entwickelt. Das Design des Proof-of-Concept-Detektors musste dabei überarbeitet werden, da die Delay-locked-loop-(DLL-)TDCs, die im 2-Zeilen-Detektor verwendet wurden, nicht für einen 2D-Detektor geeignet sind (Details siehe Abschnitt 2.5.2). Diese Entwicklung wurde parallel zu unserem Proof-of-Concept-Aufbau betrieben, wobei die TDCs als Ring-Resonatoren entworfen wurden. Der daraus resultierende Detektor [128] zeigte allerdings Probleme bzgl. der Zeitauflösung. Grund hierfür waren Schwankung in der Betriebsspannung der einzelnen TDCs über den gesamten Chip. Diese Schwankungen führten zu einer starken Verwaschung des Zeit-Signals und verhinderten damit Koinzidenz-Detektion und die Nutzung für QGI.

² Zur Verringerung des Dunkelrauschen und Verbesserung der Bild-Auflösung wurde nur ein SPAD pro Pixel aktiviert, die Schrittweite des Scan entsprach mit $\sim 50 \mu\text{m}$ etwa einem Viertel der Pixel-Höhe.

Stattdessen wurde ein Detektor von einem anderen Partner, Fondazione Bruno Kessler (FBK), verwendet, der für eine breite Reihe an Quanten-Aufbauten entwickelt wurde [34, 129] (im Folgenden 2D-Detektor bezeichnet). Seine Auflösung ist mit 32×32 Pixeln zwar begrenzt, allerdings völlig ausreichend für einen Proof-of-Concept-Demonstrator. Der Füllfaktor ist mit 20 % sehr hoch, was v.a. durch die Miniaturisierung der Peripherie-Elektronik erreicht wird. Diese Miniaturisierung limitiert jedoch auch die Größe der TDCs und damit sowohl die Zeitauflösung auf etwa 200 ps und insbesondere die Frame-Länge des Detektors auf etwa 60 ns [129, 130]. Die TDCs basieren auch hier auf Ring-Resonatoren und zeigen ebenfalls Schwankungen in der Zeitauflösung jedes Pixels. Diese ließen sich jedoch abschätzen und kompensieren, mehr dazu ist in Abschnitt 3.3 zu finden.

Nachteilig ist außerdem der Unterschied in der SPAD-Architektur selbst, bzw. der zur Produktion genutzten Fabrikations-Technologie. Der 2-Zeilen-Detektor wurde in 350 nm, der 2D-Detektor in 150 nm CMOS-Technologie gefertigt [106, 107]. Die SPADs des 2D-Detektors sind zudem mit $10 \mu\text{m}$ Durchmesser kleiner als die SPADs des 2-Zeilen-Detektors mit $12 \mu\text{m}$ Durchmesser. Das reduziert i.A. die Detektions-Effizienz aufgrund der in Relation größeren Guard-Ringe und dem dadurch reduzierten effektiven Füll-Faktor, vergrößert allerdings auch das Dunkelrauschen [106]. Wie in Abbildung 3.5 zu sehen steigt mit zunehmender Überspannung die DE der Detektoren. Allerdings hat diese Spannung auch Einfluss auf das Dunkel-Rauschen des Detektors und sein Zeitverhalten, wie in Abschnitt 2.5 allgemein beschreiben ist. Die Daten zu den konkreten Detektoren können den Original-Publikationen [106] und [107] entnommen werden.

In dieser Arbeit wurde für den 2-Zeilen-Detektor eine Überspannung von 5 V gewählt, was zu einer DE von etwa 25 % (bei 550 nm) und einem Dunkelrauschen von etwa 10 counts/s pro Pixel führt [131]. Für den 2D Detektor wurde eine Überspannung von 2,7 V gewählt, also eine DE von etwa 17 % und ein Dunkelrauschen von etwa 20 counts/s pro Pixel [107].

3.3 Zeitliche Resynchronisation und Korrektur

Zur zeitlichen Resynchronisation beider Detektoren wurde eine spezielle Time-Correlated Single-Photon-Counting (TCSPC) Karte verwendet (TimeHarp 260 PICO). Diese Karte kann via PCI in einem Messrechner integriert werden und erlaubt die Registrierung der elektrischen

Pulse von SPAD-Kamera und Infrarot-Detektor mit einer Zeitauflösung von 25 ps, wobei jedem Puls ein Zeitstempel zugewiesen wird (32 Bit-Datenformat).

Um entsprechend lange Messungen realisieren zu können, ist es notwendig die Zeitstempel in ein hinreichend großes Datei-Format zu konvertieren. Da mit dem von der TCSPC genutzten 32 Bit-System lediglich für $2^{32} * 25 \text{ ps} \approx 0,1 \text{ s}$ eindeutig gemessen werden könnte, wurden die Zeitstempel stattdessen in 64 Bit konvertiert ($2^{64} * 25 \text{ ps} \approx 5338 \text{ Tage}$). Die Zeitstempel der TCSPC Elektronik konnten dabei durch dedizierte Zeitstempel zur Erkennung von Überläufen direkt in 64 Bit konvertiert werden.

Mit dieser Elektronik lassen sich die Infrarot-Detektionen direkt registrieren, allerdings nicht die VIS-/Kamera-Photonen. Diese Photonen werden stattdessen von der Kamera selbst zeitlich gemessen und mit einem Zeitstempel versehen (8 bis 12 Bit), der sich jeweils auf den Beginn des Messzeitfenster bezieht. Zu Beginn jedes Messzeitfenster gibt die Kamera einen Trigger aus, der bei der eigentlich konzipierten Anwendung als Lidar-Detektor genutzt wird, um den Laser zu triggern. Für asynchrones QGI wird dieser Puls stattdessen mit der TCSPC-Karte und damit in der gleichen Zeitbasis wie die Infrarot-Detektionen registriert (im Folgenden globale Zeitbasis/globale Zeitstempel genannt).

Um die Detektionen selbst aufeinander referenzieren zu können, müssen die lokal referenzierten Zeitstempel der SPAD-Kamera mit den globalen Zeitstempeln der Messzeit-Fenster kombiniert werden. Hierzu wird die Anzahl der Messzeit-Fenster genutzt. Die Fenster werden dabei von der Kamera selbst gezählt und die jeweilige Fenster-Nummer mit den lokalen Zeitstempeln der Messung übertragen. Diese Nummer wird dann verwendet, um den globalen Zeitstempel des Fensters aus den Daten der TCSPC zu erhalten und mit dem lokalen Zeitstempel der Detektion zu verrechnen.

Das Problem dieser Methode ist ihre starke Störungsanfälligkeit. Die Zuordnung von Messfenster zu globalem Zeitstempel basiert offensichtlich auf der Chronologie der Zeitstempel und Messfenster. Das bedeutet, dass bereits ein ein „falscher“, bzw. fehlender Zeitstempel zu einer falschen Zuordnung aller folgenden Zeitstempel führt. Dies verhindert nicht nur die Koinzidenz-Detektion (aufgrund der verfälschten zeitlichen Information), sondern führt für dazu, dass alle folgenden Detektionen als Rauschen klassifiziert werden, aufgrund des Vergleichs unkorrelierter Detektionen. Dadurch wird nicht nur die weitere Koinzidenz-Detektion verhindert, sondern zudem das allgemeine Rausch-Niveau erhöht, sodass der Koinzidenz-Peak im Rauschen untergeht.

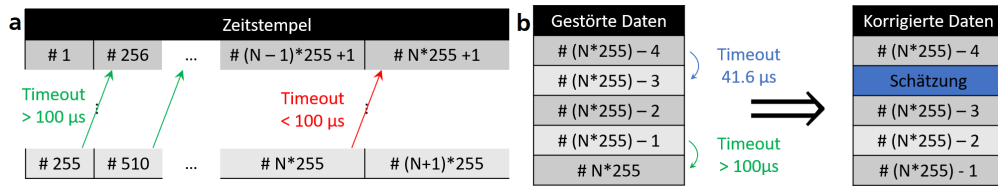


Abbildung 3.6: Identifikation und Korrektur der fehlenden Zeitstempel des einzeiligen SPAD. (a) Durch die Auslesung der Daten zeigt der Detektor nach einer vorbestimmten Anzahl an Messungen einen erheblich längeren Timeout. Hier wurde die Anzahl der Messungen auf das Maximum von 255 Frames gesetzt. Danach wird der Timeout zwischen jedem 255. und 255+1. ten Zeitstempel überprüft und mit einem Schwellwert verglichen (hier $100 \mu s$). Liegt der Timeout darunter, wurde in diesem 255er Block mindestens ein Zeitstempel verpasst. (b) Sukzessive werden die Timeouts innerhalb des Blocks überprüft, bis der Auslese-Timeout gefunden wurde. Die Anzahl der Iterationen entspricht dabei der Anzahl der verpassten Zeitstempel. Anschließend werden alle Timeouts innerhalb des Blocks überprüft und basierend darauf der richtige Zeitstempel abgeschätzt.

Ausführliche Analysen der Zeitaufnahme haben gezeigt, dass das Problem zusätzlicher Zeitstempel (z.B. durch Rauschen oder After-Pulsing) quasi nicht existent ist. Anders sieht es bei fehlenden Zeitstempel aus. Es zeigte sich, dass je nach verwendetem Detektor, etwa ein Zeitstempel pro 100.000 bis 1 Million Zeitstempel fehlt. Für die 2-stündigen Messungen in Abschnitt 3.4.3 wurden beispielsweise etwa 840 Millionen Frames mit 881 fehlenden Zeitstempeln aufgenommen, also fehlt schätzungsweise ein Frame alle 8,2 Sekunden. Da diese Zeit i.d.R. nicht ausreicht, um genug Daten für die Bildgebung zu sammeln, müssen diese fehlenden Zeitstempel erkannt und, falls möglich, rekonstruiert werden. Zur Rekonstruktion der Information wird dabei die zeitliche Charakteristik der Kamera, bzw. ihrer Frames, verwendet.

Da der 2-Zeilen-Detektor [32] nach jeder Messung den gesamten Chip ausliest, sind die Timeouts zwischen seinen Messzeit-Fenstern mit $20,8 \mu s$ sehr konstant, wobei einzelne Timeouts etwas größer waren ($\sim 30 \mu s$). Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich im Speicher-Zugriff, bzw. der Programmierung des Kontroll-FPGA, konnte aber unsererseits nicht weiter untersucht werden. Diese Timeouts reichen allerdings nicht aus, um die gesammelten Daten an einen Messrechner zu übertragen. Stattdessen werden sie auf einem Zwischenspeicher im Kontroll-FPGA gespeichert. Dieser Speicher wird nach einer vom Anwender vorgegebenen Anzahl von Fenstern (in dieser Arbeit das Maximum von 255 Frames) ausgelesen, um Datenverlust zu vermeiden. Diese Übertragung führt allerdings zu erheblich größeren Timeouts von mehreren hundert μs .

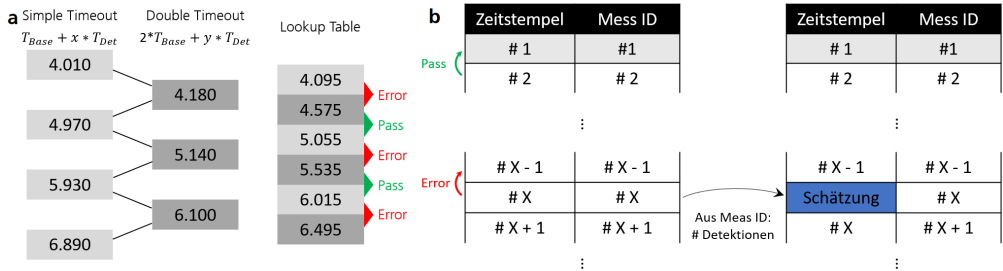


Abbildung 3.7: Identifikation und Abschätzung der fehlenden Zeitstempel für den 2D-Detektor [113]. (a) Die erwarteten Timeouts zwischen der nächsten und übernächsten Messung werden mit Hilfe des Median des Basis-Timeouts und den Auslese-Timeouts berechnet. Durch Interpolation der nebeneinander gelegenen Werte wird eine Lookup Table angelegt, mit der Timeouts zwischen Zeitstempeln klassifiziert werden. (b) Die Timeouts der Zeitstempel werden sukzessive klassifiziert. Wurde dadurch ein verpasster Zeitstempel registriert, wird aus der Mess ID die Anzahl der Detektionen dieser Messung überprüft und der Mess-Start dadurch abgeschätzt.

Diese Charakteristik wurde zur schnellen Erkennung von fehlenden Zeitstempeln genutzt, indem der Timeout zwischen jedem 255ten Zeitstempel und (255+1)ten Zeitstempel untersucht wurde. Fällt dieser Timeout aus dem Schema, wird der Timeout zum vorherigen Zeitstempeln untersucht, bis der erwartete Timeout gefunden wurde. Die Anzahl der Iterationen gibt dabei die Anzahl der fehlenden Zeitstempel x in diesem 255er-Block. Im nächsten Schritt werden alle Timeouts in diesem Block untersucht. Sollten genug Timeouts mit $\sim 41,6 (2 * 20,8) \mu s$ vorhanden sein, wird je ein zusätzlicher Zeitstempel dazwischen eingefügt. Ist jedoch kein passender Timeout zu finden, wird ein passender Zeitstempel vor dem ersten des Blocks eingefügt. Dabei wird angenommen, dass der erste Puls des Block nicht erkannt wurde und der entsprechende Timeout im Auslese-Timeout untergeht. Diese Korrektur-Routine ist exemplarisch in 3.6 gezeigt.

Im Gegensatz dazu hatte der 2D-Detektor eine spezielle Auslese-Routine, die nicht den kompletten Chip, sondern nur Zeilen mit detektierten Photonen ausliest [113]. Dadurch sind die Timeouts zwischen 2 Frames nicht mehr konstant, sondern von der Anzahl detektierter Photonen, bzw. der Detektor-Zeilen mit Detektionen, abhängig. Zudem nimmt der Detektor keine vorgegebene Anzahl Frames auf, bevor er seinen Zwischenspeicher ausliest. Stattdessen füllt sich seinen Speicher bis zu einem vorgegebenen Limit und wird dann komplett ausgelesen. Da die Datengröße eines Frame von der Anzahl seiner Detektionen abhängt, ist keine eindeutige Zuordnung von der Größe des Speichers zur Anzahl der Frames möglich. Durch diese Unterschiede muss natürlich auch die Zeitstempel-Korrektur geändert werden.

Durch entsprechende Analyse wurde herausgefunden, dass der Basis-Timeout bei etwa $2,09 \mu\text{s}$, wobei dieser von Messung zu Messung leicht schwankt. Zudem wurde herausgefunden, dass jede ausgelesene Zeile zu einem zusätzlichen Timeout von 960 ns führt, der über alle Messungen konstant war. Zwischen zwei Frames dieses Detektors beträgt der Timeout also

$$T_{\text{timeout}} = T_{\text{base}} + x * 0,96 \mu\text{s} \quad (3.1)$$

mit $T_{\text{base}} \approx 2,09 \mu\text{s}$ und x der Anzahl an Zeilen mit Detektionen im Messfenster. Im Falle eines fehlenden Zeitstempels ist der Timeout entsprechend

$$T_{\text{timeout}} = 2 * T_{\text{base}} + (x_1 + x_2) * 0,96 \mu\text{s} \quad (3.2)$$

mit $T_{\text{base}} \approx 4,18 \mu\text{s}$ und x_y der Anzahl an Zeilen mit Detektionen im ersten/zweiten Messfenster.

Da der Basis-Wert von Messung zu Messung leicht schwankt, aber innerhalb der Messung selbst sehr stabil ist, wird zuerst dieser Basis-Wert anhand der Timeouts der detektionslosen Frames bestimmt. Als „detektionslos“ wird dabei jeder Timeout unter $2,8 \mu\text{s}$ definiert, womit Frames mit min. einer Detektion ($\sim 3,05 \mu\text{s}$) und doppelte Timeouts (min. $\sim 4,18 \mu\text{s}$) ausgeschlossen werden. Aus diesen Timeouts wird dann der Median-Timeout bestimmt und als T_{base} für die weitere Verarbeitung definiert.

Dieser Timeout wird genutzt, um die erwarteten Timeouts für reguläre und verpasste Zeitstempel nach Gleichung 3.1 und 3.2 zu berechnen. Damit wird eine Look-Up-Table zur Einordnung der Timeouts angelegt und mit allen Zeitstempeln verglichen. Damit können verpasste Zeitstempel erkannt und entsprechend korrigiert werden, indem der fehlende Zeitpunkt abgeschätzt und in die Daten eingefügt wird. Zur Abschätzung wird zusätzlich zum Timeout selbst die Anzahl an detektierten Zeilen zugezogen, die aus den Messdaten gegeben ist. Der Timeout wird nach Gleichung 3.1 berechnet und vom größeren Zeitstempel subtrahiert, um den verpassten Zeitstempel so gut wie möglich abzuschätzen. Die Korrektur-Routine ist schematisch in Abbildung 3.7 gezeigt.

3.4 Ergebnisse

Die Photonen-Paar-Quelle, SPAD-Detektoren und TCSPC Elektronik wurden kombiniert, um Quanten Ghost Imaging zur Anwendung in Fernerkundung zu realisieren. Der Schlüssel dazu ist die asynchrone Detektion beider Partner eines Photonen-Paares und die Rekonstruktion ihrer zeitlichen Koinzidenz. Mit diesem Ansatz kann QGI auch ohne aufeinander abgestimmte Detektoren realisiert werden, was einige Limitierungen bisheriger Aufbauten überwindet und insbesondere 3D Bildgebung und Fernerkundung ermöglicht [20]. Da, im Gegensatz zu dem häufig genutzten „heralded“ Ansatz, die Detektion beider Photonen unabhängig voneinander erfolgt, wurde diese Art Aufbau „asynchrones Quantum Ghost Imaging“ getauft.

Der Aufbau basiert dabei auf der zeitlichen Messung beider Photonen eines verschränkten Paares in einer gemeinsamen Zeitbasis und dem Vergleich ihrer Ankunftszeiten. Durch die gleichzeitige Emission der Partner (siehe Abschnitt 2.3.1) zeigen alle verschränkten Detektionen eine bestimmte zeitliche Verzögerung, abhängig von der Flugzeit der Photonen. Unkorrelierte Detektionen zeigen dagegen zufällige Verzögerungen zueinander, da sie in keiner Beziehung zueinander stehen. Dieser Effekt wird genutzt, um die verschränkten Partner zu identifizieren. Durch Vergleich aller Zeitstempel entsteht ein sogenannter „Koinzidenz-Peak“ bei eben jener Verzögerung, während unkorrelierte Photonen sich als gleichmäßiger Hintergrund bemerkbar machen.

3.4.1 Wahl des Pump-Lasers

Aufgrund der zur Bildgebung verwendeten, für Lidar konzipierten, Kameras, erwies sich die Verwendung eines gepulsten, von der Kamera getriggerten, Laser als erhebliche Verbesserung des QGI-Aufbaus. Da der Bucket-Detektor im idler arm eine sehr große Totzeit ($> 2 \mu\text{s}$) besitzt, v.a. im Vergleich zum Messzeit-Fenster ($\leq 1.28 \mu\text{s}$), könnte eine Detektion vor dem Start der Messung den idler Detektor sperren und Koinzidenz-Detektion verhindern. Durch die Verwendung eines gepulsten Laser wird dagegen sichergestellt, dass nur während der Kamera-Aufnahme Photonen-Paare erzeugt werden. Der idler-Detektor ist somit außerhalb dieses Fensters nur dem allgemeinen (bei den vorgestellten Messungen vernachlässigbarem) Hintergrund-Rauschen ausgesetzt. Dadurch fällt die Wahrscheinlichkeit für dieses „Sperren“, zumindest bei den aktuellen, rauscharmen Labor-Aufbauten, erheblich. Zudem wird die Anzahl an idler Detektionen

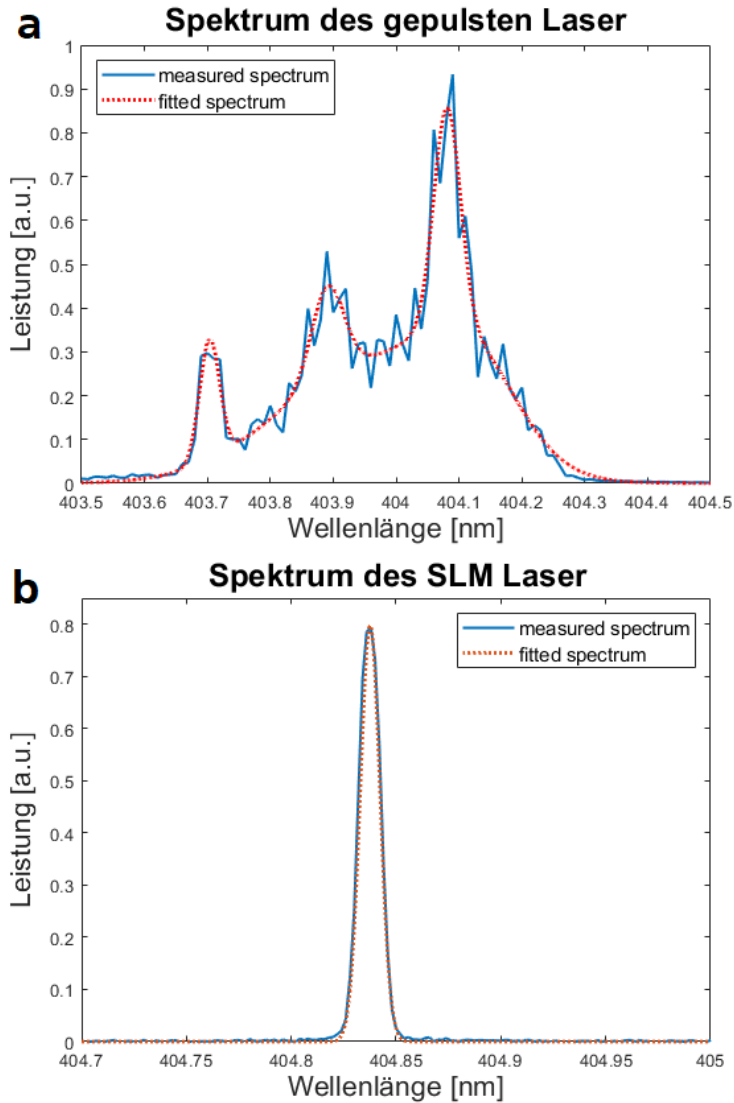


Abbildung 3.8: Spektren der in dieser Arbeit verwendeten Laser. Beide Laser wurden mit einem Optical Spectrum Analyzer (OSA) ausgemessen und zur weiteren Verarbeitung mit Gauss-Funktionen angenähert. (a) Spektrum des gepulsten Laser. Das Spektrum wurde über mehrere Pulse gemittelt und blieb über mehrere Parameter (Repetitions-Rate, Puls-Breite, Ausgangsleistung) konstant. Die Emission besteht offensichtlich aus mehreren Spektral-Linien, die Haupt-Emission bei 404,1 nm und mehreren Neben-Linien mit einer Gesamt-Breite von etwa 0,6 nm und einer FWHM von etwa 0,25nm. (b) Spektrum des SLM-Laser. Die Messung ergab eine Zentral-Frequenz von 408,84 nm bei einer Gesamt-Breite der Emission von < 0.02 nm. Aufgrund der Auflösung (maximale Auflösung des OSA: 0,01 nm) gibt diese Messung allerdings nur ein unteres Limit der spektralen Breite, die tatsächliche Breite wird noch schmalere vermutet.

und damit der benötigte Speicher verringert, was allerdings aufgrund der erheblich höheren Datenmengen der Kamera nur von geringer Bedeutung ist.

Durch den gepulsten Laser wird allerdings keinesfalls die coincidence-to-accidental-ratio (CAR) erhöht. Sie führt lediglich zu einem besseren Überlapp der Detektionen und zu mehr Daten im Koinzidenz-Zeitfenster. Bei der Verwendung und insbesondere der anschließenden Auswertung der Daten muss allerdings die Folge eines gepulsten Lasers auf die Rauschverteilung beachtet werden, die einer Faltung zweier Rechteck-Funktionen entspricht (siehe Abbildung 2.18).

Zu beachten ist außerdem, dass gepulste Laser nur für Anwendungen genutzt werden sollten, bei denen die spektralen Eigenschaften der Quelle vernachlässigt werden können. Da die Wellenlänge eines gepulsten Laser i.d.R. instabil ist und von Puls zu Puls schwankt [132] „verwischt“ die Randbedingung der festen Pump-Wellenlänge der Phasenanpassung. Dadurch ist eine eindeutige Zuordnung von idler zu signal Wellenlänge nur bedingt möglich. Stattdessen werden die spektralen Eigenschaften im Rahmen dieser Unsicherheit verwaschen, welche für den verwendeten Laser etwa im Bereich von 0,6 nm liegt. Die Unsicherheit von signal und idler skalieren dabei ungefähr im Verhältnis der Wellenlängen. Da bei spektralen Anwendungen aber in der Regel die Wellenlänge des idler anhand des signal Photon bestimmt wird, entspricht die Unschärfe einer entsprechenden Messung der Faltung der einzelnen Unsicherheiten.

Diese Unsicherheit in der spektralen Korrelation ist bei einer entsprechenden Messung nicht nur durch die Unsicherheit der Emission selbst, sondern insbesondere auch durch die spektrale Unsicherheit der Detektion des signal und bestimmt. Unter Annahme einer perfekten Bestimmung der signal Wellenlänge würde diese Unsicherheit der Unbestimmtheit des Pump-Spektrum entsprechen. Diese Unsicherheit ist durch ihre Linienbreite gegeben, welche über

$$\Delta E_{pump} = h * c * \left(\frac{1}{\lambda_{p, higher}} - \frac{1}{\lambda_{p, lower}} \right) \quad (3.3)$$

eine Unbestimmtheit in der Photonen-Energie beschreibt. $\lambda_{p, higher}$ und $\lambda_{p, lower}$ stehen dabei für die obere, bzw. untere Grenze des Pump-Bandes. Aufgrund der $1/\lambda$ Abhängigkeit der Photonen-Energie skaliert diese Unsicherheit nur näherungsweise mit der Linienbreite, die Unsicherheit der Korrelation kann also nur für schmalbandige Laser über die Linienbreite abgeschätzt werden.

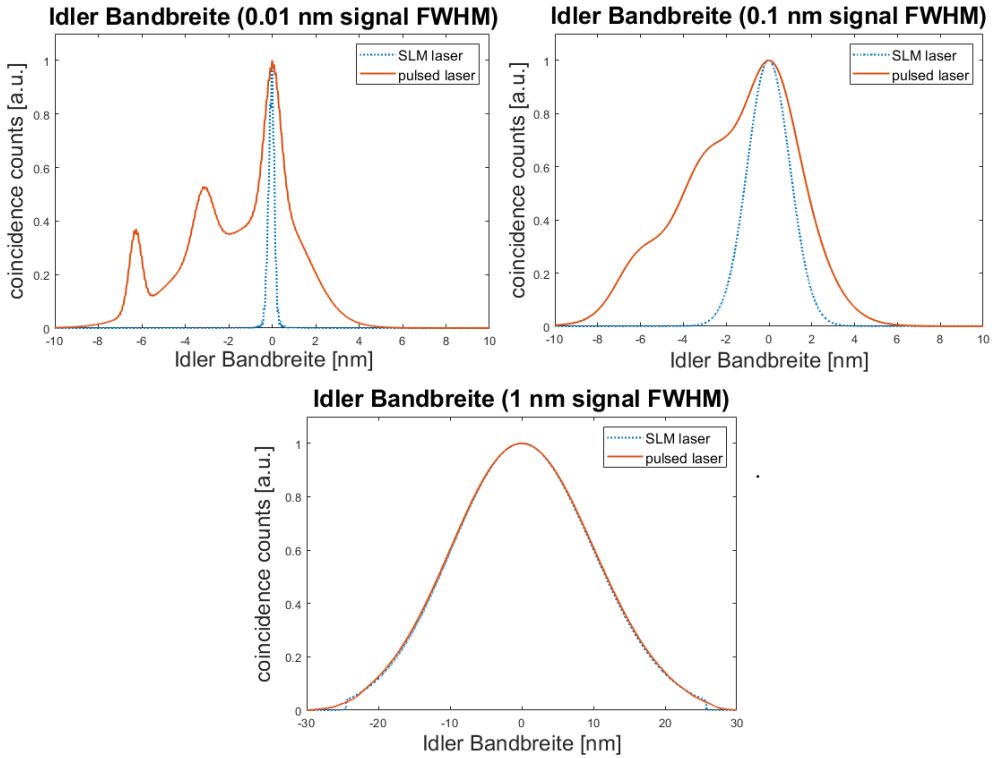


Abbildung 3.9: Simulation der erreichbaren spektralen Auflösung des idler, abhängig von Emissions-Spektrum und Bandbreite des signal Filters. Angenommen wurde dabei ein Gauss'scher Filter im signal mit frei gewählter Bandbreite (FWHM) und die Pump-Spektren gezeigt in Abbildung 3.8. Die Spektren wurden auf die jeweilige Zentral-Frequenz des Laser normiert. Von links nach rechts: erwartete Bandbreite des idler/ der Koinzidenz-Detektion bei Filterung der signal Photonen mit 0,01; 0,1; und 1 nm Bandbreite (FWHM). Die Korrelation des SLM laser ist im allgemeinen sehr fein, entsprechend der Bandbreite des Laser. Der gepulste Laser ist dagegen erheblich breitbandiger, seine Emissions-Charakteristik ist klar in der Korrelation zu sehen.

Die spektrale Unbestimmtheit der Messung des signal Photons ist dagegen durch

$$f(\lambda_{sig}) = f_{filter}(\lambda_{sig}) * f_{emission}(\lambda_{sig}) \quad (3.4)$$

beschrieben, wobei $f_{filter}(\lambda_{sig})$, $f_{emission}(\lambda_{sig})$ die spektrale Charakteristik des Filters, bzw. der Emission beschreibt. Für die meisten spektroskopischen Anwendungen ist das Spektrum der signal Emission jedoch erheblich breiter als die Transmission des Filters und über sei-

ne Breite näherungsweise konstant. Dadurch reduziert sich das Spektrum auf $f(\lambda_{sig}) = f_{filter}(\lambda_{sig})$.

Die Unsicherheit der Korrelation lässt sich aus der Phasenfehlpassung berechnen [133], über

$$f(\Delta\omega) = \text{sinc}\left(\frac{\Delta k(\Delta\omega)L}{2}\right) e^{i\pi\frac{\Delta k(\Delta\omega)L}{2}} \quad (3.5)$$

wobei Δk die Fehlanpassung des Photonen-Impuls ist, abhängig von der spektralen Fehlanpassung der Photonen-Energie $\Delta\omega$. Damit lässt sich durch Integration über das Spektrum des Pump-Lasers und Berücksichtigung der Filter-Funktion des signal das Spektrum des zugehörigen idler bestimmen. Abbildung 3.9 zeigt diese Charakteristik für die in dieser Arbeit verwendeten Laser (siehe Abbildung 3.8) und verschiedene Filterbreiten. Aufgrund der durch den gepulsten Laser minimal erreichbaren idler Bandbreite von ~ 12 nm (siehe Abbildung 3.9) wurde für die spektroskopische Charakterisierung der Quelle in Abschnitt 3.4.5 ein sehr schmalbandiger SLM Laser verwendet.

Zur Bildgebung ist die Nutzung gepulster Laser allerdings, zumindest auf Distanzen im Labor-Maßstab, unproblematisch, da hier lediglich die Impuls-Korrelation der Photonen genutzt wird. Auf diese hat die Wellenlänge nur bedingt Einfluss, über die Position des Laser-Fokus und der Größe des Photonen-Impuls (siehe Gleichung 2.11). Zur Bildgebung auf längere Entfernung könnte die spektrale Unbestimmtheit, wie auch die Bandbreite des SPDC-Prozesses jedoch die Auflösung des Systems begrenzen, z.B. durch Dispersions-Effekte der abbildenden Optiken. Der entsprechende Einfluss muss allerdings noch experimentell untersucht werden.

Durch aktuelle Entwicklungen in der SPAD Kamera-Technologie (siehe dazu Abschnitt 4.2.1) könnte die Nutzung von gepulsten Lasern zudem für einen Großteil der Messungen obsolet werden.

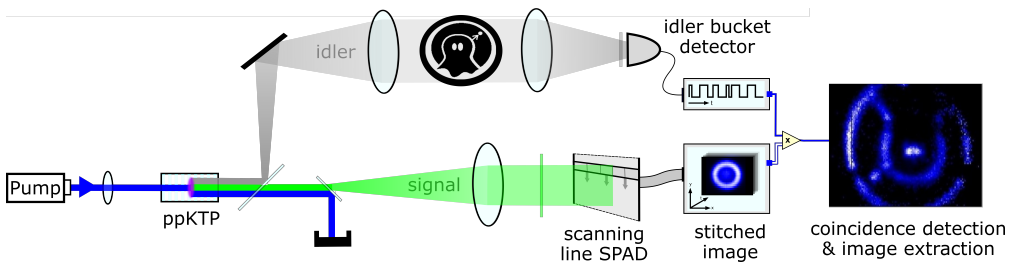


Abbildung 3.10: Proof-of-Concept Aufbau für asynchrones Quanten Ghost Imaging. Um mit dem vorhandenen, quasi-eindimensionalen SPAD Array 2D-Bildgebung zu ermöglichen, wurde der Detektor auf einer automatisierten Translations-Bühne installiert. Mit dieser Bühne ließ sich der Detektor vertikal scannen, wobei die Schrittweite an den Pixel Pitch des Detektor angepasst wurde. Aufgrund der mit dem Scan verbundenen erhöhten Verluste und der entsprechend erhöhten Messzeit, wurde dieser Aufbau nur in Transmission realisiert [38].

3.4.2 Proof-of-Concept

Als Proof-of-Concept wurde ein erster Aufbau entwickelt, welcher einen 2-Zeilen-Detektor, kombiniert mit einer automatisierten Scan-Routine, zur Bildgebung nutzt ([127], siehe Abschnitt 3.2).

Aufgrund der mit dem Scan und limitierten Füllfaktor verbundenen, sehr hohen Verluste wurde mit diesem Detektor lediglich in Transmission gearbeitet, wie in Abbildung 3.10 gezeigt ist. Die Verwendung in Reflektion, deren Hauptziel diese Arbeit ist, ist zwar theoretisch möglich, durch die mit der Rückreflektion verbundenen Verluste aber nur mit erheblichen längeren Messzeiten.

Zur Analyse und Optimierung sowohl des optischen Systems als auch der Auswertung wurden erste Tests mit einer Zylinder-Linse durchgeführt. Dabei wurden alle signal Photonen auf eine Zeile fokussiert, um die Messzeit zu reduzieren und statistische Analysen zu erleichtern. Auf diese Weise wurden neben den in Abschnitt 3.3 geschilderten Probleme mit der Zeitaufnahme der TCSPC-Karte auch Probleme mit der Zeitaufnahme des SPAD entdeckt.

Entsprechende Analysen eines Prototypen des Detektors, gezeigt in Abbildung 3.11, zeigten einen Offset des Koinzidenz-Peaks, abhängig von den Werten interner Register der Messung. Zudem zeigte sich für manche Register-Werte eine leichte Drift mit steigender Messzeit, die ohne Korrektur integriert und damit zu einer Verbreiterung und Abschwächung des Koinzidenz-Peaks führen würde. Mit dieser Analyse wurde eine Look-Up table angelegt, die sowohl den

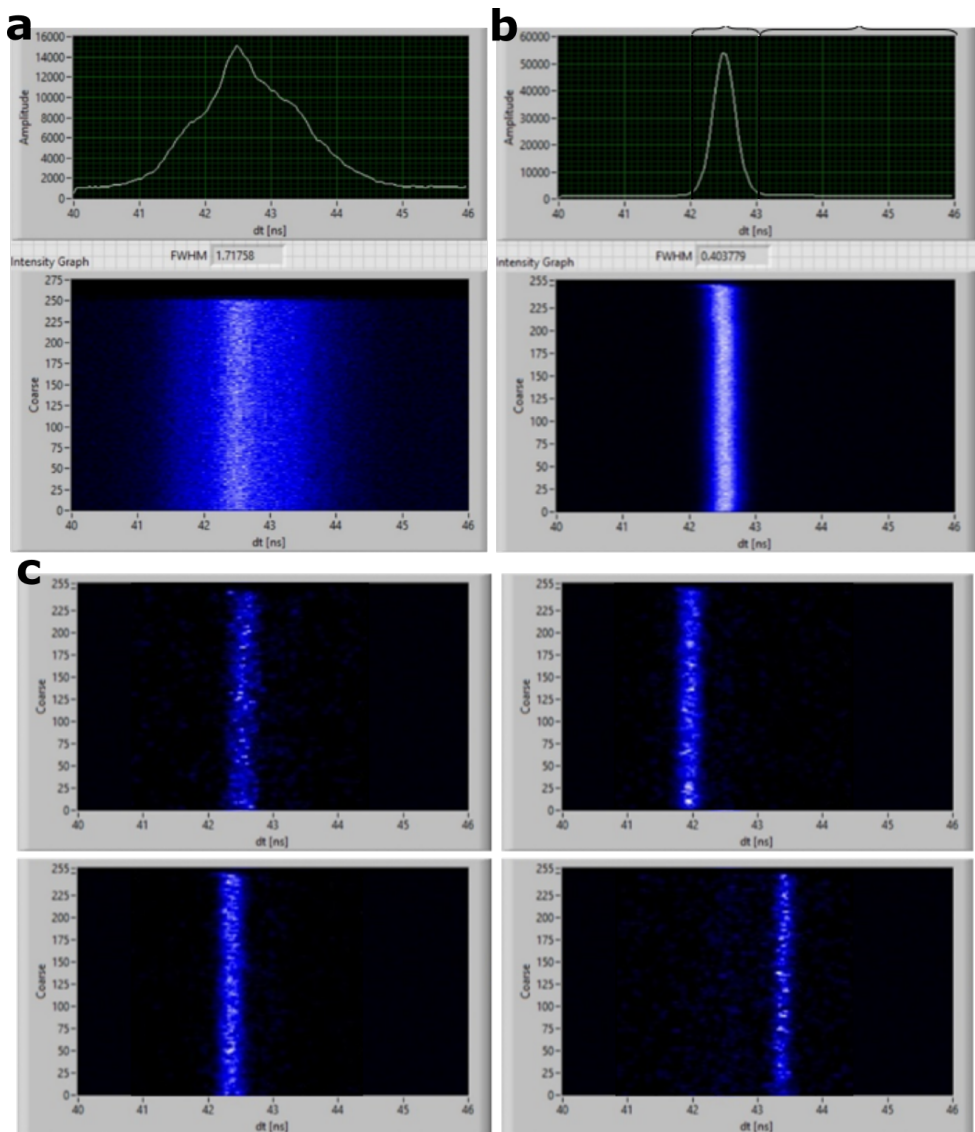


Abbildung 3.11: Verbesserung der Zeitaufnahme der SPAD-Zeile durch Korrektur zeitlicher Offsets. (a) Koinzidenz-Peak ohne Zeit-Korrektur. Der Koinzidenz-Peak ist sichtlich verbreitert und zeigt nicht das zu erwartende Gauss'sche Verhalten. (b) Korrigierter Koinzidenz-Peak. Die Halbwertsbreite (FWHM) des Peak ist mit etwa 400 ps sehr nah an der minimalen Zeitaufösung des Detektors (312.5 ps). (c) Koinzidenz-Peaks, nach einzelnen Registern gefiltert und über die Aufnahme-Zeit dargestellt. Klar ersichtlich sind die verschiedenen Positionen der Koinzidenz-Peaks, die zur Verbreiterung des Gesamt-Peaks führen. Zusätzlich ist bei einigen Peaks eine zeitliche Drift ersichtlich, diese ist allerdings nur zweitrangig in der Verbreiterung des Peaks. Eine pixel- und zeit-abhängige Korrektur dieser Drifts führt zu einer Gesamt-Peak-Breite von etwa 1 ns führen.

Offset als auch die Drift kompensieren. Dadurch konnte die Halbwertsbreite (FWHM) des Koinzidenz-Peak von 1.7 ns auf etwa 400 ps reduziert werden.

Neben der zeitlichen Komponente wurden auch erste Untersuchungen zur Auflösung und Schärfe der Abbildung gemacht. Dabei wurden Probleme mit der Justage entdeckt, welche in Abschnitt 3.4.4 näher beschrieben sind. Diese wurden allerdings wegen der geringen Aussage-Kraft der eindimensionalen Messung nicht genauer untersucht. Allerdings konnten diese Messungen genutzt werden, um das optische System zu justieren.

Im ersten Schritt wurde der idler-Arm justiert, indem die Einkopplung in die Faser des Detektors maximiert wurde. Dazu wurde ein Kollimator mit an die Faser angepasster numerischer Apertur genutzt, dessen Kollimations-Eigenschaften mit passenden Justage-Lasern fein justiert wurden (Schäfter+Kirchhoff 60FC-M40). Dadurch stellt die Count-Rate des idler Detektor, die von der Einkopplung des Kollimators in die Faser abhängt, ein gutes Maß für die Kollimation der idler-Emission dar [134].

Zur Justage des signal Arms wurde im Anschluss eine Büroklammer in den idler-Arm gestellt, also ein Objekt bestehend aus 3 parallelen Drähten. Diese Klammer wurde dabei vertikal zur Fokussierung der Zylinder-Linse ausgerichtet, damit auf dem Koinzidenz-Bild 3 definierte Streifen entstehen, deren Auflösung näherungsweise der Auflösung eines 2D-Bildes entspricht. So konnten Position und Ausrichtung der Kollimations-Linse im signal Arm und der Fokussier-Linse des Laser näher untersucht und optimiert werden.

Das auf diese Weise justierte Setup wurde im Anschluss mit einer automatisierten Bühne zur 2D-Bildgebung erweitert. Für den Proof-of-Concept wurde die Zylinder-Linse entfernt und die Büroklammer durch eine passende Blende ersetzt (siehe Abbildung 3.12). Mit diesem System konnten Bilder dieser Transmissions-Maske mit einer Auflösung von 192×80 Pixeln aufgenommen werden. Die laterale Auflösung wurde dabei durch die Schritte der zum Scannen verwendeten Bühne (SmarAct XYZ-CLS52:52) erreicht und an die Größe der Pixel angepasst. Wie in [127] beschrieben, besteht ein Pixel dieses Detektors aus 4 SPADs, die mit der jeweiligen Peripherie in einer Linie angeordnet sind, er ist damit in vertikaler Richtung erheblich größer ($\sim 200 \mu\text{m}$) als in horizontaler Richtung ($\sim 40 \mu\text{m}$). Zur Vermeidung stark verrauschter Pixel, deren Wahrscheinlichkeit mit jedem zusätzlich aktivierten SPAD steigt, wurde allerdings nur 1 SPAD pro Pixel aktiviert. Dadurch ist die minimal erreichbare Auflösung die aktive Fläche des SPAD, also $\sim 11 \mu\text{m}$. Da diese Auflösung allerdings mit erheblichem Scan- und



Abbildung 3.12: Erzielte Ergebnisse mit dem Proof-of-Concept Aufbau, gezeigt in Abbildung 3.10. Bei der Messung mit diesem Aufbau entstehen eigentlich 2 Bilder, da das Array über 2 Sensor-Zeilen verfügt. Hier wird allerdings nur das Bild der unteren Zeile gezeigt. Weitere Details zur Messung und den Bildverbesserung können der Original-Publikation [38] entnommen werden. (a) Koinzidenz-Auswertung einer Zeile (Zeile 26). Der Koinzidenz-Peak konnte dank der Korrekturen in Abbildung 3.11 auf 1 ns reduziert und Die CAR auf ~ 4 erhöht werden. (b) Die zur Bildgebung genutzte Transmissions-Blende, bestehend aus einem „Geist“. (c) Koinzidenz-Bild nach Hintergrund-Abzug und Bild-Verbesserung, wie in [135] beschrieben. Durch die Einkopplung wurde ein Teil des Bildes abgeschnitten (links unten). Die dunklen, vertikalen Streifen wurden durch verrauchte Pixel verursacht, die in der Daten-Aufnahme gefiltert wurden.

damit Zeit-Aufwand verbunden ist, wurde als Scan-Schritt stattdessen ein Viertel der vertikalen Auflösung der Pixel ($\sim 200/4 = 50 \mu\text{m}$) verwendet.

Um für die Koinzidenz-Analyse hinreichend große Datenmengen zu erzeugen wurde für jeden Scan-Schritt 2 Stunden gemessen. Dadurch ergibt sich eine Gesamt-Messzeit für die in Abbildung 3.12 gezeigten Bilder von 160 Stunden, bzw. knapp eine Woche. Durch Aufnahme-Probleme des Detektors bei längeren Messungen mussten die Messungen jedoch mehrfach (ab dem entsprechenden Scan-Schritt) neu gestartet werden, wodurch sich die Messungen über 10 Tage hinzogen. Da sich diese Messzeit für die 3D-Bildgebung, bedingt durch die damit verbundenen Verluste, stark erhöht, wurde eine geplante Anwendung dieses Aufbaus mit dem 2-Zeilen-Detektor verworfen. Stattdessen wurde für diesen Demonstrator ein 2D-SPAD-Array mit geringerer lateraler Auflösung genutzt, um die entsprechende Bildgebung innerhalb von 2 Stunden Messzeit zu ermöglichen.

3.4.3 3D Bildgebung

Zur Demonstration der 3D-Bildgebung wurde der 2-Zeilen-Detektor mit einem zweidimensionalen Array ersetzt. Da dieses Array auf einem anderen Hardware-Design basiert (siehe

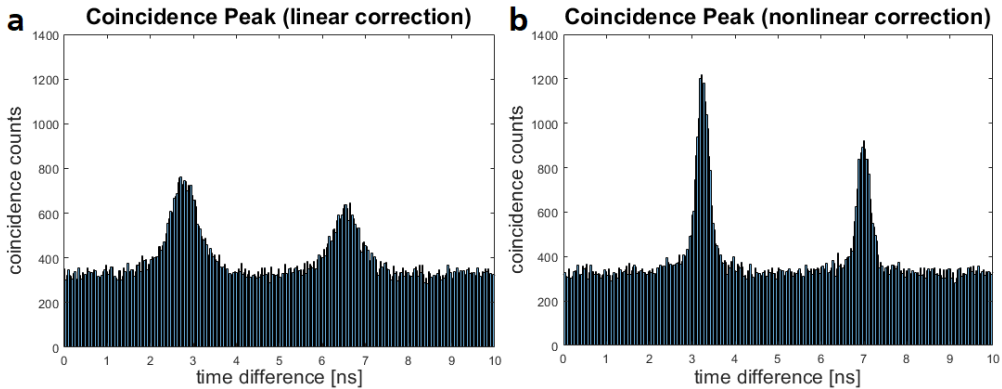


Abbildung 3.13: Koinzidenz-Peak des 2D-Detektors und Verbesserung durch Drift-Korrektur. Die gezeigten Daten stammen von der Messung aus Abbildung 3.16. (a) Koinzidenz-Peak mit linearer Korrektur. Bei dieser Messung wurden die TDC-Werte lediglich pixelabhängig gewichtet, um Unterschiede in der Zeitauflösung zu korrigieren (ausgelöst durch Unterschiede in der Spannungsversorgung, siehe Abschnitt 2.5.2). Die Bestimmung der Gewichtung wird in [113] beschrieben, wurde im Anschluss allerdings noch durch QGI-Messungen verbessert. (b) Koinzidenz-Peak nach Korrektur der nichtlinearen Drift, gezeigt in Abbildung 3.14 und beschrieben in [136]. Der Koinzidenz-Peak hat sich auf ~ 800 ps reduziert und der CAR-Wert auf ~ 4 verbessert.

Abschnitt 2.5), mussten auch die Korrektur-Routinen und das optische System angepasst werden.

Auch die SPADs dieses Detektor zeigen Unterschiede in der Zeitaufnahme der Pixel, bedingt u.a. durch eine ungleichmäßige Spannungsversorgung der voneinander unabhängigen Ring-Resonatoren. Weitere Einflüsse der Zeitaufnahme sind in [136] detailliert beschrieben. Die Drift konnte allerdings nur in ihrer zeitlichen Abhängigkeit untersucht werden, da die Detektions-Zeit der einzige Parameter ist, den der SPAD überträgt. Zur ersten, groben Korrektur der Zeitinformation wurde dabei eine vom Chip-Hersteller entwickelte Korrektur-Routine genutzt [113]. Mit diesem Ansatz konnte ein Koinzidenz-Peak mit 3 ns Gesamtbreite erreicht werden. Diese lineare Korrektur wurde durch Analyse erster QGI-Messungen verbessert, womit Koinzidenz-Peaks mit ~ 2 ns Gesamtbreite erreicht werden konnten (siehe Abbildung 3.13).

Zur weiteren Verbesserung wurde das Koinzidenz-Signal pixelaufgelöst analysiert, wie in Abbildung 3.14 gezeigt. Dazu wurde das optische System so eingestellt, dass der Spot der signal Photonen den gesamten Chip ausleuchtet, damit über dem gesamten Chip ein Koinzidenz-Signal gemessen werden kann. Um genug Daten für eine möglichst genaue Analyse zu erhalten

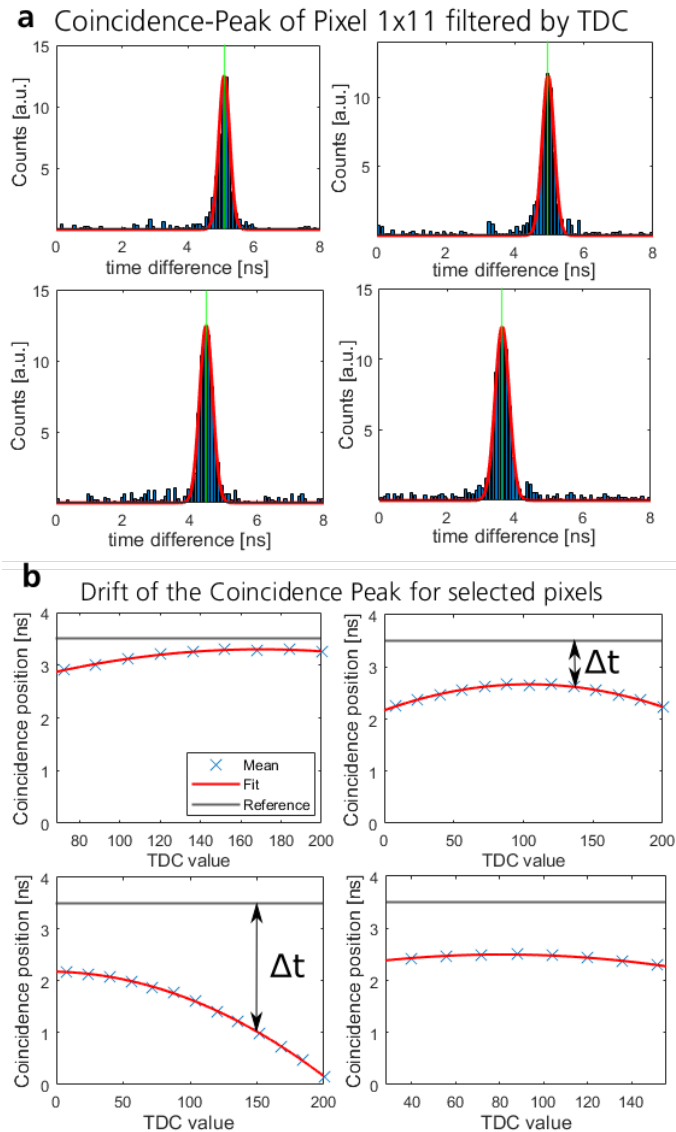


Abbildung 3.14: Zeitverhalten des 2D-Detektor und Drift des Koinzidenz-Peaks. Da der Detektor lediglich den Zeitstempel als Information übergibt, konnte nur die Evolution des Koinzidenz-Peaks in Abhängigkeit der Messzeit analysiert werden. (a) Koinzidenz-Auswertung für einen einzelnen Pixel (Spalte 1, Reihe 11) und ausgewählte TDC-Gruppen. An die Koinzidenz-Daten wurde eine Gauss-Glocke genähert (rot), deren Mittelwert (grün) zur weiteren Charakterisierung genutzt wurde. (b) Position des Koinzidenz-Peak, abhängig vom TDC-Wert des Pixel. Zur Charakterisierung des Verhalten und Berechnung des individuellen Offset wurde an die Daten eine Funktion zweiter Ordnung gefittet. Danach wurde für jeden Pixel und TDC-Wert die Differenz zu einer allgemeinen Referenz gebildet und als Look-Up-table gespeichert.

und mögliche Probleme mit der Reproduzierbarkeit zu vermeiden, wurden für diese Analyse mehrere Messungen gemacht, deren Ergebnisse summiert wurden.

Danach wurden die Messdaten nach einzelnen Pixeln gefiltert, nach den Werten der TDCs gruppiert und die Gruppen einzeln ausgewertet. Um den Koinzidenz-Peak zu charakterisieren wurde an die Daten der Auswertung eine Gauss-Verteilung genähert und die Position des Peak über ihren Mittelwert bestimmt. Diese Position wurde wiederum genutzt, um die zeitliche Evolution des Koinzidenz-Peak (bzw. die Abhängigkeit vom TDC-Wert) für jeden Pixel zu bestimmen. Dabei wurde eine nichtlineare Abhängigkeit des Koinzidenz-Peaks vom TDC-Wert ermittelt, die in Abbildung 3.14 gezeigt ist.

Zur Korrektur dieses Verhalten wurde es zuerst durch eine Funktion 2. Grades angenähert, deren Variablen der Auswertung zur Verfügung gestellt wurde. Durch die Abhängigkeit von Pixel und TDC-Wert erwies sich diese Korrektur allerdings als sehr rechenintensiv und nicht geeignet für die Anwendung.

Stattdessen wurde ein fester Koinzidenz-Wert gewählt und die Differenz zwischen diesem Wert und der Drift für jeden Pixel und TDC-Wert berechnet (siehe Abbildung 3.14). Mit diesen Werten ließ sich eine Look-Up table mit $32 \times 32 \times 255$ Werten (Spalten \times Zeilen \times TDC-Werte) anlegen, deren Wert mit der Zeitinformation verrechnet werden kann.

Mit der so bestimmten Drift und Korrektur der Zeit-Information konnte die Gesamt-Breite des Koinzidenz-Peak von 3 ns auf ~ 800 ps und die FWHM von ~ 1 ns auf ~ 400 ps reduziert werden. Diese Zeit-Auflösung ist dabei sehr nah am fundamentalen Limit der Zeitauflösung der SPAD-Kamera, die ~ 205 ps entspricht. Ausgehend von der FWHM lässt sich mit dieser Korrektur eine Tiefen-Auflösung von ~ 5 cm erreichen. Zudem konnte der CAR-Wert von ~ 2 auf ~ 4 verbessert werden (siehe Abbildung 3.13).

Mit diesem Detektor wurden zwei Proof-of-Concept-Aufbauten, die in Abbildung 3.15 gezeigt sind, konzipiert und aufgebaut. Da die idler Detektion mit einem fasergebundenen Detektor erfolgte, war die Verwendung diffuser Reflektion, wie sie bei der gewünschten Anwendung, bzw. allgemeinen 3D Szenen, stattfindet, problematisch. Stattdessen wurden als Ziel 3D-Szenen aus kooperativen Objekte genutzt, hier bestehend aus (teilweise geblockten/ präparierten) Spiegeln und Strahlteilern. Ihre gerichtete Reflektion erlaubt dabei eine effiziente Aufnahme ihres Rückreflex durch den idler Detektor, allerdings sollte sichergestellt werden, dass die einzelnen Objekte ähnlich gut einkoppeln.

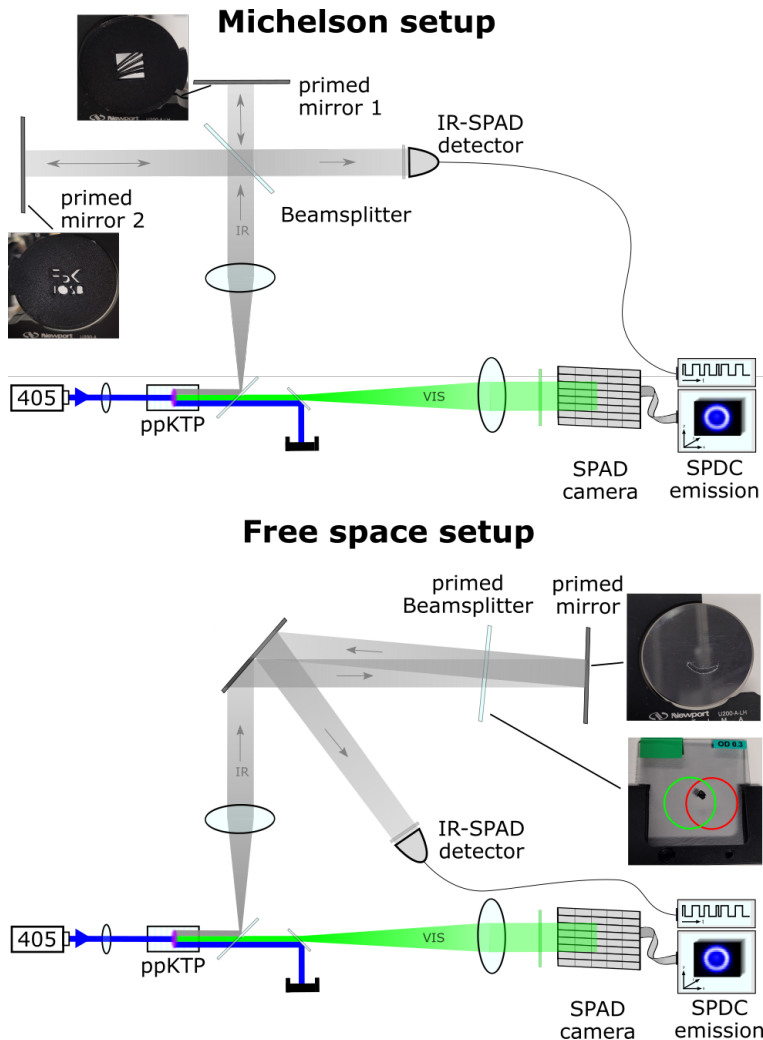


Abbildung 3.15: Proof-of-Concept Aufbauten zum 3D Quantum Ghost Imaging. Zur Anpassung der SPDC-Emission auf die Detektor-Aperturen wurden zudem Teleskope verwendet, die hier nicht gezeigt sind. Oben: Michelson setup. Dieses Setup wurde gewählt, da es zwei Arme bietet, die unabhängig voneinander justiert werden können. Zur Bildgebung wurden die gezeigten Spiegel mit aufgeklebten Transmissionsmasken aus Fraunhofer- und FBK-Logo genutzt. Unten: Free Space Setup. Dieses Setup wurde als anwendungsnahe Realisierung (bzgl. Fernerkundung) gewählt. Zur Bildgebung wurden ein Strahlteiler und ein Spiegel verwendet, die mit Klebeband präpariert wurden. Die aufgebaute Szene besteht dabei aus dem Strahlteiler in Front, hinter dem der Spiegel platziert ist. Dabei durchläuft die Reflektion des Spiegels erneut den Strahlteiler. Die Reflektion des Strahlteilers in den Bucket Detektor wurde zur Übersichtlichkeit ausgelassen. Diese Anordnung wurde gewählt, um den Versatz beider Reflektionen zu minimieren, und beide möglichst gut in den fasergebundenen idler Detektor einzukoppeln. Auf dem Strahlteiler sind zudem der Spot der eingehenden Strahlung (von der Quelle) und der ausgehenden Strahlung (Rück-Reflektion des Spiegel) gezeigt.

Als Test des Potentials der 3D-Bildgebung wurden die in Abbildung 3.15 gezeigten Setups realisiert.

Der Name des „Michelson setup“ rührt von der Ähnlichkeit mit weit verbreiteten Michelson-Interferometern her. Allerdings war hier die Interferenz des idler Strahls mit sich selbst nicht von Bedeutung. Stattdessen wurde das Setup gewählt, da es mit wenigen optischen Elementen zwei getrennt justier- und optimierbare Arme bereitstellt.

Zur Bildgebung wurden in beiden Armen Spiegel verwendet, die mit Transmissions-Masken versehen waren. Diese wurden in unterschiedlichen Abständen des Strahlteilers aufgestellt und ihre Einkopplung in den idler Detektor individuell optimiert. Der Abstand zum Strahlteiler wurde dabei mehrfach variiert, um das Zeitverhalten der Kamera näher zu untersuchen und die Tiefeninformation zu validieren³. Dabei war insbesondere die sehr einfach zu bestimmende Armlänge des Aufbaus von Vorteil, aufgrund der damit verbundenen ToF der Photonen.

Um eine möglichst anwendungsnahe Realisierung der Technik zu zeigen wurde zudem ein „Free space setup“ konzipiert, das ebenfalls in Abbildung 3.15 gezeigt ist. Dabei wurde eine 3D-Szene abgebildet, bestehend aus einem Strahlteiler und einem Spiegel, welche leicht manipuliert wurden (siehe Abbildung 3.17). Mit diesem Aufbau sollte, im Gegensatz zum Michelson Aufbau, die Bildrekonstruktion einer echten 3D Szene gezeigt und aktuelle Einschränkungen und Verbesserungen untersucht werden.

Mit einer 2-stündigen Messung konnten die in Abbildung 3.17 erhaltenen Ergebnisse erzielt werden. Das Bild des Strahlteilers zeigt die allgemeine SPAD-Emission, wobei das darauf geklebte „Auge“ klar zu erkennen ist. Das Bild des Spiegels besteht dagegen aus der Projektion des Strahlteiler-Bild auf den Spiegel, dem abgeklebten „Lächeln“ und einem zweiten „Auge“. Dieses zweite „Auge“ stammt von der erneuten Transmission des Bildes durch den Strahlteiler, welche durch die Anordnung räumlich leicht versetzt ist.

Dieser Versatz der ein- und ausfallenden Emissionen ist auch auf dem Bild des Strahlteilers in Abbildung 3.17b angedeutet und führt zu Problemen mit der Detektion der Reflektionen beider Elemente mit dem idler Detektor. Durch die Anordnung des Aufbau (Spiegel hinter Strahl-

³ Die in Abbildung 3.13 gezeigte, nichtlineare Korrektur wurde mit dieser Messung nicht realisiert, da zum Zeitpunkt der Messung die nichtlineare Drift noch nicht bekannt war. Stattdessen wurde die in (a) gezeigte, überarbeitete Korrektur untersucht und mit Hilfe dieses Aufbaus validiert.

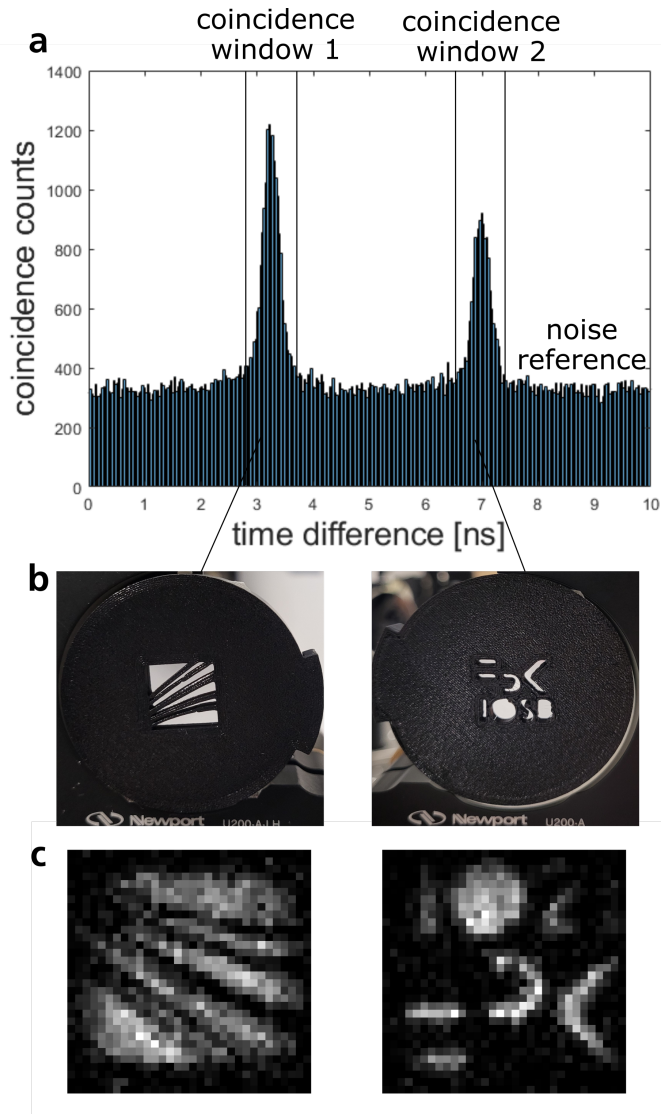


Abbildung 3.16: Ergebnisse des Michelson Aufbau. (a) Koinzidenz-Auswertung der Messung. Die Peaks besitzen eine Gesamt-Breite von ~ 800 ps und ein Halbwertsbreite von ~ 300 ps. Zur Auswertung der Bild-Information wurden die beiden gezeigten Koinzidenz-Fenster mit einer Breite von ~ 1 ns genutzt, wobei die Daten außerhalb als Referenz des Hintergrund-Rauschen verwendet wurde. Der Abstand beider Peaks entspricht mit 4 ns sehr genau dem optischen Längen-Unterschied beider Arme von 60 cm ($2 * 30$ cm). (b) Spiegel, die zur Bildgebung genutzt wurden. Beide wurden mit je einer Transmissions-Maske beklebt, mit den Logos von Fraunhofer und Fondazione Bruno Kessler. (c) Die erhaltenen Bilder der Fraunhofer- und FBK-Maske. Beide Bilder wurden durch Auswertung der angezeigten Koinzidenz-Fenster und Abzug des Dunkelrauschen erhalten. Das S und B des IOSB-Schriftzugs sind dabei durch die limitierte Einkopplung des idler-Detektor beschnitten.

teiler) kann die Einkopplung der Reflektionen von Strahlteiler und Spiegel nicht unabhängig voneinander justiert werden.

Da beide Reflektionen mit dem gleichen Detektor aufgenommen werden, sollten sie am Detektor selbst eine möglichst große räumliche Überlappung zeigen. Aufgrund der unterschiedlichen Pfade und Pfadlängen ist dies jedoch nur mit einer gewissen Winkel-Abweichung erreichbar, die wiederum die Einkopplung in die Glasfaser des idler Detektor negativ beeinflusst [134].

Um diese Winkel-Abweichung möglichst gering zu halten, muss der Abstand zwischen Strahlteiler und Spiegel der 3D Szene möglichst gering sein, im Vergleich zum Abstand zwischen Strahlteiler und idler Detektor. Der Abstand der 3D-Szene sollte dabei allerdings nicht zu klein werden, da die Koinzidenz-Peaks (und damit die Trennung beider Reflektionen) nur über eine endliche Schärfe verfügen.

Zum Zeitpunkt der Messung war die in Abbildung 3.14 gezeigte, nichtlineare Korrektur noch nicht realisiert. Stattdessen war lediglich eine (verbesserte) lineare Korrektur der Koinzidenz-Daten implementiert, mit der eine Koinzidenz-Peak-Breite von etwa 2 ns erreicht wurde. Das entspricht einer Tiefenauflösung von etwa 30 cm. Um eine klare Trennung beider Peaks sicherzustellen wurde daher der Abstand von Strahlteiler zu Spiegel mit 40 cm ($\hat{=} 2.67$ ns) etwas größer gewählt. Der zur guten Einkopplung beider Reflektionen benötigte Abstand von Strahlteiler zu Detektor wurde durch mehrere Messungen empirisch auf etwa 4 m ermittelt. Daher musste dieses Setup über zwei optische Tische aufgebaut werden.

Trotz dieser in Relation recht großen Abstände ist der Einfluss der sub-optimalen Einkopplung (des Strahlteilers) in Abbildung 3.17 gut zu sehen, anhand des einseitigen „Beschnitt“ der SPAD-Emission auf der linken Seite. Dieser wird insbesondere im Vergleich zum Bild des präparierten Spiegels deutlich, auf dessen Reflexion der Detektor optimiert wurde.

Mit beiden Aufbauten wurden mehrere Messungen durchgeführt, um das optische System zu justieren. Insbesondere die Kontrolle der Quelle zeigte sich als sehr kritisch, mehr dazu in Abschnitt 3.4.4.

Für die gezeigten Ergebnisse wurde jeweils 2 Stunden gemessen, mit einem gepulsten 20 mW-Laser, der auf die SPAD-Quelle synchronisiert wurde ⁴. Der Laser wurde mit einer 150 mm

⁴ 20 mW entspricht der „Peak power“ des Top-Hat-Profil

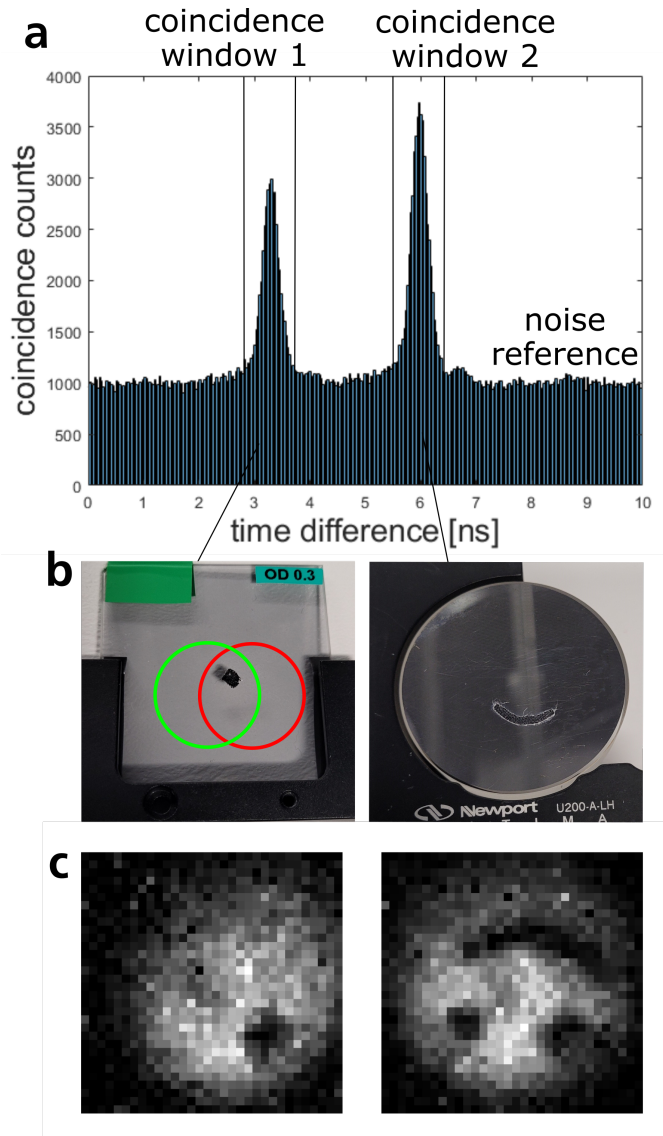


Abbildung 3.17: Ergebnisse des Free space setup. (a) Koinzidenz-Auswertung. Wie auch in Abbildung 3.16 wurde mit diesem Aufbau ein Koinzidenz-Peak von 800 ps Gesamt- und 300 ps FWHM-Breite erreicht. Der Abstand beider Peaks entspricht mit ~ 2.7 ns dem Abstand zwischen Spiegel und Strahlteiler von 40 cm. (b) Strahlteiler und Spiegel, die zur Bildgebung genutzt wurden. Der Strahlteiler wurde dafür mit einem „Auge“ und der Spiegel mit einem „Lächeln“ beklebt. Auf dem Strahlteiler sind außerdem die Spots der ein- und ausgehenden Emission eingezeichnet (siehe Abbildung 3.15). (c) Erhaltene Koinzidenz-Bilder. Auf dem Bild des Strahlteilers ist klar das „Auge“ zu sehen. Das Bild des Spiegels zeigt das gleiche Auge, das „Lächeln“ und ein zweites „Auge“, das durch die räumlich leicht versetzte Rück-Reflexion der Strahlung entsteht.

Linse in den Kristall fokussiert, welcher auf 28 °C stabilisiert wurde. Sowohl signal als auch idler Emission wurden jeweils mit einer eigenen Linse (Asphären mit $f = 150$ mm) kollimiert, wobei die Linsen durch passende Verfahr-Bühnen sehr fein eingestellt und die Kollimation durch entsprechende Messungen verifiziert wurden. Vor der signal Kamera wurde zudem ein 2,5:1 Teleskop aufgebaut, um die Emission der SPDC auf die Apertur der SPAD Kamera anzupassen. Für den Kollimator des idler Detektors war dies nicht vonnöten.

Mit den Aufbauten konnte 3D-Bildgebung mit einer Zeitauflösung (FWHM) von ~ 300 ps und damit einer räumlichen Auflösung von ~ 5 cm erreicht werden. Das CAR war mit ~ 4 bei beiden Messungen ähnlich, die Zahl der Koinzidenz-Photonen war allerdings bei den Frei-Raum Messungen etwa dreimal höher.

Dies ist, neben den erhöhten Verlusten durch die Masken, vor allem auf die inhärenten Verluste des Michelson setup durch seinen Aufbau zurückzuführen. Als Strahlteiler wurde hier ein reflektiver ND-Filter genutzt ([137], ND 0,3) genutzt, der unter 45° etwa einem 55:17 ($T : R$) Strahlteiler entspricht. Damit lässt sich die am Bucket Detektor ankommende Strahlung durch $2 * (T * R)$ auf ~ 19 % der idler Photonen bestimmen.

Das free space setup unterliegt dagegen nur den Verlusten, die die Rück-Reflektion des Spiegels am Strahlteiler erfährt (Verluste der Faser-Kopplung ausgenommen). Hier wurde der gleiche ND-Filter verwendet, allerdings erhöht sich seine Reflektivität bei senkrechtem Strahlen-Einfall auf etwa 30 %⁵, entspricht also einem 55:30- Strahlteiler. Damit kann die Transmission durch $R + T * T$ auf ~ 60 % geschätzt werden.

Insgesamt wurden zur Bildgebung beim Michelson setup 22372 Detektionen für das erste Bild und 18799 für das zweite Bild genutzt. Das Hintergrund-Rauschen wurde auf 10929 Detektionen abgeschätzt, die tatsächlichen Koinzidenzen belaufen sich also auf 11443 bzw. 7870 Detektionen. Damit ergibt sich für die Bilder eine durchschnittliche Photonen-Zahl von $11,2(7,7) \frac{\text{phot}}{\text{pixel}}$. Beim Free space setup wurden 59846 (68568) Photonen aus den Koinzidenz-Fenstern genutzt, überlagert mit geschätzten 33059 Rausch-Events. Die Koinzidenz-Bilder bestehen also aus 26787 (35509) Koinzidenz-Photonen, bzw. $26,2(34,7) \frac{\text{phot}}{\text{pixel}}$.

⁵ Vom Hersteller wird nur die Reflektivität unter 45° angegeben, für die Reflektivität wurden Messungen eines ähnlichen Filters angenommen, [138]

Beleuchtet wurde das Objekt selbst mit etwa $1 * 10^6 \frac{\text{phot}}{\text{s}}$ über einen Spot mit Durchmesser von $\sim 1 \text{ in}$ ($\hat{=}$ $6,5 * 10^{-4} \text{ m}^2$). Damit ist die Beleuchtungsstärke mit etwa $1.54 * 10^9 \frac{\text{phot}}{\text{s} * \text{m}^2}$ gegeben. Dies entspricht etwa dem $1 * 10^{-9}$ -fachen der natürlichen Tages-Beleuchtung bei 1550 nm ([139], Annahme: 1 nm Filter) oder grob der Beleuchtung bei mondloser Nacht [140]. Unter Verwendung eines cw Laser wäre die Photonenrate etwa 100 mal größer, also $\sim 1.5 * 10^{11} \frac{\text{phot}}{\text{s} * \text{m}^2}$. Damit würde die Beleuchtungsstärke noch immer unter der Sensitivitäts-Schwelle selbst moderner IR-Kameras liegen [13] und damit erheblich sensitivere Untersuchungs-Verfahren ermöglichen.

Durch die äußerst geringe Photonen-Dosis eignen sich diese QGI-Aufbauten insbesondere bei Anwendungen mit stark begrenzten Licht-Leistungen, z.B. der Untersuchung phototoxischer Materialien. Ein weiterer Vorteil ist die spektrale Breite der Emission, die in Abschnitt 3.4.5 näher untersucht wird. Entsprechende Konzepte zur Nutzung der spektralen Korrelation sind auch in Kapitel 4.1 aufgeführt.

3.4.4 Auflösung

Beim „far-field“ Aufbau ist die Kontrolle des Laser-Fokus von entscheidender Bedeutung, da bereits kleine Verschiebungen die Eindeutigkeit der Korrelation stark einschränken. Um diesen Effekt zu untersuchen wurde das in Abbildung 3.18 gezeigte Setup genutzt und die Pump-Linse entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers verschoben, wodurch die Position des Fokus entsprechend verschoben wurde. Eingangs sei dabei gesagt, dass aufgrund der limitierten Auflösung der verwendeten Kamera mit diesen Ergebnissen nur (grobe) qualitative Aussagen bezüglich des Auflösungsvermögens möglich sind.

Zur Bildgebung wurde ein Standard USAF-Target im idler Arm platziert und das entsprechend entstehende Bild im signal Arm ausgewertet. Aufgrund der geringen Auflösung wurde statt der weit verbreiteten Kanten-Detektion ein Algorithmus auf Basis von Tiefpassfiltern genutzt um die Auflösung abzuschätzen [141]. Hierbei wird das Bild mithilfe mehrerer Tiefpässe gefiltert und mit dem Original-Bild verglichen. Da scharfe Abbildungen härtere Kanten aufweisen, setzen sie sich aus höheren Bild-Frequenzen zusammen und werden durch eine Tiefpassfilterung stärker verändert. Diese Änderung gibt damit ein Maß für die Schärfe der Abbildung, bzw. für die Verwaschung durch die Änderung des Fokus. Da die Schärfe des Bildes anhand der

⁶ abgeschätzt aus Detektionsrate, -Effizienz, Füll-Faktor und Duty Cycle des Laser und Detektor

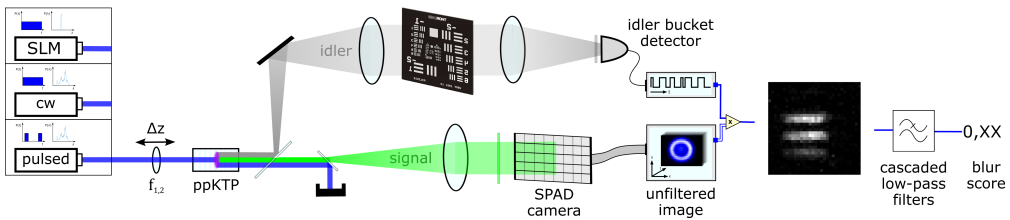


Abbildung 3.18: Aufbau zur Untersuchung der Auflösung, abhängig von der Fokussierung des Laser. Um den Einfluss des Laser zu analysieren wurden für die Messungen beide Laser verwendet, wobei der Obis-Laser sowohl gepulst als auch cw betrieben wurde. Zudem wurden zwei verschiedene Fokussier-Linsen mit $f_1 = 100$ mm und $f_2 = 150$ mm genutzt, um den Einfluss der Fokussierung zu untersuchen. Diese Linse wurde jeweils entlang der Ausbreitungsrichtung verschoben, um die Position des Fokus zu verschieben. Als Ziel wurde ein USAF-Target verwendet, wobei aufgrund der limitierten Auflösung der SPAD-Kamera das größte Muster zur Bildgebung genutzt wurde. Das entstehende Bild wurde danach mit mehreren Tiefpässen gefiltert und mit sich selbst verglichen, was ein Maß zur Schärfe der Abbildung gibt [141]. Als Paar-Quelle wurde bei allen Lasern ein 2 mm langer Kristall verwendet.

Bildfrequenzen bestimmt wird, ist zur Vergleichbarkeit der Werte wichtig, dass immer der gleiche Ausschnitt des Target bewertet wird. Sonst würde die Änderung der Bildfrequenz durch die Änderung des Streifenabstands die Messung erheblich stören.

Wie in Abbildung 3.19 zu sehen, führt bereits ein leichter Versatz des Pump-Spots außerhalb des Kristalls zu einem Verwaschen des entstehenden Bildes, bis hin zum Informationsverlust. Zudem wird klar, dass mit stärkerer Fokussierung dieser Effekt stärker ausgeprägt wird. Ein interessanter Aspekt dieser Versuche ist, dass weder die Zählrate der SPAD-Kamera, noch die allgemeine SPDC - Emission, die auf der Kamera zu sehen ist, sich während der Versuche signifikant verändert haben⁷. Lediglich das „gefilterte“ Bild und die Zählrate des faser-gekoppelten Bucket-Detektor änderten sich während der Versuche, wobei die Änderung der Bucket-Zählrate durch die Faser-Kopplung des Bucket-Detektor erklärt werden kann.

Dieser Unschärfe-Effekt lässt sich durch eine Verwaschung der Impuls-Korrelation aufgrund der Unschärfe des Pump-Impuls erklären. Da nur im Fokus des Laser-Strahls die Wellenfront des Strahls plan ist, ist nur dort die „Richtung“ aller Photonen gleich. Ist die Phasenfront dagegen gekrümmt, wird die Impuls-Korrelation uneindeutig und dadurch die Bild-Information im Fernfeld zerstört [142, 143].

⁷ Abgesehen von leichten lateralen Verschiebungen aufgrund nicht optimal zentrisch getroffener Linsen

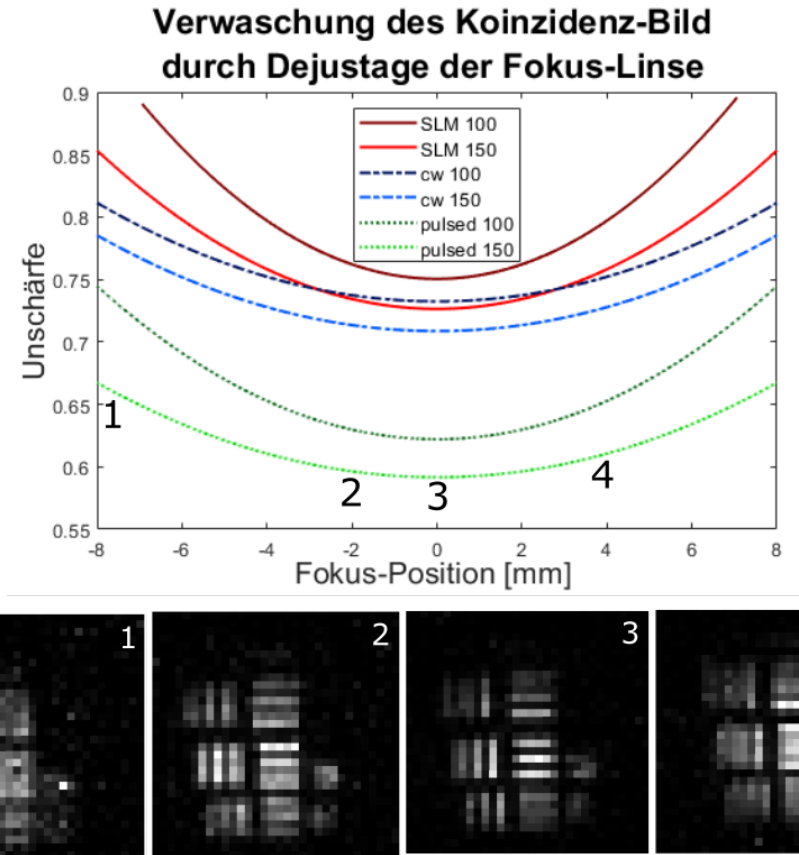


Abbildung 3.19: Ergebnisse der Auflösungsuntersuchungen. Oben: Auswertung des „blur score“ für verschiedene Laser und Fokussier-Linsen. Der Einfluss der stärkeren Fokussierung macht sich durch eine stärkere Krümmung der Funktion und damit einer geringeren Toleranz der Justage bemerkbar. Die Messungen des gepulsten Laser unterlagen, aufgrund der größeren Anzahl an Koinzidenz-Detektionen, geringerem Rauschen. Daher sind ihre Scores erheblich besser als die Daten des cw Modus und SLM Laser. Unten: Bilder eines detailreichen Ausschnitt des Target bei verschiedenen Fokus-Positionen. Die entsprechenden Positionen sind in der „blur score“ Auswertung markiert, die Auswertung selbst wurde jedoch auf einem niedrig-frequenten Ausschnitt angewandt, gezeigt in Abbildung 3.18.

Es ist allerdings auch möglich, diesen Effekt zu nutzen. Bereits kurz nach den ersten Veröffentlichungen zum Quantum Ghost Imaging arbeiteten zum Beispiel Pittman et al.[84] an Konzepten zur linsenfren Bildgebung unter Verwendung eines fokussierten Lasers. Damit kann man eine eindeutige Positions-Korrelation in je einer Ebene des signal und idler erreichen, entsprechend der Krümmung der Wellenfront des Pump-Strahls. Zudem wird das Objekt im

Kamera-Arm bei dieser Anwendung entsprechend dem Pump-Fokus vergrößert, ähnlich der Vergrößerung des Objektes in Relation zur Wellenlänge, die im Fokus erreicht wird (siehe Abschnitt 3.1).

3.4.5 Spektrale Eigenschaften

Zur Untersuchung der spektralen Verschränkung der Photonen-Paare wurde der in in Abbildung 3.20 gezeigte Aufbau genutzt. Dabei wurden 2 Monochromatoren genutzt, je einer in idler und signal Arm, um die jeweiligen Photonen spektral fein und durchstimmbare zu filtern. Die so gefilterten Emissionen werden im Anschluss von einfachen Bucket Detektoren registriert und über Koinzidenz-Analyse ausgewertet.

Ziel dieses Aufbau war die Demonstration der spektralen Verschiebung der Emission über der Kristall-Temperatur, bei Erhaltung der spektralen Information aus den gefilterten signal Photonen. Die signal Emission wurde mit einem Monochromator mit fester Wellenlänge gefiltert (Mini-Chrom-Monochromator, Spaltbreite: $100 \mu\text{m} \hat{=} 0,73 \text{ nm}$ Auflösung), während im idler Arm ein automatisiert verfahrbarer Monochromator mit einstellbarer Auflösung verwendet wurde (Bentham TMc150). Weitere Untersuchungen zur spektral-räumlichen Verteilung der Emission, wie sie in Abschnitt 3.4.1 und [16] beschrieben ist, sind geplant, konnten aber noch nicht abgeschlossen werden. Da zudem bei hohen Temperaturen Probleme mit den Beschichtungen der zur Bildgebung verwendeten Kristalle erwartet werden, wurden sie mit unbeschichteten, 5 mm langen Kristallen ausgetauscht.

Um Probleme mit der Justage und der benötigten optischen Isolation des Aufbaus zu vermeiden, wurden die Messungen weitgehend automatisiert. Dazu wurde die Programmier-Schnittstelle des idler Monochromators genutzt, um das idler Spektrum zu scannen, während der Kristall auf eine bestimmte Temperatur stabilisiert wurde. Aus der Count-Rate des idler-Detektors über der Wellenlänge des Monochromators lässt sich das allgemeine idler Spektrum bestimmen, während das CAR der Koinzidenz-Analyse zur Charakterisierung der spektralen Verschränkung genutzt wird (siehe Abbildung 3.21 und Abschnitt 2.3.1). Das erwartete Spektrum kann mit den Überlegungen aus Abschnitt 3.4.1 abgeschätzt werden.

Zur Charakterisierung der Verschränkung wurde der idler Monochromator mit einer Schrittweite von 1 nm abgetastet. Für eine hinreichende Datenmenge zur Koinzidenz-Analyse wurde an jedem Punkt 400 Sekunden lang gemessen. Um das Hintergrund-Rauschen zu minimieren

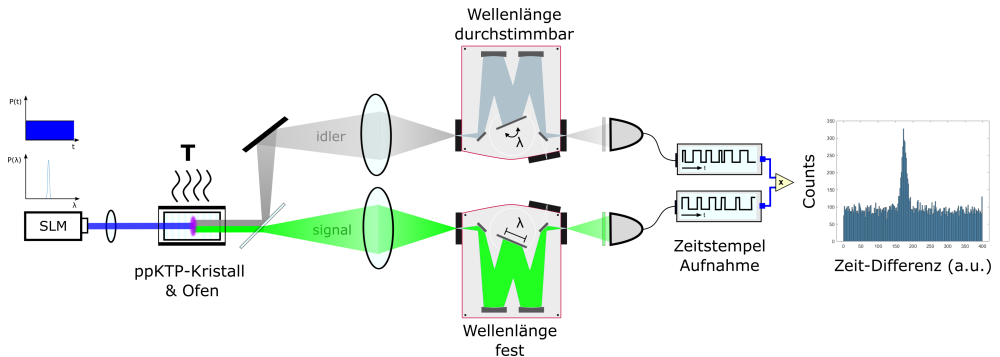


Abbildung 3.20: Aufbau zur Untersuchung des Emissions-Spektrums und der spektralen Verschränkung. Die Temperatur des Kristalls wird parametrisch variiert, um die Phasenanpassung und damit das Emissionsspektrum zu verschieben (siehe Abschnitt 3.1). Zur Messung des allgemeinen idler Spektrums wird ein programmierbarer Monochromator im idler Arm platziert und dessen Wellenlänge parametrisch variiert. Zur Charakterisierung der Verschränkung wird im signal Arm ein zweiter Monochromator als fester spektraler Filter verwendet. Aus der allgemeinen Zählrate des idler Detektors lässt sich das Emissionsspektrum bestimmen, während die Verschränkung durch das Koinzidenz-Signal (CAR) charakterisiert werden kann.

und die Messungen möglichst ungestört durchführen zu können, wurden sie nachts in einem abgedunkelten Labor durchgeführt.

Die Ergebnisse der Messungen bei verschiedenen Kristall-Temperaturen sind in Abbildung 3.21 gezeigt. Dabei wird gezeigt, wie sich das allgemeine idler Spektrum über die Kristall-Temperatur stark verschiebt, die Position und Form des Koinzidenz-Signals sich jedoch kaum ändert. Die Breite des Koinzidenz-Peaks entspricht mit einer FWHM von ~ 7 nm sehr genau dem mit Überlegungen in Abschnitt 3.4.1 geschätzten Signal, unter Annahme eines $0,73$ nm breiten Gauss-Filter im signal Arm. Die (leichte) Verbreiterung des gemessenen Koinzidenz-Peaks im Vergleich zur Simulation kann auf die Randbedingung der Simulation, einer perfekten Filterung des idler mit einer Dirac-Funktion, zurückgeführt werden. Bei der Messung unterliegt der idler jedoch einer (im Vergleich zum signal schmalen) Gauss'schen Filter-Charakteristik, die zu einer leichten Verbreiterung des Signal führt.

Der spektral aufgelöste Koinzidenz-Peak konnte bei verschiedenen Kristall-Temperaturen reproduziert werden, wobei sich weder Position noch Form des Peak signifikant ändern (siehe Abbildung 3.21b). Das CAR war bei einem Großteil der Messungen konstant, allerdings insbesondere bei Kristall-Temperaturen von 85 °C und 95 °C stark erhöht, von etwa 2 auf 6.

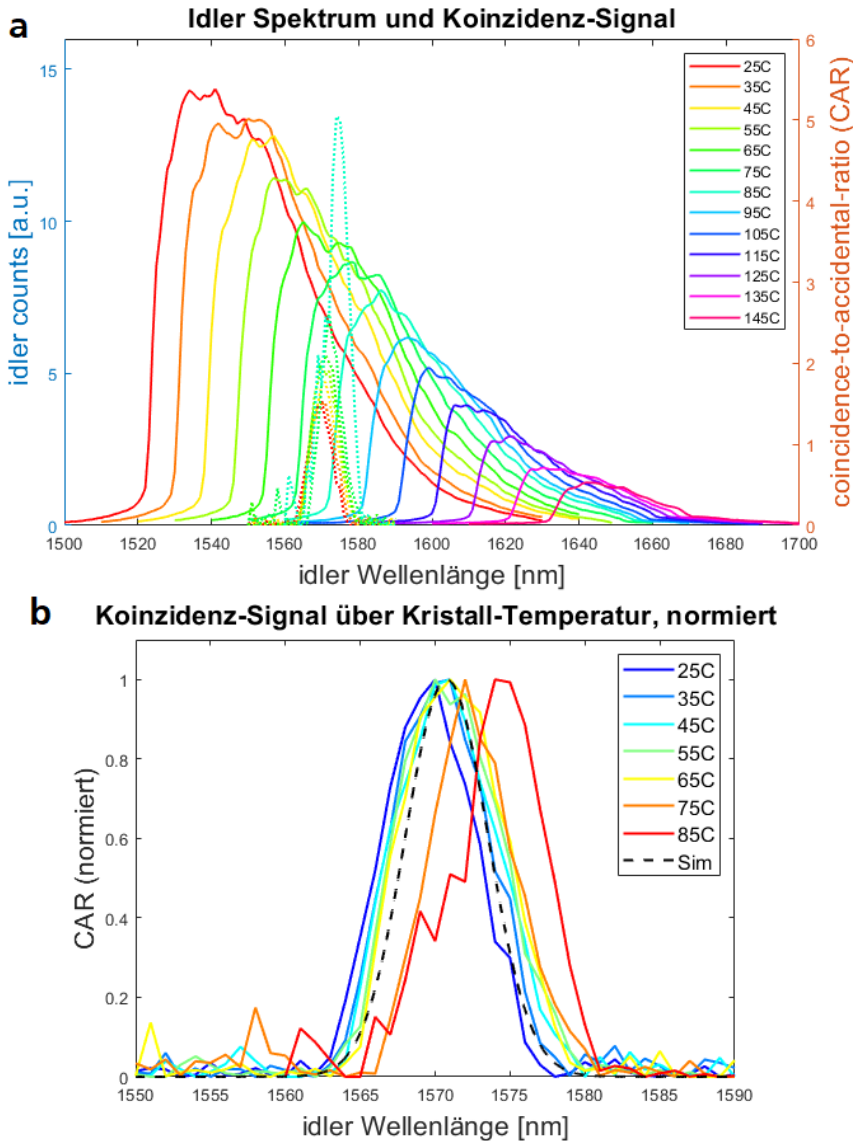


Abbildung 3.21: Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchung der Photonen-Paar-Quelle bei verschiedenen Kristall-Temperaturen. (a) gemessenes, allgemeines Emissions-Spektrum und Koinzidenz-Signal bei verschiedenen Temperaturen. Die idler Photonen wurden mit 1 nm Schrittweise abgetastet, wobei bei jeder Wellenlänge für 400 Sekunden gemessen wurde. Die Signal-Photonen wurden um 546 nm mit 0,73 nm FWHM gefiltert. (b) gemessene Koinzidenz-Verteilungen, verglichen mit einer Simulation basierend auf Abschnitt 3.4.1. Die Emissionen wurden auf das jeweilige Maximum normiert. Der Koinzidenz-Peak verschiebt sich über der Temperatur, durch die Änderung der allgemeinen Detektions-Rate bei den entsprechenden Wellenlängen.

Dies kommt nicht durch eine Verbesserung der Verschränkung oder Messung selbst zustande, sondern lässt sich durch die Verschiebung der Emission erklären.

Da die gemessene Photonen-Rate abfällt, fällt natürlich auch das Rauschen im Koinzidenz-Zeitfenster. Dadurch steigt das Koinzidenz-zu-Rausch-Verhältnis trotz der zunehmenden Abschwächung des Koinzidenz-Signals selbst. Dies wird auch durch die Verschiebung des Koinzidenz-Maximums zu höheren Wellenlängen deutlich, da aufgrund der Position der „Emissions-Flanke“ im Messfenster das Rauschen durch emittierte Photonen geringerer Wellenlängen wegfällt. Zudem steigt die Wahrscheinlichkeit der Detektion beider Photonen eines Paares, da die Totzeiten beider Detektoren eine geringere Rolle spielen. Eine ähnliche, allerdings invertierte und weit weniger ausgeprägte Verschiebung kann auch zu geringeren Temperaturen beobachtet werden. Diese Verschiebung kommt durch die abfallenden Zählraten zu höheren Wellenlängen bei diesen Kristall-Temperaturen zustande. Es ist daher zur Bewertung solcher Messungen im spektroskopischen Kontext unerlässlich, die Ergebnisse zu interpretieren und entsprechende Effekte zu berücksichtigen.

Da die normalerweise verwendeten Filter im idler Arm das Spektrum ab ~ 1620 nm beschneiden und damit die Messungen verfälschen, wurden sie entfernt. Trotz dessen ist die Messung im idler Arm durch die (spektral abhängige) DE des idler Detektor begrenzt. Da die DE des verwendeten InGaAs-SPAD ab 1600 nm stark einbricht [120], wird das gemessene Spektrum teils stark beschnitten. Um die reale Emission abzuschätzen wurde daher das gemessene Spektrum mit der DE gewichtet und in Abbildung 3.22 abgebildet.

Zudem wird vermutet, dass die Messung zu zunehmenden Kristall-Temperaturen höheren Verlusten unterliegt. Die spektrale Filterung eines Monochromators basiert auf der Fokussierung des Licht auf einen möglichst kleinen Spalt (Breite $< 100 \mu\text{m}$), wodurch die Position und Größe des Fokus von entscheidender Bedeutung sind. Da die idler Photonen durch mehrere dispersive Optiken kollimiert, bzw. fokussiert werden, ist zu erwarten, dass sich der Fokus mit der Wellenlänge (leicht) ändert. Daher wird erwartet, dass sich der Aufbau zu höheren Temperaturen zunehmend dejustiert. Dieser Effekt soll in weiteren Untersuchungen näher betrachtet werden.

Dabei soll insbesondere die spektral-räumliche Verteilung der Photonen, wie sie in Abschnitt 3.1 und [16] beschrieben werden, betrachtet werden. Zur Untersuchung wird der VIS-Monochromator durch ein 2D-SPAD-Array ersetzt und die Emission per QGI abgebildet. Dabei soll auch untersucht werden, ob diese Verteilung einen Einfluss auf die hier vorgestellten

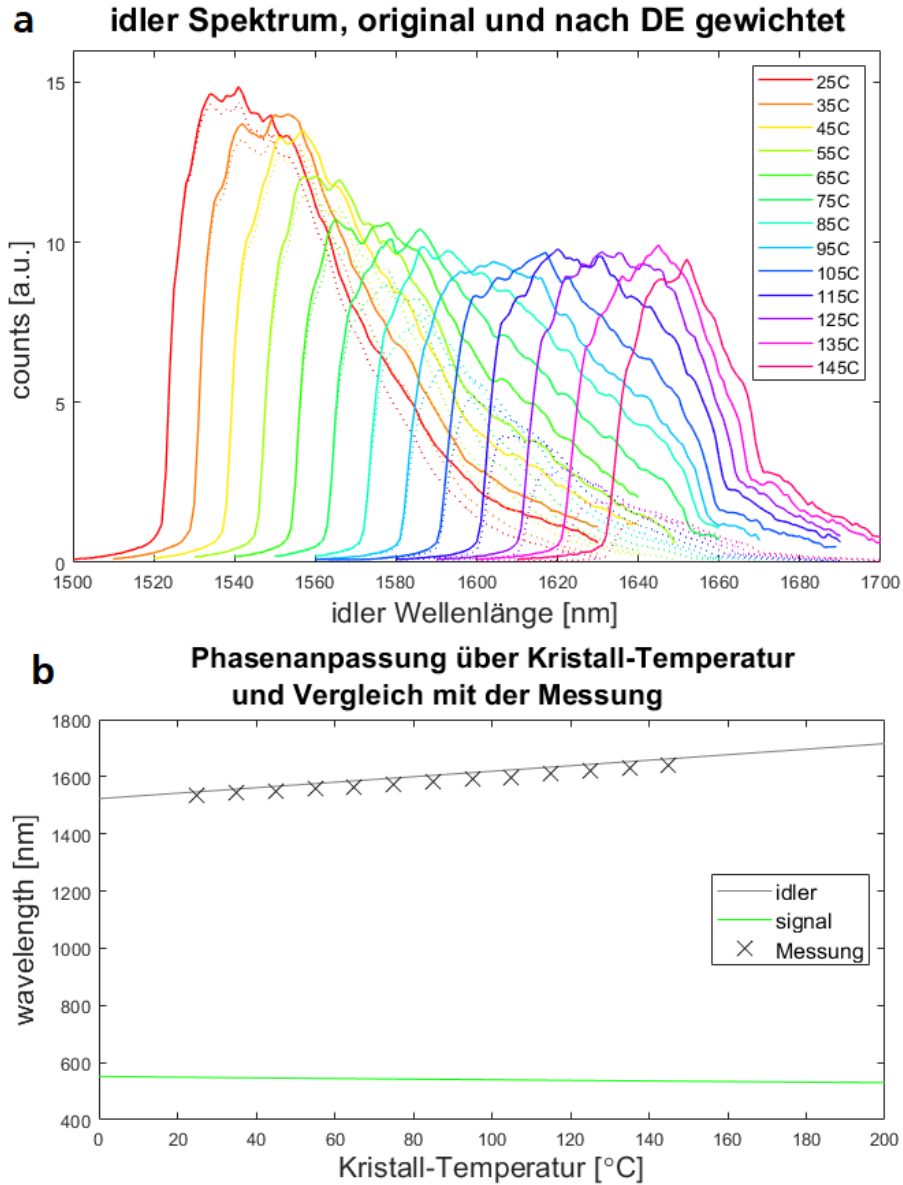


Abbildung 3.22: Einordnung der Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchung. (a) Geschätzte (l) und gemessene (·) idler Spektren. Zur Abschätzung des realen idler Spektrums wurde das gemessene Spektrum mit der DE des idler Detektor [120] gewichtet. (b) Vergleich der Messung (X) mit dem aus der Phasenanpassung berechneten idler Spektrum (l) (siehe Absatz 3.1). Die Messungen passen sehr gut zur erwarteten Charakteristik, der Offset kann durch die limitierte Kalibration der Zentral-Frequenz des Monochromators erklärt werden.

Messungen hat, z.B. durch die Einkopplung in den Spalt des Monochromators. So sollen die spektroskopischen Messungen und insbesondere die in Abbildung 3.22 geschätzten realen Emissions-Spektren verifiziert werden. Diese Messungen werden aktuell geplant und sollen in Kürze beginnen.

Zur Validierung wurden die Messungen mit der in Abbildung 3.3 gezeigten, temperatur-abhängigen Phasenanpassung verglichen, wie in 3.22b gezeigt. Dazu wurde das Ende des in 3.21 gezeigten Signal-Anstiegs als Benchmark genutzt, da hier die kollineare Emission vermutet wird, auf die sich die Phasenanpassungs-Kurve bezieht. Wie in Abbildung 3.22b zu sehen stimmen die Messungen gut mit der Vorhersage überein, zeigen jedoch einen leichten Versatz. Der Versatz wird auf Unsicherheiten in der Bestimmung der idler Wellenlänge zurückgeführt, insbesondere der Zentral-Frequenz der Filter-Wellenlänge. Die genaue Unbestimmtheit des genutzten Grating ist unbekannt, wird aber auf ~ 1 nm geschätzt. Die Bestimmung der kollinea-ren Emission unterliegt dabei auch dem Abfall der DE zu höheren Wellenlängen, jedoch zudem einer Verschiebung zu höheren Wellenlängen aufgrund der Überlagerung der entsprechenden Emission (ähnlich der Betrachtung des CAR in Abbildung 3.21).

Die Messung der idler Wellenlänge unterliegt intrinsisch einer Gauss-Funktion, gegeben durch die Filter-Charakteristik des idler Monochromators (FWHM ~ 1 nm). Es wird erwartet, dass die so bestimmte kollineare Emission dadurch leicht zu höheren Wellenlängen verschoben wird, da sie von der Emission nicht- kollinear emittierter, langwelligerer Photonen überlagert wird (siehe auch Abbildung 3.4 und [16]). Dieser Effekt ist auch in Abbildung 3.21 und 3.22 zu sehen, am "Abknicken" der Signal-Flanke kurz vor dem Maximum. Der Effekt wird auf < 1 nm geschätzt und soll in den Untersuchungen zur spektral-räumlichen Verteilung ebenfalls betrachtet werden.

3.4.6 Automatisierte Koinzidenz-Analyse und Objekt-Erkennung

Da im Rahmen dieser Arbeit lediglich mit bekannten Szenen und Objekten gearbeitet wurde, war die Positionierung der Koinzidenz-Peaks trivial. Dadurch konnte insbesondere der Daten- und Rechenaufwand durch entsprechende Filterung der Daten stark reduziert werden. Da das anfängliche Ziel der Arbeit jedoch die Bildgebung von „echten“, vor der Messung unbekannten, 3D-Szenen war, wurden auch Methoden zur automatisierten Koinzidenz-Analyse

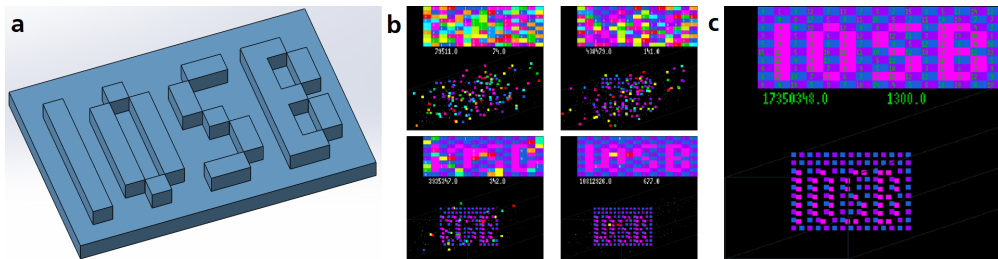


Abbildung 3.23: Simulation des evolutionären Algorithmus. Für diese Simulation wurde ein Ziel-Objekt vorgegeben und die Zeitstempel der Detektionen auf Basis der Messungen aus Abschnitt 3.4.2 statistisch verteilt. (a) Objekt, dass zur Bildgebung simuliert wurde. (b) Auswertung des evolutionären Algorithmus zu verschiedenen Phasen der Auswertung. (c) endgültiges Ergebnis der Auswertung.

und Objekt-Erkennung analysiert. Dabei werden insbesondere Methoden zum Management und der Evaluierung großer Datenmengen benötigt.

Zur Auswertung erwies sich ein evolutionärer Algorithmus als sehr geeignet, ein Feld in dem in der Forschungsgruppe bereits Expertise vorhanden war. Ein passender Algorithmus wurde im Rahmen dieser Arbeit auch entwickelt, wobei die Hauptarbeit von einem Kollegen übernommen wurden. Dieser Algorithmus soll hier kurz beschrieben werden, wird allerdings, aufgrund einer geplanten möglichen Patentierung, nicht näher besprochen.

Evolutionäre Algorithmen sind Optimierungs-Verfahren, deren Funktionsweise von der natürlichen Evolution inspiriert wurde. Dabei werden Lösungs-Kandidaten (hier eine Kombination aus signal und idler Detektion) zufällig geändert („mutiert“) und das Ergebnis anhand einer Fitness-Funktion bewertet. Mutationen können sich dabei positiv, negativ oder gar nicht auf das Ergebnis auswirken. Durch Zusammenführen („Rekombination“) verschiedener erfolgreicher Mutationen lässt sich das Ergebnis (in diesem Fall das detektierte Objekt) schrittweise, Generation für Generation, verbessern. Detailliertere Informationen bezüglich Evolutionärer Algorithmen und und ihrer Limitierungen können der einschlägigen Literatur, z.B. [144, 145], entnommen werden.

Das zentrale Problem der Koinzidenz-Auswertung kann als die Erkennung einzelner, diskreter Objekte aus den Detektions-Daten beschrieben werden. Daher wird zur Evaluierung der Koinzidenz nicht nur die Detektions-Zeit, sondern auch die Orts-Information genutzt, wobei angenommen wird, dass ein detektiertes Objekt über eine geschlossene Oberfläche

verfügt. Für den Algorithmus ist dies durch ein räumliches „Clustering“ der Detektionen gegeben.

Zusätzlich wird die Tiefeninformation der Detektionen zur Bewertung genutzt. Dabei wird angenommen, dass ein geschlossenes 3D-Objekt vorliegt und sich deshalb die geschlossene Oberfläche nur graduell über die Objekt-Tiefe ändert. In der Programmierung des Algorithmus wird diese Annahme dadurch berücksichtigt, dass in die Fitness-Funktion auch die zeitliche Evolution der Koinzidenz-Bilder einfließt. Sprünge in der Zeit- oder Bild-Information in Relation zum geschätzten Objekt wirken sich dabei negativ auf die Bewertung aus, zeitlich und räumlich nahe gelegene Detektionen dagegen positiv. Eine nähere Beschreibung des Problems und der entsprechenden Fitness-Bewertung kann [146] entnommen werden

Je nach Anwendung, z.B. bei Küvetten-Analyse, kann diese Bedingung natürlich nicht gegeben sein. Für solche Anwendungen müsste der Algorithmus entsprechend angepasst und auf eine passende Fitness-Funktion optimiert werden. Im Falle von Test-Küvetten könnte z.B. auf die räumliche Verteilung der Küvetten selbst optimiert werden, wodurch zudem eine räumliche Referenz gegeben wird.

Eine Simulation des Algorithmus ist in Abbildung 3.23 zu sehen. Das gezeigte Objekt wurde hier als Koinzidenz-Datenset simuliert. Die Zeitstempel des Datenset wurden statistisch verteilt, wobei die Daten der Messungen in Abschnitt 3.4.2 als Vorlage genommen wurden. Das CAR entsprach mit ~ 4 ebenfalls den gezeigten Messungen.

4 Weiterentwicklungen und Ausblick

Neben der Realisierung des asynchronen Quanten Ghost Imaging Aufbaus war auch die Untersuchung der Möglichkeiten zur Adaption sowohl einzelner Komponenten als auch des gesamten Aufbaus Teil dieser Arbeit. Ziel war dabei nicht nur die Verbesserung des Aufbau selbst, sondern insbesondere auch mögliche andere Problemstellungen und Anwendungsfelder zu identifizieren und entsprechende Lösungen zu konzipieren. Die Entwicklung und Untersuchung dieser Aufbauten über die Konzepte und Randbedingungen hinaus würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, sind jedoch (teilweise) am Fraunhofer IOSB geplant.

4.1 Aufbauten

Zur Weiterentwicklung des Aufbau von besonderem Interesse sind die spektralen Eigenschaften der Photonen-Paar-Quelle. Wie bereits in Abschnitt 3.4.5 gezeigt, wird das Spektrum der Emission durch die Phasenanpassung geregelt und kann durch die Temperatur des Kristalls geändert werden. Zudem ist das Spektrum, im Gegensatz zu einem Laser, nicht von diskreten Energie-Niveaus des Kristalls abhängig, sondern kann das komplette elektromagnetische Spektrum abdecken. Dadurch kann das emittierte Spektrum sehr breitbandig sein, während die spektrale Verschränkung der Photonen-Paare, bei Verwendung des richtigen Laser, sehr schmalbandig ist (siehe Abschnitt 2.3.1).

Eingeschränkt wird der nutzbare Spektral-Bereich lediglich durch die Transparenz des Kristall-Materials und die realisierbare Polungs-Periode. Dabei ist die Polungs-Periode selbst allerdings nur eine geringe Einschränkung, da auch Perioden höherer Ordnung genutzt werden können, wodurch allerdings die Effizienz der SPDC leidet (siehe Abschnitt 2.3.2).

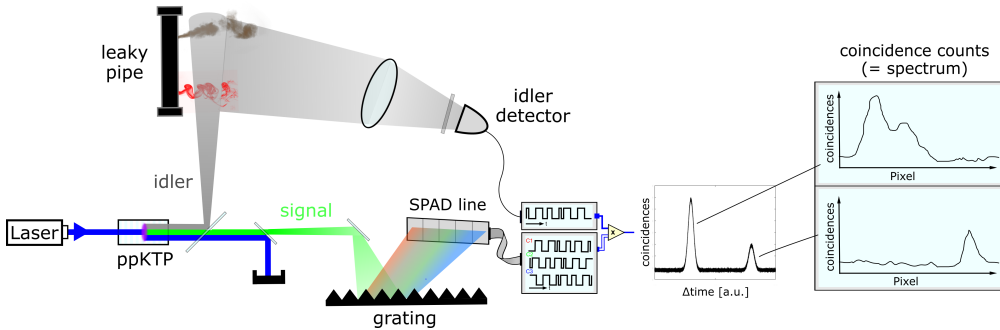


Abbildung 4.1: Quantum Ghost Spectroscopy am Beispiel eines undichten Rohrs. Über die zeitliche Verschränkung kann durch ToF die Position des Leck bestimmt werden. Die spektrale Verschränkung wird genutzt, um aus der Wellenlänge des signal auf die Wellenlänge des idler Photon zu schließen und damit die spektralen Eigenschaften des Analyts zu bestimmen. Hierzu wird das signal Photon spektral aufgespalten, seine einzelnen Spektral-Linien unter Verwendung eines Zeilen-Arrays detektiert und dann mit den Detektionen des Bucket Detektor verglichen. Um die spektrale Verschränkung möglichst exakt zu realisieren muss der Pump-Laser möglichst schmalbandig, idealerweise ein SLM-Laser, sein. Daher sollte in diesem Fall auch möglichst auf gepulste Laser verzichtet werden, da diese i.d.R. ein breiteres, von Puls zu Puls unterschiedliches, Spektrum aufweisen. Entsprechend sollte auch das SPAD Array als freilaufender Detektor realisiert werden. Da die Impuls-, bzw. Orts-Korrelation der Photonen in diesem Aufbau keine Rolle spielen, bietet sich zudem die Auslegung, zumindest einzelner Komponenten, in Faser-Technologie an. Dadurch lassen sich Justage- und Energie-Verbrauch reduzieren und kompakte Aufbauten realisieren.

4.1.1 Ghost Spectroscopy

Für spektroskopische Anwendungen kann das QGI-Setup relativ einfach adaptiert werden. Dazu wird der signal Arm mit einem dispersiven Element erweitert und das Kamera-Array durch ein einfaches einzeiliges Array ersetzt. Der idler Arm bleibt unverändert. Das dispersive Element (z.B. ein Beugungsgitter) führt zu einer räumlichen Aufspaltung der signal Photonen, geordnet nach ihrer Wellenlänge. Diese Photonen werden anschließend auf das Zeilen-Array abgebildet, wodurch jeder Pixel des Arrays einer bestimmten Wellenlänge, bzw. einem spektralen Kanal, der signal Photonen entspricht.

In der Koinzidenz-Auswertung werden dann, wie beim QGI, alle idler Detektionen mit den signal Detektionen verglichen. Allerdings entspricht hier die Pixel-Position nicht einem Bild-Punkt, sondern einer bestimmten Wellenlänge der signal Photonen (und damit auch einer Wellenlänge der idler Photonen). Die Größe des Koinzidenz-Peaks, bzw. das CAR (coincidental-to-accidental ratio) gibt Rückschluss auf die Absorption, bzw. Rückstreuung des Objekts, je nach Ausführung des Setup. Dabei müssen natürlich die in Abschnitt 3.4.5 besprochenen

Effekte berücksichtigt werden. Auch hier lässt sich in Reflektion eine Tiefen-Auflösung des Objekts bzw. seiner Rückstreuung erreichen und damit die Untersuchung komplexer Gemische ermöglichen.

Ein großer Vorteil dieses Setup ist, dass die Impuls-Korrelation der Photonen nicht erhalten werden muss. Das erlaubt, alle Komponenten dieses Setup in Fasertechnologie auszulegen und ermöglicht dadurch ein hoch-kompaktes, integriertes Layout des gesamten System. Insbesondere erlaubt die Auslegung der SPDC-Quelle als Wellenleiter auch die Nutzung anderer, weit verbreiteter Materialien und Techniken, z.B. zur MIR-Spektroskopie [147].

Die Auslegung des signal Detektors als Ein-Zeilen-Detektor erlaubt außerdem mehr Freiheit im Design des Detektors, was sowohl einen größeren Füll-Faktor als auch eine besser Zeitauflösung verspricht (siehe Abschnitt 2.5).

4.1.2 Hyperspectral Quantum Ghost Imaging

Ausgehend von den Überlegungen zur „Ghost Spectroscopy“ wurde das QGI-Konzept zum Hyperspektralen Quantum Ghost Imaging (HsQGI) erweitert. Dazu wird der idler Arm mit einem dispersiven Element erweitert und nach seiner Wellenlänge aufgespalten. Idealerweise würde der Bucket Detektor im idler durch ein ein-zeiliges Detektor-Array ersetzt, um die entstehenden spektralen Kanäle parallel aufzunehmen. Da diese Zeilen-Detektoren, je nach Spektral-Bereich, allerdings nur begrenzt verfügbar sind, ist auch ein scannender Ansatz mit einem Einzel-Pixel-Detektor möglich. Dabei leiden natürlich die Mess-Zeit und -Effizienz.

Auch hier werden alle idler und signal Detektionen miteinander verglichen, wobei die signal Position einem Bildpunkt und die idler Position einem spektralen Kanal entsprechen. Damit lässt sich nicht nur tiefen- und spektral aufgelöste Bildgebung erreichen, die Bilder können zudem parallel über das gesamte Spektrum aufgenommen werden. Damit lassen sich, bei entsprechend kurzer Messzeit, auch transiente Prozesse spektral analysieren, was mit herkömmlichen push-broom-Methoden nur bedingt möglich ist.

Da mit diesem Ansatz hyperspektrale Bildgebung unter minimalen Licht-Verhältnissen ermöglicht wird, ist er höchst interessant für Life Science Anwendungen und die entsprechende Analytik. Insbesondere für den MIR-Bereich, da hier kaum Kamera-Technik vorhanden ist und der Spektral-Bereich molekular-charakteristische Fingerprint-Spektroskopie erlaubt [148].

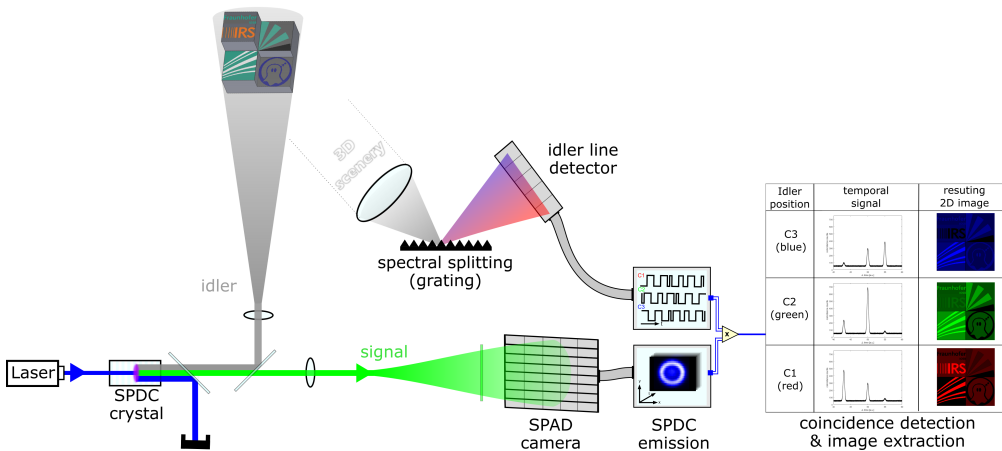


Abbildung 4.2: Hyperspectral Quantum Ghost Imaging. Dieser Aufbau ist eine Weiterentwicklung des asynchronen Quantum Ghost Imaging, bei dem die idler Detektion mit einer spektralen Auflösung versehen wird. Erreicht wird das über die spektral-räumliche Aufspaltung der gesammelten idler Photonen über ein dispersives Element und die nachfolgende, räumlich aufgelöste, Detektion. Wie bei dem in Abschnitt 4.1.1 vorgestellten Aufbau konstituiert jeder Pixel des idler Detektors einen bestimmten spektralen Kanal der Photonen, dessen Detektionen mit allen von der Kamera aufgenommenen Photonen verglichen. Dadurch lassen sich, im Gegensatz zu herkömmlichen hyperspektralen Aufbauten, alle spektralen Kanäle gleichzeitig registrieren und abbilden. Dieser Aufbau ist insbesondere für Anwendungen im MIR interessant, da in diesem Bereich Fingerprint-Spektroskopie ermöglicht wird. Aufgrund der limitierten Optionen an Einzel-Photonen-Detektoren in diesem Bereich ist die Realisierung allerdings problematisch. Ein Ausweg wäre die optische Konversion der Photonen mit einer anschließenden Detektion z.B. im Sichtbaren (siehe Abschnitt 4.2.3).

Allerdings ist in diesem Spektral-Bereich auch die Nutzung von Einzel-Photonen-Detektoren eingeschränkt, SPADs sind z.B. aktuell nur bis $1,7 \mu\text{m}$ verfügbar (InGaAs-Technologie). Potential haben hier supraleitende Detektoren (SNSPD - superconducting nanowire single-photon detector), die z.B. auch zum QGI verwendet werden können [149], sowie optische Konverter [71], in Verbindung mit z.B. Silizium-SPADs. Beides wird in Abschnitt 4.2 näher besprochen.

4.1.3 Hyperspectral Single Photon Imaging

Durch Überlegungen zur Anwendung im eye-care-Bereich wurde das Konzept des „Hyperspectral Quanten Ghost Imaging“ in ein Konzept zum „Hyperspectral Single Photon Imaging“ (HSPI) adaptiert, da im eye-care-Bereich insbesondere das sichtbare Spektrum interessant ist. Dadurch kann das interagierende Photon direkt mit einer SPAD-Kamera aufgenommen werden,

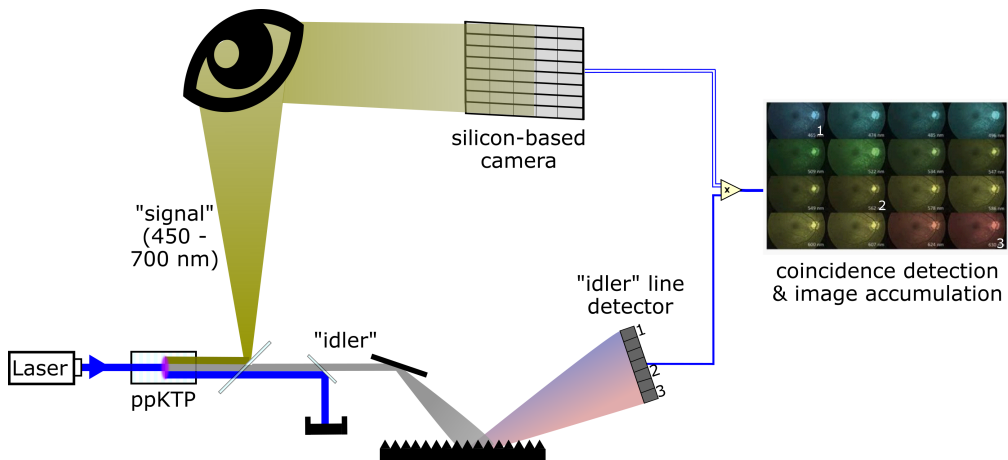


Abbildung 4.3: Hyperspectral single photon imaging, am Beispiel von Ophthalmologie. Dieses Konzept wurde aus Überlegungen zum Hyperspektralen Quanten Ghost Imaging erarbeitet, für Anwendungen im sichtbaren Spektral-Bereich. Es ist allerdings kein „Ghost Imaging“ Aufbau, da in diesem Fall die Bildinformation direkt aus dem interagierenden Photon erhalten wird, nicht aus dem Partner-Photon. Stattdessen wird aus dem Partner-Photon nur die spektrale Information erhalten, mit der die Detektionen der Kamera spektral klassifiziert werden können. Da für diesen Aufbau keine Bilderhaltung benötigt wird, lassen sich sehr viele Komponenten in Faser-Technologie realisieren. Damit lässt sich eine Verzögerung der Photonen sehr einfach realisieren, weshalb für diesen Aufbau auch die Verwendung von gegateten Einzel-Photonen-Kameras, wie ICCD oder sCMOS oder entsprechende SPADs [150, 151], in Frage kommen. Die Verwendung von zeitaufgelösten Detektionen, z.B. durch IDC-basierte SPADs, erlaubt dabei zudem die Erfassung von 3D Informationen.

während das Referenz-Photon mit einem spektral aufgelösten Detektor aufgenommen wird. Da die Bildinformation dieses Aufbaus aus dem interagierenden Photon stammt, ist er auch kein „Ghost Imaging“ Aufbau.

Aus diesem Grund spielt allerdings auch die Impuls-Korrelation der Photonen keine Rolle, ähnlich den Überlegungen zur Ghost Spectroscopy (siehe Abschnitt 4.1.1). Das bietet den Vorteil, dass viele Komponenten in Faser-Technologie realisiert werden können. Zudem wird die Realisierung einer Verzögerungs-Strecke erheblich vereinfacht und kann über die Faser-Länge bestimmt, bzw. frei gewählt werden.

Dies ermöglicht in der praktischen Anwendung wiederum die Verwendung gegateter Kameras wie ICCDs, sCMOS oder SPADs [150, 151], womit dieses Verfahren bereits jetzt räumlich und spektral hoch auflösende Bilder versprechen würde. Die Verwendung von timing-fähigen SPADs würde zwar den Erhalt von 3D-Information ermöglichen, die Tiefen-Auflösung wäre für die anvisierte Anwendung im eye-care-Bereich allerdings nicht ausreichend. Dabei beeinflusst die

für das Timing notwendige Elektronik jedoch erheblich die mögliche Auflösung und Detektions-Effizienz der Kamera. Gegatete SPADs bieten dagegen bereits gute räumliche Auflösungen bei geringen Tot-Zeiten [150] und versprechen dadurch schnelle Messungen. ICCD und sCMOS versprechen mit aktuell höheren Auflösung zwar bessere Bilder, allerdings limitieren die relative langen Totzeiten die Messzeit.

Da je nach Anwendung die benötigten Messzeiten und Auflösungen variieren, gibt es für diesen Aufbau allerdings keine „optimale“ Kamera, die Wahl sollte immer an die Anwendung angepasst werden.

Als Referenz-Spektrum würde sich, von den möglichen idler Detektoren ausgehend, ebenfalls VIS anbieten. Ausgehend von einem Spektrum zwischen 450 nm - 900 nm, wie es für hyper-spektrale Bildgebung verwendet wird [152, 153], würde allerdings ein ~ 300 nm Pump-Photon gebraucht. Dieser (UV-B-)Bereich ist problematisch, nicht nur da er teilweise krebs-errgend ist, sondern auch, da er bei vielen Materialien zu Photodegradation und Trübung führt. Stattdessen ließe sich auch ein Referenz-Spektrum im Infraroten wählen und mit InGaAs-Technologie bis ~ 1600 nm gut detektieren. Damit würde lediglich ein ~ 350 nm (UV-A-)Laser benötigt, der erheblich unbedenklicher ist.

Alternativ kann statt dem SPDC Prozess (χ^2 -Prozess) auch ein Four-Wave-Mixing (χ^3 -Prozess) zur Photonen-Erzeugung genutzt werden. Beim Four-Wave-Mixing werden zwei Pump-Photonen „absorbiert“ und zwei, durch die Phasenanpassung gegebene, verschränkte Partner emittiert. Zum „Ghost Imaging“ ist dieser Prozess nur bedingt geeignet, da die Impuls-Korrelation durch die Kombination zweier Pump-Photonen einem erheblichen Freiheitsgrad unterliegt und damit die Bildgebung stark beeinflusst. Zudem ist der Prozess aufgrund der Verwendung der Nichtlinearität dritter Ordnung, erheblich ineffizienter als ein Prozess zweiter Ordnung, bzw. mit entsprechend hohen Intensitäten verbunden.

Zur Erzeugung spektral verschränkter Partner eignet er sich allerdings sehr gut, da mit der Wahl sehr schmalbandiger SLM Laser auch die spektrale Korrelation der Photonen sehr genau bestimmt sein kann. Dadurch können z.B. mit SLM-Lasern bei 405nm und 1064nm, zwei sehr weit entwickelten Laser-Wellenlängen, Photonen-Paare bei 450 und 842 nm erzeugen, also einen Großteil des sichtbaren Spektrums. Diese Technologie ist allerdings mit sehr vielen Freiheits-Graden und potentiellen parasitären Effekten behaftet, weswegen ohne experimentelle Realisierung aktuell keine weiteren Performance-Aussagen möglich sind.

4.2 Detektoren

Das Feld der Einzel-Photonen-Detektion ist aktuell noch recht unerforscht, zeigte aber insbesondere in den letzten Jahren erhebliches Interesse und Entwicklung. Bedingt ist diese natürlich auch durch die aktuell sehr schnell und weit fortschreitenden Entwicklungen im gesamten Quanten-Bereich, von der Quanten-Kommunikation zum -Sensing. Zudem haben Entwicklungen in der nichtlinearen Optik in den letzten Jahren zunehmend Anwendungen gefunden, die neue Messmethoden ermöglichen und klassische Limitierungen umgehen können. Da diese Forschungsfelder sehr dynamisch sind, sind auch Vorhersagen bzgl. zukünftiger Entwicklungen und Performance, insbesondere im Hinblick auf QGI, schwer zu treffen. So bieten z.B. SPADs anderer Hersteller [36, 154] ebenfalls Einzel-Photonen-Bildgebung mit ps Zeitauflösung, stellten sich aufgrund des Hardware-Designs jedoch als für QGI ungeeignet heraus. Zudem gibt es auch andere Techniken zur zeitaufgelösten Einzel-Photonen-Detektionen, z.B. die TimePix-Chips [30, 155, 156] oder Negative Feedback Avalanche Diodes (NFAD) [157, 158], die potentiell genutzt werden könnten. Im Folgenden wird die Betrachtung aber auf aktuell bekannte Entwicklungen im Bereich von SPAD Kameras und Einzel-Photonen-Detektoren im Sichtbaren bis Infraroten reduziert, da dies die Richtung aktuell geplanter Entwicklungen am Fraunhofer IOSB ist.

4.2.1 SPAD Detektoren

Während Einzel-Pixel-SPADs bereits recht weit entwickelt sind, gibt es insbesondere in der Entwicklung der SPAD Kameras erhebliche Verbesserungspotentiale. Neben der Erhöhung der Pixel-Anzahl und der Verbesserung von Zeitauflösung und Detektionseffizienz, ist vor allem eine Erhöhung des Duty Cycles der Kamera für QGI äußerst interessant. Mit einem freilaufenden Detektor würde sich die Messzeit erheblich verringern, z.B. für die Messungen in Abschnitt 3.4.3 von 2 Stunden auf etwa eine Minute. Im Rahmen eines aktuellen Projekts arbeiten wir mit einem Forschungspartner daran, einen entsprechenden Detektor herzustellen. Dieser verspricht mit 80% Duty Cycle, 64×64 Pixel und einer Detektionseffizienz von 35% genau diese Verbesserungen.

Zudem erlaubt dieser nahezu 100-prozentige Duty Cycle die Registrierung der idler Detektionen durch den SPAD Detektor selbst. Dadurch wird die Verwendung von TCPSC-Karten und globaler Zeitstempel obsolet, was sowohl in der Daten-Aufnahme als auch in der -Verarbeitung

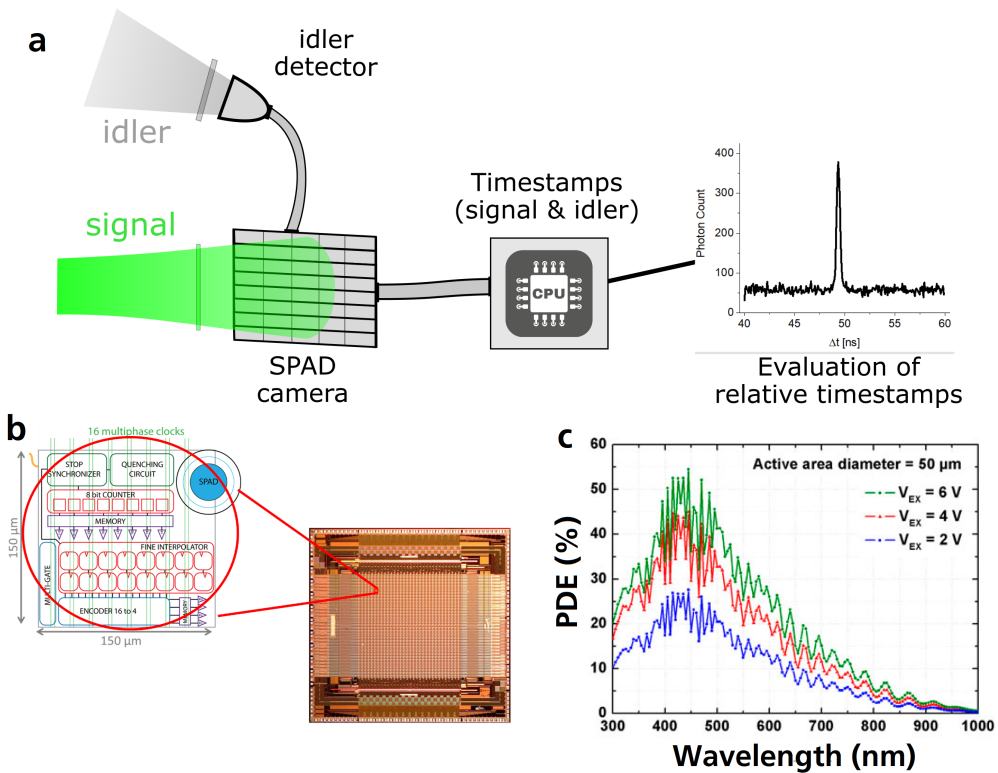


Abbildung 4.4: Geplante, zukünftige SPAD Kamera im Rahmen des ADEQUADE-Projekts [159]. (a) geplante Zeitaufnahme zur Vermeidung zusätzlicher TCSPC-Elektronik. Die Detektionen des idler Detektors werden von der SPAD Kamera direkt aufgenommen und in ihrer Zeitbasis registriert. Dadurch lässt sich u.a. die Daten-Verarbeitung reduzieren, da nur die lokalen Zeitstempeln der SPAD-Kamera verarbeitet werden müssen und die Korrektur der Zeitstempel (siehe Abschnitt 3.3) entfällt. Dieses Konzept wird durch den geplanten Duty Cycle von 80 % ermöglicht. (b) Micrograph eines aktuellen Prototypen des geplanten Detektors und geplantes Schaltbild eines Pixels, basierend auf [112]. Der Füllfaktor des Pixel soll durch Micro-Linsen-Arrays von etwa 3 % auf 70 % erhöht werden (c) Photo-Detektionseffizienz des Prototyp-Detektors. Die DE des zukünftigen Detektors soll ähnlich gestaltet sein.

Vorteile bringt. Insbesondere kann durch den Wegfall der globalen Referenzierung das Datenformat reduziert und damit sowohl Daten-Aufnahme als auch der benötigte Speicher erheblich reduziert werden. Die tatsächlichen Verbesserungen bedürfen jedoch entsprechenden Untersuchungen, sobald dieser Detektor entwickelt ist.

Für den Bucket Detektor sind insbesondere Multi-Pixel-Detektoren von Interesse, sowohl mit als auch ohne eine entsprechende räumliche Auflösung. Die räumlich aufgelöste Detektion wird

dabei natürlich insbesondere beim HsQGI (siehe Abschnitt 4.1.2) zur spektralen Auflösung benötigt. Allerdings wäre es aus den Wellenlängen-Überlegungen in Abschnitt 4.1.3 auch zum HSPI interessant.

Nicht räumlich auflösende Multi-Pixel-Detektoren werden dagegen genutzt um eine möglichst große Detektions-Fläche zu erreichen, mit geringerem Dunkel-Rauschen, kleineren Totzeiten und besseren Timing-Eigenschaften, im Vergleich zu einem einzigen SPAD mit entsprechender Fläche. Ein ähnliches Prinzip wird z.B. auch beim Zeilen-Array aus Abschnitt 3.4.2 genutzt, hier allerdings zur Hintergrund-Unterdrückung bei Lidar [160]. Diese Konzepte gibt es auch bei kommerziell erhältlichen Silizium Bucket Detektoren [161] und SNSPDs [162], allerdings sind sie bei aktuellen InGaAs-SPADs noch nicht verbreitet.

Eine weitere Verbesserung wäre die Verwendung von „offenen“, Freistrahl-gekoppelten Detektoren statt der Faser-gebundenen Variante, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde. Die ersten solcher Detektoren wurden vor Kurzem erhältlich [163], eine Anschaffung und entsprechende Versuche sind in naher Zukunft am IOSB geplant.

Trotz der aktuellen Fortschritte im Bereich der SPAD-Technologie, sind die meisten Entwicklungen auf Silizium- und InGaAs-SPADs gerichtet. Diese bieten inzwischen sehr effiziente und kostengünstige Einzel-Detektoren, die mit relativ einfacher, teilweise sogar ohne, Kühl-Technik operieren können. Allerdings sind sie durch die Material-Eigenschaften auf einen Spektral-Bereich von etwa $1,7 \mu\text{m}$ beschränkt. SPADs mit Materialien geringerer Bandlücke (und damit spektral längerwelligem Detektions-Bereich) sind in naher Zukunft nicht zu erwarten, aufgrund des zu geringerer Bandlücke exponentiell steigenden Dunkel-Rauschen und der benötigten Prozessierung der Elektronik.

4.2.2 Superconducting Nanowires

Superconducting Nanowire Single Photon Detektoren (SNSPD) bestehen aus einem langen, die komplette Detektionsfläche ausfüllenden, Draht eines Materials, das bis zu seiner Supraleitungstemperatur gekühlt wurde. Bei Absorption eines Photons wird der Draht lokal so stark erwärmt, dass die Supraleitung zusammenbricht und ein messbares Signal entsteht [166]. Damit lassen sich Photonen mit einer äußerst hohen Detektionseffizienz bis zu 90 % und sehr präzisen Zeitauflösung bis in den einstelligen ps-Bereich registrieren [167]. Da diese Detektoren, ähnlich wie ein Bolometer, auf der thermischen Absorption der Photonen basieren, sind sie auch in der Lage

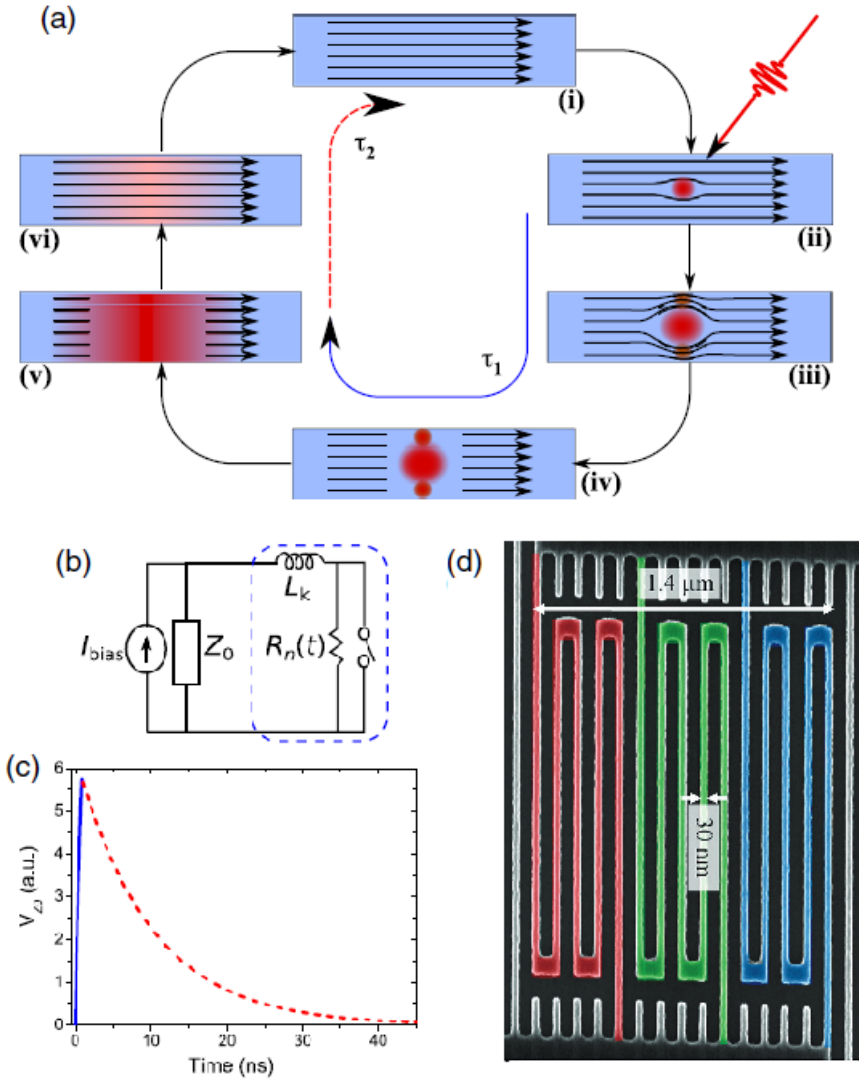


Abbildung 4.5: SNSPDs und ihre Detektionsmethode. (a) Operationsprinzip einer SNSPD Detektion, aus [164]. Ein einfallendes Photon führt lokal zu einer Erwärmung des Nano-Drahts, der die Supraleitung verhindert (ii). Die Erwärmung breitet sich durch thermische Diffusion und verstärkt durch den Widerstand der lokalen Blockade entlang des Querschnitts des Drahts aus (iii), bis sie die Supraleitung über dem gesamten Querschnitt blockiert (iv). Die Erwärmung des Detektors, und damit sein Widerstand, vergrößern sich (v), bis der Detektor-Strom getrennt wird. Danach wird die Supraleitung durch Kühlung wiederhergestellt (vi) und der Detektor ist wieder einsatzfähig. (b+c) Ersatz-Schaltbild eines SNSPD und simulierter Detektions-Zyklus des SNSPD, ebenfalls aus [164]. Das Zeitverhalten entspricht dabei den Phasen des Zyklus, die in (a) mit τ angedeutet sind. (d) REM-Aufnahme eines SNSPD bestehend aus 3 Pixeln (farblich markiert). Das Bild wurde [165] entnommen.

sehr breitbandig zu detektieren [168]. Sie bieten sich dabei insbesondere zur MIR-Detektion an und werden dafür zum Beispiel in der Mikroskopie verwendet [149].

Diese Detektoren sind allerdings in ihrer Anwendung aktuell eingeschränkt. Neben der schwierigen und kostspieligen Kühlung im Kelvin-Bereich, unterliegen die meisten dieser Detektoren einer Faser-Anbindung. Dies ist zur Bildgebung, wie z.B. auch in dieser Arbeit gezeigt (siehe [135]), aufgrund der Einkopplung problematisch. Als Referenz-Detektor z.B. zum QGS oder HSPI, würde er sich jedoch anbieten, insbesondere bei Auslegung der Photonen-Paar-Quelle in Faser-Technologie.

4.2.3 Optische Konverter

Eine Möglichkeit zur Umgehung des Problems fehlender Detektoren, ist die optische Konversion (engl. upconversion) in nichtlinearen Kristallen. Dieser Prozess ist der parametrischen Fluoreszenz, die zur Photonen-Paar-Erzeugung genutzt wird, sehr ähnlich. Bei der nichtlinearen Konversion wird allerdings nicht ein Pump-Photon in signal und idler aufgespalten. Stattdessen werden ein Pump-Photon und ein einfallendes Photon zu einem kurzwelligeren Photon „kombiniert“. Der Prozess wird beispielsweise schon genutzt, um langwellige MIR-Strahlung in den VIS-Bereich zu konvertieren und damit MIR-Bildgebung mit Silizium-Detektoren realisieren [71, 169, 170].

Da sowohl die optische Konversion als auch SPDC auf den gleichen Prinzipien beruhen, lassen sich auch einige Effekte und Abhängigkeiten übertragen. Zur Bildgebung mit QGI ist insbesondere der Erhalt der zeitlichen Information der interagierenden Photonen notwendig, um die Koinzidenz-Analyse zu ermöglichen. Diese Bedingung ist glücklicherweise durch den Prozess selbst gegeben, allerdings wird die Genauigkeit der Information durch die Dispersion der Kristalle, also dem Unterschied des Brechungsindex, bzw. der Geschwindigkeit der Photonen im Material, limitiert. Da der Ort der Konversion nicht bekannt ist, wird durch den daraus resultierenden Unterschied in Photonen-Geschwindigkeit der Koinzidenz-Peak „verschmiert“, abgeschätzt durch

$$\Delta t = \frac{L_{crystal} * n_1 * n_2}{c * (n_1 - n_2)} \quad (4.1)$$

wobei $L_{crystal}$ die Länge des Kristalls und n_1 und n_2 die Brechungsindizes des Materials bei einfallendem bzw. konvertiertem Photon sind. Ähnliche Laufzeit-Probleme sind z.B. auch bei Superpositions-Aufbauten bekannt. Dabei sind sie allerdings durch die erheblich kleinere

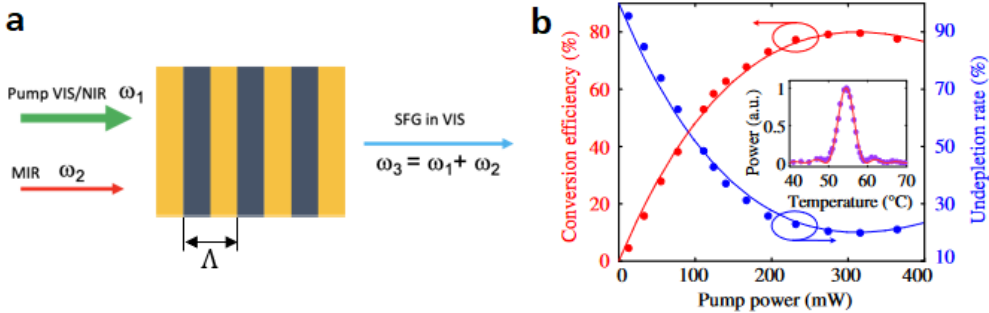


Abbildung 4.6: Optische Konversion von MIR-Strahlung in VIS-Strahlung. (a) Prinzip der optischen Konversion mit periodisch gepolten Kristallen. Wie bei SPDC wird mit der periodischen Polung die Phasenanpassung für ein bestimmtes Photonen-Triplet ermöglicht (siehe Abschnitt 2.3.2). Allerdings wird hier kein hochenergetischen Pump-Photon in zwei niedrig energetische Photonen konvertiert, sondern es wird ein Pump-Photon mit einem signal Photon kombiniert, um ein höher-energetisches Photon zu erzeugen. So können z.B. MIR-Photonen zwischen $3 - 5\mu\text{m}$ mit Hilfe eines weit entwickelten $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ laser (1064 nm) in den VIS-Bereich zwischen 785 – 880 nm konvertiert und im Anschluss mit herkömmlichen Kameras detektiert werden. (b) Konversions-Effizienz des upconversion Prozess in einem periodisch gepolten LiNb-Kristall mit steigender Pump-Leistung. Das Bild wurde [171] entnommen. Die Pump-Leistung entspricht bei diesem Graphen allerdings keiner cw-Leistung, da in dieser Arbeit synchronisierte Pulse mit ps Lasern genutzt wurden. Da keine Repetitionsrate gegeben wurde, lässt sich nicht auf die Intensität im Kristall selbst schließen, diese wird aber um Größenordnungen höher liegen. Dies ist insbesondere für spektrale Anwendungen problematisch, da für eine gut definierte Konversion ein möglichst schmalbandiger Laser benötigt wird, die i.d.R. in ihrer Ausgangs-Leistung limitiert sind. Damit limitieren sie offensichtlich auch die Konversions-Effizienz. Der Abfall hin zu großen Pump-Leistungen kommt durch parasitäre Effekte zustande, z.B. SPDC, wie in der Original-Publikation beschrieben.

Dispersion über dem idler Spektrum bedingt, nicht der Dispersion zwischen z.B. VIS und MIR Photonen [16].

Diese Unsicherheit limitiert offensichtlich die Tiefenauflösung bei einer gegebenen Kristall-Länge, bzw. die mögliche Kristall-Länge bei einer geforderten Tiefenauflösung.

Für den in Abschnitt 4.1.2 gezeigten Aufbau ist über dem noch die Erhaltung der spektralen Information notwendig. Dies kann durch die Verwendung von entsprechend schmalbandigen Pump-Lichtquellen, z.B. SLM-Laser, gewährleistet werden. Da diese schmalbandigen Laser aber i.d.R. nur über eine begrenzte Ausgangsleistung verfügen, ist auch die Konversions-Effizienz der upconversion begrenzt. Diese benötigte Leistung kann jedoch, u.a. durch die Realisierung als Wellenleiter oder intra-cavity Lösungen, reduziert werden. Diese Ansätze unterliegen allerdings anderen Randbedingungen, die z.B. die Einkopplung des signals erschweren und damit ebenfalls mit Verlusten behaftet sind.

5 Zusammenfassung

Die Eigenschaften verschränkter Photonen erlauben grundsätzlich den Erhalt der räumlichen, spektroskopischen und zeitlichen Information eines Photons anhand seines verschränkten Partners. Für die Bildgebung ist dabei insbesondere die Möglichkeit zur Trennung der Beleuchtung eines Objekts von der Gewinnung seines Bildes, aufgrund der räumlichen Korrelation der Photonen, von Interesse. Quantum Ghost Imaging (QGI) ist ein Verfahren, das diese Korrelation nutzt, um mit Hilfe ausgereifter Silizium-Kameras Bildgebung in beliebigen Spektral-Bereichen zu ermöglichen. Hierzu wird ein sichtbares Photon (signal) mit einem Photon gewünschter Wellenlänge (idler) verschränkt, wobei nur das idler Photon mit dem Objekt interagiert. Anschließend wird die zeitliche Korrelation der Photonen genutzt, um verschränkte Partner zu identifizieren und das entstehende Bild entsprechend zu filtern.

Grundlage des gesamten Verfahrens ist natürlich die Photonen-Paar-Quelle, wobei in dieser Arbeit parametrische Fluoreszenz (SPDC) in einem nichtlinearen Kristall zweiter Ordnung genutzt wurde. Um die Trennung von Beleuchtung und Bildgewinnung zu demonstrieren wurde ein periodisch gepolter Kristall genutzt, mit dem die Phasen-Anpassung für VIS-IR Photonen-Paare realisiert wird. Die entstehenden Korrelationen wurden dabei sowohl spektral als auch in Abhängigkeit der Fokussierung des Pump-Laser untersucht und die Ergebnisse diskutiert. Insbesondere wurde die Verwendung von einem mit dem Detektor synchronisierten Pump-Laser und die Auswirkungen sowohl auf die Korrelationen als auch die Auswertung mit der Verwendung eines schmalbandigen cw Laser verglichen.

Bisherige Aufbauten für QGI nutzen ein „heralding“ Ansatz, um die Aufnahme der Bildinformation auf (potentiell) verschränkte Photonen zu begrenzen. Durch die damit verbundene Verzögerungs-Strecke und Justage ist dieser Ansatz in der Anwendung jedoch stark limitiert. In dieser Arbeit wurde ein neuer Ansatz zur Bildgebung mit QGI demonstriert, dessen

Koinzidenz-Messung nicht durch den Messaufbau festgelegt ist. Stattdessen werden neuartige Einzel-Photonen-Kameras und Time-correlated single photon counting (TCSPC) Elektronik genutzt, um alle Photonen in der gleichen Zeitbasis zu messen. Durch Zeitstempel-Vergleich nach der Messung können verschränkte Photonen-Paare identifiziert und von unkorrelierten Detektionen getrennt werden. Es wurde gezeigt, wie dieses Verfahren in der Fernerkundung verwendet werden kann, und dass dadurch 3D Bildgebung durch Flugzeit-Bestimmung ermöglicht wird.

Als erste Demonstration und Proof-of-Concept wurde ein System mit einem einzeiligen SPAD-Detektor aufgebaut, das zur Bildgebung mit einer Scan-Routine verbunden wurde. Damit konnte das Verfahren erstmals demonstriert und die nötigen Schritte zur Resynchronisation entwickelt werden. Durch die mit dem Scan verbundenen Verluste, wurde der Aufbau nur in Transmission verwendet. Zur Demonstration in Reflektion war zuerst die Verwendung eines Prototyp-2D-Array mit ähnlicher Hardware geplant. Probleme in der Zeitaufnahme verhinderten jedoch deren Nutzung für das Verfahren.

Stattdessen wurde die Verwendung in Reflektion mit einem anderen SPAD-Array, basierend auf anderer Hardware, demonstriert. Hierzu wurde der entsprechende Detektor charakterisiert und die relevanten Resynchronisations-Routinen angepasst. Zur Demonstration der 3D-Fähigkeit und der Charakterisierung der gewonnenen Distanz-Information des System wurde ein einem Michelson-Interferometer ähnlicher Aufbau realisiert, bei dem die Flugzeit der Photonen sehr gut bestimmt und manipuliert werden konnte. Zusätzlich wurde die Anwendung in der Fernerkundung mit einer aus reflektierenden Elementen bestehenden 3D-Szene demonstriert. Die Demonstration mit diffuser Reflektion steht noch aus, ist allerdings nach Austausch des aktuell fasergebundenen idler Detektors mit einem Freistrahldetektor geplant.

Neben der ursprünglich geplanten Anwendung zur Bildgebung konnte mit diesem System zudem die Verifizierung und Korrektur der Zeit-Information der verwendeten Detektoren gezeigt werden. Damit bietet sich dieses Verfahren auch zur Untersuchung des Zeitverhaltens entsprechender Einzel-Photonen-Detektoren und ihrer Kalibration an. Dabei ist besonders vorteilhaft, dass die Anwendung dazu nicht auf die räumliche, sondern nur die zeitliche Korrelation angewiesen ist. Dies ermöglicht die Verwendung anderer Photonen-Quellen und Aufbau-Konfigurationen und könnte damit an verschiedene Detektor-Konfigurationen angepasst werden.

Da durch die Corona-Pandemie die Entwicklung des zur Bildgebung geplanten 2D-Detektors stark verzögert wurde, wurde diese Arbeit um Studien zu alternativen Konfigurationen des Aufbaus und Detektions-Verfahren erweitert. Die Ergebnisse dieser Untersuchung wurden zusammengefasst, wobei vor allem die Nutzung der spektralen Information von Interesse war. Die entsprechenden (qualitativ bewerteten) Vor- und Nachteile wurden dargestellt und diskutiert, wobei insbesondere bei den Detektions-Verfahren, nach Meinung des Autors, keine langfristigen Aussagen möglich sind. Grund hierfür ist die aktuell sehr intensiv betriebene Forschung in diesen Bereichen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Aufbau zur Quanten-Kommunikation.	2
1.2	Aufbau zur Superpositions-basierten Quanten-Bildgebung.	3
1.3	Koinzidenz-basierte Tiefen-Bestimmung.	4
2.1	Beispiele für Aufbauten zur Time-of-Flight Messung und zur Messung mit Phasen-Vergleich.	11
2.2	Aufbau zum Gated Viewing und Diagramm zur Bestimmung der Bild-Tiefe.	13
2.3	Aufbau eines Laser-Scanner.	16
2.4	Compressive Sensing/ Computational Ghost Imaging Aufbauten.	18
2.5	Aufbau zum „Imaging with undetected photons“.	21
2.6	Parametrische Fluoreszenz (SPDC).	23
2.7	Brechungsindizes von BK7 und KTP	24
2.8	Quasi-phase matching und sein Einfluss auf die Phasenanpassung.	26
2.9	Einfluss von Polungs-Periode und Kristall-Temperatur auf die Phasenanpassung	28
2.10	Aufbau zum heralded Quantum Ghost Imaging	30
2.11	Realisierungen der Photonen-Paar-Quelle und die resultierende Bild-Korrelation.	31
2.12	Aufbau zum asynchronen Quantum Ghost Imaging	34
2.13	Operations-Prinzip und Quenching einer SPAD.	37
2.14	Querschnitt einer Dünnsfilm-SPAD und Detektions-Effizienz verschiedener Geometrien.	39
2.15	Zeitverhalten eines SPAD.	41
2.16	Delay-locked-loop TDC Schaltungen.	42
2.17	TDC-Design auf Basis von Ring Resonatoren.	43
2.18	Koinzidenz-Analysen, abhängig von Detektions- und Emissions-Charakteristik	48
3.1	Aufbau zum asynchronen Quantum Ghost Imaging.	52
3.2	In dieser Arbeit verwendete Photonen-Paar-Quellen.	54

3.3	Abhängigkeit der Phasenanpassung von KTP bei verschiedenen Polungs-Perioden und Temperaturen.	55
3.4	Spektral-räumliche Emissions-Charakteristik einer Lithium-Niobat-SPDC-Quelle .	56
3.5	Detektions-Effizienz der in dieser Arbeit verwendeten SPADs.	59
3.6	Identifikation und Korrektur der fehlenden Zeitstempel des einzeiligen SPAD. . . .	62
3.7	Identifikation und Abschätzung der fehlenden Zeitstempel für den 2D-Detektor. . .	63
3.8	Spektren der in dieser Arbeit verwendeten Laser.	66
3.9	Simulation der erreichbaren spektralen Auflösung des idler.	68
3.10	Proof-of-Concept Aufbau für asynchrones Quanten Ghost Imaging.	70
3.11	Verbesserung der Zeitaufnahme der SPAD-Zeile durch Korrektur zeitlicher Offsets.	71
3.12	Erzielte Ergebnisse mit dem Proof-of-Concept Aufbau	73
3.13	Koinzidenz-Peak des 2D-Detektors und Verbesserung durch Drift-Korrektur.	74
3.14	Zeitverhalten des 2D-Detektor und Drift der Zeitinformation.	75
3.15	Proof-of-Concept Aufbauten zum 3D Quantum Ghost Imaging.	77
3.16	Ergebnisse des Michelson Aufbau.	79
3.17	Ergebnisse des Free space setup.	81
3.18	Aufbau zur Untersuchung der Auflösung	84
3.19	Ergebnisse der Auflösungsuntersuchungen.	85
3.20	Aufbau zur Untersuchung des Emissions-Spektrums und der spektralen Verschränkung	87
3.21	Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchung der Photonen-Paar-Quelle.	88
3.22	Einordnung der Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchung	90
3.23	Simulation des evolutionären Algorithmus	92
4.1	Quantum Ghost Spectroscopy am Beispiel eines undichten Rohrs.	96
4.2	Hyperspectral Quantum Ghost Imaging.	98
4.3	Hyperspectral Single Photon Imaging	99
4.4	Geplante, zukünftige SPAD Kamera	102
4.5	SNSPDs und ihre Detektionsmethode	104
4.6	Optische Konversion von MIR-Strahlung in VIS-Strahlung.	106

Literatur

- [1] A. Einstein, B. Podolsky und N. Rosen, „Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?“ *Physical Review*, Jg. 47, Nr. 10, S. 777–780, Mai 1935. DOI: 10.1103/physrev.47.777.
- [2] J. S. Bell, „On the Einstein Podolsky Rosen paradox,“ *Physics Physique Fizika*, Jg. 1, Nr. 3, S. 195–200, Nov. 1964. DOI: 10.1103/physicsphysiquefizika.1.195.
- [3] A. Aspect, P. Grangier und G. Roger, „Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell’s Inequalities,“ *Physical Review Letters*, Jg. 49, Nr. 2, S. 91–94, Juli 1982. DOI: 10.1103/physrevlett.49.91.
- [4] Y.-H. Kim, R. Yu, S. P. Kulik, Y. Shih und M. O. Scully, „Delayed “Choice” Quantum Eraser,“ *Physical Review Letters*, Jg. 84, Nr. 1, S. 1–5, Jan. 2000. DOI: 10.1103/physrevlett.84.1.
- [5] A. Steane, „Quantum computing,“ *Reports on Progress in Physics*, Jg. 61, Nr. 2, S. 117–173, Feb. 1998. DOI: 10.1088/0034-4885/61/2/002.
- [6] N. Gisin und R. Thew, „Quantum communication,“ *Nature Photonics*, Jg. 1, Nr. 3, S. 165–171, März 2007. DOI: 10.1038/nphoton.2007.22.
- [7] M. A. Taylor und W. P. Bowen, „Quantum metrology and its application in biology,“ *Physics Reports*, Jg. 615, S. 1–59, Feb. 2016. DOI: 10.1016/j.physrep.2015.12.002.
- [8] G. B. Lemos, V. Borish, G. D. Cole, S. Ramelow, R. Lapkiewicz und A. Zeilinger, „Quantum imaging with undetected photons,“ *Nature*, Jg. 512, Nr. 7515, S. 409–412, Aug. 2014. DOI: 10.1038/nature13586.

- [9] R. Ghosh und L. Mandel, „Observation of nonclassical effects in the interference of two photons,“ *Physical Review Letters*, Jg. 59, Nr. 17, S. 1903–1905, Okt. 1987. DOI: 10.1103/physrevlett.59.1903.
- [10] C. K. Hong, Z. Y. Ou und L. Mandel, „Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference,“ *Physical Review Letters*, Jg. 59, Nr. 18, S. 2044–2046, Nov. 1987. DOI: 10.1103/physrevlett.59.2044.
- [11] K. J. Kim, E. Santos, H. Nguyen und S. Pieper, „An Application of Inverse Reinforcement Learning to Estimate Interference in Drone Swarms,“ *Entropy*, Jg. 24, Nr. 10, S. 1364, Sep. 2022. DOI: 10.3390/e24101364.
- [12] P. A. Morris, R. S. Aspden, J. E. C. Bell, R. W. Boyd und M. J. Padgett, „Imaging with a small number of photons,“ *Nature Communications*, Jg. 6, Nr. 1, Jan. 2015. DOI: 10.1038/ncomms6913.
- [13] D. Walter, C. Pitsch, G. Paunescu und P. Lutzmann, „Detection and jamming resistance of quantum ghost imaging for remote sensing,“ in *Electro-Optical Remote Sensing XIII*, G. W. Kamerman und O. Steinvall, Hrsg., SPIE, Okt. 2019. DOI: 10.1117/12.2532379.
- [14] D. N. Klyshko, *Photons and Nonlinear Optics*, Apr. 2018. DOI: 10.1201/9780203743508.
- [15] M. Kutas, B. Haase, P. Bickert, F. Riexinger, D. Molter und G. von Freymann, „Terahertz quantum sensing,“ *Science Advances*, Jg. 6, Nr. 11, März 2020. DOI: 10.1126/sciadv.aaz8065.
- [16] C. Lindner, „Nonlinear interferometers based on spontaneous parametric down-conversion for Fourier-transform mid-infrared spectroscopy,“ en, Diss., 2022. DOI: 10.6094/UNIFR/228229.
- [17] F. G. Herbst, F. Elsen, B. Jungbluth, H.-D. Hoffmann und C. L. Häfner, „Towards imaging with undetected photons with a nonlinear Mach-Zehnder-type interferometer in MIR,“ in *Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials and Devices XX*, P. G. Schunemann und K. L. Schepler, Hrsg., SPIE, März 2021. DOI: 10.1117/12.2578639.
- [18] M. Gilaberte Basset u. a., „Video-Rate Imaging with Undetected Photons,“ *Laser & Photonics Reviews*, Jg. 15, Nr. 6, Apr. 2021. DOI: 10.1002/lpor.202000327.

-
- [19] M. Gilaberte Basset, F. Setzpfandt, F. Steinlechner, E. Beckert, T. Pertsch und M. Gräfe, „Perspectives for Applications of Quantum Imaging,“ *Laser & Photonics Reviews*, Jg. 13, Nr. 10, Sep. 2019. DOI: 10.1002/lpor.201900097.
- [20] D. Walter, C. Pitsch, G. Paunescu und P. Lutzmann, „Quantum ghost imaging for remote sensing,“ in *Quantum Communications and Quantum Imaging XVII*, K. S. Deacon, Hrsg., SPIE, Sep. 2019. DOI: 10.1117/12.2529268.
- [21] F. IPM, *Q-FTIR Webseite, abgerufen am 26.02.2024*. Adresse: <https://www.ipm.fraunhofer.de/de/gf/gastechnologie-spektroskopie/komp/sensorik/quantensensorik.html>.
- [22] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov und A. V. Sergienko, „Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement,“ *Physical Review A*, Jg. 52, Nr. 5, R3429–R3432, Nov. 1995. DOI: 10.1103/physreva.52.r3429.
- [23] S. Dello Russo u. a., „Advances in Mid-Infrared Single-Photon Detection,“ *Photonics*, Jg. 9, Nr. 7, S. 470, Juli 2022. DOI: 10.3390/photonics9070470.
- [24] M. Perenzoni, L. Pancheri und D. Stoppa, „Compact SPAD-Based Pixel Architectures for Time-Resolved Image Sensors,“ *Sensors*, Jg. 16, Nr. 5, S. 745, Mai 2016. DOI: 10.3390/s16050745.
- [25] D. Bronzi, F. Villa, S. Tisa, A. Tosi und F. Zappa, „SPAD Figures of Merit for Photon-Counting, Photon-Timing, and Imaging Applications: A Review,“ *IEEE Sensors Journal*, Jg. 16, Nr. 1, S. 3–12, Jan. 2016. DOI: 10.1109/jsen.2015.2483565.
- [26] M. Caccia, L. Nardo, R. Santoro und D. Schaffhauser, „Silicon Photomultipliers and SPAD imagers in biophotonics: Advances and perspectives,“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Jg. 926, S. 101–117, Mai 2019. DOI: 10.1016/j.nima.2018.10.204.
- [27] J. F. Haase, S. Grollius, S. Grosse, A. Buchner und M. Ligges, „A 32x24 pixel SPAD detector system for LiDAR and quantum imaging,“ in *Photonic Instrumentation Engineering VIII*, Y. Soskind und L. E. Busse, Hrsg., SPIE, März 2021. DOI: 10.1117/12.2578775.
- [28] P. Lecoq u. a., „Roadmap toward the 10 ps time-of-flight PET challenge,“ *Physics in Medicine & Biology*, Jg. 65, Nr. 21, 21RM01, Okt. 2020. DOI: 10.1088/1361-6560/ab9500.
-

- [29] M. Fishburn, L. H. Menninga, C. Favi und E. Charbon, „A 19.6 ps, FPGA-Based TDC With Multiple Channels for Open Source Applications,“ *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Jg. 60, Nr. 3, S. 2203–2208, Juni 2013. DOI: 10.1109/tns.2013.2241789.
- [30] X. Llopert u. a., „Timepix4, a large area pixel detector readout chip which can be tiled on 4 sides providing sub-200 ps timestamp binning,“ *Journal of Instrumentation*, Jg. 17, Nr. 01, S. C01044, Jan. 2022. DOI: 10.1088/1748-0221/17/01/c01044.
- [31] K. Heijhoff u. a., „Timing performance of the Timepix4 front-end,“ *Journal of Instrumentation*, Jg. 17, Nr. 07, P07006, Juli 2022. DOI: 10.1088/1748-0221/17/07/p07006.
- [32] R. Kokozinski u. a., „SPAD-based flash LiDAR sensor with high ambient light rejection for automotive applications,“ in *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XV*, M. Razeghi, G. J. Brown, G. Leo und J. S. Lewis, Hrsg., SPIE, Jan. 2018. DOI: 10.1117/12.2286879.
- [33] E. Gros-Daillon u. a., „First characterization of the SPADnet sensor: a digital silicon photomultiplier for PET applications,“ *Journal of Instrumentation*, Jg. 8, Nr. 12, S. C12026–C12026, Dez. 2013. DOI: 10.1088/1748-0221/8/12/c12026.
- [34] M. Unternährer, B. Bessire, L. Gasparini, M. Perenzoni und A. Stefanov, „Super-resolution quantum imaging at the Heisenberg limit,“ *Optica*, Jg. 5, Nr. 9, S. 1150, Sep. 2018. DOI: 10.1364/optica.5.001150.
- [35] B. Eckmann, B. Bessire, M. Unternährer, L. Gasparini, M. Perenzoni und A. Stefanov, „Characterization of space-momentum entangled photons with a time resolving CMOS SPAD array,“ *Optics Express*, Jg. 28, Nr. 21, S. 31 553, Okt. 2020. DOI: 10.1364/oe.401260.
- [36] F. Qi und P. Zhang, „High-resolution multi-spectral snapshot 3D imaging with a SPAD array camera,“ *Optics Express*, Jg. 31, Nr. 19, S. 30 118, Aug. 2023. DOI: 10.1364/oe.492581.
- [37] A. Lyons u. a., „Attosecond-resolution Hong-Ou-Mandel interferometry,“ *Science Advances*, Jg. 4, Nr. 5, Mai 2018. DOI: 10.1126/sciadv.aap9416.
- [38] C. Pitsch, D. Walter, S. Grosse, W. Brockherde, H. Bürsing und M. Eichhorn, „Quantum ghost imaging using asynchronous detection,“ *Applied Optics*, Jg. 60, Nr. 22, F66, Juni 2021. DOI: 10.1364/ao.423634.

-
- [39] C. Pitsch, D. Walter, L. Gasparini, H. Bürsing und M. Eichhorn, „3D quantum ghost imaging,“ *Applied Optics*, Jg. 62, Nr. 23, S. 6275, Aug. 2023. DOI: 10.1364/ao.492208.
- [40] J. Garnier und G. Papanicolaou, *Passive Imaging with Ambient Noise*. Cambridge University Press, 2016, S. 306.
- [41] tropos.de, *Tropos-Webseite (LiDAR)*, , abgerufen am 27.11.2023. Adresse: <https://www.tropos.de/forschung/grossprojekte-infrastruktur-technologie/technologie-am-tropos/fernerkundung/lidar>.
- [42] M. Eichhorn, *Lecture Notes: Laser Metrology, Summer Term 2022, Karlsruhe Institute of Technology (KIT)*.
- [43] F. Angelini und F. Colao, „Optimization of laser wavelength, power and pulse duration for eye-safe Raman spectroscopy,“ *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, Jg. 15, Nr. 1, März 2019. DOI: 10.1186/s41476-019-0099-y.
- [44] Z. Dai, A. Wolf, P.-P. Ley, T. Glück, M. C. Sundermeier und R. Lachmayer, „Requirements for Automotive LiDAR Systems,“ *Sensors*, Jg. 22, Nr. 19, S. 7532, Okt. 2022. DOI: 10.3390/s22197532.
- [45] A. Rogalski, *Antimonide-based infrared detectors, A new perspective* (SPIE Press Monograph PM 280), M. Kopytko und P. Martyniuk, Hrsg. Bellingham, Washington, USA: SPIE Press, 2018, 1 S.
- [46] S. M. Spuler und S. D. Mayor, „Scanning Eye-Safe Elastic Backscatter Lidar at 1.54 μm ,“ *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, Jg. 22, Nr. 6, S. 696–703, Juni 2005. DOI: 10.1175/jtech1755.1.
- [47] J. Zheng, *Optical frequency-modulated continuous-wave (FMCW) interferometry* (Springer series in optical sciences 107). [New York, NY]: Springer, 2010, 245 S.
- [48] B. Göhler und P. Lutzmann, „SWIR laser gated-viewing at Fraunhofer IOSB,“ in *SPIE Proceedings*, G. Kamerman, O. Steinvall, K. L. Lewis und J. D. Gonglewski, Hrsg., SPIE, Okt. 2015. DOI: 10.1117/12.2195932.
- [49] B. Göhler und P. Lutzmann, „Penetration of pyrotechnic effects with SWIR laser gated viewing in comparison to VIS and thermal IR bands,“ in *Electro-Optical Remote Sensing X*, G. Kamerman und O. Steinvall, Hrsg., SPIE, Okt. 2016. DOI: 10.1117/12.2241072.
-

- [50] M. Shangguan, Z. Yang, Z. Lin, Z. Lee, H. Xia und Z. Weng, „Compact Long-Range Single-Photon Underwater Lidar With High Spatial–Temporal Resolution,“ *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, Jg. 20, S. 1–5, 2023. DOI: 10.1109/lgrs.2023.3274449.
- [51] B. Göhler und P. Lutzmann, „Review on short-wavelength infrared laser gated-viewing at Fraunhofer IOSB,“ *Optical Engineering*, Jg. 56, Nr. 3, S. 031 203, Sep. 2016. DOI: 10.1117/1.oe.56.3.031203.
- [52] M.-J. Sun, M. P. Edgar, D. B. Phillips, G. M. Gibson und M. J. Padgett, „Improving the signal-to-noise ratio of single-pixel imaging using digital microscanning,“ *Optics Express*, Jg. 24, Nr. 10, S. 10476, Mai 2016. DOI: 10.1364/oe.24.010476.
- [53] R. S. Bennink, S. J. Bentley, R. W. Boyd und J. C. Howell, „Quantum and Classical Coincidence Imaging,“ *Physical Review Letters*, Jg. 92, Nr. 3, S. 033 601, Jan. 2004. DOI: 10.1103/physrevlett.92.033601.
- [54] J. H. Shapiro und R. W. Boyd, „The physics of ghost imaging,“ *Quantum Information Processing*, Jg. 11, Nr. 4, S. 949–993, Jan. 2012. DOI: 10.1007/s11128-011-0356-5.
- [55] Y. Bromberg, O. Katz und Y. Silberberg, „Ghost imaging with a single detector,“ *Physical Review A*, Jg. 79, Nr. 5, S. 053 840, Mai 2009. DOI: 10.1103/physreva.79.053840.
- [56] D. B. Phillips u. a., „Adaptive foveated single-pixel imaging with dynamic supersampling,“ *Science Advances*, Jg. 3, Nr. 4, Apr. 2017. DOI: 10.1126/sciadv.1601782.
- [57] M.-J. Sun, L.-T. Meng, M. P. Edgar, M. J. Padgett und N. Radwell, „A Russian Dolls ordering of the Hadamard basis for compressive single-pixel imaging,“ *Scientific Reports*, Jg. 7, Nr. 1, Juni 2017. DOI: 10.1038/s41598-017-03725-6.
- [58] P. G. Vaz, D. Amaral, L. F. R. Ferreira, M. Morgado und J. Cardoso, „Image quality of compressive single-pixel imaging using different Hadamard orderings,“ *Optics Express*, Jg. 28, Nr. 8, S. 11 666, Apr. 2020. DOI: 10.1364/oe.387612.
- [59] X. Y. Zou, L. J. Wang und L. Mandel, „Induced coherence and indistinguishability in optical interference,“ *Physical Review Letters*, Jg. 67, Nr. 3, S. 318–321, Juli 1991. DOI: 10.1103/physrevlett.67.318.
- [60] M. Gilaberte Basset u. a., „Experimental analysis of image resolution of quantum imaging with undetected light through position correlations,“ *Physical Review A*, Jg. 108, Nr. 5, S. 052 610, Nov. 2023. DOI: 10.1103/physreva.108.052610.

-
- [61] H. Di Lorenzo Pires und M. P. van Exter, „Near-field correlations in the two-photon field,“ *Physical Review A*, Jg. 80, Nr. 5, S. 053 820, Nov. 2009. DOI: 10 . 1103 / physreva . 80 . 053820.
- [62] I. Kim, D. Lee und K. J. Lee, „Study of Type II SPDC in Lithium Niobate for High Spectral Purity Photon Pair Generation,“ *Crystals*, Jg. 11, Nr. 4, S. 406, Apr. 2021. DOI: 10 . 3390 / cryst11040406.
- [63] A. Christ, A. Fedrizzi, H. Hübel, T. Jennewein und C. Silberhorn, „Parametric Down-Conversion,“ in *Single-Photon Generation and Detection - Physics and Applications*. Elsevier, 2013, S. 351–410. DOI: 10 . 1016 / b978-0-12-387695-9 . 00011-1.
- [64] refractiveindex.info, *Refractive Index Database*, abgerufen am 27.11.2023. Adresse: <https://www.refractiveindex.info/>.
- [65] M. Hojo und K. Tanaka, „Broadband infrared light source by simultaneous parametric down-conversion,“ *Scientific Reports*, Jg. 11, Nr. 1, Sep. 2021. DOI: 10 . 1038 / s41598-021-97531-w.
- [66] K. A. Forbes, J. S. Ford, G. A. Jones und D. L. Andrews, „Quantum delocalization in photon-pair generation,“ *Physical Review A*, Jg. 96, Nr. 2, S. 023 850, Aug. 2017. DOI: 10 . 1103 / physreva . 96 . 023850.
- [67] K. A. Forbes, J. S. Ford und D. L. Andrews, „Nonlocalized Generation of Correlated Photon Pairs in Degenerate Down-Conversion,“ *Physical Review Letters*, Jg. 118, Nr. 13, S. 133 602, März 2017. DOI: 10 . 1103 / physrevlett . 118 . 133602.
- [68] M. Houe und P. D. Townsend, „An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation,“ *Journal of Physics D: Applied Physics*, Jg. 28, Nr. 9, S. 1747–1763, Sep. 1995. DOI: 10 . 1088 / 0022-3727 / 28 / 9 / 001.
- [69] P. Xu und S. N. Zhu, „Review Article: Quasi-phase-matching engineering of entangled photons,“ *AIP Advances*, Jg. 2, Nr. 4, S. 041 401, Dez. 2012. DOI: 10 . 1063 / 1 . 4773457.
- [70] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*. Academic Press, 2008, S. 613.
- [71] M. Widarsson, „Pulse Generation and Detection through Intra-Cavity Up-Conversion,“ QC 220511, Diss., KTH, Laser Physics, 2022.

- [72] F. Steinlechner u. a., „Efficient heralding of polarization-entangled photons from type-0 and type-II spontaneous parametric downconversion in periodically poled $KTiOPO_4$,“ *Journal of the Optical Society of America B*, Jg. 31, Nr. 9, S. 2068, Aug. 2014. DOI: 10.1364/josab.31.002068.
- [73] M. V. Jabir und G. K. Samanta, „Robust, high brightness, degenerate entangled photon source at room temperature,“ *Scientific Reports*, Jg. 7, Nr. 1, Okt. 2017. DOI: 10.1038/s41598-017-12709-5.
- [74] A. Vanselow, P. Kaufmann, H. M. Chrzanowski und S. Ramelow, „Ultra-broadband SPDC for spectrally far separated photon pairs,“ *Optics Letters*, Jg. 44, Nr. 19, S. 4638, Sep. 2019. DOI: 10.1364/ol.44.004638.
- [75] M. Kutas, B. Haase, J. Klier, D. Molter und G. von Freymann, „Quantum-inspired terahertz spectroscopy with visible photons,“ *Optica*, Jg. 8, Nr. 4, S. 438, März 2021. DOI: 10.1364/optica.415627.
- [76] M. Kutas u. a., „Quantum Sensing with Extreme Light,“ *Advanced Quantum Technologies*, Jg. 5, Nr. 6, März 2022. DOI: 10.1002/qute.202100164.
- [77] I. Kviatkovsky, H. M. Chrzanowski, E. G. Avery, H. Bartolomaeus und S. Ramelow, „Microscopy with undetected photons in the mid-infrared,“ *Science Advances*, Jg. 6, Nr. 42, Okt. 2020. DOI: 10.1126/sciadv.abd0264.
- [78] A. Smith, *SNLO Webseite, abgerufen am 17.11.2023*. Adresse: <https://as-photonics.com/products/snlo/>.
- [79] M. V. Pack, D. J. Armstrong und A. V. Smith, „Measurement of the χ^2 tensors of $KTiOPO_4$, $KTiOAsO_4$, $RbTiOPO_4$, and $RbTiOAsO_4$ crystals,“ *Applied Optics*, Jg. 43, Nr. 16, S. 3319, Juni 2004. DOI: 10.1364/ao.43.003319.
- [80] J. Svozilík, J. Peřina und J. P. Torres, „High spatial entanglement via chirped quasi-phase-matched optical parametric down-conversion,“ *Physical Review A*, Jg. 86, Nr. 5, S. 052318, Nov. 2012. DOI: 10.1103/physreva.86.052318.
- [81] A. Tanaka u. a., „Spectral properties of ultra-broadband entangled photons generated from chirped-MgSLT crystal towards monocycle entanglement generation,“ in *SPIE Proceedings*, Z. U. Hasan, P. R. Hemmer, H. Lee und C. M. Santori, Hrsg., SPIE, März 2013. DOI: 10.1117/12.2003390.

-
- [82] T. W. Neely, L. Nugent-Glandorf, F. Adler und S. A. Diddams, „Broadband mid-infrared frequency upconversion and spectroscopy with an aperiodically poled $LiNbO_3$ waveguide,“ *Optics Letters*, Jg. 37, Nr. 20, S. 4332, Okt. 2012. DOI: 10.1364/ol.37.004332.
- [83] A. Vega, S. Saravi, T. Pertsch und F. Setzpfandt, „Pinhole quantum ghost imaging,“ *Applied Physics Letters*, Jg. 117, Nr. 9, Aug. 2020. DOI: 10.1063/5.0012477.
- [84] T. B. Pittman, D. V. Strekalov, D. N. Klyshko, M. H. Rubin, A. V. Sergienko und Y. H. Shih, „Two-photon geometric optics,“ *Physical Review A*, Jg. 53, Nr. 4, S. 2804–2815, Apr. 1996. DOI: 10.1103/physreva.53.2804.
- [85] B. Baghdasaryan, F. Steinlechner und S. Fritzsche, „Justifying the thin-crystal approximation in spontaneous parametric down-conversion for collinear phase matching,“ *Physical Review A*, Jg. 103, Nr. 6, S. 063 508, Juni 2021. DOI: 10.1103/physreva.103.063508.
- [86] D. R. Guido und A. B. U’Ren, „Study of the effect of pump focusing on the performance of ghost imaging and ghost diffraction, based on spontaneous parametric downconversion,“ *Optics Communications*, Jg. 285, Nr. 6, S. 1269–1274, März 2012. DOI: 10.1016/j.optcom.2011.09.059.
- [87] M. Reichert, X. Sun und J. W. Fleischer, „Quality of spatial entanglement propagation,“ *Physical Review A*, Jg. 95, Nr. 6, S. 063 836, Juni 2017. DOI: 10.1103/physreva.95.063836.
- [88] K. W. Chan, J. P. Torres und J. H. Eberly, „Transverse entanglement migration in Hilbert space,“ *Physical Review A*, Jg. 75, Nr. 5, S. 050 101, Mai 2007. DOI: 10.1103/physreva.75.050101.
- [89] K. W. C. Chan, M. N. O’Sullivan und R. W. Boyd, „Two-color ghost imaging,“ *Physical Review A*, Jg. 79, Nr. 3, S. 033 808, März 2009. DOI: 10.1103/physreva.79.033808.
- [90] M. Tsang, „Quantum Imaging beyond the Diffraction Limit by Optical Centroid Measurements,“ *Physical Review Letters*, Jg. 102, Nr. 25, S. 253 601, Juni 2009. DOI: 10.1103/physrevlett.102.253601.
- [91] P.-A. Moreau u. a., „Resolution limits of quantum ghost imaging,“ *Optics Express*, Jg. 26, Nr. 6, S. 7528, März 2018. DOI: 10.1364/oe.26.007528.
-

- [92] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samori und F. Zappa, „Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection,“ *Applied Optics*, Jg. 35, Nr. 12, S. 1956, Apr. 1996. DOI: 10.1364/ao.35.001956.
- [93] J. Haase, „Algorithmen und Signalverarbeitung für LiDAR,“ de, Diss., 2021. DOI: 10.17185/DUEPUBBLICO/74921.
- [94] M. Fishburn, „Fundamentals of CMOS Single-Photon Avalanche Diodes,“ Diss., 2012. DOI: 10.4233/UUID:7ED6E57D-404E-4372-8053-6B0B5C7FA0FE.
- [95] D. Portaluppi, E. Conca und F. Villa, „32x32 CMOS SPAD Imager for Gated Imaging, Photon Timing, and Photon Coincidence,“ *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Jg. 24, Nr. 2, S. 1–6, März 2018. DOI: 10.1109/jstqe.2017.2754587.
- [96] N. Palina, T. Mueller, S. Mohanti und A. G. Aberle, „Laser assisted boron doping of silicon wafer solar cells using nanosecond and picosecond laser pulses,“ in *2011 37th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, IEEE, Juni 2011. DOI: 10.1109/pvsc.2011.6186392.
- [97] M. Moreno-Garcia, H. Xu, L. Gasparini und M. Perenzoni, „Low-Noise Single Photon Avalanche Diodes in a 110nm CIS Technology,“ in *2018 48th European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)*, IEEE, Sep. 2018. DOI: 10.1109/essderc.2018.8486883.
- [98] X. Michalet u. a., „Silicon Photon-Counting Avalanche Diodes for Single-Molecule Fluorescence Spectroscopy,“ *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Jg. 20, Nr. 6, S. 248–267, Nov. 2014. DOI: 10.1109/jstqe.2014.2341568.
- [99] S. Sze und G. Gibbons, „Effect of junction curvature on breakdown voltage in semiconductors,“ *Solid-State Electronics*, Jg. 9, Nr. 9, S. 831–845, Sep. 1966. DOI: 10.1016/0038-1101(66)90033-5.
- [100] S. Grosse, A. Steuer, P. vom Stein, C. Zeidler und J. Haase, „B10.1 A 64 x 48 BSI SPAD Sensor Based on 8” Wafer 3D Stacking Technology,“ in *SMSI 2021 - Sensors and Instrumentation*, AMA Service GmbH, Von-Münchhausen-Str. 49, 31515 Wunstorf, Germany, 2021. DOI: 10.5162/smsi2021/b10.1.
- [101] C. Bruschini, H. Homulle, I. M. Antolovic, S. Burri und E. Charbon, „Single-photon avalanche diode imagers in biophotonics: review and outlook,“ *Light: Science & Applications*, Jg. 8, Nr. 1, Sep. 2019. DOI: 10.1038/s41377-019-0191-5.

-
- [102] K. R. McIntosh, M. D. Abbott und B. A. Sudbury, „Ray Tracing Isotextured Solar Cells,“ *Energy Procedia*, Jg. 92, S. 122–129, Aug. 2016. DOI: 10.1016/j.egypro.2016.07.041.
- [103] W. v. Muench und E. Pettenpaul, „Saturated electron drift velocity in 6H silicon carbide,“ *Journal of Applied Physics*, Jg. 48, Nr. 11, S. 4823–4825, Nov. 1977. DOI: 10.1063/1.323506.
- [104] F. Nolet u. a., „Quenching Circuit and SPAD Integrated in CMOS 65 nm with 7.8 ps FWHM Single Photon Timing Resolution,“ *Instruments*, Jg. 2, Nr. 4, S. 19, Sep. 2018. DOI: 10.3390/instruments2040019.
- [105] F. Gramuglia, M.-L. Wu, C. Bruschini, M.-J. Lee und E. Charbon, „A Low-Noise CMOS SPAD Pixel With 12.1 Ps SPTR and 3 Ns Dead Time,“ *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Jg. 28, Nr. 2: Optical Detectors, S. 1–9, März 2022. DOI: 10.1109/jstqe.2021.3088216.
- [106] D. Bronzi u. a., „Low-noise and large-area CMOS SPADs with timing response free from slow tails,“ in *2012 Proceedings of the European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)*, IEEE, Sep. 2012. DOI: 10.1109/essderc.2012.6343375.
- [107] H. Xu, L. Pancheri, G.-F. D. Betta und D. Stoppa, „Design and characterization of a p+/n-well SPAD array in 150nm CMOS process,“ *Optics Express*, Jg. 25, Nr. 11, S. 12 765, Mai 2017. DOI: 10.1364/oe.25.012765.
- [108] F. Villa, R. Lussana, D. Portaluppi, A. Tosi und F. Zappa, „Time-resolved CMOS SPAD arrays: architectures, applications and perspectives,“ in *Advanced Photon Counting Techniques XI*, M. A. Itzler und J. C. Campbell, Hrsg., SPIE, Juni 2017. DOI: 10.1117/12.2262586.
- [109] S. Henzler, *Time-To-Digital Converters* (Springer Series in Advanced Microelectronics Ser. v.29), 1st ed. Dordrecht: Springer Netherlands, 2010, 1131 S., Description based on publisher supplied metadata and other sources.
- [110] R. Machado, J. Cabral und F. S. Alves, „Recent Developments and Challenges in FPGA-Based Time-to-Digital Converters,“ *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Jg. 68, Nr. 11, S. 4205–4221, Nov. 2019. DOI: 10.1109/tim.2019.2938436.

- [111] G. W. Roberts und M. Ali-Bakhshian, „A Brief Introduction to Time-to-Digital and Digital-to-Time Converters,“ *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs*, Jg. 57, Nr. 3, S. 153–157, März 2010. DOI: 10.1109/tcsii.2010.2043382.
- [112] F. Villa u. a., „CMOS Imager With 1024 SPADs and TDCs for Single-Photon Timing and 3-D Time-of-Flight,“ *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Jg. 20, Nr. 6, S. 364–373, Nov. 2014. DOI: 10.1109/jstqe.2014.2342197.
- [113] M. Zarghami u. a., „A 32x32-Pixel CMOS Imager for Quantum Optics With Per-SPAD TDC, 19.48% Fill-Factor in a 44.64 μm Pitch Reaching 1 MHz Observation Rate,“ *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Jg. 55, Nr. 10, S. 2819–2830, Okt. 2020. DOI: 10.1109/jssc.2020.3005756.
- [114] C. Bruschini u. a., „Challenges and prospects for multi-chip microlens imprints on front-side illuminated SPAD imagers,“ *Optics Express*, Jg. 31, Nr. 13, S. 21 935, Juni 2023. DOI: 10.1364/oe.488177.
- [115] M. Fox, *Quantum optics, an introduction*. Oxford University Press, 2006, S. 378.
- [116] P. Seitz und A. Theuwissen, Hrsg., *Single-photon imaging*. Springer Berlin Heidelberg, 2011. DOI: 10.1007/978-3-642-18443-7.
- [117] S. Ruder, *An overview of gradient descent optimization algorithms*, 2016. DOI: 10.48550/ARXIV.1609.04747.
- [118] H. Vanherzeele und J. D. Bierlein, „Magnitude of the nonlinear-optical coefficients of KTiOPO_4 ,“ *Optics Letters*, Jg. 17, Nr. 14, S. 982, Juli 1992. DOI: 10.1364/ol.17.000982.
- [119] G. H. Wagniere und S. Wozniak, „Nonlinear Optical Properties,“ in *Encyclopedia of Spectroscopy and Spectrometry*. Elsevier, 1999, S. 1594–1608. DOI: 10.1006/rwsp.2000.0208.
- [120] IDQuantique, *ID230 Produkt-Webseite, abgerufen am 30.11.2023*. Adresse: <https://www.idquantique.com/quantum-sensing/products/id230/>.
- [121] F. Kaneda, K. Garay-Palmett, A. B. U'Ren und P. G. Kwiat, „Heralded single-photon source utilizing highly nondegenerate, spectrally factorable spontaneous parametric downconversion,“ *Optics Express*, Jg. 24, Nr. 10, S. 10 733, Mai 2016. DOI: 10.1364/oe.24.010733.

-
- [122] A. Vega u. a., „Fundamental resolution limit of quantum imaging with undetected photons“, *Physical Review Research*, Jg. 4, Nr. 3, S. 033 252, Sep. 2022. DOI: 10 . 1103/physrevresearch.4.033252.
- [123] E. Slenders u. a., „Cooled SPAD array detector for low light-dose fluorescence laser scanning microscopy“, *Biophysical Reports*, Jg. 1, Nr. 2, S. 100 025, Dez. 2021. DOI: 10.1016/j.bpr.2021.100025.
- [124] C. Bruschini, H. Homulle und E. Charbon, „Ten years of biophotonics single-photon SPAD imager applications: retrospective and outlook“, in *Multiphoton Microscopy in the Biomedical Sciences XVII*, A. Periasamy, P. T. C. So, K. König und X. S. Xie, Hrsg., SPIE, Feb. 2017. DOI: 10 . 1117/12. 2256247.
- [125] S. Vasile, J. Cheng, J. Lipson, J. Liu und J. Michel, „Single-photon imaging camera development for night vision“, in *Infrared Technology and Applications XXXVI*, B. F. Andresen, G. F. Fulop und P. R. Norton, Hrsg., SPIE, Apr. 2010. DOI: 10 . 1117/12. 852646.
- [126] V. Zickus u. a., „Fluorescence lifetime imaging with a megapixel SPAD camera and neural network lifetime estimation“, *Scientific Reports*, Jg. 10, Nr. 1, Dez. 2020. DOI: 10.1038/s41598-020-77737-0.
- [127] M. Beer, C. Thattil, J. F. Haase, W. Brockherde und R. Kokozinski, „2x192 Pixel CMOS SPAD-Based Flash LiDAR Sensor with Adjustable Background Rejection“, in *2018 25th IEEE International Conference on Electronics, Circuits and Systems (ICECS)*, IEEE, Dez. 2018. DOI: 10.1109/icecs.2018.8617905.
- [128] F. IMS, *Website des CSPAD Alpha, abgerufen am 17.11.2023*. Adresse: <https://www.ims.fraunhofer.de/de/Geschaeftsfelder/CMOS-Image-Sensors/Technologien/CSPAD-alpha.html>.
- [129] L. Gasparini u. a., „A 32x32-pixel time-resolved single-photon image sensor with 44.64 μm pitch and 19.48% fill-factor with on-chip row/frame skipping features reaching 800kHz observation rate for quantum physics applications“, in *2018 IEEE International Solid - State Circuits Conference - (ISSCC)*, IEEE, Feb. 2018. DOI: 10.1109/isscc.2018.8310202.
- [130] M. Zarghami, L. Gasparini, M. Perenzoni und L. Pancheri, „High Dynamic Range Imaging with TDC-based CMOS SPAD Arrays“, *Instruments*, Jg. 3, Nr. 3, S. 38, Aug. 2019. DOI: 10.3390/instruments3030038.
-

- [131] F. IMS, *Datenblatt SPADeye2, abgerufen am 30.11.2023*. Adresse: <https://www.ims.fraunhofer.de/content/dam/ims/de/newsroom/kernkompetenzen/technology/SPADeye2.pdf>.
- [132] F. J. Duarte, *Tunable laser optics*, Second edition, First issued in paperback. Boca Raton: CRC Press, 2017, 323 S., Literaturverz. S. 293 - 315.
- [133] F. Roeder u. a., *Measurement of ultrashort bi-photon correlation times with an integrated two-colour broadband SU(1,1)-interferometer*, 2023. DOI: 10.48550/ARXIV.2310.04293.
- [134] W. Freude, *Lecture Notes: Optical waveguides and fibers, Winter Term 2018, Karlsruhe Institute of Technology (KIT)*.
- [135] C. Pitsch, D. Walter und S. Grosse, „Supplementary document for Quantum ghost imaging using asynchronous detection - 5255832.pdf,“ 2021. DOI: 10.6084/M9.FIGSHARE.14665131.V2.
- [136] C. Pitsch, D. Walter, L. Gasparini, H. Bürsing und M. Eichhorn, *A method to correct the temporal drift of single photon detectors, based on asynchronous quantum ghost imaging*, 2024. DOI: 10.48550/ARXIV.2402.14365.
- [137] Thorlabs, *ND Filter Produkt-Webseite, abgerufen am 12.12.2023*. Adresse: https://www.thorlabs.com/newgroupage9.cfm?objectgroup_id=5022.
- [138] Thorlabs, *Wedged ND Filter Produkt-Webseite, abgerufen am 12.12.2023*. Adresse: https://www.thorlabs.com/newgroupage9.cfm?objectgroup_id=14282.
- [139] P. F. McManamon, P. Banks, J. Beck, A. S. Huntington und E. A. Watson, „A comparison flash lidar detector options,“ in *Laser Radar Technology and Applications XXI*, M. D. Turner und G. W. Kamerman, Hrsg., SPIE, Mai 2016. DOI: 10.1117/12.2229068.
- [140] S. Miller und R. Turner, „A Dynamic Lunar Spectral Irradiance Data Set for NPOESS/VIIRS Day/Night Band Nighttime Environmental Applications,“ *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Jg. 47, Nr. 7, S. 2316–2329, Juli 2009. DOI: 10.1109/tgrs.2009.2012696.
- [141] F. Crete, T. Dolmiere, P. Ladret und M. Nicolas, „The blur effect: perception and estimation with a new no-reference perceptual blur metric,“ in *Human Vision and Electronic Imaging XII*, B. E. Rogowitz, T. N. Pappas und S. J. Daly, Hrsg., SPIE, Feb. 2007. DOI: 10.1117/12.702790.

-
- [142] R. S. Bennink, „Optimal collinear Gaussian beams for spontaneous parametric down-conversion,“ *Physical Review A*, Jg. 81, Nr. 5, S. 053 805, Mai 2010. DOI: 10.1103/physreva.81.053805.
- [143] J. Schneeloch u. a., „Introduction to the absolute brightness and number statistics in spontaneous parametric down-conversion,“ *Journal of Optics*, Jg. 21, Nr. 4, S. 043 501, Feb. 2019. DOI: 10.1088/2040-8986/ab05a8.
- [144] V. Nissen, *Einführung in Evolutionäre Algorithmen*. Vieweg+Teubner Verlag, 1997. DOI: 10.1007/978-3-322-93861-9.
- [145] I. Gerdes, *Evolutionäre Algorithmen, Genetische Algorithmen - Strategien und Optimierungsverfahren - Beispielanwendungen* (Computational Intelligence), F. Klawonn und R. Kruse, Hrsg. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2004, 1252 S.
- [146] C. P. Dominik Walter Simon Grosse, „Quantentechnologien,“ in R. Neugebauer, Hrsg. Stuttgart: Fraunhofer Verlag, 2022, Kap. Quanten-Ghost-Imaging mit asynchroner Detektion, S. 175–190.
- [147] A. S. Solntsev, P. Kumar, T. Pertsch, A. A. Sukhorukov und F. Setzpfandt, „LiNbO3 waveguides for integrated SPDC spectroscopy,“ *APL Photonics*, Jg. 3, Nr. 2, Feb. 2018. DOI: 10.1063/1.5009766.
- [148] J. Haas und B. Mizaikoff, „Advances in Mid-Infrared Spectroscopy for Chemical Analysis,“ *Annual Review of Analytical Chemistry*, Jg. 9, Nr. 1, S. 45–68, Juni 2016. DOI: 10.1146/annurev-anchem-071015-041507.
- [149] V. F. Gili u. a., „Experimental realization of scanning quantum microscopy,“ *Applied Physics Letters*, Jg. 121, Nr. 10, Sep. 2022. DOI: 10.1063/5.0095972.
- [150] K. Morimoto u. a., „Megapixel time-gated SPAD image sensor for 2D and 3D imaging applications,“ *Optica*, Jg. 7, Nr. 4, S. 346, Apr. 2020. DOI: 10.1364/optica.386574.
- [151] V. F. Gili u. a., „Quantum ghost imaging based on a “looking back” 2D SPAD array,“ *Applied Optics*, Jg. 62, Nr. 12, S. 3093, Apr. 2023. DOI: 10.1364/ao.487084.
- [152] A. R. Harvey, J. Lawlor, A. I. McNaught, J. W. Williams und D. W. Fletcher-Holmes, „Hyperspectral imaging for the detection of retinal disease,“ in *Imaging Spectrometry VIII*, S. S. Shen, Hrsg., SPIE, Nov. 2002. DOI: 10.1117/12.451693.
-

- [153] E. R. Reshef, J. B. Miller und D. G. Vavvas, „Hyperspectral Imaging of the Retina: A Review,“ *International Ophthalmology Clinics*, Jg. 60, Nr. 1, S. 85–96, Dez. 2019. DOI: 10.1097/iio.0000000000000293.
- [154] R. Xue, Y. Kang, T. Zhang, L. Li und W. Zhao, „Sub-Pixel Scanning High-Resolution Panoramic 3D Imaging Based on a SPAD Array,“ *IEEE Photonics Journal*, Jg. 13, Nr. 4, S. 1–6, Aug. 2021. DOI: 10.1109/jphot.2021.3103817.
- [155] R. Ballabriga u. a., „The Timepix4 analog front-end design: Lessons learnt on fundamental limits to noise and time resolution in highly segmented hybrid pixel detectors,“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Jg. 1045, S. 167 489, Jan. 2023. DOI: 10.1016/j.nima.2022.167489.
- [156] V. Vidyapin, Y. Zhang, D. England und B. Sussman, „Characterisation of a single photon event camera for quantum imaging,“ *Scientific Reports*, Jg. 13, Nr. 1, Jan. 2023. DOI: 10.1038/s41598-023-27842-7.
- [157] J. Liu, Y. Xu, Y. Li, Z. Liu und X. Zhao, „Exploiting the single-photon detection performance of InGaAs negative-feedback avalanche diode with fast active quenching,“ *Optics Express*, Jg. 29, Nr. 7, S. 10 150, März 2021. DOI: 10.1364/oe.420368.
- [158] G. Gras u. a., „Optical control of single-photon negative-feedback avalanche diode detector,“ *Journal of Applied Physics*, Jg. 127, Nr. 9, März 2020. DOI: 10.1063/1.5140824.
- [159] ADEQUADE, *Webseite des EU-Projekt ADEQUADE*, abgerufen am 01.12.2023. Adresse: <https://adequade.eu/>.
- [160] M. Beer, J. Haase, J. Ruskowski und R. Kokozinski, „Background Light Rejection in SPAD-Based LiDAR Sensors by Adaptive Photon Coincidence Detection,“ *Sensors*, Jg. 18, Nr. 12, S. 4338, Dez. 2018. DOI: 10.3390/s18124338.
- [161] Hamamtsu Photonics, *Webseite eines Multi-Pixel-SPAD-Detektor*, abgerufen am 19.12.2023. Adresse: <https://www.hamamatsu.com/jp/en/product/optical-sensors/mppc.html>.
- [162] L. Stasi, G. Gras, R. Berrazouane, M. Perrenoud, H. Zbinden und F. Bussi eres, „Fast High-Efficiency Photon-Number-Resolving Parallel Superconducting Nanowire Single-Photon Detector,“ *Physical Review Applied*, Jg. 19, Nr. 6, S. 064 041, Juni 2023. DOI: 10.1103/physrevapplied.19.064041.

-
- [163] IDQuantique, *Webseite eines freiraum gekoppelten InGaAs-SPAD, abgerufen am 19.12.2023*. Adresse: <https://www.idquantique.com/quantum-sensing/products/id-qube-nir-free-running/>.
- [164] C. M. Natarajan, M. G. Tanner und R. H. Hadfield, „Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications,“ *Superconductor Science and Technology*, Jg. 25, Nr. 6, S. 063 001, Apr. 2012. DOI: 10.1088/0953-2048/25/6/063001.
- [165] F. Marsili u. a., „Single-Photon Detectors Based on Ultranarrow Superconducting Nanowires,“ *Nano Letters*, Jg. 11, Nr. 5, S. 2048–2053, Mai 2011. DOI: 10.1021/nl2005143.
- [166] I. Esmail Zadeh u. a., „Superconducting nanowire single-photon detectors: A perspective on evolution, state-of-the-art, future developments, and applications,“ *Applied Physics Letters*, Jg. 118, Nr. 19, Mai 2021. DOI: 10.1063/5.0045990.
- [167] B. Korzh u. a., „Demonstration of sub-3 ps temporal resolution with a superconducting nanowire single-photon detector,“ *Nature Photonics*, Jg. 14, Nr. 4, S. 250–255, März 2020. DOI: 10.1038/s41566-020-0589-x.
- [168] Y. Pan u. a., „Mid-infrared Nb₄N₃-based superconducting nanowire single photon detectors for wavelengths up to 10 μ m,“ *Optics Express*, Jg. 30, Nr. 22, S. 40 044, Okt. 2022. DOI: 10.1364/oe.472378.
- [169] K. Huang, J. Fang, M. Yan, E. Wu und H. Zeng, „Wide-field mid-infrared single-photon upconversion imaging,“ *Nature Communications*, Jg. 13, Nr. 1, Feb. 2022. DOI: 10.1038/s41467-022-28716-8.
- [170] M. Widarsson, M. Henriksson, L. Barrett, V. Pasiskevicius und F. Laurell, „Room temperature photon-counting lidar at 3 μ m,“ *Applied Optics*, Jg. 61, Nr. 4, S. 884, Jan. 2022. DOI: 10.1364/ao.444963.
- [171] K. Huang u. a., „Mid-infrared photon counting and resolving via efficient frequency upconversion,“ *Photonics Research*, Jg. 9, Nr. 2, S. 259, Feb. 2021. DOI: 10.1364/prj.410302.

Publikationen dieser Arbeit

Journal Beiträge

Carsten Pitsch, Dominik Walter, Simon Grosse, Werner Brockherde, Helge Bürsing, and Marc Eichhorn, “Quantum ghost imaging using asynchronous detection,” *Appl. Opt.* 60, F66-F70 (2021). (editor’s pick)

Carsten Pitsch, Dominik Walter, Leonardo Gasparini, Helge Bürsing, and Marc Eichhorn, “3D quantum ghost imaging,” *Appl. Opt.* 62, 6275-6281 (2023). (editor’s pick)

Carsten Pitsch, Dominik Walter, Leonardo Gasparini, Helge Bürsing, and Marc Eichhorn. “A Method to Correct the Temporal Drift of Single-Photon Detectors Based on Asynchronous Quantum Ghost Imaging,” *Sensors* 24, no. 8: 2578 (2024).

Patent

Dominik Walter and **Carsten Pitsch**. “System und Verfahren zur Bildrekonstruktion unter Verwendung eines optischen Aufbaus zur aktiven Beleuchtung mit einzelnen Photonen,” (03/2020).

Konferenz Beiträge

Dominik Walter, **Carsten Pitsch**, Gabriela Paunescu, and Peter Lutzmann. “Quantum ghost imaging for remote sensing”, *Proc. SPIE* 11134, 111340W (2019)

Dominik Walter, **Carsten Pitsch**, Gabriela Paunescu, and Peter Lutzmann. “Detection and jamming resistance of quantum ghost imaging for remote sensing”, Proc. SPIE 11160, 1116002 (2019)

Carsten Pitsch, Dominik Walter, Peter Lutzmann, Helge Bürsing, and Marc Eichhorn. “Asynchronous Quantum Ghost Imaging,” in Quantum Information and Measurement VI 2021 (Optica), paper Th4A.3 (2021)

Dominik Walter, **Carsten Pitsch**, and Helge Bürsing. “Quantum Ghost Imaging for Remote Sensing,” in Optica Sensing Congress 2023 (AIS, FTS, HISE, Sensors, ES), paper SM3D.5 (2023)

Carsten Pitsch, Dominik Walter, Helge Bürsing, and Marc Eichhorn. “3D quantum ghost imaging”, Proc. SPIE 12740, 1274006 (2023)

Carsten Pitsch, Dominik Walter, Peter Lutzmann, Helge Bürsing, and Marc Eichhorn. “3-Dimensional Quantum Ghost Imaging” [Poster]. In Sensing with Quantum Light (790. WE-Heraeus-Seminar) (2023)

Carsten Pitsch, Dominik Walter, Helge Bürsing, and Marc Eichhorn. “Remote quantum ghost imaging”, Proc. SPIE 12912, 129120W (2024)

Buch-Beiträge

Carsten Pitsch, Dominik Walter, Simon Grosse. “Quantentechnologien”, techreport “Quanten-Ghost-Imaging mit asynchroner Detektion”, pages 175–190. Fraunhofer Verlag, Stuttgart, 2022

Danksagung

Hier möchte ich den Menschen danken, die mich beim Schreiben dieser Arbeit unterstützt und zum Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben.

Besonderen Dank gilt meinem Betreuer, Dr. Dominik Walter, der bereits vor meinem Beitritt zu seiner Gruppe die Grundlagen des asynchronen QGI entwickelte und immer ein offenes Ohr für noch so abstruse Ideen hatte. Ohne seine Beiträge wäre diese Arbeit wahrscheinlich nicht so weit gekommen.

Mein Dank gilt ebenfalls dem gesamten Fraunhofer-Institut für Optronik, Systemtechnik und Bildauswertung (IOSB) und dem Institut für Regelungs- und Steuerungssysteme (IRS) des KIT sowie deren Belegschaften. Allen voran meinem Professor und Institutsleiter, Dr. Marc Eichhorn, sowie meinem Abteilungsleiter, Dr. Helge Bürsing, die dafür gesorgt haben, dass ich mich während dieser Arbeit ganz auf die wissenschaftliche Arbeit fokussieren konnte und mich bei jeder offenen Frage berieten. Zudem will ich den Abteilungen Optronik (OPT) und Lasertechnologie (LAS) besonders danken, die mich jederzeit mit Equipment und einer helfenden Hand unterstützt haben und mit denen man beim Mittagessen neben der Arbeit auch vorzüglich über Laser-basierte Moskito-Abwehr, die Absurditäten großer Verwaltungen, die Existenz pinker Elefanten, das optimale Käse-Spätzle-Verhältnis und das Wider einer kaum geplanten SAP-Einführung diskutieren kann.

Neben meinem Fraunhofer-Institut bin ich auch allen Mitarbeitern meines ersten Projekts dankbar, dem Fraunhofer Projekt *QUILT*. Neben Simon Grosse und Dr. Manuel Ligges vom Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (IMS), die meine ersten Detektoren entwickelt und die Integration in unser System begleitet haben, bin ich insbesondere Dr. Markus Gräfe (inzwischen TU Darmstadt) dankbar, an den ich mich mit jeder Frage zur Quanten-Korrelation wenden konnte und ohne den der Kontakt zu FBK nicht zustande

gekommen wäre. Fondazione Bruno Kessler (FBK), unserem aktueller Hersteller, möchte ich hierbei ebenfalls für die Leihgabe ihres Detektors danken, insbesondere Dr. Leonardo Gasparini, der mir jede noch so detaillierte Frage beantworten konnte und mit dem ein Paper zu verfassen immer eine Freude ist.

Neben diesem Arbeitsumfeld will ich natürlich auch meinem privaten Umfeld danken, dass mich sowohl im Verlauf dieser Arbeit als auch dem vorangegangenen Studium unterstützt haben. Besonderer Dank gilt dabei meinen Eltern, die während des Studium dafür gesorgt haben, dass ich mich auf das Studium selbst konzentrieren konnte, und meinem Mitbewohner, bei dem ich mir jeglichen angestauten Frust von der Seele reden konnte. Zudem will ich hier meiner Freundin danken, die mir, auch wenn wir uns noch nicht so lange kennen, genau die Motivation gibt, die ich benötige.

Zuletzt möchte ich natürlich der Prüfungskommission für die Begutachtung dieser Arbeit danken, Dr. Christian Koos, Dr. Sebastian Kempf, Dr. Ulrich Lemmer und insbesondere Dr. Markus Gräfe für die zusätzliche Bereitschaft zur Beurteilung dieser Arbeit.

Diese Reihe enthält wissenschaftliche Berichte über Lasertechnologie und Optronik, die am IRS oder in Zusammenarbeit mit dem IRS erstellt wurden. Die Themen reichen von laserrelevanten Materialien wie Kristallen und Gläsern und deren Bearbeitung über Laserphysik und -technologien bis hin zu Laser- und optronischen Anwendungen.

Quantum Ghost Imaging (QGI) ist ein Bildgebungs-Verfahren basierend auf verschränkten Photonen-Paaren, das es ermöglicht die Bildgebung eines Objekts von seiner Beleuchtung zu trennen. Aktuelle Aufbauten („heralded QGI“) sind aufgrund der nur gegatet verfügbaren Einzel-Photonen-Kameras jedoch stark limitiert. „Asynchrones QGI“ ersetzt diese Kamera mit einem Array an Einzel-Photonen-Detektoren, das es erlaubt einzelne Photonen räumlich und zeitlich zu registrieren. Die benötigte Koinzidenz-Analyse wird dabei durch Vergleich der Detektions-Zeitstempel ermöglicht und ist damit, im Gegensatz zu „heralded QGI“ Aufbauten, nicht durch den Aufbau vorgegeben. Dadurch lässt sich das Verfahren erheblich besser für Anwendungen in der Fern-Erkundung verwenden und erlaubt zudem die 3D Rekonstruktion der Szene. Da sowohl die 3D Information als auch die Koinzidenz durch die Flugzeit der Photonen bestimmt ist, kann die 3D Szene direkt aus den Koinzidenz-Daten gewonnen werden.