

# Hochleistungsfähiges Short-Range LiDAR-System mit Multi-Laser-Technologie für Autonome Fahrzeuge

Maximilian Fink

Vollständiger Abdruck der von der TUM School of Computation, Information and Technology der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitz: Prof. Dr.-Ing. Thomas Eibert

Prüfende der Dissertation:

1. Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Alexander W. Koch
2. Prof. Dr. rer. nat. habil. Gabriele Schrag

Die Dissertation wurde am 25.03.2024 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die TUM School of Computation, Information and Technology am 05.09.2024 angenommen.



# Kurzfassung

Für die Erfassung des Umfeldes nutzen autonome Fahrzeuge derzeit Kamera- und Radar-Sensoren. Zukünftig soll die Sicherheit weiter mittels Ergänzung durch LiDAR-Sensoren erhöht werden. Durch die Anforderungen an Messrate und Winkelauflösung ergeben sich Herausforderungen für die Entwicklung dieser Systeme. Vorliegende Arbeit verfolgt den Ansatz einer Multi-Laser-Technologie. Dabei wird das Sichtfeld parallel von mehreren Lasern und Detektoren abgetastet, wodurch ein großer Winkelraum mit hoher Auflösung und Bildwiederholrate erfasst werden kann.



# Abstract

Autonomous vehicles currently use camera and radar sensors to detect their surroundings. In the future, safety is to be further increased by supplementing this with LiDAR sensors. The requirements for measurement rate and angular resolution pose challenges for the development of these systems. The present work follows the approach of a multi-laser technology. The field of view is scanned in parallel by several lasers and detectors, allowing a large angular space to be captured with high resolution and frame rate.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	2
1.2	Zielsetzung und Lösungsansatz . . . . .	2
1.3	Inhalt der Arbeit . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Grundlagen und Stand der Technik</b>	<b>7</b>
2.1	Licht als elektromagnetische Strahlung . . . . .	7
2.1.1	Erzeugung und Detektion von Licht . . . . .	8
2.1.2	Parametrisierung von Licht . . . . .	18
2.1.3	Ausbreitung von Licht . . . . .	20
2.2	Prinzipien laserbasierter Abstandsmessung . . . . .	23
2.2.1	Triangulation . . . . .	24
2.2.2	Streifenprojektion . . . . .	25
2.2.3	Interferometrische Verfahren . . . . .	26
2.2.4	Laufzeitverfahren . . . . .	27
<b>3</b>	<b>LiDAR-Technologie</b>	<b>33</b>
3.1	Signalaufnahme, Detektion und Augensicherheit . . . . .	34
3.1.1	Leistungsübertragungsbilanz . . . . .	34
3.1.2	Signalaufnahme und Detektion . . . . .	35
3.1.3	Wellenlänge und Rauschen . . . . .	36
3.1.4	Augensicherheit . . . . .	38
3.2	Kategorisierung von LiDAR-Systemen . . . . .	38
3.2.1	Mono- und bistatische Systeme . . . . .	38
3.2.2	Besondere LiDAR-Systeme . . . . .	39
3.2.3	Einteilung nach Plattform . . . . .	41
3.3	Abrasterungsschemata für mobile LiDAR-Sensoren . . . . .	42
3.3.1	Rotierende Systeme . . . . .	42
3.3.2	Scannende Systeme . . . . .	43

3.3.3	Flash Systeme . . . . .	44
3.3.4	Strukturierte Beleuchtung . . . . .	44
3.4	Metriken und Anforderungen an moderne LiDAR-Sensoren . . . . .	45
3.4.1	Systemparameter von LiDAR-Sensoren . . . . .	45
3.4.2	Anforderungen an LiDAR-Sensoren . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Systemauslegung und Simulation</b>	<b>51</b>
4.1	Optisches System . . . . .	51
4.1.1	Analytische Untersuchung des System . . . . .	52
4.1.2	Scan-Mechanismus und Anzahl der Kanäle . . . . .	60
4.1.3	Grundlegendes Konzept und Komponentenwahl . . . . .	63
4.1.4	Optimierung der Strahlkopplung mittels Lochspiegel . . . . .	65
4.2	Elektronisches System . . . . .	71
4.2.1	Laser-Treiber . . . . .	72
4.2.2	Detektorverstärker . . . . .	76
4.2.3	Steuer- und Auswerteeinheit . . . . .	84
4.3	Simulation des optoelektronischen Systems . . . . .	87
<b>5</b>	<b>Experimentelle Aufbauten</b>	<b>95</b>
5.1	Einzelpunkt-Messsystem . . . . .	95
5.2	Mehrkanal-Labora Aufbau . . . . .	97
5.3	Mehrkanal-System . . . . .	99
5.3.1	Laser-Detektor-Einheit . . . . .	99
5.3.2	Steuereinheit zur Evaluierung auf Modulebene . . . . .	102
5.3.3	Gesamtsystem . . . . .	104
5.4	Messumgebung . . . . .	105
<b>6</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>107</b>
6.1	Validierung des Simulationsmodells . . . . .	107
6.2	Konzeptnachweis mittels Laboraufbau und Ergebnisse . . . . .	110
6.2.1	Datenauswertung auf Punktwolken-Ebene . . . . .	111
6.2.2	Detektionsrate, Falsch-Alarm-Rate und Messabweichung . . . . .	112
6.3	Mehrkanal-System . . . . .	115
6.3.1	Optische Parameter der Laser-Einheit . . . . .	115
6.3.2	Untersuchung der Betriebsparameter der Laser-Detektor-Einheit . . . . .	118
6.3.3	Vergleich der Modul-Messungen mit dem Simulationsmodell . . . . .	123
6.3.4	Punktwolken-Messungen . . . . .	124
6.3.5	Vergleich der Ergebnisse mit den Anforderungen . . . . .	131



## INHALTSVERZEICHNIS

---

<b>7 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>133</b>
7.1 Zusammenfassung . . . . .	133
7.2 Ausblick . . . . .	134
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>137</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>143</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>147</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>151</b>
Eigene Veröffentlichungen . . . . .	171
Betreute studentische Arbeiten . . . . .	172



# Kapitel 1

## Einleitung

Light Detection and Ranging (LiDAR) ist ein Sammelbegriff für aktive Lasermesssysteme, die zur hoch-genauen Kartierung der Umgebung verwendet werden. Dazu kommen verschiedene Messmethoden zum Einsatz, welche entweder mit Laserquellen im Dauerstrichbetrieb oder gepulsten Lasern arbeiten. Erste Messsysteme sind auf die Zeit um 1960, kurz nach der Erfindung des Lasers, zurückzuführen [180, S. 1-3] und werden seither stetig weiterentwickelt. Die Technologie wurde zuerst für die Atmosphärenforschung eingesetzt, einschließlich der Messung der oberen Erdatmosphäre und der Entfernung zu Himmelskörpern. Später wurde die Technologie zunehmend für militärische Anwendungen wie beispielsweise zur Kartierung der Erdoberfläche verwendet [130, S. 29-59].

Um eine 3D-Abtastung zu erhalten, werden hierzu Einzelpunkt-Messsysteme gemeinsam mit Strahlableitmechanismen aus reflektierenden, refraktiven oder diffraktiven optischen Elementen in einem Gehäuse verbaut, welche im Zusammenspiel ein Sensorsystem bilden. Durch die vielen notwendigen Komponenten ergibt sich eine hohe Komplexität des Systems, was unter anderem mit hohen Kosten einhergeht.

Besonders seitdem die Automobilindustrie LiDAR-Sensoren für sich entdeckt hat, erfuhr die LiDAR-Technologie durch den großen Markt einen Aufschwung. Da diese im Vergleich zu den bisher verbauten Sensoren wie Radar und Kameras eine viel höhere Winkel- und Distanzauflösung bietet, gilt sie unter anderem als Schlüsseltechnologie moderner ADAS-Funktionen (Advanced Driver-Assistance Systems). Zugleich wird durch einen weiteren Sensor im Fahrzeug die Redundanz erhöht und somit eine Absicherung beim Ausfall eines Sensors sichergestellt [111, 169].

Die dadurch stetig verbesserten Sensoren haben aufgrund der immer günstiger werdenden Anschaffungskosten auch einen Markt abseits des Automobils gefunden und finden mittlerweile Einsatz in industriellen Anwendungen wie beispielsweise in fahrerlosen Trans-

portfahrzeugen in Warenhäusern [170]. Smart City Anwendungen wie Parkplatzmonitoring oder die Zählung von Passanten in bestimmten Bereichen sind prominente Anwendungen [115]. Auch die Volumenmessung von Schüttgütern in Silos für die genaue Bestandsanalyse erfreut sich zunehmender Beliebtheit [126]. Zudem hat auch die Sicherheitsbranche LiDAR-Sensoren zu Überwachungszwecken für sich entdeckt, da deren Daten im Gegensatz zur Kamera vollkommen anonymisiert sind [21].

## 1.1 Motivation

Spezielle Anwendungen wie der Einsatz im Automobil stellen hohe Anforderungen an die Funktionalität und Robustheit der Sensorik. Besonders das Anstreben einer möglichst großflächigen Abdeckung des Sichtfeldes mit hoher Winkelauflösung bei gleichzeitig hohen Messraten stellt eine Herausforderung dar. Dies führt dazu, dass derzeit viele Sensoren den Ansprüchen entweder nicht gerecht werden oder bei Erfüllung durch ihre komplexe Fertigung hohe Anschaffungskosten mit sich bringen, was sie ungeeignet für den Massenmarkt macht. Zudem ist für die Integration eine kompakte Bauform wünschenswert, was derzeit noch schwer mit der gewünschten Sensor-Performanz zu vereinen ist.

Auch weisen die derzeit verwendeten Laser in LiDAR-Systemen für den Massenmarkt eine nicht optimale Strahlqualität und ungünstige Drifteffekte auf. Dies hat zur Folge, dass die Filterung von Störsignalen aus der Umgebung wie beispielsweise Sonnenlicht unter gewissen Umständen nicht ausreichend gut gelingt, wodurch sich die Reichweite und Genauigkeit der Sensoren verschlechtert.

Das in dieser Arbeit verfolgte Konzept greift die Technologie des LiDAR-Herstellers Blickfeld GmbH auf, welches eine Laufzeiteinheit mit zwei mikro-elektro-mechanischen Spiegeln (MEMS) zu einem 3D-Sensor kombiniert. Durch die Skalierbarkeit der MEMS-Technologie, können die MEMS-Spiegel somit in großen Stückzahlen kostengünstig hergestellt werden, was in einer Reduzierung der Gesamtkosten des Sensorsystems resultiert.

Aufgrund der begrenzten Abtastgeschwindigkeit, die mit den MEMS-Spiegeln erreicht werden kann, besteht die Notwendigkeit der Entwicklung eines Konzeptes, das sich dieser Herausforderung annimmt. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Erarbeitung eines solchen Konzeptes.

## 1.2 Zielsetzung und Lösungsansatz

Mit dem beschriebenen Aufbau soll somit ein hochperformantes Short-Range-LiDAR entstehen. Hierbei wird eine Messrate von 10 Hz und ein möglichst weites Sichtfeld bei

einer Winkelauflösung von  $0,2^\circ$  angestrebt. Die maximale Reichweite des Systems soll bei 50 m liegen, wodurch es gemäß den Parametern nach [200] zwischen den angestrebten Werten für Long- und Short-Range-Systemen liegt.

Um diesen Ansprüchen an die Parameter gerecht zu werden, soll die MEMS-Strahl-ablenkeinheit durch ein Modul ergänzt werden, welches eine parallele Messung mehrerer Punkte ermöglicht. Dadurch wird die Messdauer für ein festgelegtes Sichtfeld reduziert, wodurch sich die Messrate bei gleichbleibender Auflösung erhöht.

Um eine bessere Tageslichtfilterung zu ermöglichen, sollen zudem die Drifteffekte der üblich verwendeten Kantenemitter-Laserdioden durch die Verwendung von Oberflächene-mittern (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser, VCSEL) verringert werden. Diese finden zunehmend Einzug in die Sensorik und weisen neben geringeren Herstellungskosten auch eine höhere Lebenszeit als Kantenemitter auf [179, 218].

Insgesamt soll im Zuge der Arbeit ein Messsystem entwickelt werden, welches den Mehrkanal-Ansatz verfolgt und VCSEL verwendet. Dazu steht im Besonderen die Ent-wicklung der Laser-Detektor-Einheit im Vordergrund, welche gemeinsam mit der MEMS-Strahl-ablenkeinheit ein hochperformantes LiDAR-System für Reichweiten bis zu 50 m bildet. Zudem soll das Gesamtsystem auf möglichst kleinem Raum untergebracht werden.

Damit lassen sich folgende Ziele bzw. wissenschaftliche Problemstellungen für die vorlie-gende Dissertation definieren.

- **Optisches Konzept:** Aufbauend auf die vorhandene Strahl-ablenkeinheit muss zunächst ein Konzept entwickelt werden, welches eine parallele, optische Abtastung von Punkten zulässt. Hierzu müssen die verbauten optischen Komponenten mittels Simulation entsprechend ausgelegt werden.
- **Elektronisches Konzept:** Für die Erzeugung und Detektion der optischen Signale sollen entsprechend elektronische Schaltungen entwickelt werden. Zudem muss ein Konzept entwickelt und implementiert werden, welches eine Verarbeitung der hohen Datenmengen zulässt.
- **Simulationsmodell:** Das registrierte analoge elektronische Empfangssignal sowie die darauf folgende Signalverarbeitungskette sollen entsprechend modelliert werden, um eine Vorhersage der Sensor-Performanz zu ermöglichen.
- **Validierung der Simulation:** Genanntes Modell soll mit Messdaten validiert werden, um dessen Güte zu bestimmen.
- **Untersuchung der Parameter:** Nach Aufbau eines Prototyps soll dessen Leistung anhand der Messergebnisse evaluiert werden.

## 1.3 Inhalt der Arbeit

Dieser Abschnitt verschafft einen Überblick über die Gliederung sowie den Inhalt der vorliegenden Arbeit.

In Kapitel 2 werden die Grundlagen für das allgemeine Verständnis sowie zum vereinfachten Zugang zu folgenden Kapiteln gelegt. Dazu wird zunächst auf die relevanten Mechanismen und Bauteile für die Erzeugung und Detektion von Licht eingegangen. Dabei werden die verschiedenen Typen von halbleiterbasierten Detektoren und Laserdioden vorgestellt und verglichen. Anschließend wird die Parametrisierung von Licht anhand der menschlichen Wahrnehmung wie auch der radiometrischen Größen erläutert. Das Kapitel schließt mit einem Überblick über verschiedene laserbasierte Distanzmessverfahren, welche u. a. auch in LiDAR-Systemen zum Einsatz kommen.

Kapitel 3 befasst sich mit den Grundlagen und den Anwendungen der LiDAR-Technologie. Nach einer Übersicht über verschiedene Signalaufnahmemethoden, Wellenlängen und Rauschquellen der Systeme werden deren Anwendungen und Kategorisierung vorgestellt. Daran anschließend wird auf verschiedene Abtastmechanismen eingegangen, welche in mobilen terrestrischen Sensoren Anwendung finden. Zudem werden die verschiedenen Metriken für die Charakterisierung solcher Systeme angeführt und anhand dieser die Anforderungen an moderne LiDAR-Sensoren spezifiziert.

Die analytische Untersuchung zur geeigneten Wahl von Komponenten sowie das damit erarbeitete Konzept und dessen Auslegung wird in Kapitel 4 vorgestellt. Dieses wird untergliedert in einen optischen Teil, welcher sich mit der Wellenlängenwahl des Systems, der Strahlkopplung und dem Abtastmechanismus befasst, sowie in einen elektronischen Teil, in dem das elektronische System zur Erzeugung und Erfassung kurzer Laserpulse und die darauf folgende Signalverarbeitungskette beschrieben ist. Im letzten Abschnitt wird das entwickelte Simulationsmodell für das gesamte optoelektronische System vorgestellt.

Die im Zuge der Dissertation entwickelten experimentellen Messaufbauten werden in Kapitel 5 vorgestellt. Dabei wird zunächst auf das Einzelpunkt-Messsystem mit VCSEL und Einzelphotonen-Detektor eingegangen. Anschließend wird das zum Labormuster erweiterte System mit drei Kanälen vorgestellt, bevor schlussendlich der entwickelte Sensor-Prototyp beschrieben wird. Abschließend wird auf die Messumgebung eingegangen, welche aus Messobjekten mit verschiedenen Reflexionskoeffizienten sowie künstlichen Lichtquellen zur Simulation von Tageslicht besteht.

Die in den durchgeführten Untersuchungen und Experimenten erzielten Ergebnisse finden sich in Kapitel 6. Hierbei wird zunächst das entwickelte Simulationsmodell mittels Messungen durch die zuvor vorgestellten experimentellen Aufbauten validiert und Ab-

weichungen diskutiert. Darauf wird der Nachweis des Mehrkanal-Konzepts anhand des Labormusters erbracht, welcher die Durchführbarkeit des Vorhabens bestätigt, und der somit ein wichtiger Meilenstein der vorliegenden Arbeit war. In diesem Zuge wird auch auf etwaige Auswertemethoden der Punktwolkendaten eingegangen, welche auch für die Evaluierung des im folgenden Abschnitt diskutierten entwickelten Messsystems benötigt werden. Für diesen werden das Finden optimaler Betriebsparameter, das Übersprechen zwischen einzelnen Kanälen, die Reichweite, die Genauigkeit und Präzision genauer untersucht.

Die Arbeit schließt mit der in Kapitel 7 gegebenen Zusammenfassung. Darin werden die erzielten Ergebnisse wissenschaftlich eingeordnet. Im dargelegten Ausblick werden weitere Entwicklungs- und Untersuchungsziele dieser Arbeit dargestellt sowie Möglichkeiten zu untersuchender Themen im Gebiet der LiDAR-Sensorik exponiert.





# Kapitel 2

## Grundlagen und Stand der Technik

Zum Grundverständnis der vorliegenden Arbeit werden zunächst die notwendigen elementaren Eigenschaften des Lichts erörtert. Daraufhin werden die fundamentalen physikalischen Messprinzipien erläutert und die grundlegenden Methoden der optischen Abstandsmesstechnik präsentiert. Abschließend wird mit Fokus auf den physikalisch zugrunde liegenden Mechanismen sowie deren Charakteristika auf die verwendeten Lichtquellen und Detektoren der LiDAR-Technologie eingegangen.

### 2.1 Licht als elektromagnetische Strahlung

Als Licht wird der für das menschliche Auge sichtbare Anteil von elektromagnetischer Strahlung verstanden. Dieser Bereich erstreckt sich von 380 nm bis 780 nm [45, S. 6]. Unterhalb dieses Bereichs sind ultraviolette Strahlung, Röntgenstrahlen und Gammastrahlung zu finden. Darüber liegen Infrarot (IR), Mikro- und Radiowellen (siehe Abbildung 2.1). Nahezu alle derzeit erhältlichen LiDAR-Systeme arbeiten mit Strahlung im nahen Infrarot (NIR) das sich von 780 nm bis 3  $\mu\text{m}$  erstreckt. Nach DIN 5031 [41] kann eine weitere Unterteilung des NIR in IR-A (780 nm bis 1,4  $\mu\text{m}$ ) und IR-B (1,4  $\mu\text{m}$  bis 3  $\mu\text{m}$ ) vorgenommen werden [45, S. 6]. In der Literatur wird der Begriff NIR meist für LiDAR-Sensoren verwendet, welche im Band um 900 nm operieren, während für Systeme, die im Bereich um 1,5  $\mu\text{m}$  arbeiten, der Bereich meist als kurzwelliges Infrarotlicht (Short Wave Infrared, SWIR) bezeichnet wird. Letztere Bezeichnungen werden auch in dieser Arbeit verwendet.

Wird ein optisches Messsystem betrachtet, so können verschiedene Modelle für die Auslegung herangezogen werden. Bei optischen Komponenten wie Linsen oder Spiegeln zur makroskopischen Ablenkung von Licht ergibt es Sinn, dieses anhand der geometrischen Optik als Strahlen zu beschreiben. Zur Modellierung von physikalischen Vorgängen, wie

der Reflexion von Licht an einem Objekt oder die Erzeugung und Detektion von Licht, ist es jedoch besser dieses als Welle oder Teilchen zu beschreiben.

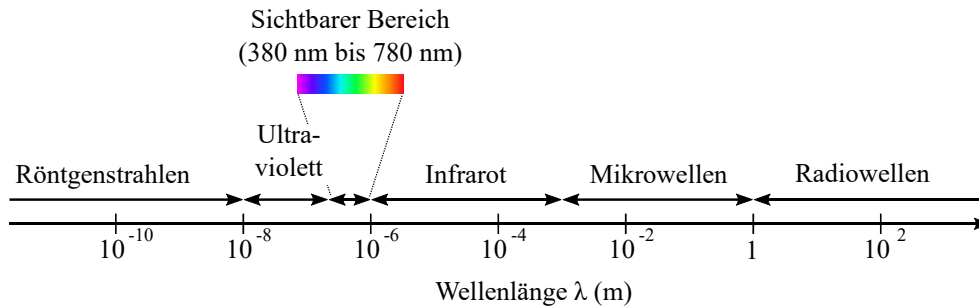


Abbildung 2.1: Elektromagnetisches Spektrum in Anlehnung an [125]. LiDAR-Sensoren arbeiten mit Strahlung im Infrarot-Bereich.

Den Grundstein für das heutige Verständnis von Licht wurde durch die Maxwell'sche Theorie der elektromagnetischen Strahlung von 1865 gelegt [93]. Im frühen 20. Jahrhundert erkannte der Physiker Max Planck, dass die Energie von Licht in definierten Paketen abgegeben wird [151]. Einige Jahre darauf erweiterte Einstein die Plancksche Strahlungshypothese um die Ausbreitung im Raum und die Wechselwirkung mit Materie, wodurch sich der Photoeffekt beschreiben ließ [46]. Die Energie eines Photons bzw. eines Lichtquants wird beschrieben durch die Planck-Einstein-Relation in Formel 2.1. Sie hängt von der Frequenz der Welle  $\nu$  und dem konstanten Planckschen Wirkungsquantum  $h$  ab. Durch den Zusammenhang  $\nu = c_0/\lambda$  kann dies auch in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  und der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c_0$  formuliert werden.

$$E_{\text{ph}} = h\nu = \frac{h \cdot c_0}{\lambda} \quad (2.1)$$

Da sich diese Arbeit unter anderem mit der Detektion von Licht bis hin zum Energieniveau von einzelnen Photonen befasst, ist dieser Zusammenhang somit essenziell für die vorliegende Arbeit.

### 2.1.1 Erzeugung und Detektion von Licht

Der grundlegende Mechanismus zur Erzeugung und Detektion von Licht ist die Interaktion von Lichtquanten (Photonen) mit Atomen, Molekülen oder geladenen Teilchen. Im Wesentlichen kann zwischen thermischen und nicht-thermischen Lichtquellen unterschieden werden [190]. Bei thermischen Strahlern wird die Energie von der Bewegung der beteiligten Teilchen gewonnen. Diese Lichtquellen folgen dem Planckschen Strahlungsgesetz. Sie weisen also ein kontinuierliches Spektrum auf, welches temperaturabhängig ist. Als Beispiel für

eine natürliche thermische Quelle ist die Sonne zu nennen, während die Glühbirne als künstliches Pendant dafür gilt.

Nicht-thermische Lichtquellen weisen dagegen nur eine Emission in bestimmten Spektralbändern auf, wobei die dazu benötigte Energie aus elektrischem Strom oder von chemischen Reaktionen stammt. Ein Beispiel hierfür sind die Leuchtdiode (Light Emitting Diode, LED) und der Laser, welche durch ihre Eigenschaften nicht nur in der optischen Messtechnik großflächig Anwendung finden [45, 190].

## Laser

Der Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) ist ein essenzieller Bestandteil vieler optischer Messsysteme. Die Grundlage für dessen Entstehung lieferte Albert Einstein im Jahre 1917 mit seiner Arbeit über die stimulierte Emission [47, 48]. Den experimentellen Nachweis dafür erbrachte Landenburg 1928 anhand von Gasentladungen [182]. Die erste praktische Umsetzung des Lasers folgte 1960 [45, S. 53]. Durch die stetige Weiterentwicklung sind heute eine Vielzahl verschiedener Lasertypen basierend auf verschiedenen Medien mit unterschiedlichen Leistungen und Wellenlängen verfügbar [45, 105].

Dem Funktionsprinzip des Lasers liegt die stimulierte Emission zugrunde, welche durch das Betrachten der Interaktion von Photonen mit Atomen genauer verstanden werden kann. Atome besitzen verschiedene diskrete Energieniveaus bzw. Energiebänder. Im Grundzustand befinden sich alle Elektronen im niedrigsten Niveau  $E_1$ . Wird ein Photon der Frequenz  $\nu_{12}$  absorbiert, kann das Elektron bei Erfüllung der Bohrschen Bedingung aus Gleichung 2.2 in einen höheren Energiezustand  $E_2$  angehoben werden (siehe Abbildung 2.2(a)).

$$E_2 - E_1 = h\nu_{12} \quad (2.2)$$

Zudem kann ein Elektron, welches sich in einem höheren Energiezustand befindet, ohne Zutun auf ein niedrigeres Energieniveau fallen, wobei ein Photon emittiert wird. Dies wird als spontane Emission bezeichnet (siehe Abbildung 2.2(b)). Bei der stimulierten Emission, welche in Abbildung 2.2(c) dargestellt ist, wird ein angeregtes Atom von einem Photon getroffen und fällt dadurch in einen niedrigeren Energiezustand. Dabei wird zusätzlich zum einfallenden Photon ein weiteres Photon derselben Wellenlänge, Richtung, Polarisation und Phasenlage emittiert. Sind diese Eigenschaften der Lichtquanten identisch, so spricht man auch von Kohärenz bzw. kohärentem Licht [45, 190].

Voraussetzung für die Strahlungsverstärkung, die für den Laser benötigt wird, ist eine höhere Besetzung der oberen Energiezustände im Vergleich zu den unteren Energiezuständen

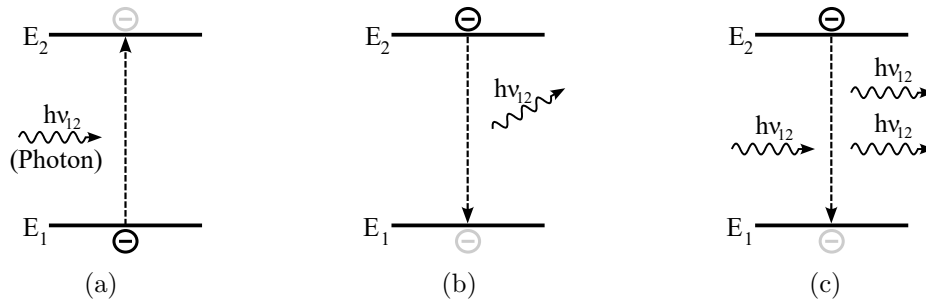


Abbildung 2.2: Interaktion von Photonen mit Materie. (a) Absorption; (b) spontane Emission; (c) stimulierte Emission. In Anlehnung an [45, 190].

was auch als Besetzungsinversion bekannt ist. Zudem ist ein Überwiegen der stimulierten gegenüber der spontanen Emission vorausgesetzt. Mithilfe eines optischen Resonators wird die Verstärkung mindestens einer Mode und somit die Wahl einer Wellenlänge möglich [105].

Für einen funktionsfähigen Laser sind also drei Komponenten notwendig. Ein Lasermedium (aktives Medium), welches entweder fest, flüssig oder gasförmig ist und in dem optische Übergänge wie aus Abbildung 2.2 stattfinden können. Eine Pumpquelle, mit der eine Besetzungsinversion im Lasermedium herbeigeführt werden kann. Ein Resonator, mit welchem eine Rückkopplung und damit eine Auswahl eines zu verstärkenden Frequenzbandes möglich ist. Dies wird mittels eines optischen Resonators ermöglicht, der meist aus zwei planparallelen Spiegeln besteht [45, 105, 190]. Eine stehende Welle der Wellenlänge  $\lambda$  kann sich im Resonator ausbilden, wenn die Resonatorlänge  $l$  ein ganzzahliges Vielfaches von  $\lambda/2$  ist. Das heißt, es existieren theoretisch eine unendliche Anzahl an longitudinalen Moden (entlang der  $z$ -Achse) gemäß

$$m = \frac{l}{\lambda/2}, \quad (2.3)$$

die sich im Resonator aufbauen können. Durch das Design des Resonators werden aber nur einzelne (Singlemode-Laser) oder mehrere Moden (Multimode-Laser) verstärkt. Neben den sich axial ausbreitenden Moden können sich noch transversale Moden im Resonator ausbilden. Diese sind als transversalelektromagnetische ( $\text{TEM}_{mn}$ ) Moden bekannt und verlaufen teils in einem kleinen Winkel zur  $z$ -Achse des Resonators, wodurch es zu einer geringen Frequenzverschiebung kommt. Die Indizes  $m$  und  $n$  geben hierbei die Ordnung entlang der  $x$ - und  $y$ -Richtung an. In den meisten Fällen wird die Mode niedrigster Ordnung  $\text{TEM}_{00}$  betrachtet, welche eine Gaußsche Intensitätsverteilung aufweist [74].

Der grundlegende Aufbau eines Lasers mit den genannten Komponenten ist in Abbildung 2.3

dargestellt. Das Lasermedium befindet sich im Resonator und die Energie zum Aufbauen der Besetzungsinversion wird entweder optisch oder elektrisch zugeführt. Da einer der beiden Resonatorspiegel teildurchlässig ist, kann die erzeugte Laserstrahlung aus dem Resonator ausgekoppelt und somit genutzt werden.

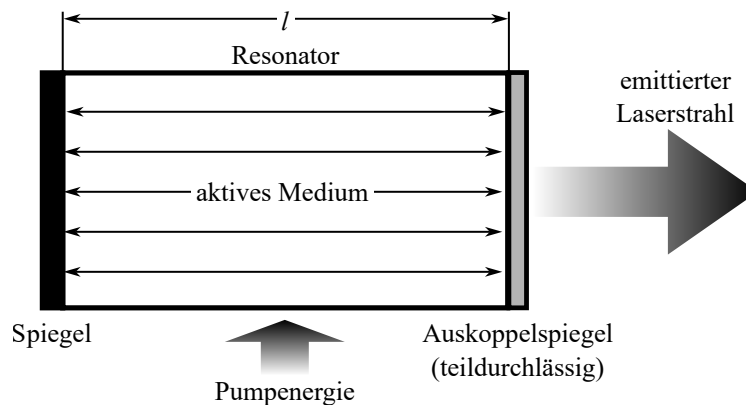


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines Lasers mit den Hauptbestandteilen Lasermedium, Resonator und zugeführte Pumpenergie. In Anlehnung an [45, 190].

Wie zuvor erwähnt, gibt es je nach Aggregatzustand des aktiven Mediums verschiedene Lasertypen. Hierbei wird zwischen Gaslaser, Flüssigkeitslaser bzw. Farbstofflaser und Festkörperlaser unterschieden. Diodenlaser, die am stärksten verbreitet sind, fallen in die Klasse der Festkörperlaser und haben besonders für optische Sensoren eine hohe Bedeutung. Die Anregung erfolgt bei Diodenlasern über einen elektrischen Strom durch den Halbleiter [45, S.54]. Sie zeichnen sich durch ihre kleine Bauform und damit hohe Integrierbarkeit aus. Zudem kann eine hohe Spanne an verschiedenen Ausgangsleistungen vom Milliwatt-Bereich bis zu einigen 100 W abgedeckt werden. Durch die Halbleitertechnologie ist die Herstellung kostengünstig und somit ideal für den Einsatz in der Massenproduktion [45, S.175].

Bei Laserdioden des Injektionstyps mit Wellenlängen im NIR spielen III-V-Verbindungen eine wichtige Rolle. Mit Gallium-Aluminium-Arsenid (GaAlAs), Indium-Gallium-Arsenid (InGaAs) und Indium-Gallium-Arsenid-Phosphid (InGaAsP) lassen sich Wellenlängenbereiche von 750 nm bis 1550 nm abdecken [182]. Im Wesentlichen kann zwischen Kantenemittern (Edge-Emitting Laser, EEL) und Oberflächenemittern (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser, VCSEL) unterschieden werden. Bei EEL wird, wie der Name es schon andeutet, das Laserlicht an der Kante des Laserstrahls abgestrahlt. Das aktive Medium liegt parallel zur Waferoberfläche. Für die Herstellung muss der Wafer zunächst zersägt werden (wafer dicing). Im Anschluss werden die Vorder- und Rückfacette verspiegelt und bilden somit den Laserresonator. Dies führt zu erhöhten Herstellungskosten, da der Laser erst nach Heraussägen und Verspiegeln der Facetten getestet werden kann [30]. EELs zeichnen sich durch ihre hohe Ausgangsleistung aus, weisen aber eine starke Temperaturabhängigkeit

der Emissionswellenlänge auf. Zudem ist durch das asymmetrische Strahlprofil, welches durch die geringe vertikale Ausdehnung der Emissionsfläche im Vergleich zur horizontalen Ausdehnung bedingt ist, eine komplexere Optik für die Kollimation der austretenden Strahlung nötig [182].

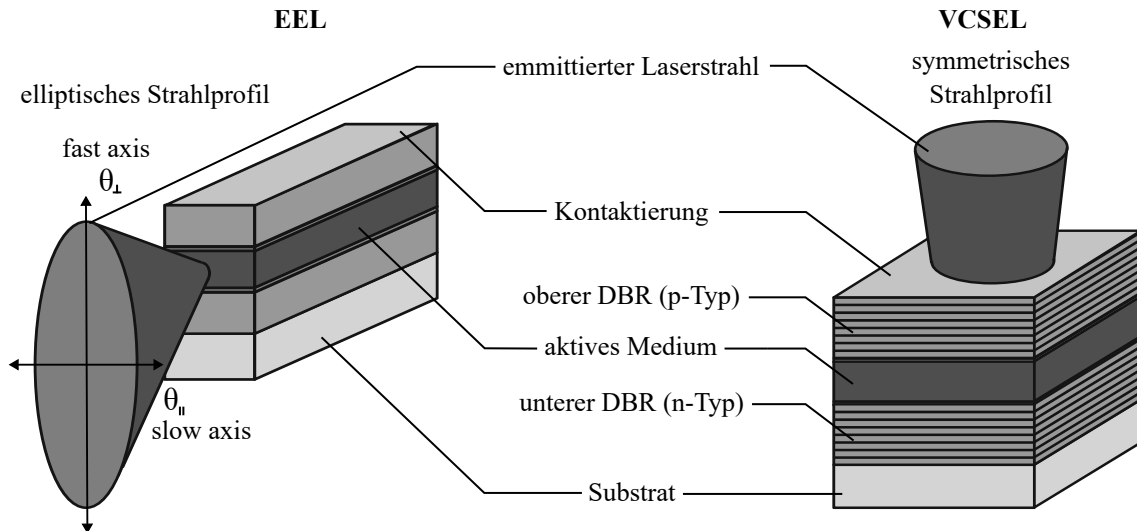


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau eines EEL mit elliptischem Strahlprofil, sowie eines VCSEL mit symmetrischem Strahlprofil in Anlehnung an [45, 133].

Bei VCSELn wird das Licht senkrecht zur Wafer-Epitaxie abgestrahlt. Der optische Resonator wird hier bereits im Herstellungsprozess als Bragg-Spiegel (Distributed Bragg Reflector, DBR) realisiert. Der oben liegende DBR weist dabei meist eine geringere Reflektivität auf, wodurch das Licht ausgekoppelt und genutzt werden kann. Durch diesen Aufbau ist ein Testen der einzelnen VCSEL bereits auf dem Wafer, vor dem Dicing, möglich was zu einem kosteneffizienteren Produktionsprozess führt [100, 122]. Oberflächenemitter zeichnen sich durch ihr symmetrisches Strahlprofil und ihre geringere Temperaturabhängigkeit aus. Zudem kann ihre im Vergleich zu EEL geringere Strahldivergenz weiter durch integrierte Mikrooptiken verbessert werden [13]. Durch ihre hohe Modulierbarkeit und die einfache Einkopplung in Glasfasern haben sich VCSEL im Bereich der Datenkommunikation durchgesetzt [32, 87]. Die Entwicklung hin zu höheren Wirkungsgraden (Power Conversion Efficiency, PCE) bei der Umsetzung von elektrischer in optische Leistung durch Verwendung mehrerer pn-Übergänge bzw. mehrere aktive Zonen sowie die Möglichkeit von großflächigen 2D-Arrays machten VCSEL in den letzten Jahrzehnten attraktiver für die optische Sensorik [65, 66, 95, 122, 127, 187]. Zudem finden großflächige VCSEL-Arrays Anwendung in Hochleistungslasersystemen in Produktionsprozessen wie beispielsweise Kunststoffschweißen, Trocknen von Tinte und Aushärtung von Klebstoffen [154]. Außerdem weisen sie eine hervorragende Temperaturstabilität auf [99, 208]. Auch die Zuverlässigkeit der VCSEL im Vergleich zu den EEL stellt mit geringeren Ausfällen pro Zeit (Failure in

Time, FIT) einen Vorteil dar [179, 218]. Die wichtigsten Kenngrößen von Kantenemittern und Oberflächenemittern werden in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Tabelle 2.1: Vergleich von Kanten- und Oberflächenemitter.

	EEL	VCSEL
Strahlprofil [184]	asymmetrisch	symmetrisch
Divergenzwinkel [45, 182]	bis zu 50° (fast axis)	10° bis 25°
Spektralbreite [114]	ca. 3 nm	ca. 1 nm
Temperaturabhängigkeit [99, 114, 136]	0,3 nm K <sup>-1</sup>	0,07 nm K <sup>-1</sup>
Leistungsdichte <sup>a</sup> [49, 95]	ca. 100 kW mm <sup>-2</sup>	bis zu 4 kW mm <sup>-2</sup>
Effizienz (PCE) [114]	≥ 50 %	≤ 40 %
Ertragsausbeute (3" Wafer) [153]	4000	15000
Herstellungskosten [66]	-	+
Zuverlässigkeit (FIT) [218]	≥ 500 FIT	≤ 10 FIT

<sup>a</sup>Im gepulsten Betrieb bei geringem Tastverhältnis < 0,1 %.

Aufgrund ihrer Eigenschaften und ihrer zunehmenden Attraktivität werden in dieser Arbeit VCSEL als Laserquelle für einen LiDAR-Sensor verwendet. Als weiterführende Literatur zur Laser-Technologie empfehlen sich [45, 80, 105, 106, 164, 182, 190], wobei im Hinblick auf die Technologie, Entwicklung und Anwendungen von Oberflächenemittern besonders [133] hervorzuheben ist.

## Photodetektoren

Neben der Erzeugung von Licht spielt auch die Detektion von Licht eine große Rolle für optische Sensorik. Die Basis für das Funktionsprinzip von optischen Detektoren bildet der photoelektrische Effekt, dessen theoretische Erklärung auf Einstein zurückzuführen ist [46]. Treffen Photonen auf Materie, so werden sie entweder an der Oberfläche reflektiert oder bei Eindringen in das Material von einem Valenz-Elektron in der äußersten Schale eines Atoms absorbiert [3]. Ist dabei die Energie des Photons nach Gleichung 2.1 größer als die Bindungsenergie des getroffenen Elektrons, so kann es das Elektron aus seiner Bindung herausreißen. Diese Wechselwirkung kann durch den Satz der Energieerhaltung beschrieben werden. Betrachtet man die Bindungsenergie des Elektrons  $E_b$  so kann die nötige kinetische Energie  $E_{kin}$  die für das Auflösen der Bindung nötig ist, nach [108], berechnet werden zu:

$$E_{kin} = E_{ph} - E_b = h\nu - E_b. \quad (2.4)$$

Abhängig davon, ob das aus der Bindung herausgeschlagene Elektron den Festkörper verlässt oder ob es innerhalb des Festkörpers bleibt und dort zu einem elektrischen Strom beiträgt, spricht man entweder von äußerem oder innerem photoelektrischen Effekt. Hierbei ist letzterer besonders wichtig für die am weitesten verbreiteten Photodetektoren wie Photodioden auf Silizium-Basis (Si). Deren Funktion beruht wie das aller Halbleiterbauelemente auf dem pn-Übergang, also einer Grenzfläche zwischen einem n-Typ-Halbleiter und einem p-Typ-Halbleiter. Während im p-Typ-Halbleiter Löcher als Majoritätsladungsträger gelten, sind diese im n-Typ-Halbleiter Minoritätsladungsträger, da dort die Anzahl an Elektronen dominiert. Durch Rekombination der Ladungsträger an der Kontaktzone entsteht eine Verarmungs- oder Raumladungszone ohne freie Ladungsträger und ein elektrisches Feld bildet sich aus [109]. Die Breite dieses Bereichs kann durch Anlegen einer elektrischen Spannung beeinflusst werden. Wird am Übergang eine Vorwärtsrichtung betrieben, d.h. ein höheres Potential liegt an der p-Typ-Seite des Übergangs an, so verschmälert sich die Sperrschicht. Falls die Vorwärtsspannung ausreichend hoch ist, fließt ein Diffusionsstrom über den Übergang. Wenn die Spannung in Sperrrichtung anliegt, d.h. positives Potential an der n-Typ-Seite, wird die Sperrschicht vergrößert, da die Ladungsträger aufgrund des elektrischen Feldes vom Übergang weggezogen werden. In diesem Fall fließt nur noch ein kleiner Leckstrom über den Übergang, welcher durch thermisch erzeugte Ladungsträger verursacht wird. Wird die Spannung weiter erhöht und die Durchbruchspannung erreicht, so steigt der Strom schlagartig an und führt meist zu einer Zerstörung des Bauelements [107].

Die Verarmungszone kann als aktives Volumen für die Detektion von Licht dienen. Dieses kann durch Einbringen von intrinsischem Material künstlich vergrößert werden. Dieser als pin-Struktur bekannte Aufbau, wie in Abbildung 2.5(a) dargestellt, ist üblich für Photodioden. Bereits durch niedrige Sperrspannungen wird die intrinsische Zone vollständig verarmt. Durch das Einfallen eines Photons kann in der Zone ein Elektron-Loch-Paar generiert werden, welches aufgrund des elektrischen Feldes zu einem messbaren Photostrom beiträgt. Die Vorteile dieser Struktur sind die direkte Proportionalität von einfallendem Licht und Photostrom. Entgegenzuhalten ist die geringe Sensitivität, welche es nicht ermöglicht, geringe Lichtmengen nachzuweisen [165, 166].

In der beschriebenen pin-Struktur ist die Antwort zum einfallenden Licht linear. Es findet also keine interne Verstärkung der erzeugten Photoelektronen (Elektronen-Loch-Paare, die zum Photostrom beitragen) statt. Durch das Modifizieren der Struktur wie in Abbildung 2.5(b) kann durch den Dotierungsgradienten in bestimmten Bereich eine hohe elektrische Feldstärke erreicht werden, die zum Auslösen des Lawineneffekts (engl. avalanche effect) reicht. Dabei werden die Ladungsträger in der Multiplikationszone, also dort, wo die elektrische Feldstärke am höchsten ist, so stark beschleunigt, dass deren kinetische



Energie ausreicht, um andere Ladungsträger durch Stoßionisation aus deren Bindungen herauszuschlagen. Diese sekundären Elektron-Loch-Paare werden wiederum beschleunigt und lösen wie bei einer Lawine weitere Ladungsträger, was zu einer Verstärkung des final messbaren Photostromes beiträgt. Detektoren, die sich dieses Phänomen zunutze machen, werden als Lawinendioden (Avalanche Photo Diode, APD) bezeichnet [107].

Die dargestellte n-auf-p Struktur wird für längere Wellenlängen im sichtbaren und IR-Bereich verwendet, während für kurzweiligeres Licht im blauen und UV-Bereich ein invertiertes p-auf-n Schema verwendet wird. Dies ist auf die unterschiedlichen Absorptionslängen für verschiedene Wellenlängen zurückzuführen. Photonen kürzerer Wellenlängen werden nahe der Oberfläche absorbiert und müssen daher in die entgegengesetzte Richtung zum Hochfeldbereich beschleunigt werden, wo die Stoßionisation stattfindet. Die meisten APDs sind sogenannte Reach-Through-Strukturen, bei denen das Licht durch die Multiplikationszone in das aktive Volumen gelangt, wo es absorbiert wird [107].

Silizium-APDs werden nahe der Durchbruchspannung mit Sperrspannungen von 100 V bis 200 V betrieben und erreichen Verstärkungsfaktoren von 50 bis 1000. Sie weisen ihre größte spektrale Sensitivität im Bereich von 600 nm bis 1000 nm auf. Für längere Wellenlängen werden APDs auf InGaAs- oder Germanium-Basis verwendet, wodurch sich Wellenlängen bis 1,7  $\mu\text{m}$  abdecken lassen [145, 166].

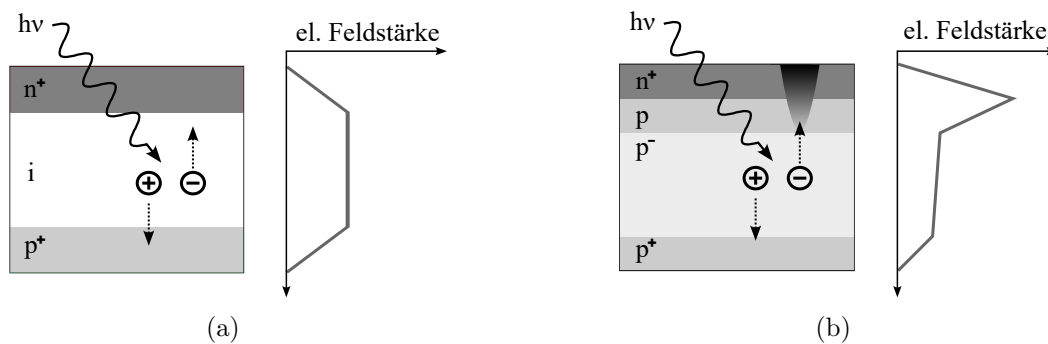


Abbildung 2.5: Halbleiterstruktur: (a) pin-Photodiode; (b) APD: Aufgrund des Dotierungsgradienten kann eine hohe Feldstärke erzielt werden, welche zum Lawineneffekt führt. Grafik in Anlehnung an [148].

Während die vorgestellten APDs im linearen Modus mit Verstärkungsfaktoren bis 1000 unterhalb der Durchbruchspannung  $V_{\text{brd}}$  arbeiten, werden speziell entwickelte Einzelphoton-Avalanche Dioden (Single-Photon Avalanche Diode, SPAD) oberhalb von  $V_{\text{brd}}$  im sogenannten Geiger-Modus betrieben (siehe Abbildung 2.6(a)). Dabei werden interne Verstärkungen von  $10^5$  bis  $10^8$  erreicht. Der Nachteil hierbei ist jedoch, dass die Anzahl der Photonen, welche den Durchbruch der Zelle auslösen, nicht quantifiziert werden kann [107, 165, 215]. Durch die sehr hohe Verstärkung werden schnell hohe Ströme erreicht, die eine

entsprechende Beschaltung erfordern, um den Anstieg des Stroms zu stoppen und somit eine thermische Zerstörung der SPAD zu vermeiden. Dies führt wiederum zu einer limitierten Verstärkung. Diese Limitierung wird als Löschung oder Quenching bezeichnet und wird meist passiv über einen Vorwiderstand, wie in Abbildung 2.6(b) dargestellt, realisiert. Beginnt der Strom durch die SPAD Zelle aufgrund eines Lawinendurchbruchs zu steigen, führt dies zu einem steigenden Spannungsabfall am Vorwiderstand  $R_q$ . Sobald der Spannungsabfall am Widerstand so groß ist, dass die Spannung über der SPAD-Zelle unter die Durchbruchspannung fällt, wird der Multiplikationsprozess ausgebremst [215]. Durch das Abfallen des Stromes steigt die Spannung an der SPAD-Zelle wieder an und ein erneutes Feuern der Zelle durch ein einfallendes Photon ist möglich. Durch diesen Nachladeprozess der Zelle ist für eine bestimmte Totzeit die Sensitivität und Verstärkung der Zelle herabgesetzt. Mithilfe von aktivem Quenching mittels zusätzlicher Bauelemente kann dieses Zeitverhalten enorm verbessert werden. Dies zieht jedoch einen erhöhten Platzbedarf nach sich, was den Füllfaktor bei der Anordnung von SPADs in einem Array herabsetzt und somit die Effizienz des daraus bestehenden Detektors verringert [37]. Die zeitliche Auflösung für den Einfall von Photonen analoger SPADs oder SPAD-Arrays liegt im Bereich von mehreren 10 ps bis 100 ps [38, 152, 177].

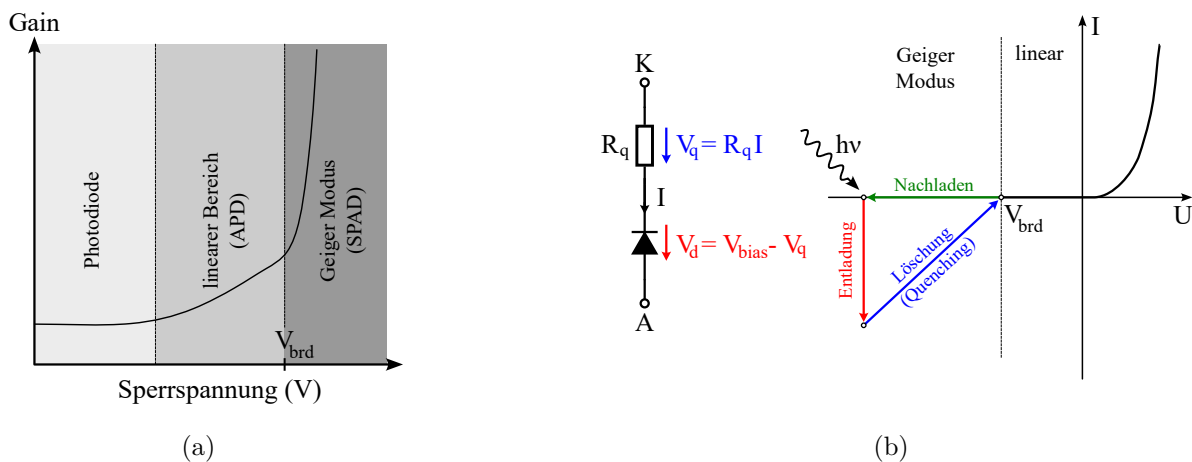


Abbildung 2.6: Liegt die Sperrspannung oberhalb der Durchbruchspannung  $V_{brd}$  so wird die pin-Struktur im Geiger-Modus betrieben. (a) Operationsbereiche Halbleiter-basierter Photodetektoren in Abhängigkeit der Sperrspannung; (b) passives Löschen einer SPAD in Anlehnung an [43].

Ein Silizium Photomultiplier (SiPM) ist eine Zusammenfassung von  $N_{tot}$  individuellen SPADs samt Vorwiderstand. Die einzelnen SPADs werden als Mikrozellen oder Pixel der SiPM betitelt. Durch das dichte Aneinanderreihen von einzelnen Mikrozellen in einem Array, die parallel verbunden sind, lässt sich somit der Nachteil des geringen Dynamikumfangs einer einzelnen SPAD überwinden. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 2.7(a)

dargestellt und ist als analoge SiPM bekannt. Der zugehörige Aufbau als Chip ist in Abbildung 2.7(b) dargestellt. Die einzelnen SPAD-Zellen mit Vorwiderstand werden dicht nebeneinander auf einem Chip integriert. Die Verbindung und Versorgung mit der Bias-Spannung der einzelnen sog. Mikrozellen erfolgt mittels aufgedampften metallischen Kontaktierungen. Eine Schicht aus Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) dient als anti-reflektierende Schicht. Während sich die Hochfeld-Regionen bei den  $n^+ \text{-} p^+$  Übergängen befindet, dient die schwach dotierte  $p^-$ -Schicht zur Erhöhung der Effizienz für infrarote Strahlung, da diese mehrere zehn Mikrometer in das Silizium eindringen können. In dieser Zone generierte Elektron-Loch-Paare driften im schwachen elektrischen Feld zur Multiplikationszone, wo sie eine Zelle triggern können. Die Zellen sind durch eine Schicht von  $n$ -Material umgeben, hohe elektrische Felder im Randbereich zu vermeiden. Zudem sind die Zellen durch Abstände (sog. Trenches) isoliert, um ein optisches oder elektrisches Übersprechen (Crosstalk, XT) zwischen den Zellen zu verringern [148]. Durch die Vorwiderstände, metallischen Verbindungen und Abständen zwischen den SPAD-Zellen des SiPM ergibt sich ein Totraum zwischen den Zellen. Der Füllfaktor (Fill Factor, FF) gibt die Beziehung zwischen der aktiven Fläche des SiPM und der Gesamtfläche an und variiert mit der Zellgröße. Typische SiPMs messen Flächen von  $1 \text{ mm}^2$  bis  $10 \text{ mm}^2$ , mit Zellgrößen von  $5 \mu\text{m}^2$  bis  $100 \mu\text{m}^2$  [165].

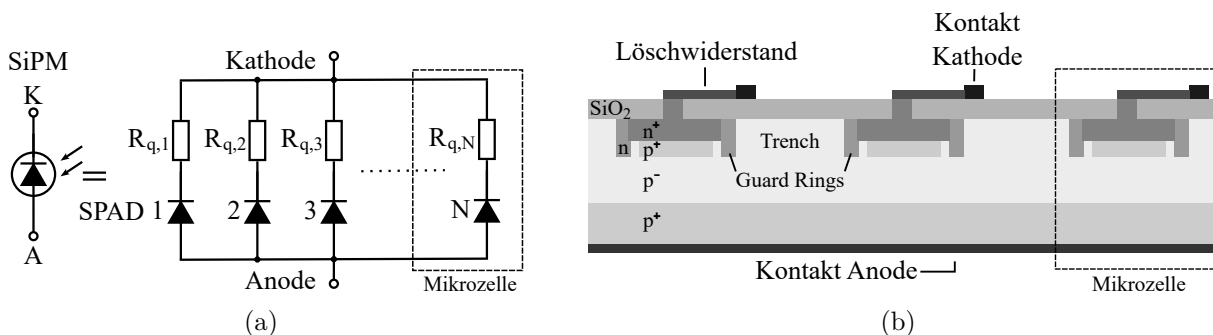


Abbildung 2.7: Aufbau eines analogen SiPMs. (a) schematisch; (b) auf Chipebene in Anlehnung an [4, 43].

Ein Maß für die Sensitivität eines solchen Detektors ist die Photonen-Detektions-Effizienz (Photon Detection Efficiency, PDE). Diese wird nach [4] definiert als

$$PDE(\lambda, V_{ov}) = QE(\lambda) \cdot P_T(\lambda, V_{ov}) \cdot FF, \quad (2.5)$$

wobei  $QE$  die Quanteneffizienz bzw. Quantenausbeute (Quantum Efficiency, QE),  $P_T$  die Wahrscheinlichkeit des Auslösens einer Lawine eines Pixels sowie dem FF abhängt. Die QE gibt die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares durch Absorption

eines Photons an. Da verschiedene Wellenlängen unterschiedliche Absorptionslängen in Silizium aufweisen, hängt die QE von der Wellenlänge ab und kann unter anderem auch die Wahrscheinlichkeit einer Reflexion des Photons an der Sensoroberfläche beinhalten [148]. Die Trigger-Wahrscheinlichkeit  $P_T$  hängt von der Stärke des elektrischen Feldes in der Multiplikations- und Driftzone ab, die von der Überspannung  $V_{ov}$  beschrieben wird, sowie von der Position der Ladungserzeugung. Zudem ist eine Abhängigkeit von der Temperatur gegeben [4, 148]. Die Überspannung  $V_{ov}$  ist gegeben durch die Differenz der anliegenden Sperrspannung  $V_{bias}$  und der Durchbruchspannung  $V_{brd}$ .

Eine weitere wichtige Größe von SiPM-Detektoren ist deren intrinsisches Rauschen, bzw. das Feuern von Mikrozellen ohne Detektion eines Photons. Hierzu tragen nach [4] primär thermisch generierte Ladungsträger zur sogenannten Dunkelrate (Dark Count Rate, DCR) bei. Zusätzlich können benachbarte Mikrozellen durch korrelierte Ereignisse wie das erneute Triggern einer bereits aktiven Zelle im Nachladezyklus (Afterpulsing, AP) oder durch elektronisches oder optisches Übersprechen (Crosstalk, XT) ausgelöst werden. Die DCR wird in Events pro Sekunde angegeben und bewegen sich für die verwendeten Detektoren im Bereich von  $0,05 \text{ Ms}^{-1}$  bis  $40 \text{ Ms}^{-1}$  [142].

In den letzten Jahren wurden auch digitale SiPMs entwickelt, in denen jeder SiPM-Pixel eine eigene Auswerte-Elektronik besitzt [68, 71]. Zudem wird vermehrt auf die Entwicklung von 2D-SPAD-Arrays hingearbeitet, welche einem Kamerasensor mit Einzelphotonen-Auflösung entsprechen. Hierbei werden in den einzelnen Pixeln teilweise mehrere SPADs zusammengefasst, um koinzidente Photonen zu erkennen und diese somit besser vom Rauschen zu trennen [17, 73, 97, 150, 194]. Hierauf soll jedoch nicht weiter eingegangen werden, da in der vorliegenden Arbeit analoge SiPMs verwendet wurden.

### 2.1.2 Parametrisierung von Licht

Da in der Literatur zur LiDAR-Sensorik die Stärke von Licht nicht einheitlich nach einem Standard parametrisiert wird, werden die verwendeten Formen der Parametrisierung kurz aufgezeigt. Die Parametrisierung von Licht ist international festgelegt und gliedert sich nach [190] in die folgenden vier Familien von Einheiten:

- **Radiometrische Größen**, basierend auf den physikalischen Einheiten
- **Photometrische Größen**, basierend auf der Wahrnehmung des menschlichen Auges
- **Photonische Größen** sind auf Photonen-Energie normalisiert
- **Spektrale Größen**, welche die Eigenschaften von Licht bei bestimmten Frequenzen bzw. Wellenlängen definieren

Da in manchen Fällen Parameter wie beispielsweise Umgebungslicht nur in einer Einheit gegeben sind, bedarf es oft einer Umrechnung in eine der verwandten Größen. Da der Zusammenhang von radiometrischen und photometrischen Größen durch die menschliche Wahrnehmung bestimmt ist, werden die in dieser Arbeit nötigen Größen der beiden Einheitenfamilien in Tabelle 2.2 zusammengefasst.

Tabelle 2.2: Gegenüberstellung der benötigten Größen von Radiometrischen und Photometrischen Einheiten [146, 190].

<b>Radiometrisch</b>	<b>Photometrisch</b>
<b>Strahlungsenergie</b> $Q_e$ übertragene Energie (J)	<b>Lichtmenge</b> $Q_v$ wahrnehmbare Energie (lm s)
<b>Strahlungsfluss</b> Strahlungsenergie pro Zeit (W) $\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt}$	<b>Lichtstrom</b> Wahrnehmbares Licht pro Zeit (lm) $\Phi_v = \frac{dQ_v}{dt} = K(\lambda) \cdot \Phi_e$
<b>Strahlungsstärke</b> Strahlungsfluss pro Raumwinkel ( $\text{W sr}^{-1}$ ) $I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}$	<b>Lichtstärke</b> Lichtstrom pro Raumwinkel ( $\text{cd} = \text{lm sr}^{-1}$ ) $I_v = \frac{d\Phi_v}{d\Omega}$
<b>Bestrahlungsstärke</b> Strahlungsfluss pro Fläche ( $\text{W m}^{-2}$ ) $E_e = \frac{d\Phi_e}{dA}$	<b>Beleuchtungsstärke</b> Lichtstrom pro Fläche ( $\text{lx} = \text{lm m}^{-2}$ ) $E_v = \frac{d\Phi_v}{dA}$
<b>Strahlungsdichte</b> Strahlungsstärke pro eff. Fl. ( $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ) $L_e = \frac{dI_e}{dA \cos \theta} = \frac{d^2\Phi_e}{dA \cos \theta d\Omega}$	<b>Leuchtdichte</b> Lichtstärke pro eff. Fläche ( $\text{cd m}^{-2}$ ) $L_v = \frac{dI_v}{A \cos \theta} = \frac{d^2\Phi_v}{dA \cos \theta d\Omega}$

Radiometrische Einheiten basieren auf der Einheit Watt (W) zur Beschreibung der Energie pro Zeit, die von Lichtquellen emittiert wird oder auf Oberflächen trifft. Für die Umrechnung in photometrische Größen werden sie mit der Sensitivitätsfunktion  $V(\lambda)$  (siehe Abbildung 2.8) gewichtet, welche die Helligkeitsempfindung des menschlichen Auges beschreibt. Der Umrechnungsfaktor zwischen Strahlungsleistung und Lichtstrom ist das spektrale photometrische Strahlungsäquivalent

$$K(\lambda) = K_m \cdot V(\lambda).$$

Für Tagsehen ist  $K_m = 683 \text{ lm W}^{-1}$  festgelegt. Das bedeutet, dass bei einer Wellenlänge von 555 nm die Strahlungsleistung von 1 W einem Lichtstrom von 683 lm entspricht [190].

Für Umgebungslicht in Außen- oder Innenräumen ist meist die Bestrahlungsstärke gegeben, wobei mit steigenden Werten meist das Rauschen in optischen Messsystemen zunimmt. Für zuverlässig erhobene Daten durch die LiDAR-Sensorik sind daher die Extremwerte im Außenbereich am kritischsten. Als übliche Werte sind daher beispielsweise 130 klx für klaren

Himmel mit Sonne im Zenit [176], sowie 90 klx für eine Sonnenhöhe von  $60^\circ$  (entspricht einem Sommertag zur Mittagszeit in Mitteleuropa) [39] zu nennen. Üblicherweise wird der Wert für die Störfestigkeit von LiDAR-Sensoren zu 100 klx spezifiziert, was einer Bestrahlungsstärke von  $146,41 \text{ W m}^{-2}$  entspricht.

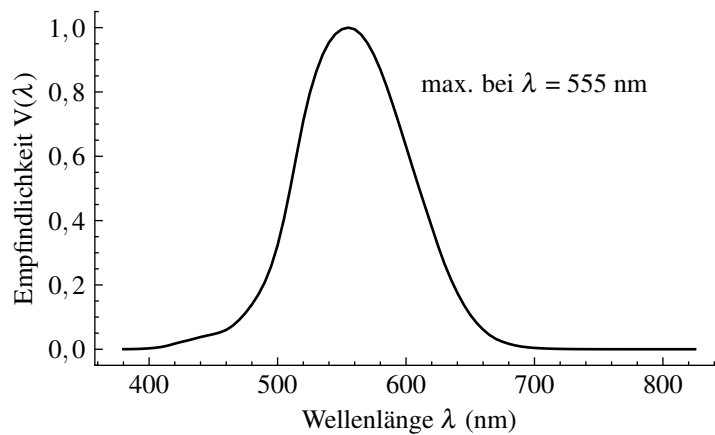


Abbildung 2.8: Spektrale Empfindlichkeit  $V(\lambda)$  des menschlichen Auges für Tagsehen nach Judd-Vos (1978) [195, 204].

### 2.1.3 Ausbreitung von Licht

Wie einleitend zu diesem Abschnitt angedeutet, kann die Ausbreitung von Licht durch verschiedene Modelle beschrieben werden. In diesem Abschnitt werden die Grundmechanismen und Gesetze für die Reflexion von Licht kurz anhand der geometrischen Optik erläutert. Zudem soll das Modell des Gauß-Strahls für die Ausbreitung von Laserstrahlen aufgezeigt werden, welches neben der sphärischen und der ebenen Welle eine Lösung für die Maxwellschen Gleichungen bietet.

#### Reflexion von Licht

Da die LiDAR-Technologie, so wie viele andere optische Messsysteme auch, auf der Reflexion von Licht basiert, ist das Verständnis verschiedener Reflexionsmechanismen grundlegend für deren Funktionsweise. Trifft Licht auf eine Grenzfläche, so tritt Reflexion auf. Ein Teil des Lichts wird zurückgeworfen. Durch das reflektierte Licht können somit auch nicht selbstleuchtende Körper sichtbar gemacht werden. Welche Art von Reflexion dominierend ist, hängt von der Rauheit  $R$  der Oberfläche ab.

Gilt  $R_a < \lambda$ , so gilt die Fläche als optisch glatt und es dominiert die spiegelnde Reflexion. Hierfür gilt der Zusammenhang von  $\theta_e = \theta_a$  zwischen dem Einfallswinkel  $\theta_e$  und dem Ausfallswinkel des reflektierten Strahls  $\theta_a$  relativ zur Flächennormalen der reflektierenden

Oberfläche [131]. Die spiegelnde Reflexion ist in Abbildung 2.9(a) dargestellt. Ist die Oberfläche jedoch rau im Vergleich zur Wellenlänge  $\lambda$ , so tritt diffuse Reflexion auf (siehe Abbildung 2.9(b)). In den meisten Fällen ist jedoch eine Kombination von beiden Extremen aufzufinden [74].

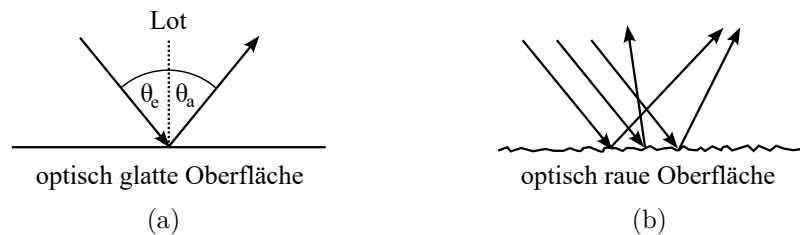


Abbildung 2.9: Die Extremfälle der Reflexion: (a) spiegelnde und (b) diffuse Reflexion. Abbildung in Anlehnung an [74, S. 108].

Die **ideale diffuse Reflexion** stellt einen Sonderfall dar. Sie wird auch als lambertsche Reflexion bezeichnet, da die reflektierte Strahlung dem Lambertschen Kosinusgesetz folgt [6, 146]. Für eine selbst strahlende Fläche  $A$  folgt die Strahlungsstärke  $I_e$  ( $\text{W sr}^{-1}$ ) dem Ausdruck

$$I_e(\theta) = A \cdot \cos(\theta) \cdot L_e. \quad (2.6)$$

Der Winkel  $\theta$  ist hierbei der Winkel zur Flächennormalen und  $L_e$  ist die Strahlungsdichte der Fläche [146].

Für eine fremd bestrahlte Fläche (siehe Abbildung 2.10), wie es überwiegend im Bereich der optischen Abstandsmessung der Fall ist, wird meist eine ideal diffuse Fläche angenommen, wobei die eingestrahelte Leistung gemäß dem Lambertschen Gesetz reflektiert wird. Für die reflektierte Strahlstärke  $I_r$  in Abhängigkeit der einfallenden optischen Leistung  $P_0 = \Phi_e$  gilt nach [139] der Ausdruck

$$I_r(\theta) = \frac{P_0 \cdot \rho_d \cdot \cos(\theta)}{\pi}. \quad (2.7)$$

Hierbei ist  $\rho_d$  der diffuse Reflexionskoeffizient und gibt die Rate von reflektiertem zu einfallendem Strahlungsfluss an. Der Reflexionskoeffizient variiert zwischen 0 für ideal absorbierende schwarze Flächen und 1 für ideal reflektierende weiße Oberflächen und ist zudem wellenlängenabhängig [139]. Da in dieser Arbeit mit monochromatischer Strahlung gearbeitet wird, kann diese Wellenlängenabhängigkeit jedoch vernachlässigt werden und  $\rho_d$  wird als konstant an der spezifizierten Wellenlänge angenommen.

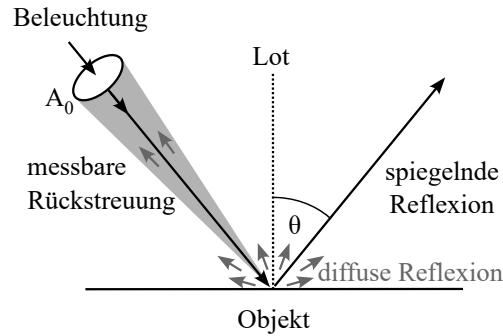


Abbildung 2.10: Veranschaulichung der Größen einer lambertsch streuenden Oberfläche.

### Gauß-Strahl

Das Modell des Gauß-Strahls bietet sich für die Ausbreitung von Laserstrahlen und daher für die Modellierung von Laserlichtquellen an. Für einen sich in  $z$ -Richtung ausbreitenden Laserstrahl kann die Intensität der Grundmode  $TEM_{00}$  mit Ausbreitung in  $z$ -Richtung nach [74] beschrieben werden durch

$$I(r, z) = I_0 \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\left( \frac{-2r^2}{w(z)^2} \right)}. \quad (2.8)$$

Hierbei ist  $z$  der Vektor entlang der Ausbreitungsrichtung,  $r$  der radiale Abstand senkrecht zu  $z$ ,  $I_0$  der Skalierungsfaktor der Intensität an der Stelle ( $r = 0, z = 0$ ),  $w_0$  die Strahltaile und  $w(z)$  der Strahlradius an der Stelle  $z$ . Der Strahlradius wird berechnet durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2}. \quad (2.9)$$

Wobei  $w_0$  wiederum der minimale Radius des Strahls ist. Die Distanz  $z_R$  ist bekannt als die Rayleigh-Länge und gibt die Distanz von der Strahltaile an, in der sich die Querschnittsfläche verdoppelt bzw. der Radius um Faktor  $\sqrt{2}$  vergrößert. Sie wird nach [74] berechnet zu

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (2.10)$$

Für Abstände von  $z \gg z_R$  nähert sich die Strahldivergenz dem Divergenzwinkel

$$\Theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0}. \quad (2.11)$$



Das bedeutet, dass eine kleinere Strahltaile  $w_0$  zu einem größeren Divergenzwinkel  $\Theta$  führt und umgekehrt [74]. Abbildung 2.11 stellt die mathematischen Zusammenhänge des Gauß-Modells grafisch dar.

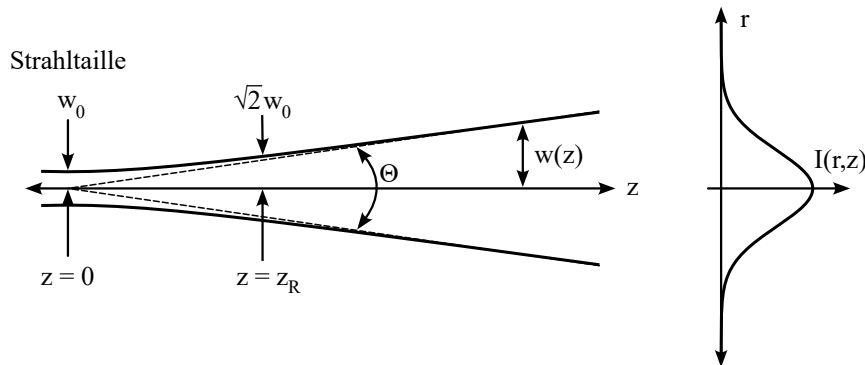


Abbildung 2.11: Gauß-Strahl mit charakteristischen Größen.

## 2.2 Prinzipien laserbasierter Abstandsmessung

Die Möglichkeiten der Abstandsmessung sind breit gefächert und reichen von simplen berührenden Methoden wie z.B. der Messung mittels Meterstab bis hin zu komplexeren nicht berührenden Methoden, wie der Abstandsmessung mittels elektromagnetischen Wellen oder Schallwellen. Der Vorteil von elektromagnetischen Wellen bzw. Licht ist, dass kein Medium für die Ausbreitung nötig ist.

Optische Distanzmessverfahren können nochmals unterteilt werden in aktive Verfahren, die eine aktive Beleuchtung des Messobjekts involvieren, und passive Verfahren, welche mit dem verfügbaren Umgebungslicht arbeiten. Eine genaue Aufschlüsselung der allgemeinen Methoden zur Erfassung von Abstand bzw. Form sowie der aktiven Verfahren mittels Laser sind in [2, 175, 186] zu finden.

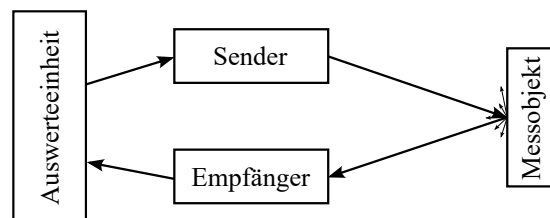


Abbildung 2.12: Allgemeine Messanordnung zur Distanzmessung.

Da in dieser Arbeit ein optisches Verfahren mittels Laser untersucht wird, sollen die am nächsten liegenden Messprinzipien zunächst kurz erläutert werden. Der grundlegende Messaufbau besteht wie in Abbildung 2.12 dargestellt für alle Messaufbauten aus einem

Sender, der das Messobjekt bestrahlt, einem Empfänger, welcher durch eine geeignete Optik das vom Objekt reflektierte Signal auf einen Detektor abbildet, und einer Auswerteeinheit, welche durch Steuerung des Sendesignals und Auswertung des empfangenen Signals die Distanz zum Messobjekt errechnet. Im Folgenden werden aufbauend auf dieses grundlegende Konzept verschiedene Messverfahren erläutert.

### 2.2.1 Triangulation

Bei der Lasertriangulation wird die Abstandsmessung mittels einer Winkelberechnung realisiert. Das Messsystem besteht im eindimensionalen Fall aus einem kollimierten Laser als Sender und einem CCD- (Charge Coupled Device) oder CMOS-Sensor (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) [67] mit einer geeigneten Abbildungsoptik. Oft kommen auch positions-empfindliche Detektoren (Position Sensitive Device, PSD) zum Einsatz [2]. Der Laser und der Detektor stehen in einer bekannten Position zueinander. Diese bilden mit der Messoberfläche eine Dreiecksgeometrie. Durch Veränderung des Abstandes der Messoberfläche zum Sensor verändert sich diese Geometrie und dadurch auch die Position der Abbildung des Laserpunktes auf dem Detektor. Dieses Funktionsprinzip ist schematisch in Abbildung 2.13 dargestellt. Über die Position des Laserpunktes auf dem Detektor kann nun der Abstand mittels Lösung der Triangulationsgleichungen bestimmt werden.

Erweiterungen dieses Messverfahrens zu einem 2D-Verfahren mittels Linien-Laser und 2D-Detektor lässt das Erfassen eines Abstandsprofils entlang der beleuchteten Linie zu. Auch eine 3D-Erfassung ist möglich, indem entweder das gesamte Sensorsystem rotiert wird [5] oder nur die Laserlinie über die Szene gescannt wird [57].

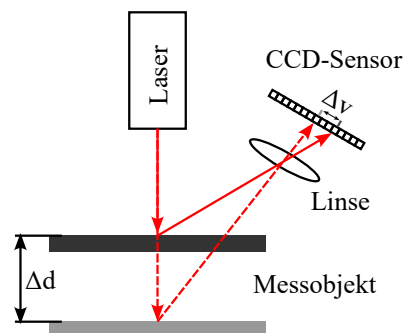


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung eines Messsystems für die Lasertriangulation. In Anlehnung an [42].

Vorteile der Lasertriangulation sind der einfache Messaufbau sowie hohe Messraten. Durch Erweiterung der Messung um weitere Dimensionen –also von Punkt zu Linie, oder von

Linie zu Fläche –steigt jedoch der Rechenaufwand. Ein Beispiel hierfür wäre ein Kamera-Stereopaar, welches auch als passive Triangulation bekannt ist [2]. Mittels Lasertriangulation können geringe Distanzen mit hoher Genauigkeit erfasst werden. Der Arbeitsabstand kann von 20 mm bis 5 m reichen, wobei der abgedeckte Messbereich zwischen  $\pm 1$  mm und  $\pm 15$  mm liegt. Der Messbereich hängt für die 1D-Messung mittels Punktlaser von der Länge des Detektors ab. Es lassen sich Auflösungen erzielen, die im Subprozentbereich des Arbeitsabstandes liegen [77, 78].

### 2.2.2 Streifenprojektion

Die Streifenlichtprojektion (engl. structured light) basiert auf dem Prinzip der Triangulation und ist ein 3D-Verfahren. Im Messsystem wird der Laser zur Beleuchtung jedoch durch Beleuchtungsquelle ersetzt, welcher die Szene, die von einem 2D-Detektor Array beobachtet wird, mit einer örtlich variierenden Intensität bestrahlt. Diese strukturierte 2D-Beleuchtung kann unterschiedliche Formen wie Streifen, Gitter, Punkte o.Ä. bestehen, die in einer bestimmten Geometrie zueinander angeordnet sind. Realisiert wird dies mit speziellen Projektoren. Analog zu Stereokameras, die als passives Messsystem keine aktive Beleuchtung benötigen, wird die Messanordnung der Streifenprojektion oft auch als aktives Stereopaar bezeichnet [2]. Durch die aktive Beleuchtung wird jedoch das Korrespondenzproblem, also das Finden identischer Punkte der betrachteten Szene in den zwei Kamerabildern eines Stereopaars, vereinfacht [16].

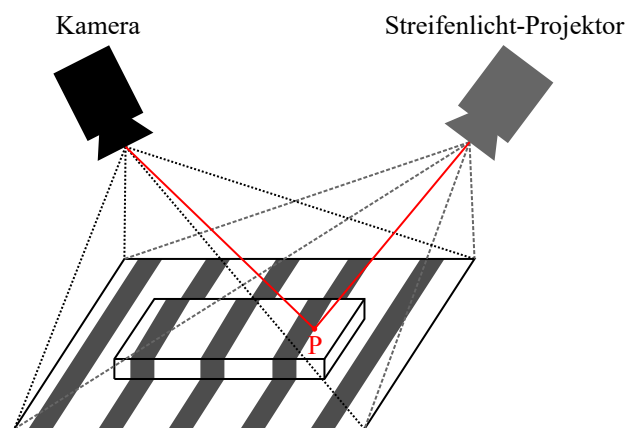


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung eines Distanzmesssystems mit strukturiertem Licht. In Anlehnung an [58].

Das Messprinzip beruht auf einer Verzerrung der projizierten strukturierten Beleuchtung für nicht ebene Flächen aus Sicht der Kamera. Aus den registrierten Verzerrungen kann mittels verschiedener Algorithmen der Bildverarbeitung die 3D-Information extrahiert werden [58].

3D-Messsysteme, basierend auf strukturiertem Licht, können durch diffraktive optische Elemente (DOE) in Kombination mit Laserdioden eine sehr kompakte Bauweise aufweisen [179] und finden hauptsächlich Anwendung in der Gesten- sowie Gesichtserkennung [116].

### 2.2.3 Interferometrische Verfahren

Interferometrie nutzt das Phänomen der Interferenz von Wellen zur Bestimmung der gesuchten Messgröße. Dabei kann nicht nur die Wellennatur von Licht ausgenutzt werden, sondern es können auch Radio- oder Schallwellen für die Messung genutzt werden. Die Interferometrie findet nicht nur Anwendung in der Abstandsermittlung, sondern hat unzählige Anwendungsfelder wie die chemische Analyse über Absorptions-Spektroskopie oder die Bestimmung der Erdrotation über große Faserkreisel unter Nutzung des Sagnac-Effektes [74, S.449-450].

Bei der Laserinterferometrie wird ein Laser für die Entfernungsmessung verwendet. Ein Aufbau dafür kann, wie in Abbildung 2.15 dargestellt, mittels eines Michelson-Interferometers realisiert werden. Dieses besteht aus einem Strahlteiler (ST) sowie einem festen Referenzspiegel und einem verschiebbaren Spiegel. Das Licht der Laserquelle durchläuft die zwei Interferometer-Arme und wird dann auf dem Detektor zur Interferenz gebracht. Aufgrund der optischen Pfaddifferenz der beiden Arme, welche zu einer Phasenverschiebung führt, kommt es am Photodetektor (PD) zu einer konstruktiven oder destruktiven Interferenz. Dies führt wiederum zu einer Modulation der Intensität auf dem Detektor. Anhand der Anzahl  $N_n$  der Nulldurchgänge der registrierten Intensität kann nach [175] die relative Abstandsänderung  $\Delta d$  in Abhängigkeit der Laserwellenlänge  $\lambda$  bestimmt werden zu

$$\Delta d = N_n \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (2.12)$$

Bei der Messung von Abstand zu einem Objekt wird der verschiebbare Spiegel durch die Objektoberfläche ersetzt. Der Nachteil der Laserinterferometrie basierend auf einer Wellenlänge liegt jedoch darin, dass nur relative Abstandsänderungen bestimmt werden können. Um eine Absolutmessung durchzuführen, wurden daher verschiedene Verfahren wie die Mehrwellenlängen-Interferometrie, die Weißlicht-Interferometrie [112], die Laser-Feedback Interferometrie [140] sowie die *wavelength-scanning*-Interferometrie [209] entwickelt.

Um den Messraum um weitere Dimensionen zu erweitern, kann der Photodetektor mit einem 2D-Detektor wie beispielsweise einem CCD-Sensor ersetzt werden, um ein abbildendes Interferometer zu erhalten. Somit lassen sich in Kombination mit einem der genannten Verfahren auch absolut 3D-Profile höchstgenau erkennen [112, 209].

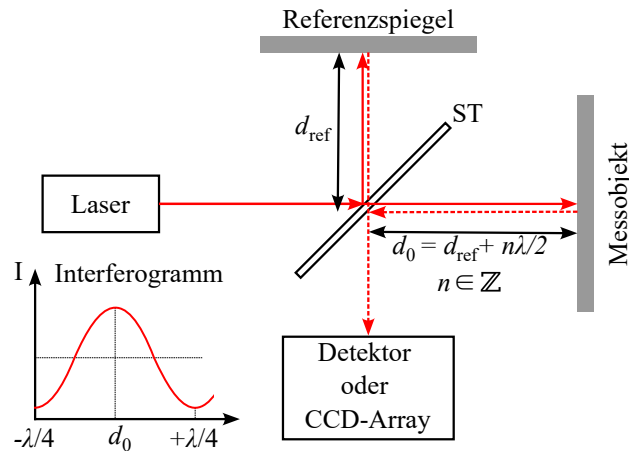


Abbildung 2.15: Schematischer Messaufbau zur interferometrischen Distanzmessung mit Michelson-Interferometer.

Werden 2D-Detektoren verwendet, so wird bei der sogenannten Speckle-Interferometrie das entstandene Specklemuster analysiert, um den Abstand zu bestimmen. Da sich dieses Specklemuster mit dem Abstand ändert, können so punktuell sehr präzise Messungen für biomedizinische oder industrielle Anwendungen erreicht werden [52, 94].

Die Vorteile der Distanzmessung mittels interferometrischen Verfahren bietet höchste Genauigkeit im Nanometer-Bereich bei gleichzeitig großen Messbereichen von bis zu mehreren Kilometern [205]. Der Nachteil eines solchen Systems sind jedoch der komplexe Messaufbau, der zu hohen Kosten führt, und die begrenzte Einsetzbarkeit in der Industrie [2]. Aufgrund der hochgenauen Messung sind typische Anwendungen die industrielle Prozessmesstechnik, die Qualitätssicherung von sicherheitsrelevanten Bauteilen oder die Verformungsmessung [78].

### 2.2.4 Laufzeitverfahren

Optische Laufzeitverfahren (Time-of-Flight, TOF) nutzen die bekannte Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht zur Bestimmung der Entfernung. Man unterscheidet bei Laufzeitverfahren im Wesentlichen zwischen einer direkten Ermittlung des Abstandes über die Laufzeit mit gepulsten Lichtquellen oder einer indirekten Ermittlung über einen Phasenversatz oder einer zeitlichen Interferenz mit Lichtquellen im kontinuierlichen Betrieb (Continuous Wave, CW). Im Folgenden werden die beiden genannten Verfahren erläutert.

#### Direkte Ermittlung –gepulste Systeme

Bei der direkten Ermittlung der Laufzeit wird von einer Lichtquelle, meist eine Laserdiode, ein kurzer Lichtpuls ausgesendet und die Zeit  $\Delta t$  gemessen, bis das an einem

Objekt reflektierte Licht mit einem Empfänger registriert wird. Der Abstand  $d$  lässt sich anhand der gemessenen Zeit und der Lichtgeschwindigkeit  $c_0$  durch Gleichung 2.13 bestimmen. Ein grundlegender schematischer Aufbau eines solchen Systems ist beispielhaft in Abbildung 2.16 gezeigt.

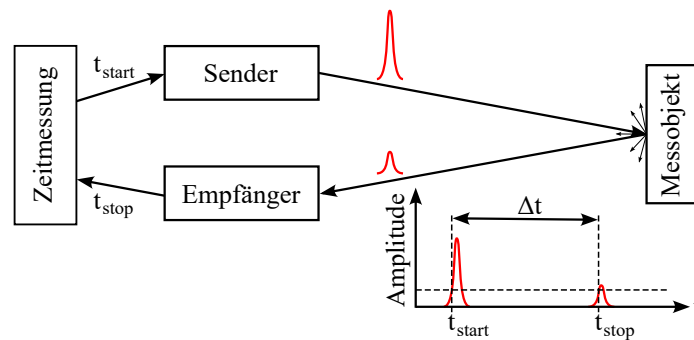


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung eines Distanzmesssystems mittels Laufzeitmessung.

Durch die Verwendung von elektromagnetischer Strahlung bzw. Licht wird eine Unabhängigkeit gegenüber Luftfeuchtigkeit oder Temperatur ermöglicht, welche beispielsweise bei ultraschallbasierten Laufzeitverfahren als unerwünschte Nebeneffekte auftreten. Als Empfänger solcher Systeme werden meist Lawinendiode (Avalanche Photodiode, APD) oder Einzelphotonendetektoren (Silicon Photomultiplier, SiPM) eingesetzt. Die Messgenauigkeit eines solchen Systems wird in erster Linie durch die Auflösung der Zeitmessung limitiert. Ein weiterer Faktor ist die Breite des emittierten Lichtpulses, wobei kürzere Pulse zu höherer Messgenauigkeit führen. Mit derzeit verfügbaren Technologien ist eine Auflösung im Zentimeter-Bereich für Distanzen von mehreren hundert Metern realisierbar [12, 15]. Dieser Typ der Laufzeitmessung kommt auch weitestgehend in modernen LiDAR-Sensoren, wie bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Sensor, zum Einsatz. Die Genauigkeit und Reichweite solcher Systeme lassen sich beispielsweise durch bestimmte Pulsmuster (Optical Orthogonal Codes, OOC) erhöhen [34, 54, 101, 102].

$$d = \frac{c_0 \cdot \Delta t}{2} \quad (2.13)$$

### Indirekte Ermittlung –modulierte Systeme

Bei der indirekten TOF-Messung wird die Distanz nicht direkt über die Signallaufzeit bestimmt, sondern über eine damit zusammenhängende Größe. Man unterscheidet zwischen amplitudenmodulierten (Amplitude-Modulated Continuous Wave, AMCW) und frequenzmodulierten (Frequency-Modulated Continuous Wave, FMCW) Systemen [6]. Für beide Verfahren wird eine zeitliche und räumliche Kohärenz der Lichtquelle vorausgesetzt.

Zudem wird bei der kohärenten Detektion zwischen homodyner und heterodyner Detektion unterschieden, also ob das empfangene Signal mit der Strahlung aus derselben Quelle oder einer anderen Quelle gemischt wird [76, S. 76-77].

**AMCW**-Systeme (Abbildung 2.17) detektieren die Phasenverschiebung  $\Delta\phi$  zwischen der modulierten, ausgesendeten und der reflektierten, empfangenen Intensität. Die Modulation der Amplitude kann dabei sinusförmig sein oder es können Lichtpulse von Laser oder LEDs verwendet werden, welche mehrere hundert Nanosekunden breit sind. Anhand der gemessenen Phasenverschiebung lässt sich die Distanz der reflektierenden Oberfläche für eine sinusförmige Simulation mit der Modulationsfrequenz  $\nu_M$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c_0$  nach [194] berechnen zu

$$d = \frac{c_0 \cdot \Delta\phi}{2 \cdot 2\pi\nu_M}. \quad (2.14)$$

Bei der gepulsten Amplitudenmodulation werden Lichtpulse einer deterministischen Länge ausgesendet, und das zurückgeworfene Licht wird in drei Zeitfenstern integriert. Im ersten Zeitfenster wird das gesamte zurückgeworfene Signal, im zweiten Fenster ein Teil des Hintergrundrauschens sowie ein Teil des reflektierten Pulses gemessen. Im letzten Abschnitt wird nur Hintergrundrauschen integriert, welches dann von den ersten beiden Aufzeichnungen subtrahiert wird. Dadurch kann eine Messung garantiert werden, welche unabhängig von Hintergrundrauschen, Beleuchtungsleistung und Objektreflektivität ist. Das Verfahren wird genauer in [20] beschrieben.

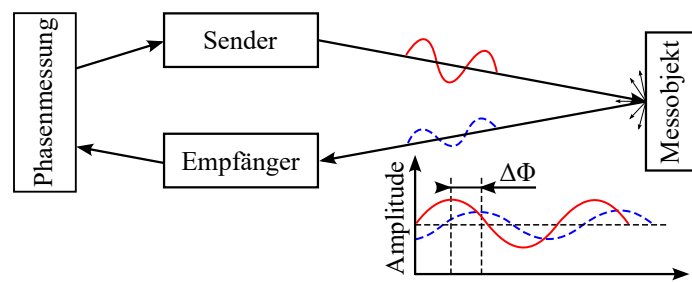


Abbildung 2.17: Schematische Darstellung eines Distanzmesssystems mittels Amplitudenmodulation. In Anlehnung an [12].

Normalerweise ist die maximal erreichbare Distanz (Full Scale Range, FSR) mit einem solchen System limitiert durch die Periode der Modulation, da ab einer Phasenverschiebung von  $2\pi$  keine eindeutige Zuordnung mehr möglich ist [194]. Um diese Mehrdeutigkeit zu umgehen und die Reichweite zu erhöhen, wurden verschiedene Verfahren entwickelt, wie z.B. die Überlagerung zweier oder mehrerer Modulationsfrequenzen, eine Zufallsmodulation

(Random-Modulated Continuous Wave, RMCW) oder auch das im Folgenden erläuterte FMCW-Verfahren [15].

Die Vorteile der AMCW-Messung mittels kontinuierlich moduliertem Licht oder mittels langen Lichtpulsen sind der einfache Messaufbau und die damit verbundenen geringen Kosten. Mit solchen Systemen lassen sich Distanzen von einigen Metern mit der Genauigkeit im Zentimeterbereich auflösen [15].

In **FMCW**-Systemen, wie in Abbildung 2.18 dargestellt, wird das Licht eines frequenzmodulierten Lasers in zwei Teile aufgeteilt. Mit einem Teil wird ein lokaler Oszillator (LO) gespeist, während der andere Teil zum Messpunkt auf einem Objekt, dessen Distanz ermittelt werden soll, transmittiert wird (TX). Das vom Objekt reflektierte und empfangene Signal (RX) wird mit dem Signal des LO zur Interferenz gebracht und auf einen symmetrischen Photodetektor geleitet. Dieser wird zur Detektion optischer Differenzsignale benötigt und bringt zudem die Vorteile mit sich, dass Intensitätsschwankungen der Lichtquelle unterdrückt und die empfangenen Zwischenfrequenz (engl. beat frequency), welche durch die zeitliche Interferenz des LO-Signals und des RX-Signals zustande kommt, verstärkt wird [1]. Trotz des interferometrischen Messprinzips wird die FMCW-Abstandsmessung in dieser Arbeit zu den Laufzeitverfahren gezählt, da die zeitliche Interferenz und nicht die örtliche Interferenz ausschlaggebend für die Messung ist.

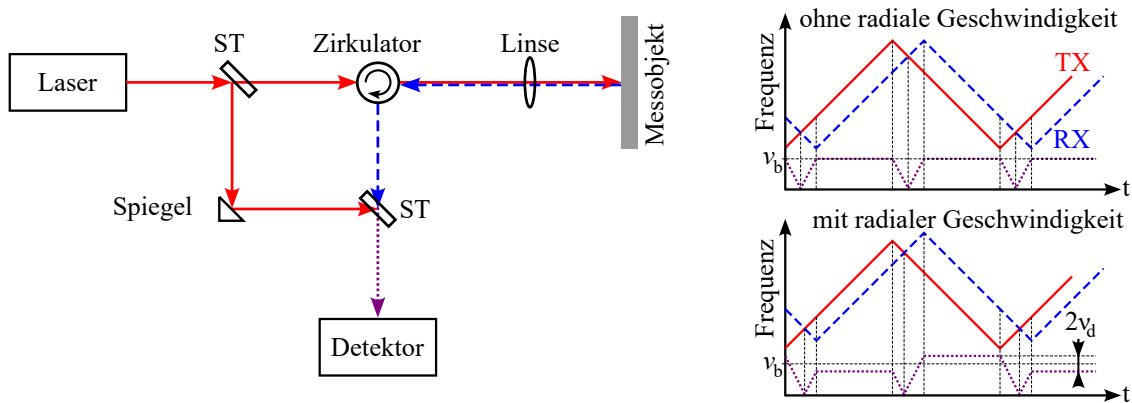


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung eines Distanzmesssystems mittels Frequenzmodulation. Dargestellt sind zwei Messzyklen für ein stillstehendes Objekt sowie ein Objekt mit negativer radialer Geschwindigkeit, welches sich auf den Sensor zubewegt und somit eine Dopplerverschiebung um die Frequenz  $\nu_d$  verursacht. In Anlehnung an [51, 180, 216]

Für die Messung wird die Laserfrequenz  $\nu(t)$  (bzw. Laserwellenlänge) linear über die Zeit  $t$  verändert. Man spricht auch von einem Chirp-Signal. Die Frequenz wird dabei linear gemäß [19]



$$\nu(t) = \nu_L + \xi \cdot t \quad (2.15)$$

verändert. Das reflektierte Signal für ein statisches Objekt wird um Zeit  $\tau$  verzögert. Das führt zu einer Frequenzverschiebung des empfangenen Signals im Vergleich zu dem im lokalen Oszillator von  $\nu_b = \xi \cdot \tau$ .

Anhand des Modulationsparameters  $\xi$  kann die Distanz  $d$  direkt aus der Differenzfrequenz berechnet werden zu

$$d = \frac{c_0}{2\xi} \nu_b. \quad (2.16)$$

Zudem ist bei einem bewegten Objekt die Messung der relativen Geschwindigkeit in Richtung der optischen Achse zum Messsystem möglich. Eine Bewegung entlang dieser Achse führt zu einer Dopplerverschiebung des empfangenen Signals um die überlagerte Dopplerfrequenz  $\nu_d$ , welche ebenfalls gemessen werden kann. Um Position und radiale Geschwindigkeit in einer Messung zu erfassen, ist ein positiver und negativer Chirp erforderlich [216]. Mit der Dopplerfrequenz sowie der Wellenlänge  $\lambda$  lässt sich die relative Radialgeschwindigkeit  $v_r$  unter Berücksichtigung des Einfallswinkels  $\theta$  zur Oberflächennormalen der Messoberfläche nach [149] ermitteln zu

$$v_r = \frac{\nu_d \cdot \lambda}{2 \cos \theta}. \quad (2.17)$$

Der Vorteil eines FMCW-Messsystems ist die hohe im Mikrometerbereich liegende Genauigkeit, wobei die zu erreichende maximale Distanz theoretisch von der Kohärenzlänge abhängig ist [60, 169]. Verschiedene Quellen [103, 104] zeigten jedoch, dass bei einer inkohärenten Messung für hohe Distanzen von hunderten Metern dennoch akzeptable Ergebnisse erzielt werden können. Durch die kohärente Detektion können Echo-Signale bis an die Rauschgrenze des Detektors erkannt werden, da inkohärentes Licht von Störquellen im Gegensatz zu gepulsten Systemen nicht als störend gilt. Allerdings gelten die Kosten im Vergleich zu gepulsten Systemen aufgrund der notwendigen hoch-stabilen und genau abstimmbaren Laserquellen sowie dem komplexen optischen Aufbau derzeit noch als hoch. Durch den Ansatz von integrierten Optiken (Photonic Integrated Circuit, PIC) [91, 128], der von einigen Herstellern verfolgt wird, könnten die Kosten jedoch gesenkt werden, wodurch die Konkurrenzfähigkeit von FMCW-Systemen zukünftig steigen wird [19].



# Kapitel 3

## LiDAR-Technologie

Dieses Kapitel soll dazu dienen einen grundlegenden Überblick über die LiDAR-Sensorik, deren Anwendungen und Kenngrößen zu gewinnen. Dazu wird zunächst auf die verschiedenen Methoden zur Signalaufnahme und Detektion eingegangen. Darauf, werden verschiedene Architekturen von LiDAR-Sensoren sowie deren Kategorisierung und besondere Ausführungen der Sensoren vorgestellt. Anschließend werden die bekannten Technologien zur Abtastung des Sensor-Sichtfeldes aufgelistet. Diese ermöglichen eine 3D-Erfassung ausgehend von der 1D-Laufzeitmessung. Der Abtastmechanismus ist im Wesentlichen auch ausschlaggebend für die Empfangsapertur des Systems und wirkt sich somit auf die zurückgestreute und empfangene Leistung aus. Diese kann durch die LiDAR-Gleichung beschrieben werden, welche in diesem Kapitel erläutert wird und zur Untersuchung von durch Umgebungslicht erzeugtes Hintergrundrauschen herangezogen werden kann. Das Kapitel schließt mit den wichtigsten Kenngrößen und Anforderungen an moderne LiDAR-Sensoren.

LiDAR (Light Detection and Ranging) bzw. Laserscanner ist der Überbegriff für Sensoren zur 3D-Kartierung, welche mittels den in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen optischen Laufzeitverfahren Distanz und Geschwindigkeit messen. Alternativ ist LiDAR auch als LADAR (Laser Detection and Ranging) in der Literatur zu finden. Dies hebt noch besser die Verwandtschaft mit RADAR-Sensoren (Radio Detection and Ranging) hervor, welche auch Distanzen anhand von Funkwellen messen. Der Begriff LiDAR hat sich aber mehrheitlich durchgesetzt und in den letzten Jahren durch die Kommerzialisierung solcher Sensoren in verschiedenen Branchen wie beispielsweise der Automobilindustrie an Popularität gewonnen. Daher wird auch in dieser Arbeit der Begriff LiDAR bevorzugt, wobei auch der Begriff Laserscanner im Folgenden synonym verwendet wird.

## 3.1 Signalaufnahme, Detektion und Augensicherheit

In diesem Abschnitt wird zunächst auf die LiDAR-Gleichung zur Berechnung der Empfangsleistung und dem empfangenen Hintergrundrauschen eingegangen. Anschließend sollen verschiedene Signalaufnahme-Mechanismen von der Akquisition der vollen Signalform bis zur Detektion einzelner Events kurz erläutert werden. Zudem wird kurz der Aspekt der Augensicherheit betrachtet.

### 3.1.1 Leistungsübertragungsbilanz

Die Leistungsübertragungsbilanz wird von verschiedenen Systemparametern beeinflusst und kann durch die sog. LiDAR-Gleichung beschrieben werden, die im Allgemeinen auf dem Lambertschen Kosinusetz aus Abschnitt 2.1.3 basiert. Dabei wird angenommen, dass der gesamte ausgesandte Laserstrahl durch seine kleine radiale Ausdehnung das reflektierende Objekt mit Reflexionskoeffizienten  $\rho_d$  trifft. Indem eine runde Empfangsapertur der Fläche  $A_0$  angenommen wird, kann die empfangene Signalleistung unter Berücksichtigung des Raumwinkels  $\Omega = A_0/d^2$  mithilfe von Gleichung 2.7 berechnet werden zu [55, 139]

$$P_S = I_r(\theta) \cdot \Omega \cdot \eta_{\text{opt}} \cdot T_{\text{atm}}^2 = P_0 \cdot \frac{A_0 \cdot \eta_{\text{opt}} \cdot T_{\text{atm}}^2 \cdot \rho_d \cdot \cos \theta}{\pi \cdot d^2}. \quad (3.1)$$

Wobei zudem die Effizienz des optischen Systems  $\eta_{\text{opt}} = \eta_{\text{tx}} \cdot \eta_{\text{rx}}$  berücksichtigt wird, die sich aus der Sende-  $\eta_{\text{tx}}$  und Empfangseffizienz  $\eta_{\text{rx}}$  ergibt. Zudem kann die atmosphärische Transmission  $T_{\text{atm}}$  berücksichtigt werden [55].

Da für die direkte TOF-Messung mittels kurzen Laserpulsen die Störung der Messung durch Umgebungslicht als Hauptrauschquelle angenommen werden kann, muss auch die empfangene Rauschleistung charakterisiert werden. Für ein System mit einem rechteckigem Fernfeld mit den horizontalen  $\alpha_h$  und vertikalen Akzeptanzwinkel  $\alpha_v$  (jeweils voller Öffnungswinkel) für das Sichtfeld des Detektors ergibt sich mit Kleinwinkelnäherung in der Objektebene im Abstand  $d$  eine Fläche von

$$A_D = d^2 \cdot \tan \alpha_h \cdot \tan \alpha_v. \quad (3.2)$$

Somit kann für die empfangene Rauschleistung zu einem Zeitpunkt der Ausdruck

$$P_N(t) = \frac{E_{e,t} \cdot A_D \cdot \Omega \cdot \eta_{\text{rx}} \cdot T_{\text{atm}} \cdot \rho_d}{\pi} = \frac{E_{e,t} \cdot A_0 \cdot \rho_d \cdot \tan \alpha_h \cdot \tan \alpha_v \cdot \eta_{\text{rx}} \cdot T_{\text{atm}} \cdot \rho_d}{\pi} \quad (3.3)$$

hergeleitet werden. Dabei beschreibt  $E_{e,t}$  die Bestrahlungsstärke auf dem betrachteten Objekt. Die restlichen Parameter sind analog zu denen der Berechnung der empfangenen Signalleistung zu verstehen. Für die empfangene Rauschleistung ist demnach keine Abhängigkeit von der Distanz  $d$  des Objektes gegeben, da der Raumwinkel zum Einfangen der Strahlung im gleichen Maße fällt wie die vom Detektor betrachtete Fläche steigt.

### 3.1.2 Signalaufnahme und Detektion

Zur Aufnahme der zurückgestreuten Leistung wird das vom Photodetektor – meist einer der im vorherigen Kapitel beschriebenen Typen – registrierte Signal in der Regel verstärkt und zur weiteren Auswertung digitalisiert. Dabei haben sich zwei verschiedene Methoden herauskristallisiert: die Aufnahme der Form des empfangenen Signals (full-waveform) oder die Aufnahme von diskreten Events (discrete return) [117, 171]. Ein Vergleich der erhaltenen Daten wird in Abbildung 3.1 veranschaulicht. Während die Aufnahme der gesamten Signalform mehr Information über Hindernisse entlang der momentanen Messachse enthält, ist dies mit höheren Kosten und die Auswertung mit hohem Rechenaufwand verbunden. Für die Aufzeichnung des Signals sind Hochgeschwindigkeits-Analog-Digital-Umsetzer (Analog-to-Digital Converter, ADC) nötig, welche neben hohen Kosten zudem auch eine hohe elektrische Verlustleistung aufweisen [124]. Dieser Typ der Aufnahme machte daher in frühen Systemen aufgrund genannter Gründe nur für bestimmte Anwendungen wie beispielsweise der Vegetationskartierung oder anderen Forschungszwecken Sinn, wodurch full-waveform-LiDARs im kommerziellen Umfeld weniger stark verbreitet sind [191]. Jedoch wird dieser Ansatz aufgrund der zunehmenden Anzahl an verfügbaren integrierten Lösungen und der höheren Genauigkeit und Präzision, die sich hiermit erzielen lässt, zunehmend stärker verfolgt [118].

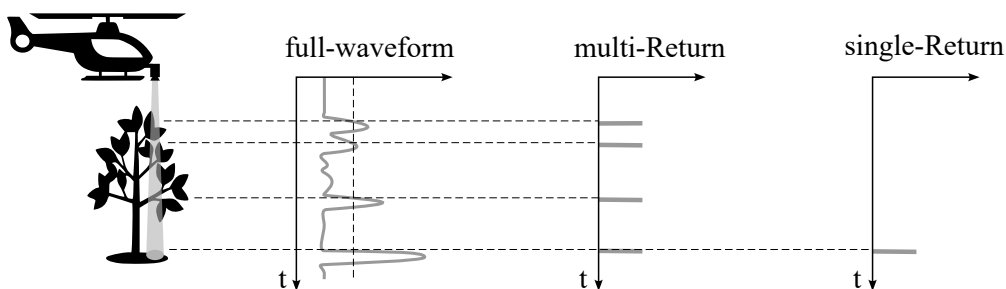


Abbildung 3.1: Signalaufnahme-Typen am Beispiel eines luftgestützten Laserscanners. (a) full-waveform: Aufzeichnung der empfangenen Leistung über die Zeit; (b) multi-return: Detektion mehrerer Events bei Überschneiden einer Detektionsschwelle; (c) single-return: Detektion des Events der höchsten Intensität. In Anlehnung an [180].

Daneben werden bei der diskreten Aufzeichnung in der Regel ein oder mehrere Events detektiert, was mittels einem Schwellwert-Komparator und einem Time-to-Digital-Converter

(TDC) erreicht wird [124]. Mittels TDC ist eine hochgenaue Zeitmessung bis in den Pikosekunden-Bereich zwischen Emission des Laserpulses und den empfangenen Echos möglich [84]. Dabei wird zwischen single-hit und multi-hit TDCs unterschieden, die entweder einzelne oder mehrere Events aufzeichnen können. TDCs sind auch als diskrete integrierte Schaltkreise (Integrated Circuit, IC) erhältlich, werden in LiDAR-Systemen jedoch oft in einer programmierbaren Logik (Field-Programmable Gate-Array, FPGA) implementiert [84, 110, 194].

Durch die zunehmende Weiterentwicklung von Fertigungsprozessen von integrierten Schaltungen wie beispielsweise dem CMOS-Prozess, sind mittlerweile auch viele platzsparende und energieeffiziente Hybridlösungen wie beispielsweise SPAD-Arrays mit integriertem TDC [18, 97, 178] oder auch Kombinationen von Signalverstärkern, ADC und TDC auf einem Chip erhältlich [124]. Die Entwicklung geht hierbei Richtung weitere Integration und Miniaturisierung, um Kosten, Platz und Energie einzusparen und dadurch ein hochperformantes System mit geringer Leistungsaufnahme auf kleinstem Bauraum anbieten zu können.

### 3.1.3 Wellenlänge und Rauschen

Bei der Wahl der Wellenlänge von LiDAR-Systemen spielen neben physikalischen Aspekten, wie verfügbare Leistungen bei gegebener Laserwellenlänge oder die spektrale Sensitivität der Photodetektoren, zudem Kosten- und Augensicherheitsaspekte eine Rolle. Dabei haben sich vor allem Wellenlängen im NIR-Bereich durchgesetzt. Die meisten LiDAR-Systeme operieren bei einer Wellenlänge von 905 nm sowie 1550 nm, wobei auch Wellenlängen von 850 nm und 940 nm auf dem Markt zu finden sind [200, 217].

Durch die Halbleitertechnologie der genutzten Laser und Detektoren sind die Wellenlängen auf den Bereich von ca. 800 nm bis 1000 nm für Si-basierte und 1550 nm für InGaAs-basierte Bauelemente beschränkt [200]. Hierbei sei erwähnt, dass durch den wesentlich etablierteren Prozess und der Verfügbarkeit Si-basierte Detektoren und Laser deutlich kosteneffizienter herzustellen sind [70, 200]. Für InGaAs-basierte Detektoren können im Vergleich zur Siliziumtechnologie die fünffachen Kosten angenommen werden. Auf Basis des Gesamtsystems werden die Kosten im Vergleich von im IR-A und im IR-B operierenden Systemen um den Faktor zehn höher geschätzt [70].

Einen weiteren Aspekt spielt das Rauschen durch die von der Sonne erzeugte Hintergrundstrahlung. Abbildung 3.2 zeigt das Sonnenspektrum gemäß dem Strahlungsgesetz von Planck. Die auf der Erdoberfläche ankommende Strahlung weist durch Absorptionsbanden verschiedener Gase in der Atmosphäre ein abweichendes Spektrum auf. Zudem sind verschiedene Systemwellenlängen von LiDAR-Systemen für die folgende Erklärung

ingezeichnet. Die spektralen Einbrüche durch die atmosphärische Absorption können genutzt werden, da dort das Rauschen geringer ist und sich damit höhere Signal-zu-Rausch-Verhältnisse erzielen lassen [200]. Dies ist beispielsweise im Bereich von 900 nm der Fall, weshalb viele LiDAR-Systeme in diesem Bereich arbeiten. Bei einer Wellenlänge von 1550 nm ist die Hintergrundstrahlung im direkten Vergleich um den Faktor drei verringert. Um das Rauschen durch den Hintergrund bestmöglich zu unterdrücken, werden optische Bandpassfilter um die gewählte Laserlinie eingesetzt. Die Breite dieser Filter hängt von der Temperaturstabilität des Lasers ab. In Abschnitt 2.1.1 wurde bereits erörtert, dass VCSEL einen wesentlich geringeren spektralen Drift mit Temperatur als EEL aufweisen und daher hinsichtlich der spektralen Filterung einen Vorteil haben [200].

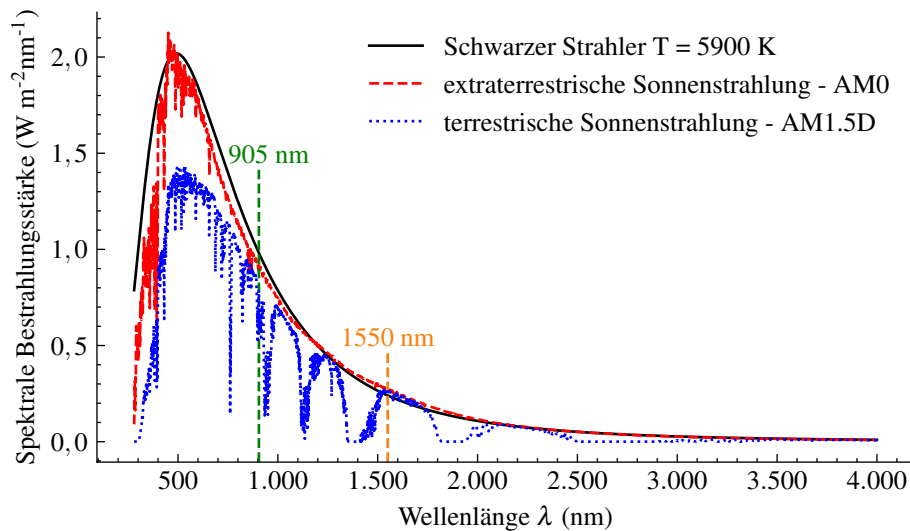


Abbildung 3.2: Spektrale Bestrahlungsstärke der Sonne im Vergleich mit einem Planck-Strahler der Temperatur 5900 K. AM1.5D (air mass): Direkte Sonneneinstrahlung, die unter einem Winkel von  $37^\circ$  zum Äquator auf der Erdoberfläche ankommt. Die integrierte Bestrahlungsstärke liegt hierfür bei  $900 \text{ W m}^{-2}$ . Daten der Spektren von [161].

Der abschließende Aspekt für die Wahl der Systemwellenlänge ist die Augensicherheit, welche im nachfolgenden Abschnitt kurz betrachtet wird. Für die Wahl der Wellenlänge sei hierbei erwähnt, dass im IR-A die Laserleistung durch Sicherheitsaspekte im Zuge der Augengesundheit begrenzt werden muss, während dies im Bereich von IR-B wesentlich weniger kritisch ist. Daher haben kommerzielle LiDAR-Systeme, die bei 1550 nm arbeiten, meist eine erhöhte Reichweite, wobei diese wesentlich stärker durch Regen oder Nebel im Vergleich zu Wellenlängen  $< 1 \mu\text{m}$  beeinträchtigt wird [70, 202].

### 3.1.4 Augensicherheit

Für den Betrieb von LiDAR-Sensoren im öffentlichen Raum dürfen diese für Personen, die sich in der Nähe aufhalten, keine Gefahr darstellen. Dies gilt besonders für mobile terrestrische Sensoren im Automobil oder für industrielle Anwendungen, da dort die Distanz zwischen Sensor und Person am geringsten ist. Daher muss für ein augensicheres System die Lasersicherheitsnorm, welche durch die Internationale Elektrotechnische Kommission (IEC) festgelegt wurde, berücksichtigt werden. Die Norm IEC 60825-1:2014 teilt Laser gemäß der von ihnen ausgehenden Gefährdung in Klassen ein und legt Vorsichtsmaßnahmen für das sichere Betreiben von Lasern fest [89]. Durch die gerichtete und monochromatische Strahlung von Lasern können hohe Energiedichten auftreten, die Haut oder Augen schädigen können. Als Schwellwert wird hier nach der Norm eine maximal zulässige Bestrahlung (Maximum Permissible Exposure, MPE) vorgegeben [45, 130]. Dieser Schwellwert hängt sowohl von der Wellenlänge, der Repetitionsrate, der Pulsdauer, dem Strahlprofil und vielen weiteren Faktoren ab. Aufgrund der starken Parameterabhängigkeit ist die Norm für scannende Systems sehr spezifisch interpretierbar und kann daher nicht verallgemeinert werden [174].

## 3.2 Kategorisierung von LiDAR-Systemen

Wenngleich allen LiDAR-Systemen ein ähnliches Messprinzip zugrunde liegt, so sind die Anwendungsgebiete für solche Systeme breit gefächert. Auch wenn sich diese Arbeit im Grunde nur mit einem mobilen terrestrischen Laserscanner beschäftigt, so wird dennoch eine kurze Aufführung der verschiedenen LiDAR-Typen gegeben. Daher werden im Folgenden die bekannten LiDAR-Typen nach Betriebsplattform und Anwendung eingeteilt.

### 3.2.1 Mono- und bistatische Systeme

Je nach Aufbau des Sende- und Empfangs-Systems des LiDAR-Sensors kann zwischen mono- und bistatischen bzw. biaxialen Systemen unterschieden werden (siehe Abbildung 3.3). Biaxiale Systeme weisen hierbei getrennte Aperturen für Sende- und Empfangspfad auf. Diese Architektur wird oft für Flash-Systeme oder rotierende Sensoren (siehe Abschnitt 3.3) eingesetzt, die keine 2D-Abtastung benötigen. Dagegen besitzen monostatische bzw. koaxiale Systeme eine gemeinsame Apertur für das Senden und Empfangen des Laserlichtes. Der Sende- und Empfangspfad müssen also, wie in Abbildung 3.3(a) dargestellt, koaxial verlaufen. Dies hat zur Folge, dass die verfügbare Systemapertur aufgeteilt werden muss, wobei es durch die Strahlkopplung mindestens zu Verlusten in einem der beiden Pfade, meist dem Empfangspfad, kommt. Von Nachteil ist auch, dass es durch die gemeinsame



Apertur beim Aussenden des Lasers zu einem Übersprechen auf den Detektor kommen und diesen kurzfristig blenden kann [130].

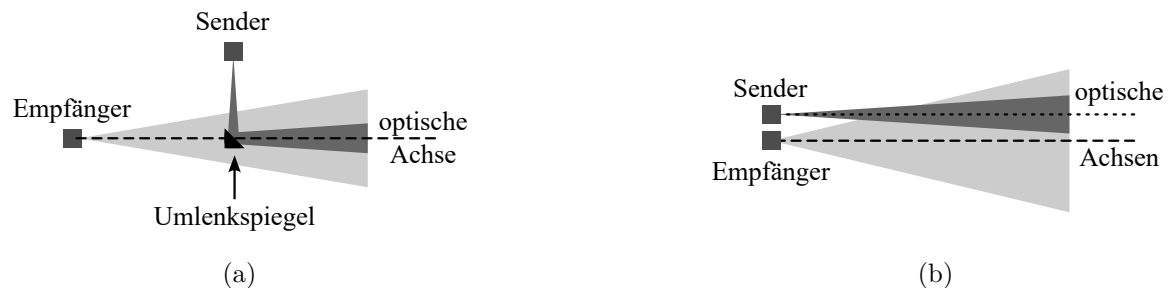


Abbildung 3.3: Mono- und Bistatischer Aufbau von LiDAR-Systemen in Anlehnung an [130]. (a) Monostatischer Aufbau mit koaxialem Verlauf der optischen Achsen von Sender und Empfänger; (b) Bistatischer bzw. biaxialer Verlauf der optischen Achsen von Sender und Empfänger.

### 3.2.2 Besondere LiDAR-Systeme

Für die Eingliederung nach Anwendung werden neben den in der Industrie gängigen Systemen, welche zur Erzeugung von präzisen 3D-Karten des Nahbereichs verwendet werden, auch einige besondere Ausführungen aufgeführt. Dazu gehören Systeme, die von der Erdoberfläche aus die verschiedenen Luftschichten der Atmosphäre auf bestimmte Spurenelemente und Partikel prüfen können, sowie Systeme, die aus großer Höhe wie etwa von Flugzeugen oder Satelliten zur Untersuchung der Erdoberfläche dienen.

#### Topografisches LiDAR

Topografische LiDAR-Sensoren ermöglichen die Erstellung von hochauflösenden 3D-Karten der Erdoberfläche. Meist erfolgt die Messung von Satelliten aus. Auch eine luftgestützte Messung mittels Flugzeugen, Helikoptern oder unbemannten Luftfahrzeugen (Unmanned Aerial Vehicle, UAV) wie Drohnen ist möglich. Bei der luftgestützten Vermessung spricht man auch von Laserscanning (Aerial Laser Scanning, ALS bzw. Terrestrial Laser Scanning, TLS) [92]. Häufig werden dabei LiDAR-Sensoren mit Kameras für die Photogrammetrie kombiniert. Zur Georeferenzierung, also dem Versehen der Daten mit Realweltkoordinaten, kommen GPS (Global Positioning System) in Kombination mit inertialen Messeinheiten (Inertial Measurement Unit, IMU) und dem Globalen Satellitengestützten Navigationssystem (Global Navigation Satellite System, GNSS) zum Einsatz [76].

Die ersten Systeme etablierten sich kurz nach der Entwicklung des Lasers in den 1970er Jahren. Die Anwendungsgebiete sind die hochgenaue Kartierung für die Forschung in unter anderem den Geowissenschaften [92], der Forstwirtschaft [203] und der Glaziologie [9, 40].

Dadurch, dass mittels LiDAR-Sensoren auch der Boden unter dichter Vegetation vermessen werden kann, ist auch eine Anwendung im Bereich der Archäologie zur Entdeckung antiker Stätten vergangener Zivilisationen von Interesse [7, 29, 53, 173].

### **Bathymetrisches LiDAR**

Die Bathymetrie beschreibt die Vermessung von Wassertiefen. Dies wird durch die Verwendung von grünen oder blauen Lasern, welche durch das Wasser keine starke Absorption erfahren, ermöglicht. Durch die Reflexion am See oder Meeresgrund lassen sich somit Küstenbereiche, Hafenanlagen, und Schifffahrtsrinnen vermessen [76, S. 451]. Das 3D-Monitoring von Korallenriffen bietet zudem großes Potenzial für das Verständnis der Zusammenhänge von Klimawandel und ökologischen Unterseeprozessen [64, S. 145-168]. Bei idealen Messbedingungen sind Messtiefen von bis zu 60 m erreichbar [155].

### **Differentielles Absorptions-LiDAR**

Das differentielle Absorptions-LiDAR ist ein effektives Werkzeug zur Bestimmung von Schadstoffen und Spurengasen in der Atmosphäre. Das Messprinzip beruht auf der Aussendung von Laserpulsen zweier oder mehrerer verschiedenen Wellenlängen wobei das nachzuweisende Gasmolekül bei einer der Wellenlängen absorbierend wirkt. Durch das zeitliche Aufzeichnen der zurückgestreuten Intensitäten bei den verwendeten Wellenlängen, kann durch die Differenz ein Konzentrationsprofil entlang der Ausbreitungslinie bestimmt werden [23]. Einen Überblick über die historische Entwicklung verschafft [24].

### **Raman-LiDAR**

Raman-LiDAR macht sich die inelastische Streuung (Raman-Effekt) von Licht an bestimmten Molekülen zunutze [82]. Dabei findet eine Wechselwirkung von Photon und Molekül statt, wobei es zu einer Energieübertragung in beide Richtungen kommen kann, welche die Vibration und Rotation des Moleküls ändern. Dadurch kommt es zu einer zurückgestreuten Strahlung, welche ein bestimmtes Spektrum aufweist. Durch die Detektion der Intensität eines ausgewählten Spektralbereichs lässt sich somit auf die Konzentration des zugehörigen Moleküls entlang der Ausbreitungslinie schließen. Damit lassen sich beispielsweise Wasserdampfmischverhältnisse in der Atmosphäre untersuchen [196].

### **Wind-LiDAR**

Mittels Wind-LiDAR lassen sich Luftströme auf verschiedenen Skalen untersuchen. Dabei lassen sich die Windrichtung und Windgeschwindigkeit sowie Turbulenzen mittels Dopplereffekt an dem im Luftstrom beteiligten Molekülen als Rückstreuungsziele bestimmen. Die

Größenordnung reicht von der Messung von Luftströmen an Windkraftanlagen [134] bis hin zu genauen Bestimmungen der Windvektoren in der Mesosphäre [163].

### **Hyperspektral-LiDAR**

Abseits der beschriebenen Systeme wurden in den letzten Jahren auch Multispektrale- oder Hyperspektrale-LiDAR-Systeme entwickeln, welche neben der 3D-Information und Intensität auch noch spektrale Information beinhalten. Somit lassen sich beispielsweise der Wassergehalt einer Schneedecke [160] erkennen oder auch Pflanzenkrankheiten und -wuchs für die Landwirtschaft bestimmen [31].

### **3.2.3 Einteilung nach Plattform**

Verschiedene Maßstäbe des zu erfassenden Bereiches erfordern verschiedene Betriebsplattformen für LiDAR-Sensoren bzw. Laserscanner. Daher wird im Allgemeinen zwischen luftgestützten und terrestrischen Laserscannern unterschieden. Die verschiedenen Anordnungen implizieren indirekt verschiedene Anwendungsfelder.

#### **Luftgestützte Laserscanner**

Diese Systeme werden auf Drohnen, Flugzeugen oder Satelliten angebracht und dienen zur Vermessung der Erdoberfläche. Das Ziel hierbei ist die Kartierung von beispielsweise Städten oder Gebirgen. In der Photogrammetrie werden dabei die 3D-Daten des LiDAR-Systems oft mit Bildern von hochauflösenden Kameras fusioniert, um fotorealistische 3D-Modelle zu erstellen [76]. Die Anwendungen decken sich mit denen der im vorherigen Abschnitt beschriebenen für topografische und bathymetrische LiDAR-Sensoren.

Satellitenkonstellationen wurden erstmals in der Weltraumforschung für die Vermessung der Oberflächentopografie des Mondes eingesetzt, um passende Landeplätze zu finden [213]. Kurz darauf wurden die Systeme aber für die Erdbeobachtung adaptiert und dienen meist der Bestimmung verschiedener Parameter der Atmosphäre wie beispielsweise dem Aerosolgehalt. Zudem können mittels full-waveform Daten (siehe Abschnitt 3.1.2) verschiedene Parameter der Vegetation bestimmt werden [76].

Mit luftgestützten LiDAR-Sensoren auf Drohnen ist die höchste Genauigkeit zu erreichen, welche aufgrund der geringen Flughöhe in allen drei Achsen ca. 1 cm beträgt [76].

#### **Terrestrische Laserscanner**

Terrestrische Laserscanner werden unterteilt in statische und mobile Sensoren. Statische Sensoren werden fix montiert und für Anwendungen wie die Zählung von Personen [69,

115] oder die Perimeterüberwachung eingesetzt. Zudem hat sich zuletzt auch der Fall von Volumensmessung von Schüttgütern oder in Silos hervorgetan [126]. Mobile Laserscanner werden auf Fahrzeugen wie PKWs oder Zügen montiert und dienen meist der Erfassung und gleichzeitigen Kartierung des Umfeldes. Der prominenteste Anwendungsfall ist das autonome Fahren, wobei LiDAR-Sensoren als Schlüsseltechnologie für autonome Fahrzeuge gelten [189]. Durch den vorhandenen Markt für stetig kleiner werdende und dennoch performantere Systeme ist im letzten Jahrzehnt ein regelrechter Wettbewerb um die Entwicklung solcher Sensoren entstanden [189]. Das Spektrum der verfügbaren Sensoren ist wie das der Anwendungen sehr breit gefächert, wodurch Sensoren mit verschiedener Auflösung, Genauigkeit und Sichtfeld verfügbar sind.

### 3.3 Abrasterungsschemata für mobile LiDAR-Sensoren

In diesem Abschnitt soll auf die wichtigsten Möglichkeiten der Abtastung des Winkelraumes für terrestrische LiDAR-Systeme eingegangen werden. Wie Abbildung 3.4 zeigt, kann unterschieden werden zwischen 1D-, 2D- und 3D-LiDAR. Während im eindimensionalen Fall die Distanz zu einem Punkt bestimmt wird und kein Scan-Mechanismus erforderlich ist, wird bei 2D-LiDAR für jeden Punkt entlang einer Linie der Abstand erfasst. Im 3D-Fall geschieht dies für eine zweidimensionale Fläche. Der Grundaufbau für die Distanzmessung kann dabei identisch sein und fußt auf einem der in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen Messprinzipien. Für eine mehrdimensionale Abtastung wird entweder das Messsystem für die Punktmessung mittels eines Scan-Mechanismus erweitert (scanning LiDAR) oder die Dimensionen des Detektors und der Beleuchtung werden entsprechend erweitert (Flash LiDAR). Systeme, die dabei keine mechanisch reibenden oder verschleißenden Teile wie Motoren für den Antrieb des Scan-Mechanismus aufweisen, fallen unter den Begriff solid-state LiDAR. Im Folgenden soll auf die wichtigsten Architekturen eingegangen werden.

#### 3.3.1 Rotierende Systeme

Makro-mechanisch rotierende Systeme erfassen ein Umfeld von  $360^\circ$ . Dabei wird die Messeinheit, die 16 bis 128 Laser-Detektor-Paare aufweist [8], auf eine sich rotierende Plattform montiert, um somit einen Rundumblick zu ermöglichen. Dieser Ansatz ist einer der ersten, der für die Kommerzialisierung solcher Systeme im Automobilbereich verfolgt wurde. Durch seine stetige Weiterentwicklung sind mittlerweile Systeme mit bis zu 128 parallelen Laser- und Detektor-Kanälen verfügbar [168]. Vorteil ist die  $360^\circ$ -Abtastung, wobei deren Notwendigkeit vom individuellen Anwendungsfall abhängig ist. Die vertikale Auflösung ist meist durch die verbaute Optik festgelegt.

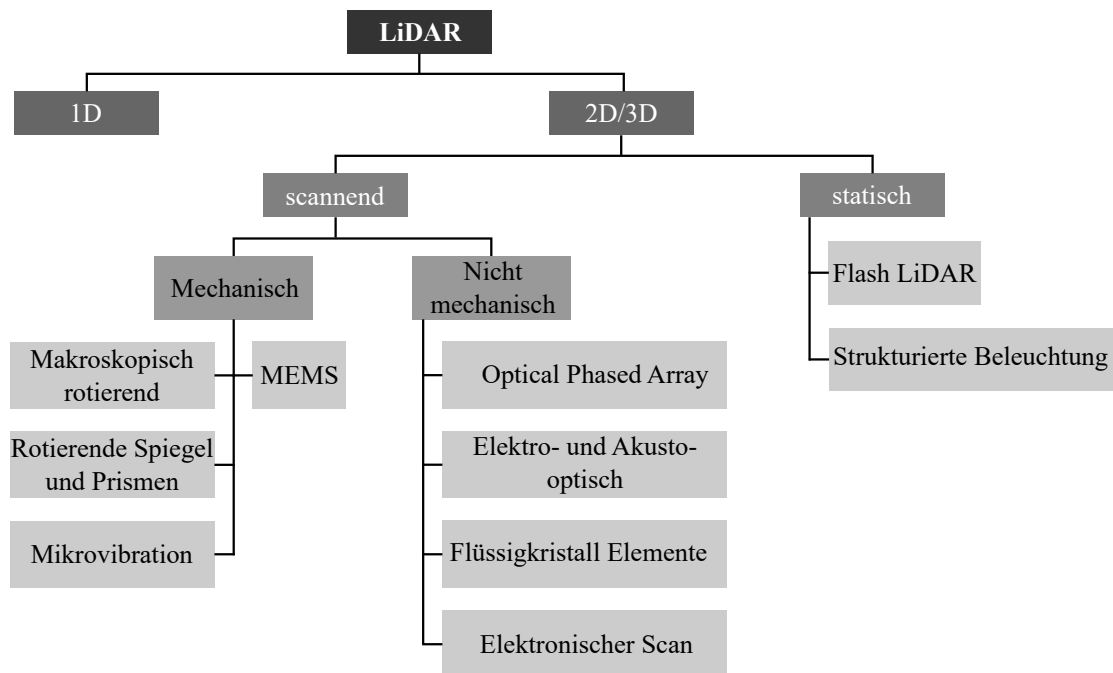


Abbildung 3.4: Einteilung von Abtastmechanismen in LiDAR-Sensoren nach [212].

### 3.3.2 Scannende Systeme

Bei scannenden Systeme wird nicht die ganze Messeinheit zur Erfassung des Umfeldes bewegt, sondern der optische Send- und Empfangspfad wird durch optische Elemente verändert bzw. gezielt gesteuert. Hierbei bietet sich eine Vielzahl von Mechanismen an, die in [158] oder [130] zusammengefasst werden. Die genutzten Bauelemente zur Strahlablenkung können unterschieden werden in mechanische und nichtmechanische Scanner. Zu den mechanischen Scannern zählen rotierende Spiegel und Prismen sowie MEMS-Spiegel (mikro-elektromechanisches System, MEMS) [130, 158]. Bei nichtmechanischen Aufbauten kommen optische Phasen-Arrays (Optical Phased Array, OPA) [83, 168] und beispielsweise flüssige Linsen oder Prismen [33, 113, 123] infrage. Hierbei wird der MEMS-Technologie momentan großes Potenzial zugesprochen [158, 197].

Vorteile von scannenden Systemen ist deren hohen Reichweite aufgrund der gerichteten Strahlung. Gleichzeitig ergeben sich dabei auch bessere Eigenschaften für die Augensicherheit, da während der Abtastung des Sichtfeldes nur für einzelne Punkte die emittierte Laserstrahlung in Betracht gezogen werden muss [25]. Zudem gibt es bei Objekten mit starker Rückstreuung kein Übersprechen auf benachbarte Punkte, da diese separat in einem Messzyklus betrachtet werden. Auch ein gegenseitiges Stören von mehreren Sensoren, welche dieselbe Szene betrachten, ist nahezu ausgeschlossen und gilt schlimmstenfalls nur für einzelne Messpunkte [158]. Durch das Scannen sind meist variable Sichtfelder und

Auflösungen realisierbar, deren Grenze durch die verwendeten Ablenkeinheiten beschränkt ist. Nachteile der Abtastung sind jedoch die dadurch limitierte Bildwiederholrate sowie Verzerrungen des Bildes bei hochdynamischen Szenen [211]. Um diesem Problem entgegenzuwirken wird der Ansatz von mehreren parallelen Kanälen wie beim rotierenden LiDAR verfolgt, um das betrachtete Sichtfeld (Field of View, FOV) schneller abzutasten.

### 3.3.3 Flash Systeme

Sofern nicht gescannt wird, um ein mehrdimensionales Sichtfeld des Sensors zu erreichen, können die Dimensionen des Detektors erweitert werden. Hierbei haben sich Arrays von SPADs als Stand der Technik etabliert [194]. Die vom Detektor betrachtete Szene wird mittels eines diffusen Laserpulses beleuchtet. Dadurch, dass jeder Pixel des Detektors mithilfe einer Abbildungsoptik einen anderen Winkelraum betrachtet, kann somit das gesamte Sichtfeld simultan vermessen werden. Durch den begrenzten Dynamikumfang von SPADs besteht ein Pixel meist aus mehreren SPADs um mittels Koinzidenzerkennung Rauschen, z.B. durch Hintergrundstrahlung, zu unterdrücken. Hierzu werden oft mehrere Messungen für eine Aufnahme zusammengefasst, um die korrelierende Reflexion des Objektes zu finden [86, 144]. Nachteile einer solchen Architektur ist die geringere Reichweite im Vergleich zu scannenden Systemen. Zudem ist die Auflösung durch die Pixelzahl des Detektors fest vorgegeben, wodurch ein Kompromiss zwischen FOV und Auflösung getroffen werden muss, was durch die verwendete Beleuchtungs- und Abbildungsoptik beeinflussbar ist. Es ist entweder eine geringe Auflösung bei hohem FOV oder umgekehrt möglich [156].

### 3.3.4 Strukturierte Beleuchtung

LiDAR-Systeme, welche mittels strukturierter Beleuchtung arbeiten, setzen auf eine Technik, die auch als Compressed Sensing bekannt ist. Hierzu werden Signale mit einer geringeren Datenrate erfasst und mittels Signalverarbeitungstechniken und Algorithmen aufbereitet, um die echte Szene zu rekonstruieren. Dies geschieht mittels einer strukturierten Beleuchtung, die beispielsweise mittels Mikrospiegel-Arrays erzeugt wird. Für eine Vielzahl verschiedener Beleuchtungsmuster wird die zeitliche Antwort auf einem einzelnen Detektor registriert. Anhand der zeitlichen Verläufe zugehörig zur jeweiligen Beleuchtungsmatrix kann somit die 3D-Information des beleuchteten FOVs in Punktwolkenform extrahiert werden [44, 59, 157, 159, 185].

## 3.4 Metriken und Anforderungen an moderne LiDAR-Sensoren

In diesem Abschnitt soll auf die charakteristischen Leistungsparameter eines LiDAR-Systems und deren Definition eingegangen werden. Diese geben Aufschluss über die allgemeine Leistungsfähigkeit eines Sensors und lassen einen Vergleich der Sensoren untereinander sowie mit anderen Sensortechnologien zu. Anschließend werden die Anforderungen an moderne LiDAR-Sensoren anhand der erläuterten Parameter für autonome Fahrzeuge dargelegt.

### 3.4.1 Systemparameter von LiDAR-Sensoren

Im Folgenden wird kurz auf die wichtigsten Parameter, welche eine Aussage über die Leistungsfähigkeit von LiDAR-Systemen erlauben, eingegangen. Am wichtigsten hierbei ist die Detektionsrate, über welche die Reichweite eines Systems definiert wird.

#### Detektionsrate und Falsch-Alarm-Rate

Als Detektionsrate wird die Wahrscheinlichkeit für eine wahre Detektion (True Positive Rate, TPR) eines Objektes definiert. Die Detektionsrate kann für eine bestimmte Distanz eines Objektes einer bestimmten Reflektivität sowie gegebenen Umgebungsparametern angegeben werden, da die empfangene Signal- und Rauschleistung nach Gleichungen 3.1 und 3.3 und somit das Signal-Rausch-Verhältnis im Wesentlichen hiervon abhängt.

Im Gegensatz hierzu gibt die Falsch-Alarm-Rate (False Positive Rate, FPR) die Wahrscheinlichkeit für eine Detektion eines nicht vorhandenen Objektes an. Diese Falscherkennung wird hauptsächlich durch Rauschen verursacht und sollte im Idealfall für alle Bedingungen so gering wie möglich sein, um zuverlässige Daten zu garantieren.

#### Maximaldistanz, Reichweite und Distanzauflösung

Als Maximaldistanz wird die maximal mit dem Messsystem messbare Distanz verstanden, welche durch den Skalenendwert innerhalb eines Messzyklus begrenzt wird. Die Reichweite wird dahingegen oft für ein bestimmtes Szenario, also eine bestimmte Reflektivität und Umgebungsbedingung, als der Wert definiert, unter welchem die Detektionsrate unter einem gewissen Wert fällt. Hierbei wird als Schwelle oft eine Detektionsrate von 90 % für einen lambertschen Reflektor von 10 % und einer Beleuchtungsstärke von 100 klx in der Objektebene angegeben. Zudem wird meist angenommen, dass der Laserstrahl senkrecht auf das Objekt trifft, also parallel zu dessen Oberflächennormalen ist. Die spezifischen

Parameter für die Definition des Wertes können aber auch abweichen und sind daher meist gegeben.

Die Distanzauflösung wird in Laufzeitmesssystemen meist durch die Auflösung der Zeitmessung begrenzt, da von dieser direkt auf die Distanz geschlossen wird (Gleichung 2.13). Für eine Auflösung im Zentimeterbereich ist beispielsweise eine zeitliche Auflösbarkeit von ca. 66 ps nötig.

### Präzision und Genauigkeit

Die Präzision gibt Aufschluss über die Reproduzierbarkeit eines Messergebnisses für identische Bedingungen. Je präziser ein System, desto geringer ist die Streuung der individuellen Messungen. Die Präzision kann auf die Distanzmessung selbst oder auf den zum Messpunkt zugehörigen Winkel bezogen werden, wobei meist nur ersterer Wert gegeben ist. Dieser wird in TOF-Systemen durch eine Vielzahl von Systemparametern wie beispielsweise der Laserpulsbreite, Ansprechzeiten des Detektors sowie der Varianz von Schaltzeiten von elektronischen Bauteilen beeinflusst. Zudem ist sie abhängig von der Form des empfangenen Echo-Signals, welches von der Distanz, Reflektivität und der Verkippung der Messoberfläche bestimmt wird. Vorwiegend ist der Wert als Standardabweichung  $\sigma$  für eine bestimmte Distanz oder über den gesamten Messbereich gegeben.

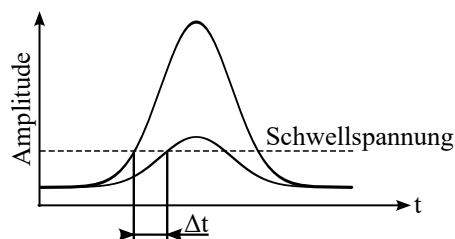


Abbildung 3.5: Darstellung des Distanzmessfehlers (RWE) mittels Schwellwertspannung aufgrund verschieden hoher Signalamplituden.

Die Genauigkeit trifft eine Aussage über die Richtigkeit der Messung. Sofern die wahre Distanz bekannt ist, kann sie als mittlere Abweichung oder mittlere quadratische Abweichung von mehreren Messungen und dem wahren Wert gegeben sein. Sie kann von der Distanz und der Objektreflektivität sowie den Umgebungsparametern beeinflusst werden. Nennenswert ist an dieser Stelle beispielsweise der sog. *Range Walk Error* (RWE), welcher bei Targets in gleicher Distanz, aber mit unterschiedlicher Reflektivität zu verschiedenen Messwerten für die Distanz führt (siehe Abbildung 3.5). Wird eine Auswertung mittels



Schwellwert verwendet, so führen die unterschiedlichen Amplituden zu einem abweichenden Ergebnis für die Laufzeitmessung und somit für die ermittelte Distanz [210].

### Sichtfeld und Winkelauflösung

Das Sichtfeld (Field of View, FOV) von LiDAR-Sensoren beschreibt den Winkelraum, in welchem der Sensor Messergebnisse liefert. Es wird durch den horizontal und vertikal abgedeckten Winkel  $\beta$  (hFOV) bzw.  $\gamma$  (vFOV) beschrieben. Da wie in dieser Arbeit oft eine zeilenweise Abtastung des Sichtfeldes erfolgt, kann bei den horizontal hintereinander abgetasteten Punkten von einer Scanlinie gesprochen werden.

Die Winkelauflösung des Systems ist spezifiziert als der horizontale  $\Delta\beta$  und vertikale Abstand  $\Delta\gamma$  zwischen einzelnen Messungen im Winkelraum (siehe Abbildung 3.6). Sie bestimmt die Auflösbarkeit der kleinsten Merkmalsgröße im Winkelraum oder bei gegebener Distanz die kleinstmöglich darstellbare Abmessung. Die erzielbare Winkelauflösung hängt bei Sensoren, welche nach dem Flash-Prinzip-Prinzip arbeiten, von der Pixelanzahl des Detektors sowie von der Brennweite der Abbildungsoptik ab. Bei scannenden LiDAR-Systemen wird die Auflösung meist durch die Divergenz des Laserstrahls begrenzt, sofern der Abtastmechanismus eine feinere Abtastung zulässt.

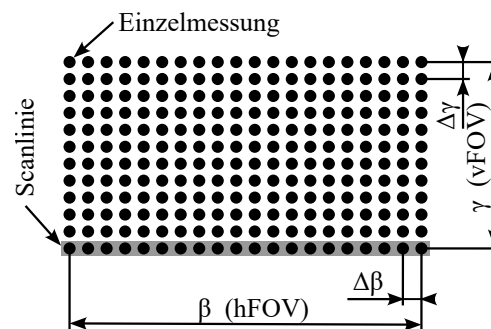


Abbildung 3.6: FOV im Winkelraum mit Bezeichnung der Bestandteile sowie Parameter.

### Bildwiederholfrequenz

Die Bildwiederholfrequenz bzw. Bildrate oder Framerate ist der Kehrwert der Zeit, welche zur Abtastung des gesamten Sichtfeldes benötigt wird. Sie ist typischerweise in Hz oder FPS (frames per second) gegeben und hängt maßgeblich vom Sichtfeld, der Winkelauflösung, der Abtastgeschwindigkeit des dazu nötigen Abtastmechanismus sowie der Maximaldistanz ab.

### 3.4.2 Anforderungen an LiDAR-Sensoren

Da die Entwicklung dieser Arbeit auf die Anwendung im Bereich ADAS und autonome Fahrzeuge abzielt, und dies gleichzeitig der Anwendungsbereich mit den höchsten Anforderungen an Kosten, kompakter Bauform und Zuverlässigkeit ist, sollen diese kurz anhand der üblichen Szenarios abgeleitet werden. LiDAR gilt in der Automobilindustrie als Schlüsseltechnologie, welche neben Kamera und Radarsensorik für eine detailliertere Erfassung des Umfeldes sorgt und gleichzeitig redundante Information für das autonome Fahren bereitstellt. Dieses wird in insgesamt 6 Stufen (beginnend bei 0) eingeteilt, welche bestimmen, inwieweit der Fahrer noch selbst eingreifen muss bzw. inwieweit das Auto die Aufgaben selbstständig übernehmen kann. Stufe 0 steht hierbei für keine Automation, während Stufe 5 für eine volle Automatisierung des Fahrzeuges steht und somit Lenkrad und Pedale entfallen können [75].

Prinzipiell kann zwischen zwei Extremfällen für autonome Fahrzeuge unterschieden werden. Beim Fahren in urbaner Umgebung mit moderaten Geschwindigkeiten ist ein weites Sichtfeld und eine hohe Winkelauflösung nötig, um kleine Objekte zu erkennen. Beim Fahren auf Autobahnen treten sehr hohe Geschwindigkeiten auf, wodurch für ein rechtzeitiges Brems- oder Ausweichmanöver Objekte frühzeitig erkannt werden müssen. Die Ansprüche an die Reichweite und Bildwiederholrate sind in diesem Fall daher von Relevanz. Das Sichtfeld kann in diesem Fall meist enger gefasst werden, da die Erkennung in Fahrtrichtung vorrangig ist [75].

Während [130] die Anforderungen an die vorgestellten Parameter etwas weiter fasst und generell an Beispielen vorstellt, betrachtet [15] rein den Fall des Fahrens auf Autobahnen. Letzterer spezifiziert dafür eine Reichweite von 200 m bis 300 m sowie eine Präzision von 5 cm, wobei für kürzere Distanzen bis 50 m eine Präzision im Sub-Zentimeter-Bereich erwünscht ist. Als FOV wird horizontal idealerweise eine 360°-Sicht sowie ein vertikales FOV von 20° bei einer Winkelauflösung von 0,1° und einer Bildwiederholrate von 20 Hz angestrebt. Um die Abdeckung des gewünschten Sichtfeldes zu erreichen, können auch mehrere Sensoren an verschiedenen Stellen des Fahrzeugs verwendet werden. Zudem sollte das System robust gegen Störungen wie Fremdlicht und Interferenz von anderen LiDAR-Sensoren sein oder diese zumindest erkennen. Gleichzeitig sollte der ideale Sensor möglichst kompakt und preiswert sein [15].

McManamon [130] hingegen lässt die Anforderung an das FOV offen, da dieses vom Anwendungsfall abhängt. Für die Winkelauflösung wird anhand der Abmessungen von Hindernissen sowie der Anzahl der Messpunkte auf dem Hindernis argumentiert. Beispielsweise wird für die Detektion eines Objektes mit Abmessung 1 m und mindestens zwei Messpunkten auf dem Objekt in einer Distanz von 100 m eine Winkelauflösung von

0,286° benötigt. Für die Bildwiederholrate wird anhand der menschlichen Reaktionszeit argumentiert, die als 1,5s gegeben wird. Daraus wird abgeleitet, dass in den meisten Fällen eine Bildwiederholrate von 10 Hz, welche zu einer Reaktionszeit von 0,1 s führt, ausreichend ist [130].



# Kapitel 4

## Systemauslegung und Simulation

In diesem Kapitel der Arbeit wird auf den Aufbau des zu konzipierenden scannenden Mehrkanal-LiDAR-Systems eingegangen und dieses anhand von Simulation und Berechnungen ausgelegt. Zunächst wird der optische Aufbau des Systems beschrieben, wobei die Abtastung mithilfe von speziellen MEMS-Spiegeln erfolgt. Anschließend wird das elektronische Konzept für das System beschrieben, wobei hierbei ein besonderes Augenmerk auf der entwickelten Lasertreiber-Schaltung sowie dem Detektorverstärker liegt. Abschließend wird auf das entwickelte Simulationsmodell für das System eingegangen, durch welches die Laufzeit-Messeinheit vollständig beschrieben werden kann.

### 4.1 Optisches System

Die Verwendung von VCSEL als Laserquelle stellt eine Errungenschaft der Arbeit dar, da herkömmliche LiDAR-Systeme aufgrund der größeren optischen Leistung meist auf EEL setzen. Die VCSEL sind in verschiedenen Konfigurationen von Wellenlängen und Anordnung von Emittlern erhältlich. Die Wahl des Tageslichtfilters sowie der Systemwellenlänge für das Mehrkanal-System wird im Verlauf von Abschnitt 4.1.1 durch eine analytische Untersuchung erörtert.

Durch die hohen Anforderungen an das zu entwickelnde System hinsichtlich des abgedeckten FoV, der Auflösung und der Bildwiederholfrequenz ist bei dem Ansatz eines scannenden Sensors die Parallelisierung von Messungen nötig, um mehr Punkte in derselben Zeit abzutasten. Mit dem Ziel, ein scannendes System zu entwickeln und VCSEL als Laserquelle zu verwenden, wird in Abschnitt 4.1.3 das zugrunde liegende Konzept in einem Überblick aufgearbeitet.

Um einen 2D-Scan zu ermöglichen, wird ein koaxialer Aufbau des Systems verwendet. Durch den koaxialen Verlauf von Sende- und Empfangspfad muss die Systemapertur aufgeteilt werden, was mit unterschiedlichen Methoden erreicht werden kann. Diese werden in Abschnitt 4.1.4 erläutert. Ein optimierter Aufbau mittels perforiertem Spiegel, der im realisierten Prototypen zum Einsatz kommt, wird vorgestellt.

Durch die vielversprechenden Eigenschaften der MEMS-Spiegel für hochperformante und kompakte LiDAR-Systeme basiert das entwickelte System auf den von der Blickfeld GmbH entwickelten Scanspiegeln. Diese zeichnen sich durch ihre, im Vergleich zu anderen MEMS-Scannern, große Apertur bei dennoch hohen Resonanzfrequenzen aus. Der Durchmesser der Spiegel bestimmt gleichzeitig die Systemapertur, wodurch diese in der initialen analytischen Untersuchung berücksichtigt wurde. Die MEMS-Scanner und die damit realisierbare Trajektorie wird in Abschnitt 4.1.2 genauer behandelt.

#### 4.1.1 Analytische Untersuchung des System

Für die Untersuchung des Systems ist zunächst der Zusammenhang zwischen einigen bestimmenden Größen relevant. Da in der Realität nicht von idealen Punktlichtquellen ausgegangen werden kann, da die Licht- bzw. Laserquelle meist eine bestimmte Ausdehnung besitzt, kann diese nicht ideal kollimiert werden. Die verwendete Kollimatorlinse bildet unterschiedliche Punkte in der Brennebene auf unterschiedliche Winkel ab, was zu einem bestimmten Parallelitätsfehler führt. Diese Fernfelddivergenz  $\Theta_C$  lässt sich mithilfe der Brennweite  $f$  des Kollimatorsystems und der Abmessung der Lichtquelle  $s_0$  oder des Detektors in der Brennebene nach [90] mittels Kleinwinkelnäherung berechnen zu

$$\Theta_C = \arctan\left(\frac{s_0}{f}\right). \quad (4.1)$$

Zudem ist bei Laserdioden eine inhärente Strahldivergenz gegeben, welche unter anderem von der Austrittsfläche der Laserstrahlung abhängt. Im Falle der VCSEL ist die Austrittsfläche rund und die Strahldivergenz daher symmetrisch, wodurch eine einzelne Linse für die Kollimation der VCSEL verwendet werden kann. Damit ist der Durchmesser des Nahfeldes  $D_{NF}$  aufgrund der trigonometrischen Beziehungen gegeben durch

$$D_{NF} = f \cdot \tan(\Theta_L), \quad (4.2)$$

wobei  $f$  wiederum die Brennweite der Kollimatorlinse und  $\Theta_L$  die Strahldivergenz der Laserdiode ist. Die Zusammenhänge sind nochmals bildlich in Abbildung 4.1 dargestellt. Mithilfe dieser grundlegenden Ausdrücke kann durch vorgegebene Parameter auf andere

Systemparameter geschlossen werden, wodurch die analytische Untersuchung des Systems ermöglicht wird.

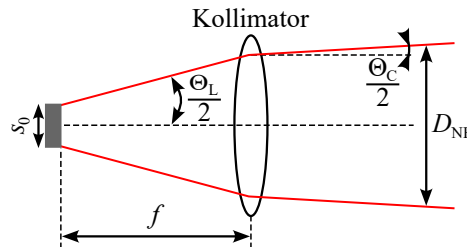


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Größen bei der Kollimation einer Lichtquelle mit Ausdehnung  $s_0$ .

Da die Apertur der MEMS-Scanner mit einem Durchmesser von 15 mm vorgegeben ist, bestimmt dieser Wert die weitere Auslegung des Systems. Ein weiterer wichtiger Ausgangsparameter für die Abschätzung ist die Strahldivergenz von VCSEL bzw. VCSEL-Arrays, welche bei den meisten verfügbaren Chips bei  $\Theta_L = 20^\circ$  liegt. Hierdurch lässt sich zunächst die maximale Brennweite  $f$  anhand Gleichung 4.2 bestimmen. Sofern die gesamte emittierte optische Leistung innerhalb des Nahfeldes mit Durchmesser 15 mm bei gegebener Strahldivergenz liegen soll, ergibt sich eine maximale Brennweite  $f$  von ca. 40 mm.

Mit der angestrebten Auflösung von  $0,2^\circ$  in beiden Dimensionen für das zu entwickelnde System lässt sich anhand Gleichung 4.1 ableiten, dass für gegebene Brennweite  $f$  die Emitterabmessungen kleiner als  $140 \mu\text{m} \times 140 \mu\text{m}$  sein müssen. Anhand der optischen Leistungsdichte, die mit einem VCSEL erreichbar ist, kann die erreichbare Pulsleistung abgeschätzt werden. Nach initialer Nachfrage bei diversen Herstellern ergab sich zum Zeitpunkt der Entwicklung hierbei ein Wert von maximal  $200 \text{ W mm}^{-2}$  für Arrays entsprechender Größe, wodurch im Idealfall ein Wert von ca. 2 W erreicht wird.

Typische Wellenlängen von leistungsstarken VCSEL im NIR-Bereich sind 808 nm, 850 nm, 905 nm sowie 940 nm. Die aufgezählten Wellenlängen werden bei der Wahl der Systemwellenlänge genauer betrachtet.

#### Abgeleitete Parameter für die Laser-Detektor-Einheit

Systemapertur: 15 mm

Strahldivergenz VCSEL:  $20^\circ \Rightarrow$  Brennweite  $f$ : < 40 mm

Angestrebte Auflösung:  $0,2^\circ \Rightarrow$  Abmessung der Laserquelle: < 140  $\mu\text{m}$

### Auslegung des Tageslichtfilters

Zur Filterung von Hintergrundstrahlung wird ein optischer Bandpassfilter um die Emissionswellenlänge  $\lambda_L$  des verwendeten Lasers verwendet. Die Auslegung des Filters ist hier beispielhaft für die Systemwellenlänge von 808 nm dargestellt und kann gleichermaßen auf andere Wellenlängen angewendet werden. Da sowohl der Laser als auch der Filter mit der Temperatur driften, ist dies bei der Filterauslegung zu berücksichtigen. Hierbei wird für VCSEL ein typischer Drift von  $0,06 \text{ nm K}^{-1}$  angenommen. Als Filter kommen meist Interferenzfilter [190] zum Einsatz, wobei hierfür nach Rücksprache mit einem Hersteller ein Temperaturkoeffizient von  $0,1 \text{ nm K}^{-1}$  angenommen wird. Zudem weisen Interferenzfilter eine Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\theta_f$  auf, wobei steigende Winkel eine Blauverschiebung des Filterspektrums zur Folge haben [162]. Die hierbei angenommene Winkelabhängigkeit beträgt  $0,36 \frac{\text{nm}}{\text{°}}$ . Abbildung 4.2 zeigt das Emissionsspektrum eines VCSEL mit  $\lambda_L = 808 \text{ nm}$  sowie das Transmissionsspektrum eines beispielhaften Filters der Zentralwellenlänge (ZWL) 810 nm mit Halbwertsbreite (Full-Width at Half Maximum, FWHM) von 10 nm. Hierbei wurden zudem eine Abweichung der Laserwellenlänge um  $\pm 1 \text{ nm}$  sowie der minimale und maximale Einfallswinkel  $\theta_f$ , der im zu designenden Messsystem auftreten kann, berücksichtigt und für drei verschiedene Temperaturen dargestellt. Zudem ist die Annahme getroffen worden, dass der Laser durch die Erwärmung des Sensors im Betrieb einen Temperaturoffset von  $+20 \text{ °C}$  und der Tageslichtfilter einen Offset von  $+10 \text{ °C}$  relativ zur Umgebungstemperatur aufweist.

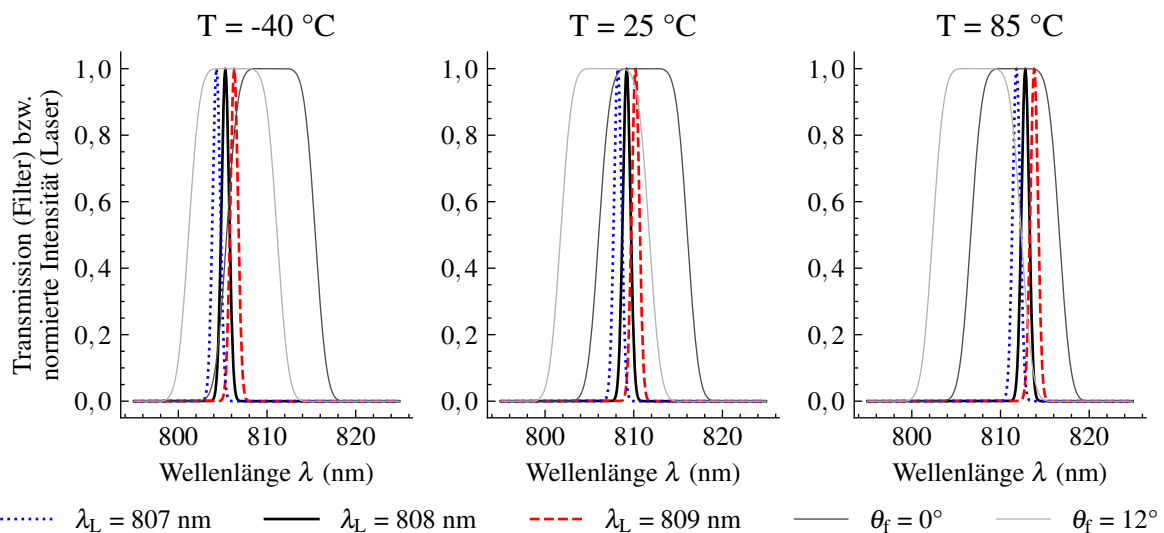


Abbildung 4.2: Emissionsspektrum eines VCSEL der Laserwellenlänge  $\lambda_L = 808 \text{ nm}$  mit Wellenlängentoleranz  $\pm 1 \text{ nm}$  und Transmissionsspektrum eines Bandpassfilters mit FWHM 10 nm für verschiedene Umgebungstemperaturen  $T$ . Das Filterspektrum ist in Abhängigkeit des minimal und maximal angenommenen Einfallswinkels  $\theta_f$  gegeben.



Anhand der gezeigten Laser- und Filter-Spektren kann die Transmission für die gesamte Strahlung, die über den Einfallswinkel  $\theta_f$  verteilt ist, über die Temperatur berechnet werden. Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 4.3 dargestellt, wobei ersichtlich ist, dass eine nahezu vollständige Abdeckung des gesamten industriellen Temperaturbereiches von  $-40^\circ\text{C}$  bis  $85^\circ\text{C}$  für die gewählte Konfiguration erreichbar ist. Dies gilt unter der Voraussetzung der idealen Laserwellenlänge und der Tolerierung einer minimalen Transmission von 90%.

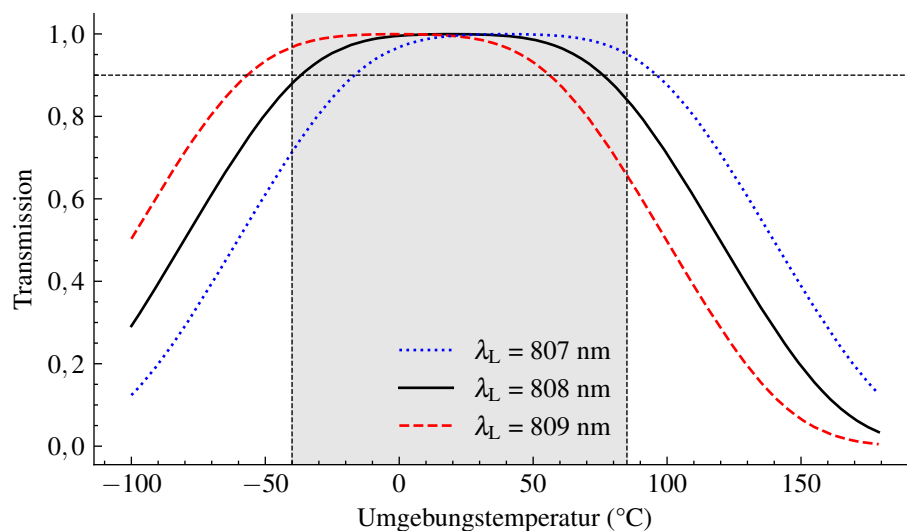


Abbildung 4.3: Simulierte Transmission eines Bandpassfilters mit FWHM 10 nm für ein VCSEL mit  $\lambda_L = 808 \text{ nm}$  mit Wellenlängentoleranz  $\pm 1 \text{ nm}$  über die Temperatur.

Aufgrund der Verfügbarkeit als Standardbauteil von Bandpassfiltern mit FWHM 10 nm wird daher in der vorliegenden Arbeit ein Filter dieser Halbwertsbreite verwendet. Ist jedoch der Anspruch an eine vollständige Abdeckung des Temperaturbereiches gegeben, so muss ein breiteres Bandpassfilter gewählt werden.

#### Abgeleitete Breite des optischen Bandpassfilters

Temperaturabhängigkeit VCSEL:  $0,06 \text{ nm K}^{-1}$

Temperaturabhängigkeit Interferenzfilter:  $0,1 \text{ nm K}^{-1}$

Winkelabhängigkeit Interferenzfilter:  $0,36 \frac{\text{nm}}{\text{°}}$

Temperaturbereich:  $-40^\circ\text{C}$  bis  $85^\circ\text{C}$

Winkelbereich:  $0^\circ$  bis  $12^\circ$

⇒ FWHM Tageslichtfilter: 10 nm

### System-Wellenlänge

Abbildung 4.4 stellt den zu untersuchende Bereich des Sonnenspektrums sowie eine typische PDE-Kurve eines für den NIR optimierten SiPM genauer dar. Zudem sind die im Folgenden untersuchten Laserwellenlängen  $\lambda_L$  mit deren Bandpassfilter eingezeichnet. Es ist ersichtlich, dass die Bestrahlungsstärke für größere  $\lambda_L$  geringer ist, wobei hier auch die PDE des Detektors für Signalphotonen herabgesetzt ist.

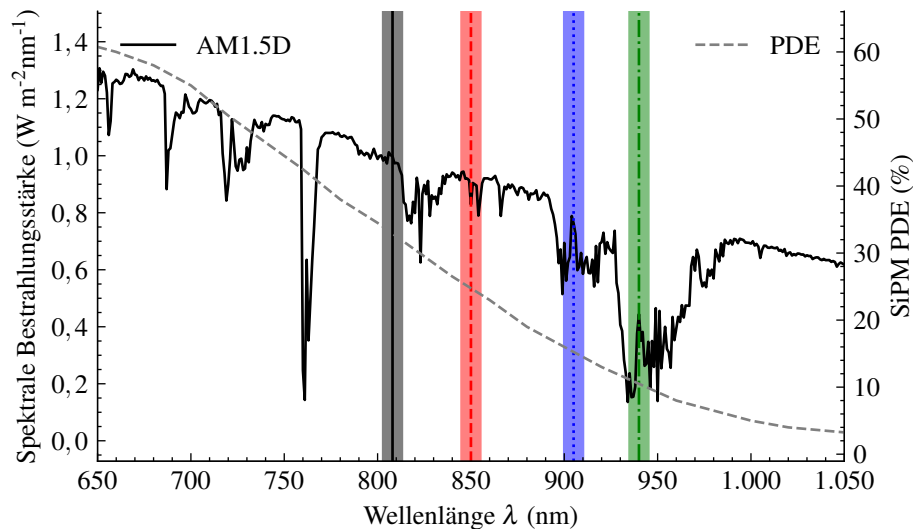


Abbildung 4.4: Sonnenspektrum und typische PDE eines SiPM im untersuchten Spektralbereich.

Anhand der verfügbaren Wellenlängen für VCSEL und der gewählten FWHM des Bandpassfilters kann mithilfe des terrestrischen Sonnenspektrums sowie der spektralen Sensitivität des menschlichen Auges (Abbildung 2.8) die Umrechnung von Beleuchtungsstärke in die durch das Filter gesehene Bestrahlungsstärke erfolgen. Hierzu wird zunächst anhand von Multiplikation des spektralen photometrischen Strahlungsäquivalents  $K(\lambda)$  (siehe Abschnitt 2.1.2) mit dem Strahlungsspektrum die Beleuchtungsstärke in lx bestimmt. Anhand der gesamten integrierten Bestrahlungsstärke und der zugehörigen Beleuchtungsstärke kann ein Faktor zur Umrechnung bestimmt werden. Für die Umrechnung von Bestrahlungsstärke in Beleuchtungsstärke ergibt sich für direkte Sonneneinstrahlung (AM1.5 D) somit ein Faktor von  $108,39 \text{ lx W}^{-1} \text{ m}^2$ . Anhand des Filterspektrums des LiDAR-Systems kann die Bestrahlungsstärke nach dem Filter berechnet werden und somit einer Beleuchtungsstärke zugeordnet werden. Der Zusammenhang ist in Abbildung 4.5(a) für die untersuchten Wellenlängen dargestellt. Wie zu erwarten wird durch die höhere Bestrahlungsstärke der Sonne bei kürzeren Wellenlängen auch eine höhere Bestrahlungsstärke durch den LiDAR-Sensor wahrgenommen.

Durch die Vorgabe der Auflösung des LiDAR-Systems sowie durch die Einplanung von Toleranzen für die Ausrichtung und die Verschiebung der fokussierten Empfangsstrahlung auf den Detektor wird dessen FOV zu  $\alpha_h = \alpha_v = 0,25^\circ$  angenommen. Anhand Gleichung 3.3 und der Bestrahlungsstärke von  $E_{v,t} = 100 \text{ klx}$  lässt sich die vom Sensor empfangene Leistung berechnen. Durch Division mit der Photonenenergie (Gleichung 2.1) kann auf die Anzahl der Empfangsphotonen geschlossen werden. Anhand der gegebenen PDE des Detektors wird auf die detektierten Photonen pro Sekunde geschlossen. Dieser Zusammenhang von Beleuchtungsstärke und Photonennrate ist in Abbildung 4.5(b) veranschaulicht. Es ist ersichtlich, dass durch die höhere PDE des Detektors bei kürzeren Wellenlängen deutlich mehr Photonen detektiert werden. Da selbiges aber auch für Signalphotonen gilt, wirkt sich dieser Effekt hauptsächlich bei stark reflektierenden Objekten negativ aus, da diese zu einer Sättigung des LiDAR-Detektors führen können.

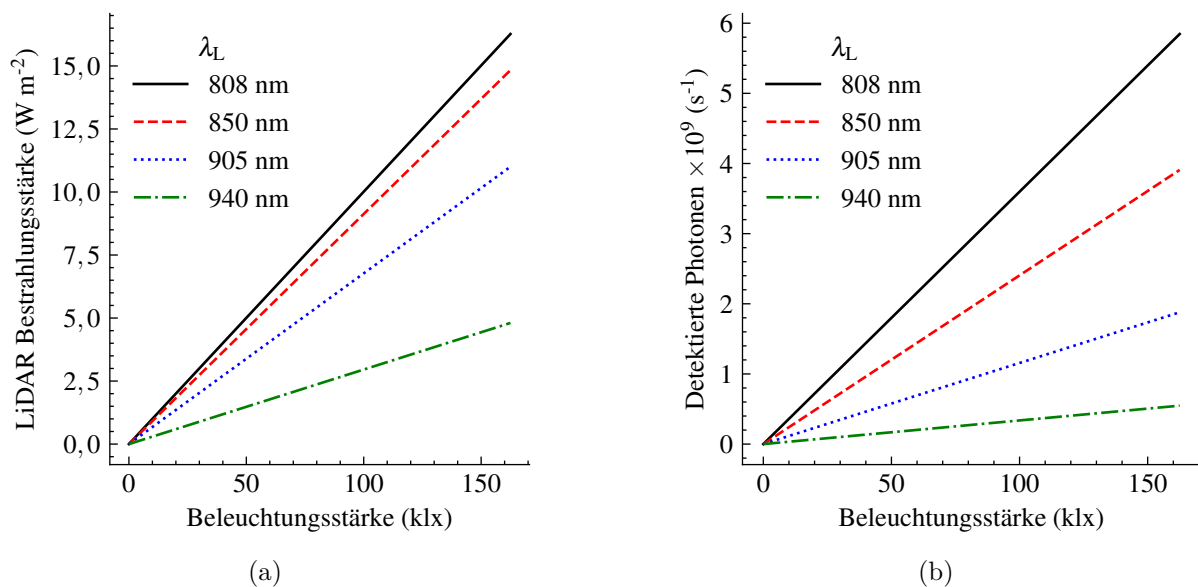


Abbildung 4.5: Bestrahlungsstärke und Photonennrate für VCSEL-LiDAR Systeme verschiedener Wellenlängen. (a) Bestrahlungsstärke in Abhängigkeit der Beleuchtungsstärke für direkte Sonneneinstrahlung für ein Bandpassfilter mit einer FWHM von 10 nm; (b) Detektierte Photonen für eine Oberfläche mit Reflektivität  $\rho_d = 1$  für ein instantanes FOV des Detektors von  $0,25^\circ \times 0,25^\circ$  unter der Annahme von Empfangsverlusten ( $\eta_{rx} = 0.5$ ). Die Wellenlängenabhängigkeit der PDE des SiPM ist hierbei mit berücksichtigt.

Durch die Annahme einer maximalen Pulsleistung des Lasers von 2 W sowie eine Breite des Laserpulses von 5 ns kann die Untersuchung weitergeführt werden. Anhand der Gleichungen 3.1 und 3.3 kann auf die empfangene Energie und damit auf die mittlere Anzahl von detektierten Photonen des Lasers  $\bar{n}_{ph,s}$  und der Hintergrundstrahlung  $\bar{n}_{ph,n}$  im Zeitintervall 5 ns geschlossen werden.

Wird ein Strahlteiler für die Kopplung des Sende- und Empfangspfades verwendet, so gilt für die Sende- und Empfangsverluste  $\eta_{tx} = \eta_{rx} = 0,5$ . Unter der Annahme, dass die Zahl der detektierten Photonen der Poisson-Statistik [56] unterliegen, können Messungen simuliert und somit eine Aussage über die Reichweite des Systems getroffen werden.

Abbildung 4.6 zeigt die entsprechenden Verteilungen der detektierten Photonen für die untersuchten Wellenlängen, wobei ein inhärentes Detektorrauschen von zwei Photonen für das untersuchte Zeitintervall von 5 ns angenommen wird. Diese Rauschevents treten bei SiPM-Detektoren, wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben, durch thermisch generierte Ladungsträger auf. Die dargestellten Verteilungen sind für die Simulation von 1000 Messzyklen auf eine Oberfläche mit Reflexionsgrad  $\rho_d = 0,1$  und  $E_{v,t} = 100$  klx in einer Distanz von  $d = 30$  m. Einerseits ist ersichtlich, dass das Rauschen vom Detektorrauschen dominiert wird und sich die unterschiedlichen Photonennraten aus Abbildung 4.5(b) im Intervall von 5 ns und der angenommenen Verluste des optischen Systems nur gering auf das Gesamtrauschen auswirken. Zudem kann beobachtet werden, dass sich die Verteilung der Signalphotonen, aufgrund der höheren PDE des Detektors bei diesen Wellenlängen, besser von der Rauschverteilung abhebt. Dadurch lässt sich bei kürzeren Wellenlängen eine höhere Reichweite erzielen.

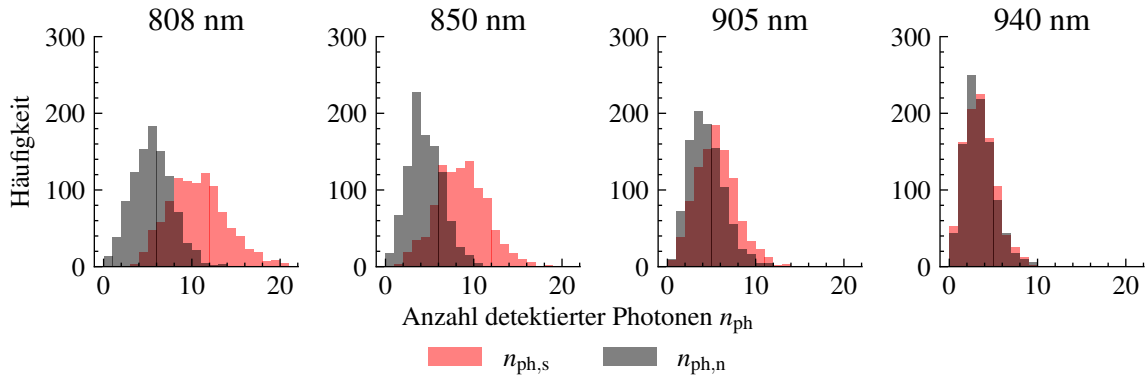


Abbildung 4.6: Häufigkeit der detektierten Rausch- und Signalphotonen bei einer Simulation von 1000 simulierten Messzyklen für verschiedene VCSEL Wellenlängen. Annahmen: Distanz  $d = 30$  m, Reflektanz  $\rho_d = 0,1$ , Beleuchtungsstärke  $E_{v,t} = 100$  klx, FWHM-Spektralfilter=10 nm, Sende- und Empfangsverluste  $\eta_{tx} = \eta_{rx} = 0,5$ , 2 W Peak-Leistung des Lasers und 5 ns Integrationszeit/Laserpulsdauer.

Die Reichweite kann für diesen Fall nun über das mittlere SNR auf Photonenbasis abgeschätzt werden, welches durch die mittleren Anzahlen der detektierten Photonen definiert werden kann, als

$$\overline{SNR}_{\text{ph}} = \frac{\bar{n}_{\text{ph},s}}{\bar{n}_{\text{ph},n}}. \quad (4.3)$$

Abbildung 4.7(a) zeigt die simulierten Kurven für ein 10%-Target unter 100 klx. Eine beispielhafte Schwelle von  $\overline{SNR}_{\text{ph,th}} = 2$  dient zur Bestimmung der Reichweite. Die Abschätzungen für die Reichweite  $\hat{d}_{\text{SNR}}$  anhand der Methode mittels SNR sind in Tabelle 4.1 zu finden.

Eine andere Möglichkeit zur Abschätzung der Reichweite ist über die Bestimmung der TPR möglich, also der Anzahl der Simulationen, in welchen  $n_{\text{ph},s} > n_{\text{ph},n}$  gilt. Die dadurch simulierte TPR-Kurven über die Distanz sind in Abbildung 4.7(b) dargestellt. Die Reichweite ist, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, durch die Distanz  $\hat{d}_{\text{TPR}}$  festgelegt an der die TPR auf 90% abgefallen ist. Zugehörige Werte sind der Tabelle 4.1 zu entnehmen. Durch die Miteinbeziehung der Verteilungsfunktionen der Photonen sind die abgeschätzten Distanzwerte geringer.

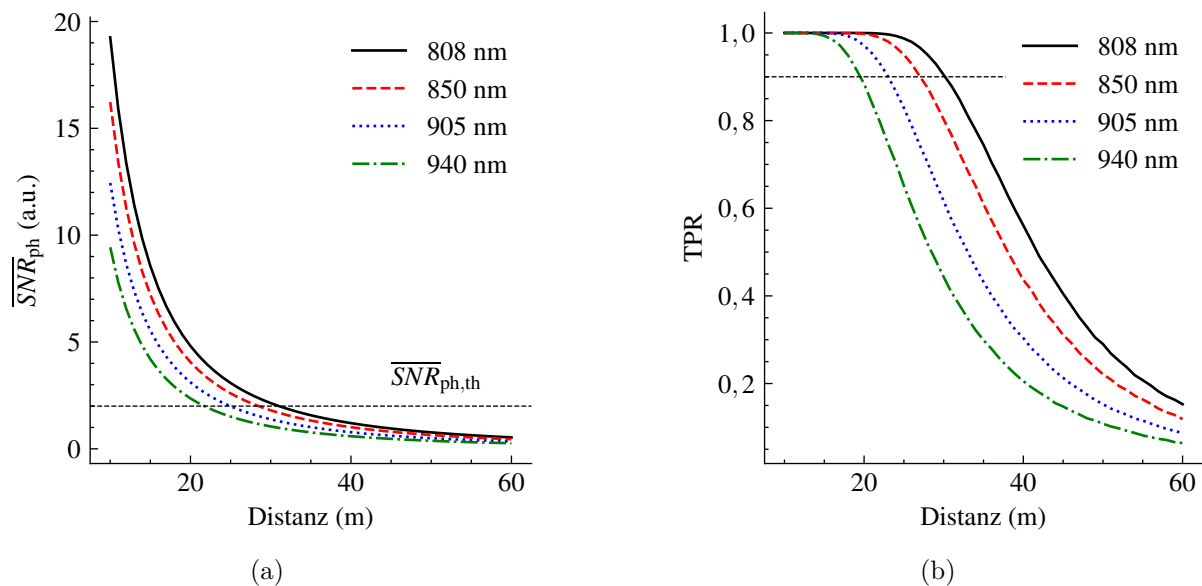


Abbildung 4.7: Simulation des Signal-Rausch-Verhältnisses sowie der Detektionsrate (TPR) auf Photonenbasis für dieselben Parameter wie in Abbildung 4.6. (a) Mittleres photonisches  $\overline{SNR}_{\text{ph}}$  über die Objektdistanz; (b) Detektionsrate über die Objektdistanz für die untersuchten Wellenlängen.

Für die begrenzte Systemapertur von 15 mm, der gegebenen PDE und die zum Zeitpunkt der Entwicklung erhältlichen Leistungsdichten von VCSELn sprechen aufgrund des höheren SNR und der somit höheren erzielbaren Reichweite für eine Systemwellenlänge von 808 nm. Dadurch lassen sich besonders für den Aspekt eines Short-Range-Systems noch einige

Meter mehr an Reichweite erzielen. Hierin ist die im folgenden Abschnitt getroffene Komponentenwahl für die in dieser Arbeit vorgestellten Messsysteme begründet.

Tabelle 4.1: Wichtige bestimmte Kenngrößen für das initial beschriebene System für ein Objekt mit Reflektivität  $\rho_d = 0,1$  und Bestrahlungsstärke  $E_{v,t} = 100$  klx.

$\lambda_L$	$\bar{n}_{\text{ph},n}^b$ (30 m)	$\bar{n}_{\text{ph},s}$ (30 m)	$\overline{SNR}_{\text{ph}}$ (30 m)	$\hat{d}_{\text{SNR}}$	$\hat{d}_{\text{TPR}}$
808 nm	4,90	10,48	2,14	31,0 m	30,1 m
850 nm	4,26	7,69	1,81	28,5 m	27,1 m
905 nm	3,60	4,98	1,38	24,9 m	23,0 m
940 nm	3,17	3,32	1,05	21,7 m	19,5 m

<sup>b</sup> $\bar{n}_{\text{ph},n}$  beinhaltet auch Detektorrauschen, dessen Höhe zu  $\bar{n}_{\text{ph}} = 3$  angenommen wird.

#### Wahl der Systemwellenlänge

Anhand der verfügbaren Leistungen von kompakten VCSEL-Arrays und der Detektionseffizienz kann die optimale Betriebswellenlänge für das zu entwickelnde System gewählt werden.

⇒ Systemwellenlänge: 808 nm

### 4.1.2 Scan-Mechanismus und Anzahl der Kanäle

Die 2D-Abtastung im zu entwickelnden System soll mittels resonanten MEMS-Spiegeln erfolgen. Dazu werden die MEMS-Scanner der Blickfeld GmbH [147] verwendet, da sich diese durch eine vergleichsweise große Apertur ausweisen. Im Folgenden soll kurz auf den Aufbau der Strahlableiteneinheit mittels MEMS-Scanner, die damit realisierbare Trajektorie sowie die nötige Anzahl von Kanälen für das Erreichen der Zielsetzung des Forschungsvorhabens eingegangen werden.

#### MEMS-Scanner und Trajektorie

Die für das Projekt verwendeten MEMS-Scanner (Abbildung 4.8(a)) bestehen aus einer Leiterplatte (Printed Circuit Board Assembly, PCBA), auf der zwei piezoelektrische Biegeaktoren aufgebracht sind. Auf diesen sitzt eine aus Silizium bestehende MEMS-Struktur, bestehend aus einem Balken, auf dessen Ende ein mit Gold beschichteter Spiegel in  $45^\circ$  angebracht ist. Durch die Herstellung in einem Litographie-Prozess lassen sich die Komponenten für diesen Scanner kostengünstig herstellen. Das System aus Balken und Spiegel kann als Feder-Masse-System interpretiert werden, welches durch gegengleiche Auslenkung der Biegeaktoren angeregt werden kann. Der Spiegel hat einen Aperturdurchmesser von

$D_0 = 15 \text{ mm}$  und eine Resonanzfrequenz von  $\nu_s = 150 \text{ Hz}$ . Es sind maximale Auslenkungen von bis zu  $\pm 40^\circ$  möglich.

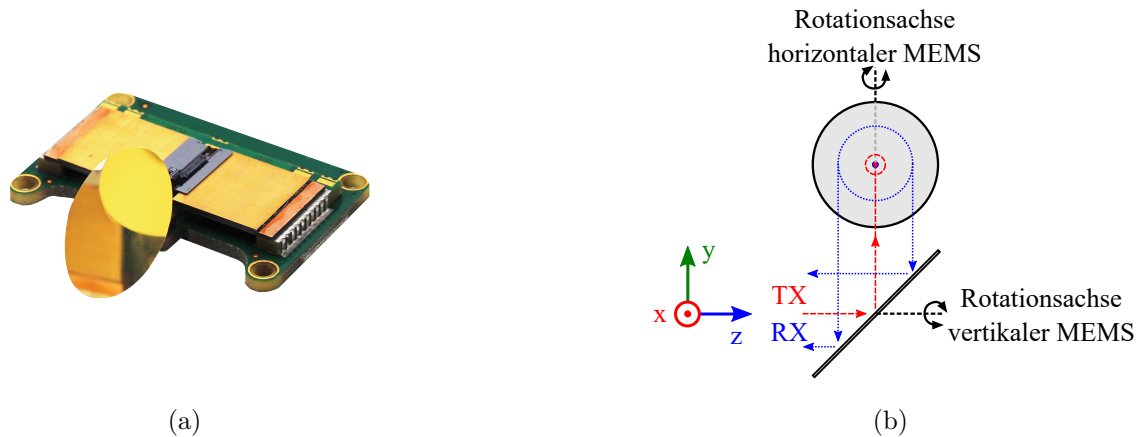


Abbildung 4.8: MEMS-Scanner und Geometrie des Abtastmechanismus. (a) MEMS-Scanner (Blickfeld GmbH); (b) Geometrie des Abtastmechanismus, bestehend aus zwei MEMS-Scannern.

Abbildung 4.8(b) zeigt schematisch die Vorderansicht der verwendeten Anordnung, bestehend aus zwei MEMS-Scannern. Kollimiertes Laserlicht (TX) propagiert vom Ursprung des angedeuteten Koordinatensystems entlang der  $z$ -Achse, wo es über den ersten Scan-Spiegel auf den zweiten und von dort in den Messraum (aus der Blattebene heraus) gelenkt wird. Über selbigen Pfad erfolgt das Empfangen (RX) der von der Messumgebung reflektierten Strahlung. Die Rotationsachse des ersten MEMS-Scanners liegt auf der  $z$ -Achse und ist für die vertikale Abtastung zuständig, während die des zweiten MEMS-Scanners auf der  $y$ -Achse liegt und für die horizontale Auslenkung verantwortlich ist.

Werden die MEMS-Scanner gemäß der in Abbildung 4.9(a) dargestellten Auslenkung betrieben, so ist die in Abbildung 4.9(b) dargestellte Trajektorie des kombinierten Ablenkwinkels beider Scanner realisierbar. Der horizontale Scanner schwingt bei konstanter Amplitude. Der vertikale Scanner wird für gerade Bilder (Frames) der Punktwolke aufgeschwungen, dessen Amplitude also linear über die Zeit erhöht. Für ungerade Bilder wird er abgeschwungen, sprich, die Amplitude linear verringert. Die horizontal abgetasteten Linien für verschiedene vertikale Auslenkungen können in Analogie zu Abbildung 3.6 als Scanlinien bezeichnet werden, da benachbarte Punkte auf dieser Linie subsequent abgetastet werden. Anhand der gezeigten Ansteuerungsweise kann die maximale Bildwiederholrate durch die resonante Schwingung der MEMS-Spiegel erreicht werden. Beträgt, wie beispielsweise in Abbildung 4.9(b) dargestellt, der Abstand zwischen den Scanlinien  $1,2^\circ$ , so ist die Zeit, welche benötigt wird um ein Bild aufzubauen, gegeben durch  $T_{\text{FPS}} = 13T_s = 86,67 \text{ ms}$ . Dies entspricht einer Bildwiederholrate von  $11,5 \text{ Hz}$ .

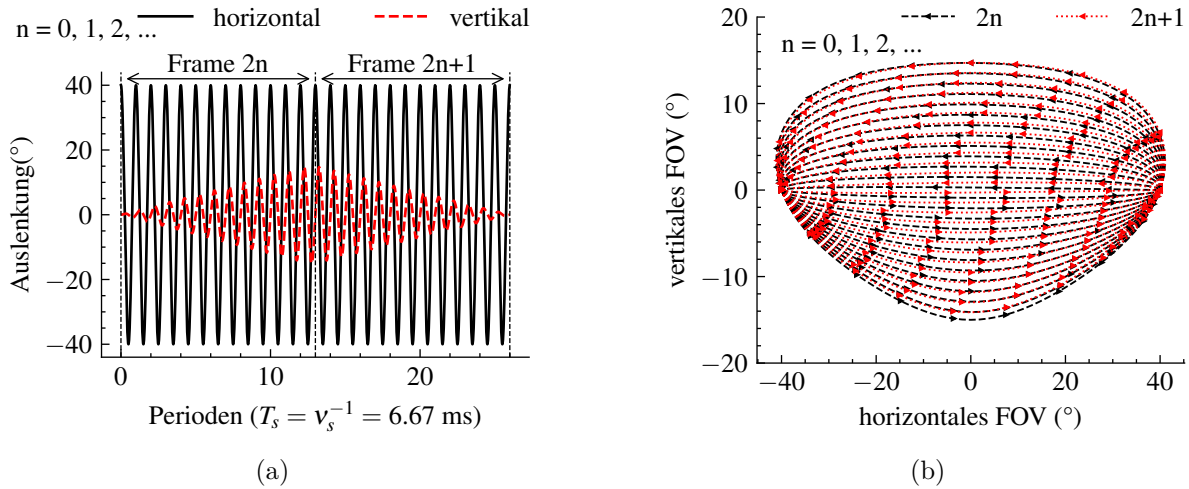


Abbildung 4.9: Ansteuerung der MEMS-Scanner und damit abgedecktes Sichtfeld. (a) Auslenkung für den horizontalen und vertikalen MEMS; (b) zur gegebenen Auslenkung gehörende Trajektorie des abgedeckten FOV. Basierend auf [221].

Der charakteristische muschelförmige Umriss des FOV ist inhärent durch die Geometrie der Strahlableitungsstruktur aus den zwei MEMS-Scannern gegeben und kann durch den Einfallswinkel des Strahls auf den zweiten Spiegel relativ zu seiner Oberflächennormalen erklärt werden. Entscheidend ist nur der momentane Auslenkungswinkel, unter dem die Spiegel positioniert sind, nicht ihr Abstand. Zudem kann ein vertikaler Versatz der abgetasteten Scanlinien für gerade und ungerade Bilder beobachtet werden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass beim Auf- Abschwingen des vertikalen Spiegels nicht exakt dieselben kombinierten Ablenkungswinkel zustande kommen.

### Bestimmung der Anzahl der Kanäle

Um die Bildwiederholrate zu erhöhen, müssen Messungen parallelisiert werden. Dabei bietet es sich an die individuellen Kanäle des Mehrkanal-Systems entlang der vertikalen Abtastrichtung anzuordnen. Aufgrund der Parallelisierung von vertikal abgetasteten Messungen müssen durch den Abtastmechanismus weniger vertikale Scanlinien abgefahren werden. Für den Idealfall, dass zu keinem Zeitpunkt eine Scanlinie doppelt innerhalb eines Bildes abgetastet wird, kann die Anzahl der nötigen Kanäle bestimmt werden durch

$$n_{\text{Ch}} = \left\lceil \frac{\nu_{\text{FPS}} \cdot \gamma}{2 \cdot \nu_s \cdot \Delta\gamma} \right\rceil. \quad (4.4)$$

Hierbei ist  $\nu_{\text{FPS}}$  die gewünschte Bildwiederholrate,  $\gamma$  das angestrebte vertikale FOV,



$\nu_s$  die Resonanzfrequenz der MEMS und  $\Delta\gamma$  die vertikale Auflösung des Systems. Für die angestrebte Bildwiederholrate von 10 Hz sowie einer Auflösung von  $0,2^\circ$  ist somit ein Minimum von 6 Kanälen nötig.

Anzahl der Kanäle
Abzudeckendes FOV: $70^\circ \times 30^\circ$
Framerate: 10 Hz
Auflösung: $0,2^\circ$
⇒ Anzahl der Kanäle: 6

### 4.1.3 Grundlegendes Konzept und Komponentenwahl

Um die gesetzten Ziele der hohen Auflösung und hohen Bildwiederholrate des Systems zu erreichen, müssen aufgrund der begrenzten Scangeschwindigkeit der MEMS-Scanner, wie bereits im vorherigen Abschnitt erläutert, mehrere Messungen parallelisiert werden. Um dies zu realisieren, kommt ein Konzept, basierend auf mehreren Lasern und Detektoren, welches für rotierende LiDAR-Systeme typisch ist [119], zum Einsatz. Effektiv wird der Winkelraum von einer Vielzahl von Laser-Detektor-Paaren – ähnlich zu einem Rechen – ineinander abgetastet. Dabei sind die Laser-Detektor-Paare auf Chip-Level getrennt, wodurch keine diffraktiven optischen Elemente (DOE) für die Aufteilung in die Kanäle nötig sind, wie es beispielsweise bei anderen Aufbauten der Fall ist [120]. Zudem lässt sich das System somit mittels optischen Standardkomponenten aufbauen, was zu einem einfacheren und kosteneffizienteren Aufbau führt.

Anhand der im vorherigen Abschnitt abgeleiteten Parameter für die Lichtquelle und der begrenzten Auswahl der Arrays für ein System mit mindestens sechs Kanälen fiel die Wahl auf einen VCSEL-Chip mit der Wellenlänge 808 nm. Der verwendete Chip enthält 40 VCSEL-Arrays aus je 12 individuellen VCSELn in einer linearen Anordnung. Die maximale optische Pulsleistung per Array ist 2 W. Die individuellen Arrays sind quadratisch mit einer Seitenlänge von ca.  $140 \mu\text{m}$  und lassen sich über deren getrennte Anode separat ansteuern. Durch deren Abmessungen ist, wie im vorherigen Abschnitt abgeleitet, die Anforderung an die gewünschte Auflösung erreichbar.

Als dazu passende Detektoren, welche aufgrund der geringen Laserleistung eine hohe interne Verstärkung aufweisen müssen, um kleinste Lichtmengen zu erkennen, wurden zwei NIR-optimierte, lineare SiPM-Arrays von OnSemiconductor ausgemacht, welche im Zuge der Arbeit beide verwendet wurden [142, 143].

Durch die Geometrie von Laser und Detektoren kann somit das in Abbildung 4.10 dargestellte Mehrkanal-Konzept in einer Raytracing-Simulation aufgesetzt werden. Somit kann

die Position der auf Chip-Ebene getrennten Emitter im Winkelraum bestimmt werden, Vorgaben und Toleranzen für die Mechanik abgeleitet und verschiedene Kopplungskonzepte für den coaxialen Verlauf von Sende- und Empfangspfad simulativ untersucht werden. Im Modell nicht eingezeichnet ist die Strahlkopplung. Für die gegebene Emittergeometrie (am linken Rand des Bildes) lässt sich mit einer Brennweite der Kollimatorlinse  $f = 40$  mm eine Strahldivergenz von  $<0,2^\circ$  erreichen. Zudem ist durch den Abstand der Array-Paare ein Winkelabstand von  $0,8^\circ$  zwischen den Kanälen gegeben.

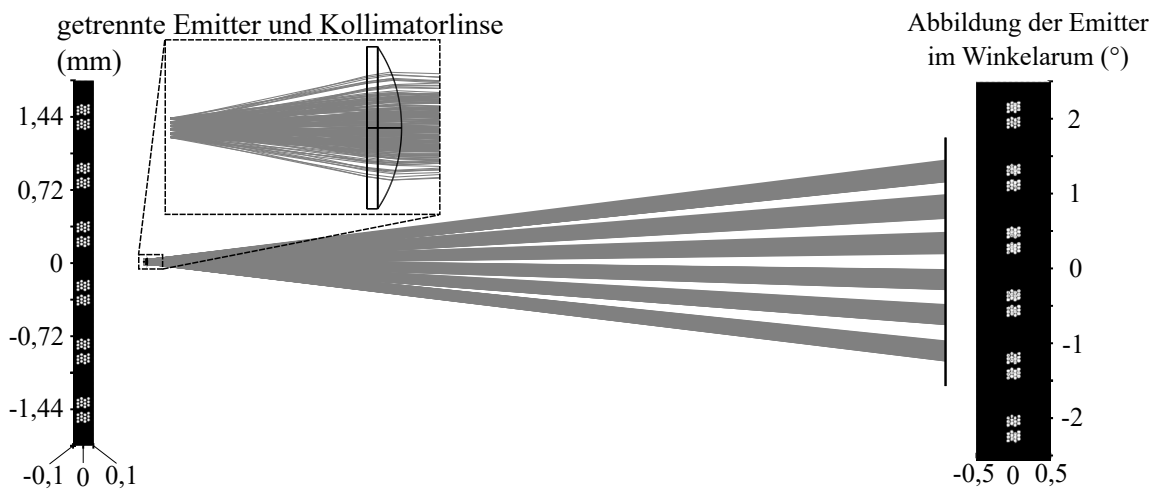


Abbildung 4.10: Schematische Übersicht über den Sendepfad des Mehrkanal-Konzeptes. Getrennte Emitters in der Brennebene der Kollimatorlinse werden auf unterschiedliche Winkel abgebildet. Die Intensitätsverteilungen in der Emitters-Ebene und im Winkelraum sowie der Strahlenverlauf sind einer Raytracing-Simulation entnommen.

### Auflösungserhöhung mittels Zeitmultiplex

Um eine hohe Auflösung und Bildrate zu erreichen ist eine hohe Anzahl an parallelen Emitters-Detektor-Paaren nötig. Um hardware- sowie softwareseitig möglichst ressourcenschonend vorzugehen, werden jeweils zwei Emitters auf einem Detektor abgebildet (siehe Abbildung 4.11(a)). Wie in Abschnitt 4.1.1 erörtert wurde, ist bei einem schmalen Bandpassfilter für VCSEL hauptsächlich das intrinsische Detektorrauschen für das Rauschniveau verantwortlich. Unter der Inkaufnahme von höheren Umgebungslichttrauschen, verursacht durch ein höheres instantanes Detektorsichtfeld, kann zudem ein Detektor-Kanal dazu verwendet werden, um zwei Laser-Kanäle darauf abzubilden. Hierdurch erhöht sich die Komplexität zur Ansteuerung der Laser, detektorseitig kann jedoch die Anzahl an Detektoren sowie die zugehörige Auswerteelektronik und Datenauswertungs-Einheiten halbiert werden. Indem die Laser, welche auf einem Detektor abgebildet werden, zu unterschiedli-

chen Zeitpunkten eingeschalten werden, wird somit das Abtasten unterschiedlicher Punkte im Winkelraum möglich. Solch ein Aufbau ist bei LiDAR-Systemen bisher noch nicht bekannt.

Für das in Abbildung 4.10 dargestellte System, welches den Aufbau des entwickelten Mehrkanal-Systems widerspiegelt, kann somit die Anzahl der Kanäle von 6 auf 12 erhöht werden. Aufgrund der Detektorgeometrie wurde der Abstand der Emitter nicht äquidistant gewählt, sondern es gibt jeweils sechs Emitter-Paare. Um eine individuelle Ansteuerung der Emitter eines Paares zu ermöglichen, wurden die Emitter, wie in Abbildung 4.11(b) dargestellt, in zwei Gruppen zu je sechs Emittlern zusammengefasst, welche unabhängig voneinander angesteuert werden können. Hierdurch wird das vorgestellte Konzept ermöglicht. Zudem kann durch gleichzeitiges Einschalten beider Emitter-Gruppen die Reichweite unter Tolerierung einer Verschlechterung der vertikalen Auflösung erreicht werden.

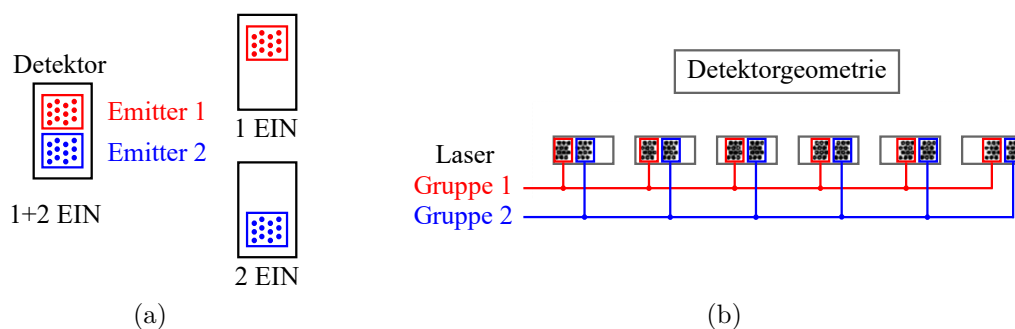


Abbildung 4.11: Konzept der 2:1-Abbildung von Emittlern auf den Detektor. Mittels Einschalten der Emitter zu unterschiedlichen Zeitpunkten können mit demselben Detektor unterschiedliche Raumwinkel abgetastet werden. (a) Veranschaulichung des Prinzips; (b) vom entwickelten Messsystem genutzte Emitter-Detektor-Geometrie.

#### 4.1.4 Optimierung der Strahlkopplung mittels Lochspiegel

Wie einleitend zu diesem Kapitel erwähnt, ist für den coaxialen Verlauf die verfügbare Systemapertur in einen Sende- und Empfangsteil aufzuteilen, um mit einem Abtastmechanismus kompatibel zu sein. Dadurch ist eine Effizienz des optischen Systems von  $\eta_{\text{opt}} \approx 1$  aus Gleichung 3.1 in der Realität nicht zu erreichen, wodurch die Performanz des Systems – im Sinne der erzielbaren maximalen Reichweite – herabgesetzt ist. Typische Kopplungskonzepte, welche in laserbasierten Messsystemen zum Einsatz kommen, sind beispielsweise der Strahlteiler (ST) (siehe Abbildung 4.12(a)) oder ein Einkoppelspiegel (siehe Abbildung 4.12(b)). Im Falle eines 50:50 Strahlteilers ist jeweils ein Verlust von

50 % der Strahlung auf dem Hin- und Rückweg zu verzeichnen, was in einer Effizienz von  $\eta_{\text{opt}} = \eta_{\text{ST}} = 0,25$  resultiert.

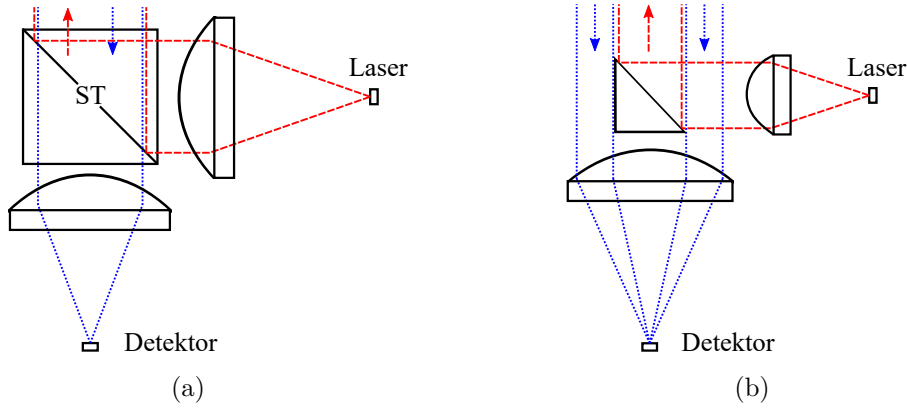


Abbildung 4.12: Verschiedene Konzepte der Strahlkopplung für einen coaxialen Strahlverlauf. (a) Strahlteiler; (b) Einkoppelspiegel.

Um die Effizienz des optischen Systems zu erhöhen und gleichzeitig ein kompaktes Design der Laser-Detektor-Einheit zu ermöglichen, wurde ein Konzept zur Strahlkopplung mittels Lochspiegel entwickelt. Dieses basiert auf der Einbringung eines Lochspiegels im divergenten Strahl der Laserdiode bzw. der auf den Detektor fokussierten Empfangsstrahlung (siehe Abbildung 4.13(a)), wodurch die Kopplungseffizienz erhöht werden soll. Zeitgleich wird ein kompakter Aufbau ermöglicht. Durch das Verwenden einer einzigen Linse ist dies zudem eine wirtschaftlichere Lösung. Damit dies möglich ist, müssen für den Mehrkanal-Ansatz jedoch die Geometrien von Laserkanälen und Detektorkanälen auf Chip-Level zueinander passen. Um die Öffnung im Spiegel zu optimieren, wird das Intensitätsprofil von Sendepfad und Empfangspfad in der Spiegelebene (Koordinaten  $u, v$ ) im Abstand  $z$  von der Laserquelle, welche sich in der  $xy$ -Ebene befindet, betrachtet. Die Spiegelebene weist hierbei eine Verkippung um den Winkel  $\alpha_{\text{LS}}$  auf. Der Zusammenhang des Laser-Detektor-Koordinatensystems und den Koordinaten der Spiegelebene ist in Abbildung 4.13(b) gegeben. Die Laser- und Spiegel-Koordinaten werden im Folgenden für die Optimierung der Öffnung im Spiegel verwendet.

Für die Intensität der emittierten Laserstrahlung wird der durch Formel 2.8 beschriebene Gauß-Strahl durch eine Koordinatentransformation von Laser- in Spiegel-Koordinaten parametrisiert zu

$$I_{\text{tx}}(u, v, z_0) = I_0 \left( \frac{\omega_0}{\omega(z_0 + v \sin \alpha_{\text{LS}})} \right)^2 e^{-2 \left( \frac{u^2 + v^2 \cos^2 \alpha}{\omega(z_0 + v \sin \alpha_{\text{LS}})^2} \right)^k}. \quad (4.5)$$

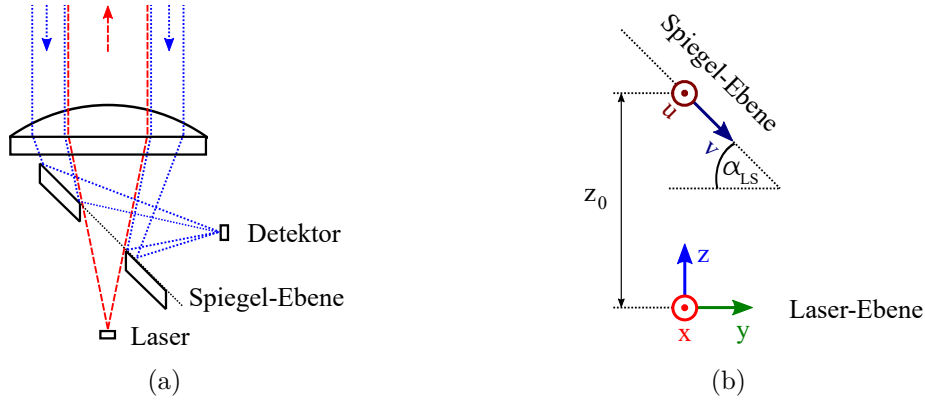


Abbildung 4.13: Strahlkopplung mittels Lochspiegel sowie zugehörige Koordinatensysteme für die Spiegeloptimierung. (a) Lochspiegel-Konzept; (b) Laser- und Spiegel-Koordinatensysteme.

Dadurch kann für gegebene Laserparameter die Sendestrahlung in der um  $\alpha_{LS}$  verkippten  $uv$ -Ebene beschrieben werden. Mittels des exponentiellen Faktors  $k$  kann zusätzlich eine Abflachung der Intensitätsverteilung im Zentrum beschrieben werden.

Für das Empfangsprofil kann für das Echo angenommen werden, dass eine ebene Welle empfangen wird und die Leistung somit eine Gleichverteilung über die Empfangsapertur aufweist. Der Radius der fokussierten Empfangsstrahlung wird berechnet zu

$$r_{rx} = \frac{D_0}{2f}(z_0 + v \sin \alpha_{LS}). \quad (4.6)$$

Hierbei ist  $D_0$  der Durchmesser der Empfangsapertur,  $f$  die Brennweite der Linse. Dadurch, dass entlang der  $u$ -Achse der Abstand von Linse zu Spiegel invariant ist, hängt der Radius des Empfangskonus nur von der Position entlang der  $v$ -Achse und dem Abstand  $z_0$  ab. Mithilfe dieses Radius lässt sich die Intensitätsverteilung des Empfangspfades in der Spiegelebene definieren zu

$$I_{rx}(u, v, z_0) = \begin{cases} I_0 \frac{\sqrt{u^2 + v^2 \cos^2 \alpha_{LS}}}{\pi \left(\frac{D_0}{2f}(z_0 + v \sin \alpha_{LS})\right)^2} & \text{für } \sqrt{u^2 + v^2 \cos^2 \alpha_{LS}} \leq r_{rx}, \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (4.7)$$

Durch die Gauß-ähnliche Verteilung der Sendestrahlung und aufgrund der begrenzten Systemapertur ist das Ziel einer optimierten Strahlkopplung, ein Loch im Spiegel so auszulegen, dass die Effizienz des optischen Systems  $\eta_{opt}$  maximiert wird. Dazu wird das Loch in der Spiegelebene anhand einer Funktion  $f_L(u, v)$  definiert. Damit können die Effizienzen für den Sende- und Empfangspfad definiert werden zu

$$\eta_{\text{tx}} = \frac{\sum_{u,v} (f_{\text{L}}(u,v) \cdot I_{\text{tx}}(u,v))}{\sum_{u,v} I_{\text{tx}}(u,v)} \text{ und} \quad (4.8)$$

$$\eta_{\text{rx}} = \frac{\sum_{u,v} [(1 - f_{\text{L}}(u,v)) \cdot I_{\text{rx}}(u,v)]}{\sum_{u,v} I_{\text{rx}}(u,v)}. \quad (4.9)$$

Somit kann die optische Effizienz dieser Anordnung definiert werden zu

$$\eta_{\text{tot}} = \eta_{\text{tx}} \cdot \eta_{\text{rx}}, \quad (4.10)$$

womit das Optimierungsproblem  $f_{\text{o}}(u,v) = \max \{ \eta_{\text{tot}}(f_{\text{L}}(u,v)) \}$  definiert werden kann.

Um die Komplexität für den mechanischen Aufbau zu reduzieren wird der Lochspiegel in einem Winkel von  $\alpha_{\text{LS}} = 45^\circ$  angestellt. Dadurch stehen Laser- und Detektor-Ebene senkrecht zueinander. Zudem ist die Strahldivergenz des Lasers durch  $\Theta_{\text{L}} = 20^\circ$  gegeben. Der Super-gaußsche-Faktor wird für die verwendeten VCSEL-Arrays zu  $k = 1,4$  bestimmt, um die vom Hersteller angegebene Intensitätsverteilung anzunähern. Die berechneten normierten Verteilungen sowie eine Andeutung einer Aussparung in der Spiegelebene sind für einen einzelnen Emittter an der Stelle  $x = 0$ ,  $y = 0$  sowie für einen Abstand  $z_0 = 25$  mm in der linken Hälfte von 4.14 gegeben. In der rechten Hälfte ist ein Schnitt der Intensität in der Spiegelebene entlang  $u = 0$  gegeben, wobei im Sendepfad der Teil mit höchster Intensität durch die Aussparung transmittiert wird, und im Empfangspfad die Strahlung am Rand von der vorhandenen Spiegelfläche reflektiert wird.

Für die Lösung des Optimierungsproblems wurde zunächst ein genetischer Algorithmus (GA) verwendet, welcher ein binäres Raster optimiert. Somit konnte die Öffnung für verschiedene  $z$ -Positionen des Spiegels untersucht werden. Hierbei wurde festgestellt, dass sich für den Fall eines einzelnen Emitters kaum eine Abhängigkeit vom Abstand  $z_0$  zur Laserquelle ergibt. Werden jedoch wie in der Realität ausgedehnte Quellen verwendet, so sind mit größeren Abständen  $z_0$  bessere Werte für die Effizienz der Kopplung  $\eta_{\text{opt}}$  zu erzielen. Da der Spiegel jedoch noch im Raum zwischen Laserquelle und Kollimatorlinse untergebracht werden muss, wurde hierfür  $z_0 = 25$  mm gewählt.

Da der GA für beliebige Verteilungen gute Ergebnisse liefert, aber aufgrund der vielen Iterationen relativ langsam ist, wurde zudem einfaches Optimieren einer Ellipse für die Funktion  $f_{\text{L}}(u,v)$  untersucht. Dies bietet sich aufgrund der vorliegenden Verteilungen an. Hierbei wurde einerseits eine generelle Ellipsen-Funktion (EF) angenommen, die eine Variation des Mittelpunktes und der Haupt- und Nebenachsendurchmesser zulässt. Zudem wurde aufgrund der einfacheren Möglichkeit der Fertigung eine zentrale gleichseitige Ellipse

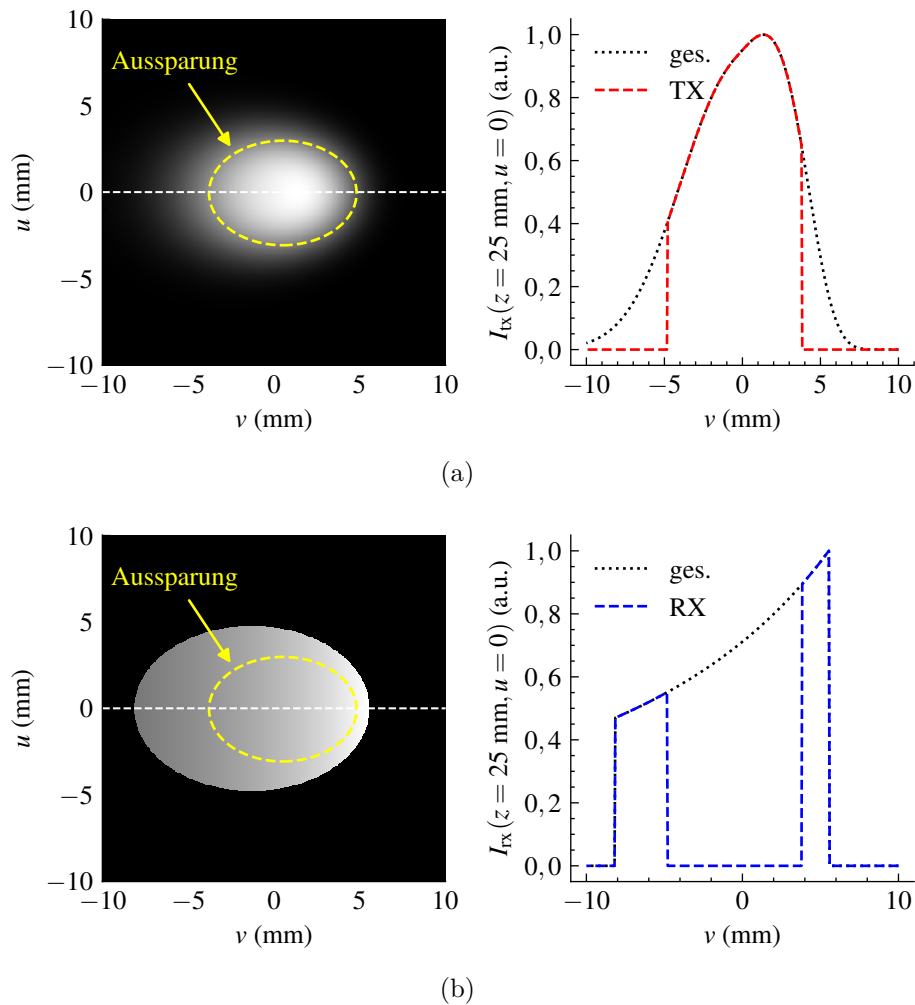


Abbildung 4.14: Normierte Sende- und Empfangsintensität in der Lochspiegel-Ebene mit angeedeuteter Aussparung. Links: 2D-Intensität in der Spiegelebene, Rechts: Schnitt entlang  $u = 0$ . (a) Sendepfad TX: Laserintensität mit angeedeuteter Aussparung; (b) Empfangspfad (RX): Empfangsintensität mit angeedeuteter Aussparung.

(zgEF) untersucht. Diese lässt nur die Variation des Nebenachsendurchmessers zu. Der Mittelpunkt befindet sich im Zentrum und der Durchmesser der Hauptachse wird für die gleichförmige Ellipse mit dem Faktor  $\sqrt{2}$  aus dem Nebenachsendurchmesser bestimmt.

Abbildung 4.15(b) zeigt den Verlauf von  $\eta_{tx}$ ,  $\eta_{rx}$  und  $\eta_{opt}$  über den Nebenachsenradius für eine zgEF. Für steigende Abmessung der Öffnung steigt die transmittierte Strahlung im Sende- bzw. fällt die reflektierte Strahlung im Empfangspfad. Das Optimum von  $\eta_{opt} = 0,358$  wird bei einem Nebenachsenradius von ca. 3 mm erreicht.

Ein Vergleich der verschiedenen Verfahren für einen einzelnen Emitter sowie die angenommenen Parameter ist in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Auch wenn mittels GA oder EF

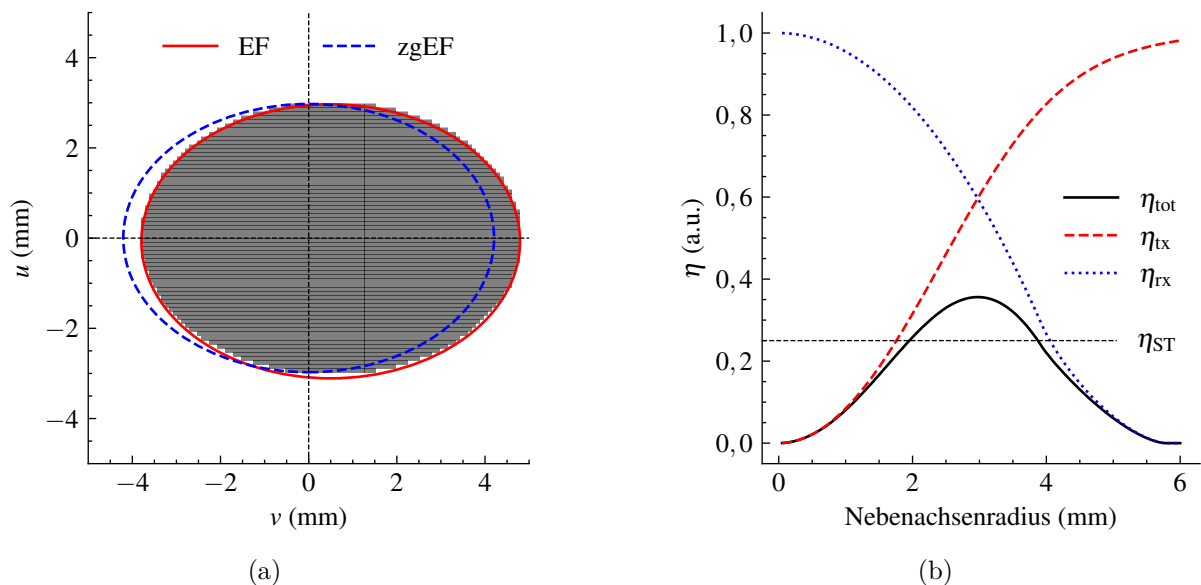


Abbildung 4.15: Vergleich verschiedener Spiegelöffnungen durch unterschiedliche Öffnungsfunktionen  $f_L(u,v)$ , sowie erreichbare Kopplungseffizienz  $\eta_{\text{opt}}$ . (a) Vergleich der optimierten Aussparung (grau:GA); (b) Verlauf von  $\eta_{\text{tx}}$ ,  $\eta_{\text{rx}}$  und Gesamt-Effizienz  $\eta_{\text{opt}}$  der Kopplung über den Nebenachsenradius für eine zentrale gleichseitige Ellipsen-Funktion (zgEF).

eine bessere Kopplungseffizienz zu erwarten ist, so kann eine zentrierte gleichseitige Ellipse einfach mittels Bohrung durch der Drehachse eines Zylinders und Abschneiden desselben in einem Winkel von  $45^\circ$  gefertigt werden.

Tabelle 4.2: Vergleich der unterschiedlichen optimierten Funktionen mit einem Strahlteiler als Referenz.

Methode	optische Effizienz $\eta_{\text{opt}}$	Verbesserung
Referenz: Strahlteiler (ST)	0,25	-
GA	0,360	$\times 1,442$
EF	0,360	$\times 1,442$
zgEF	0,358	$\times 1,430$

Im Sinne des somit erreichbaren SNR (vgl. Abschnitt 4.1.1) im direkten Vergleich mit dem Strahlteiler ist jedoch im Schnitt nur eine Verbesserung um den Faktor 1,2 möglich, da zwar die Signalleistung um Faktor 1,44 zunimmt, zeitgleich aber auch die empfangene Rauschleistung um den Faktor 1,2 ansteigt.

### Untersuchung des Konzepts für das Mehrkanal-System

Wird mehr als ein Emitter verwendet, welche entlang der x-Achse in der xy-Ebene angeordnet sind, so ist auch eine Optimierung der Öffnung im Umlenkspiegel möglich. Hierzu wird



zur Berechnung des Sendeprofiles das Superpositionsprinzip verwendet, um die Gesamtintensität aller Emitter in der Spiegel-Ebene zu berechnen. Bei Anordnung der Emitter entlang der x-Achse gemäß der Geometrie, welche am linken Rand der Abbildung 4.10 gegeben ist, ergeben sich bei zentraler Öffnung im Spiegel die in Abbildung 4.16 dargestellten Effizienzen für die einzelnen Emitter. Die Kopplungseffizienz für die zentralen Kanäle ist hierbei mit  $\eta_{\text{opt}} = 0,36$  maximal und fällt zu den Kanälen zum Rand hin auf ein Minimum von  $\eta_{\text{opt}} = 0,32$  ab. Da für alle Kanäle eine bessere optische Effizienz als mit einem Strahlteiler erzielt wird, ist das Konzept auch hier im Sinne der System-Leistung anwendbar.

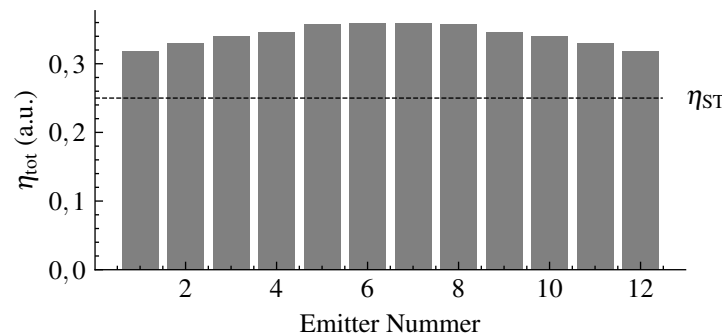


Abbildung 4.16: Vergleich der Kopplungseffizienzen  $\eta_{\text{opt}}$  des Lochspiegel-Konzeptes für die individuellen Emitter des in Abbildung 4.10 gegebene Mehrkanal-Systems.

Eine Gleichverteilung von  $\eta_{\text{opt}}$  über die Kanäle wäre mittels einer multivariaten Optimierung möglich, welche beispielsweise anhand des gezeigten GA für eine Bitmaske realisiert werden könnte. Sind geschlossene Formen aufgrund der Fertigbarkeit für komplexere Intensitätsverteilungen gewünscht, so ist auch die Optimierung einer Basis-Spline wie in [199] denkbar.

## 4.2 Elektronisches System

In diesem Abschnitt wird die im Rahmen der Arbeit entwickelte Elektronik vorgestellt und deren Auslegung anhand der Anforderungen beschrieben. Genauer werden die Schaltungen zur Erzeugung kurzer Laserpulse, der Detektor-Verstärker des SiPM und die Digitalisierung des verstärkten Signals mittels Schwellwert-Komparatoren für die weitere Verarbeitung untersucht. Zudem wird auch ein kurzer Überblick über die Hauptplatine, welche für die Steuerung des Systems und die Auswertung der aufgezeichneten Daten verantwortlich ist, gegeben.

### 4.2.1 Laser-Treiber

Durch das vorgestellte Konzept des Zeitmultiplex zweier Lasergruppen (siehe Abschnitt 4.1.3) sowie der gemeinsamen Kathode der einzelnen Laser durch die Unterbringung auf einem Chip ergibt sich für die zu entwickelnde Laser-Schaltung, dass der Strom an der Anode geschaltet werden muss. In diesem Falle spricht man auch von einem High-Side-Treiber, da die Seite mit dem elektrisch höheren Potential geschaltet werden muss. Dies stellt neben des schnellen Schaltens großer Ströme eine weitere Herausforderung dar.

Die Grundlagen werden zunächst anhand des Low-Side-Treibers in Abbildung 4.17(a) erläutert. Der Laserstrom wird mittels eines schnellen Feldeffekttransistors (FET) geschaltet, wobei die dafür nötige Ladung aus einem Speicherkondensator  $C_s$  stammt. Unter der Annahme, dass der Ladestrom  $i_r$  für den Kondensator begrenzt ist, gibt es somit zwei Optionen für die zeitliche Limitierung des Strompulses.

In der ersten Variante (siehe Abbildung 4.17(b) oben) wird der Kondensator groß gewählt, sodass die Kondensatorspannung  $u_c$  beim Schalten des Laserstroms nur minimal einsinkt. Die Breite des Laserpulses ist somit abhängig von der Länge des Steuersignals. Dadurch sind die Anforderungen an die Ansteuergenauigkeit sehr hoch, da ein Jitter des Steuersignals direkt die Pulsbreite und somit die emittierte Laserenergie stark beeinflusst.

Für die zweite Option (siehe Abbildung 4.17(b) unten) wird der Kondensator  $C_s$  klein gewählt, sodass dieser die gesamte Ladung  $Q_c = I_{\text{pulse}} \cdot t = C_s \cdot U$  für einen Puls des Laserstroms  $i_{\text{lsr}}$ , der Stromstärke  $I_{\text{pulse}}$  und der Länge  $t$  enthält. Die gespeicherte Ladung wird hierbei bei gegebener Kapazität  $C_s$  über die Spannung  $V_{\text{lsr}}$  kontrolliert auf deren Wert die Kondensatorspannung  $u_c$  ansteigt. Somit ist die abgegebene Pulsenergie gut kontrollierbar. Dadurch kann das Steuersignal  $V_{\text{st}}$  länger gewählt werden, was einen geringeren Schaltungsaufwand führt. Außerdem wird dadurch das Problem der Abhängigkeit gegenüber eines Jitter-Fehlers des Steuersignals behoben und das Risiko von Gefährdungen der Augensicherheit durch zu hohe Pulsenergie im Zuge eines zu langen Trigger-Signals verringert.

#### Nachladeschaltung

Für beide Werte des Kondensators  $C_s$  muss sichergestellt werden, dass der Ladestrom  $i_r$  begrenzt ist. Wäre dies nicht der Fall, so würde der Nachladestrom beim Schalten des Laserstromes auch ansteigen. Im Falle des Öffnens des Schalters würde der Strom durch parasitäre Induktivitäten weitergetrieben werden. Ähnlich zu einem Aufwärtswandler führt dies zum Überladen des Speicherkondensators  $C_s$  auf eine höhere Spannung als  $V_{\text{lsr}}$ . Ist zudem die Spannungsänderung am Drain des FET zu schnell, kann es zu

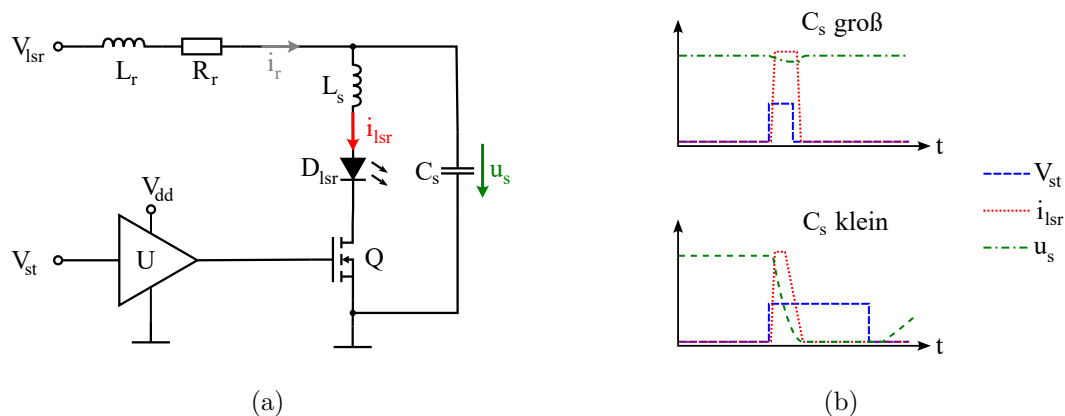


Abbildung 4.17: Konzept eines Low-Side-Lasertreibers und zugehörige Strom- und Spannungsverläufe. (a) Schaltplan; (b) Strom- und Spannungsverläufe für einen großen und einen kleinen Wert von  $C_s$ . In Anlehnung an [121].

einem unerwünschten Stromfluss über die Drain-Source-Kapazität kommen, wodurch ein unerwünschtes Aufleuchten des Lasers verursacht werden würde.

Um dies zu vermeiden, wird eine Nachladeschaltung bestehend aus einem Widerstand  $R_r$  und einer Induktivität  $L_r$  verwendet, welche einen Reihenschwingkreis mit der Speicherkapazität  $C_s$  bilden. Gemäß [183] ist die Dämpfung  $D_{LCR}$  durch den Kehrwert der Güte  $Q_{LCR}$  gegeben und wird für den RCL-Schwingkreis allgemein beschrieben durch

$$D_{LCR} = \frac{1}{Q_{LCR}} = R\sqrt{\frac{C}{L}}. \quad (4.11)$$

Zudem muss die Dauer des Nachladens des Kondensators berücksichtigt werden. Die Kondensatorspannung beim Laden ist durch die Zeitkonstante  $\tau = RC$  bestimmt und es kann davon ausgegangen werden, dass der Kondensator nach  $5\tau$  vollständig geladen ist. Die Nachladeschaltung wird also so ausgelegt, dass der Kondensator innerhalb einer Periodendauer der maximalen Repetitionsrate der abzugebenden Laserpulse vollständig geladen werden kann. Zudem muss für ein Vermeiden von Schwingungen  $D_{LCR} > 1$  gelten.

### High-Side-Konzept

Um das in Abschnitt 4.1.3 vorgestellte Konzept des Zeitmultiplex zweier Lasergruppen zu realisieren, muss dadurch, dass sich die Laser auf einem Chip befinden und daher eine gemeinsame Kathode aufweisen, für abwechselndes Pulsieren der Lasergruppen der Strom an der Anode geschaltet werden. Da man die potentialführende Seite bzw. die Seite mit höherer Spannung schaltet, spricht man hierbei auch von einem High-Side-Treiber. Die

Herausforderung hierbei ist, dass beim Durchschalten mit steigendem Strom auch die Spannung an der Last und somit der Source-Spannung des Transistors ansteigt. Damit dieser aber geöffnet bleibt, muss die Gate-Source-Spannung des FET aufrecht gehalten werden. Die Lösung des Problems ist die Gate-Spannung und somit das Steuersignal in gleichem Maße wie die Source-Spannung anzuheben. Dies kann mittels der in Abbildung 4.18 entwickelten Schaltung erreicht werden.

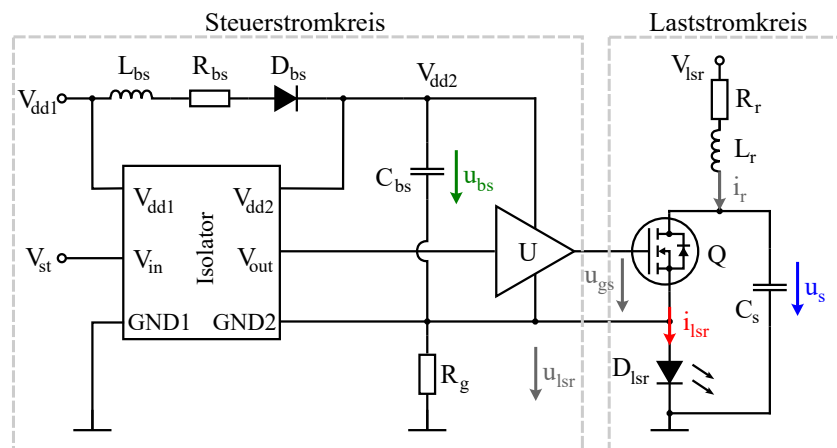


Abbildung 4.18: Konzept der entwickelten High-Side-Treiberschaltung.

Der Gate-Treiber des Transistors wird mittels einer Floating-Supply (schwimmende Versorgung) versorgt, welche auf dessen Source-Spannung referenziert wird. Hierbei wird der Bootstrap-Effekt ausgenutzt, wobei die Versorgungsspannung des Gate-Treibers mittels der Konstellation von Diode und eines großen Kondensators aufrechterhalten wird [98]. Im Ruhezustand wird die Bootstrap-Kapazität  $C_{bs}$  auf die Versorgungsspannung  $V_{dd1}$  aufgeladen, wobei  $R_g$  sicherstellt, dass die Source-Spannung hierbei auf dem Potential GND liegt. Wird nun der Schalter geschlossen, so beginnt die Spannung  $u_{lSr}$  durch den steigenden Laserstrom gleichermaßen zu steigen und die Spannung am Knoten  $V_{dd2}$  steigt im gleichen Maße gemäß  $V_{dd2} = u_{bs} + u_{lSr}$  an. Die Versorgungsspannung des Gate-Treibers (von Pin  $V_{dd2}$  zu GND2) wird durch die Bootstrap-Kapazität also konstant gehalten. Um eine Entkopplung der unteren Versorgungsspannung Massepotential GND zu ermöglichen, wird ein Entkopplungselement verwendet. Die Entkopplung kann entweder induktiv, kapazitiv oder mittels Optokoppler realisiert werden, wobei hierbei auf etwaige Laufzeitverzögerungen des jeweiligen Verfahrens Rücksicht genommen werden muss.

In dieser Arbeit wurde für das Anheben des Steuersignals auf das  $u_{lSr}$  referenzierte Spannungsniveau ein digitaler Isolator verwendet, der nach dem Prinzip der kapazitiven Trennung arbeitet [181], da dieser eine relativ geringe Laufzeitverzögerung aufweist.

### Auslegung mittels Simulation

Für das angestrebte Konzept sollen zwei Guppen zu je sechs Emittlern abwechselnd oder gleichzeitig gepulst werden können. Das wird durch Duplizieren der vorgestellten High-Side-Treiberschaltung möglich. Die Auslegung der Schaltung kann mittels SPICE-Simulation (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) erfolgen.

Für den verwendeten Laser-Chip kann für ein VCSEL-Array ein Spitzenstrom von ca. 3 A angenommen werden. Bei sechs parallelen Arrays ergibt sich hierbei ein Spitzenstrom von 18 A. Wird zudem eine Pulsbreite von 5 ns und eine Laserspannung von  $V_{\text{lsr}} = 30$  V angenommen, so kann für den Kondensator  $C_s$  ein Wert von 2,2 nF bestimmt werden.

Die nötige Repetitionsrate des Lasers um eine Winkelauflösung von  $0,2^\circ$  zu erreichen, kann aus der maximalen Geschwindigkeit der Scanner und dem horizontalen Sichtfeld von  $70^\circ$  zu ca. 165 kHz abgeschätzt werden. Wird mit ausreichend Puffer eine Repetitionsrate von 250 kHz angestrebt, so kann der Widerstand der Nachladeschaltung zu  $R_r$  zu  $160 \Omega$  gewählt werden, wodurch die Bedingung für die Nachladung der Speicherkapazität eingehalten wird. Des Weiteren wird die Spule  $L_r$  zu 470 nH gewählt, wodurch gemäß Gleichung 4.11 eine Dämpfung von  $D_{\text{LCR}} \approx 10,4$  erzielt wird und das System somit gedämpft ist.

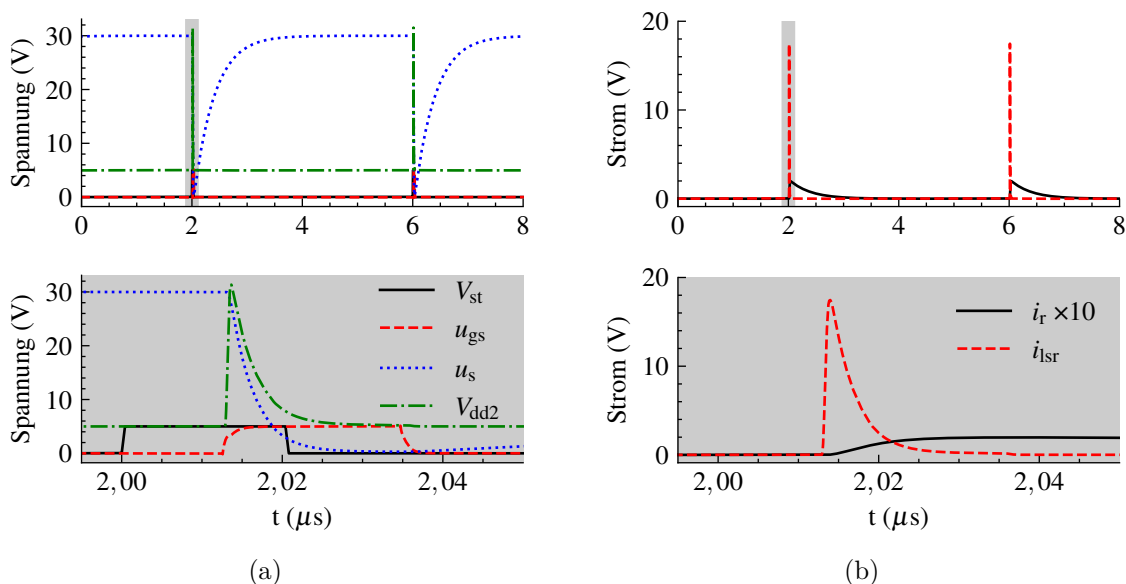


Abbildung 4.19: Simulation der Spannungs- und Stromverläufe des entwickelten Lasertreibers für eine Repetitionsrate des Lasers von 250 kHz. Oben Verläufe über zwei Perioden, unten genauer zeitlicher Verlauf um den oben markierten Puls. (a) Spannungen; (b) Ströme.

Abbildung 4.19 zeigt die simulierten Spannungs- und Stromkurven zu der entwickelten Laserschaltung. In der oberen Hälfte der Abbildung ist eine größere Zeitbasis dargestellt,

um den Spannungsverlauf am Speicherkondensator  $C_s$  sowie den Stromverlauf des Ladestroms  $i_r$  innerhalb der Zeit zwischen zwei Laserpulsen zu visualisieren. In der unteren Hälfte wird auf feinerer Zeitbasis der grau markierte Ausschnitt rund um einen Laserpuls gezeigt. Der Kondensator kann für die gegebene Repetitionsrate von 250 kHz innerhalb der Periodendauer vollständig auf die Laserspannung von 30 V aufgeladen werden, wobei der Ladestrom maximal 200 mA erreicht.

## 4.2.2 Detektorverstärker

Für das Mehrkanal-Konzept ist ein paralleles Auslesen der einzelnen Detektor-Kanäle notwendig. Das bedeutet, dass jeder Detektor sein eigenes analoges Front-End (AFE) für die Filterung, Verstärkung und Digitalisierung des Sensorsignals benötigt, um dieses für die weitere Signalverarbeitung aufzubereiten. Das parallele Auslesen (siehe Abbildung 4.20(a)) bietet hierbei große Flexibilität, da die einzelnen Detektorsignale gleichzeitig betrachtet werden können. Limitierende Faktoren sind jedoch die dadurch verursachte höhere Leistungsaufnahme sowie die durch die Bauteile eingenommene Fläche und die damit verbundene Länge der Leiterbahnen. Für eine hohe Anzahl an Kanälen bietet sich meist die Integration in einem anwendungsspezifischen integrierten Schaltkreis an (ASIC, Application Specific Integrated Circuit), wie sie beispielsweise in [10, 36, 81, 214] vorgestellt werden.

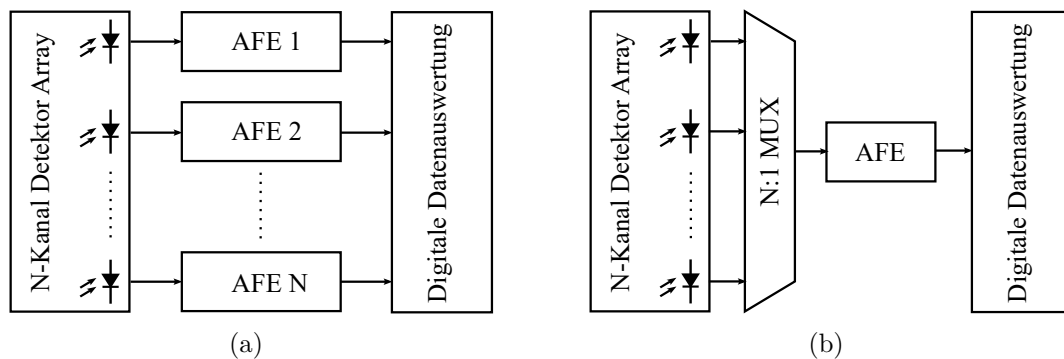


Abbildung 4.20: Konzepte der elektronischen Auswerteschaltung für einen Mehrkanal-LiDAR-Sensor. (a) Paralleles Auslesen der einzelnen Detektoren mittels mehrerer AFEs; (b) zeitlich aufeinander folgendes Auslesen mittels Multiplexer und einem AFE.

Alternativ zum Schema des parallelen Auslesens kann bzw. können ein oder mehrere AFEs in Kombination mit einem Multiplexer eingesetzt werden (siehe Abbildung 4.20(b)). Die Vorteile hierbei sind die Reduzierung der elektronischen Komponenten, die damit verbundene geringere Leistungsaufnahme und die Einsparung von Bauraum. Dadurch ist jedoch ein zeitgleiches Auslesen nicht mehr möglich, weshalb die TOF-Messungen für die einzelnen Kanäle zeitlich nacheinander erfolgen müssten.

Das in dieser Arbeit vorgestellte System basiert auf der parallelen Architektur, wobei hierbei sechs Detektoren gleichzeitig ausgelesen werden. Eine Verdopplung der Kanal-Anzahl wird wie in Abschnitt 4.1.3 jedoch nicht mittels Zeitmultiplex im AFE erreicht, sondern optisch durch die Abbildung von zwei verschiedenen Lasern auf einen Detektor. Dieser Ansatz wurde gewählt, um Platz und Verlustleistung einzusparen, da die einzelnen AFE-Blöcke für die verschiedenen Kanäle in dieser Arbeit diskret aufgebaut werden. Abbildung 4.21 zeigt die Bestandteile eines einzelnen Detektors mit nachgeschaltetem AFE-Block, auf die im Folgenden näher eingegangen wird.

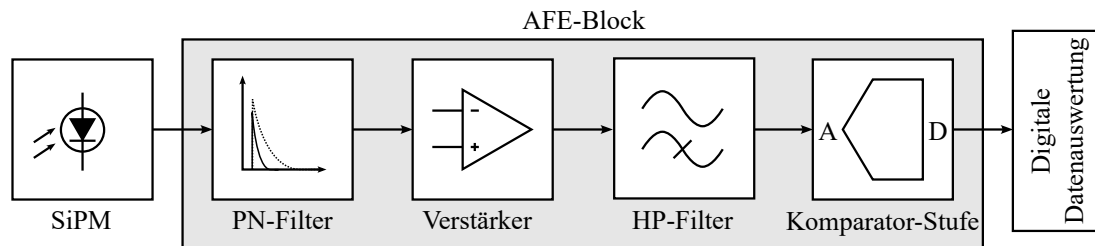


Abbildung 4.21: Blockschaltbild des AFE für einen einzelnen Kanal.

### SiPM-Detektor

In diesem Abschnitt wird der in den Grundlagen beschriebene SiPM-Detektor nochmals genauer hinsichtlich der elektronischen Eigenschaften und der damit verbundenen Signalform beschrieben. Daraus können die Spezifikationen für das AFE abgeleitet werden.

Da ein SiPM eine Parallelschaltung von  $N_{\text{tot}}$  individuellen SPADs und deren Löschwiderstand in Serie ist, kann das elektrische Ersatzschaltbild (siehe Abbildung 4.22(a)) als ein aktiver Teil, der das Verhalten der gefeuerten Zellen  $N_f$  modelliert, als ein passiver Teil, welcher das Verhalten der nicht ausgelösten Zellen  $N_{\text{tot}} - N_f$  abbildet, sowie einem parasitären Part beschrieben werden [35]. Eine Untersuchung, wie sich  $N_{\text{tot}}$  auf das SNR auswirkt, wurde von [50] durchgeführt, wobei sich zeigt, dass es ein Optimum für  $N_{\text{tot}}$  gibt.

Die charakteristische Signalform für ein Einzelphotonen-Signal ist in Abbildung 4.22(b) dargestellt. Die Zeitkonstanten werden hierbei durch die Parameter des SiPM bestimmt. Zum Auslesen des SiPM-Signals wird meist ein Shunt-Widerstand  $R_s$  in Serie zum Detektor verwendet. Die Anstiegszeit ist durch den Shunt  $R_s$  und die Zellkapazität  $C_d$  einer Mikrozele durch die Formel 4.12 gegeben. Abhängig vom SiPM ist die Dauer der fallenden Flanke durch zwei Zeitkonstanten charakterisiert. Diese hängen von der Größe des Löschwiderstandes  $R_q$ , dessen parasitärer Kapazität  $C_q$  und der parasitären Streukapazität der Verbindungsleitungen  $C_g$  ab und sind durch die Ausdrücke in Formel 4.13 und 4.14 gegeben [35, 172].

$$\tau_r = R_s \cdot C_d \quad (4.12)$$

$$\tau_{f1} = R_s \cdot (C_q + C_g) \quad (4.13)$$

$$\tau_{f2} = R_q \cdot (C_d + C_q) \quad (4.14)$$

Um die Einzelphotonen-Detektion zu ermöglichen, werden die SPADs des SiPM im Geiger-Modus betrieben. Dazu ist eine ausreichend hohe Bias-Spannung nötig. Dadurch, dass die in dieser Arbeit verwendeten SiPM-Arrays [142, 143] im Gegensatz zum Laser eine gemeinsame Anode aufweisen, muss der Strom für das individuelle Auslesen an der Kathode abgegriffen werden. Hierzu wird die Anode mit einer negativen Spannung  $V_{\text{det}}$  beaufschlagt, die ausreichend entkoppelt ist, um einen Spannungseinbruch bei schnellem Stromanstieg durch den SiPM, z.B. durch gleichzeitiges Triggern vieler Mikrozellen, zu verhindern [141]. Um den linearen Bereich der folgenden Verstärkerschaltung optimal auszunutzen wird die Spannung Kathoden-seitig mit einem Offset  $V_{\text{off}}$  beaufschlagt. Die anliegende Bias-Spannung berechnet sich also zu  $V_{\text{bias}} = |V_{\text{det}}| + V_{\text{off}}$ .

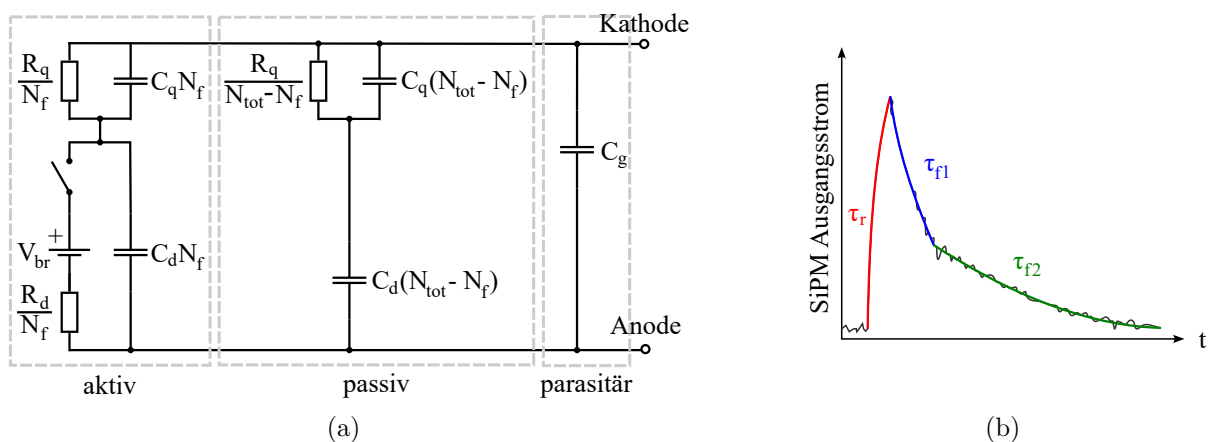


Abbildung 4.22: Elektronisches Ersatzschaltbild und Einzelphotonen-Antwort eines SiPM. (a) Ersatzschaltbild mit aktiven und passiven SPADs; (b) Charakteristischer Verlauf der Einzelphotonen-Antwort mit Zeitkonstanten.

### Pol-Nullstellen-Filter

Aufgrund der Signalform der Impulsantwort (Einzelphotonen-Signal) des SiPM wird für Anwendungen der Zeitmessung, wie beispielsweise der Positronen-Emissions-Tomografie (PET), die steigende Flanke des Signals verwendet [177]. Aufgrund deren Steilheit kann eine relativ genaue Zeitmessung im Bereich von ca. 100 ps erreicht werden [177]. Zur Erkennung



der Signalflanke wird häufig ein Leading-Edge-Diskriminator, also ein Komparator mit einem bestimmten Schwellwert, verwendet.

Aufgrund der beschriebenen Signalform des SiPM kann es jedoch bei schnell aufeinander folgenden Auslösen von Mikrozellen durch intrinsisches Rauschen oder kontinuierlich einfallenden Photonen zu einer Aufsummierung (pulse pile-up) der Pulse kommen. Dies führt zu einer Verschiebung der Ruhespannung bzw. Grundlinie. Bei gleichbleibender Komparator-Schwelle verursacht dies eine verfälschte Zeitmessung und führt bei Überschreitung der Schwelle zu gar keinem gültigen Ergebnis. Methoden, um den genannten Effekten entgegenzuwirken, sind beispielsweise eine Hochpassfilterung, der in [62] vorgestellte differentielle Leading-Edge-Diskriminator (DLED) oder eine Pol-Nullstellenkompensation mittels passiven Komponenten (PN-Filter) zur Kompensation der charakteristischen langsamen Abfallzeit des SiPM-Signals [61]. Anhand dieser Methoden lässt sich die Genauigkeit der Zeitmessung mit Schwellwert-Komparatoren erhöhen, da damit eine Unabhängigkeit von etwaigen Verschiebungen der Grundlinie und dem damit verbundenen zeitlichen Jitter ermöglicht wird.

Aufgrund der einfachen Implementierbarkeit mittels passiven Komponenten bietet sich die Pol-Nullstellenkompensation aus [61] für die Realisierung des Mehrkanalsystems an. Die langsame Zeitkonstante  $\tau_{f2}$  der fallenden Flanke der Einzelphotonen-Antwort des SiPM wird häufig im Datenblatt als Nachladezeit-Konstante (recharge recovery time) angegeben. Diese ist durch Gleichung 4.14 gegeben und hängt von der Zellkapazität  $C_d$ , dem Löschwiderstand  $R_q$  sowie dessen parasitäre Kapazität  $C_q$  ab. Das heißt, es gibt einen Pol mit der Eckfrequenz [61] (siehe Abbildung 4.23(a))

$$\nu_{f2} = \frac{1}{2\pi \cdot \tau_{f2}} = \frac{1}{2\pi \cdot R_q(C_d + C_q)}. \quad (4.15)$$

Zur Kompensation kann, wie in Abbildung 4.23(b) gezeigt, ein RC-Parallelglied verwendet werden, welches mit der Eckfrequenz  $\nu_{f2}$  der Quelle übereinstimmt und somit eine Nullstelle aufweist, welche den Pol kompensiert. Bei Betrachtung des durch den Filter fließenden Stromes  $i_e(t)$  wird durch den Widerstand  $R_{pn}$  ein Strom  $i_R(t)$  fließen, welcher proportional zum Eingangsstrom ist. Durch den Kondensator wird jedoch ein Strom  $i_C(t)$  proportional zur Ableitung des Eingangsstroms fließen. Der Strom der steilen Anstiegsflanke fließt also größtenteils durch den Kondensator  $C_{pn}$  während der Strom der langsamen fallenden Flanke hauptsächlich durch den Widerstand  $R_{pn}$  fließt. Beim Übereinstimmen der Zeitkonstanten des Detektors  $\tau_{f2}$  und der des Filters  $\tau_{pn}$ , löscht sich der negative Stromfluss durch den Kondensator mit dem des Widerstandes aus. Somit kann die langsame fallende Flanke zu einem gewissen Maße kompensiert werden [61].

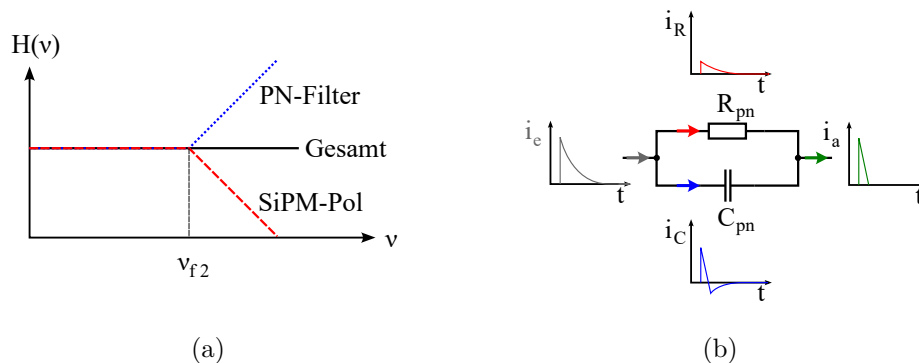


Abbildung 4.23: Aufbau und Übertragungsfunktion des Pol-Nullstellen-Filters. (a) Übertragungsfunktionen; (b) Aufbau des Filters als RC-Parallelschaltung mit Stromverläufen. Adaptiert von [61].

Das Filterverhalten hängt grundsätzlich von der Eingangsimpedanz (Shunt-Widerstand zur Spannungs-Strom-Konversion) sowie der Ausgangsimpedanz (Eingangswiderstand des Verstärkers) ab, was bei der Auslegung berücksichtigt werden muss. Dadurch kann mithilfe von ausschließlich passiven Komponenten das gewünschte Ergebnis von relativ kurzen Signal-Pulsen erreicht werden.

### Verstärkerstufe

Zur weiteren Verarbeitung des Ausgangssignals des SiPM muss dieses verstärkt werden. Die dazu benötigte Verstärkerstufe sollte eine relativ hohe Bandbreite besitzen und zudem rauscharm sein. Hierzu bieten sich verschiedene Verstärkerkonzepte wie common-base Verstärker [85, 198] oder Lösungen mittels Operationsverstärker (OPV) an. Letztere können als Ladungsverstärker (Charge Sensitive Amplifier, CSA) [14, 28, 79, 135], als Transimpedanzverstärker (Transimpedance Amplifier, TIA) oder als reiner Spannungsverstärker beschaltet werden [27, 85].

Für LiDAR-Anwendungen haben sich hauptsächlich TIAs, welche den Sensorstrom aktiv in eine Spannung umwandeln, oder Spannungsverstärker, welche die an einem Shunt-Widerstand abfallende Spannung verstärken, durchgesetzt. Nachteil des TIA (siehe Abbildung 4.24(a)) ist jedoch, dass der Strom, welcher durch den Detektor fließt, vom Ausgang des Operationsverstärkers zur Verfügung gestellt werden muss. Zudem muss die hohe Ausgangskapazität mittels Feedback-Kondensator  $C_f$  kompensiert werden, um Stabilität der Schaltung zu erreichen, was zu einer geringeren Bandbreite führt [27, 85].

Bei einem Spannungsverstärker (siehe Abbildung 4.24(b)) wird der Sensorstrom zunächst passiv mittels Shunt in eine Spannung umgesetzt, welche dann mittels OPV-basierter

Verstärkerstufe mit hohem Eingangswiderstand verstärkt wird. Die Eingangsimpedanz ist hierbei im Gegensatz zum TIA durch  $R_s$  bestimmt und die Stabilität ist nicht von der Ausgangsimpedanz des Detektors abhängig [27]. Ein geringer Wert von  $R_s$  bedeutet jedoch auch, dass der Verstärkungsfaktor groß genug gewählt werden muss, was in diesem Falle auch zu begrenzten Bandbreiten führt. Dem kann mittels Kaskadieren von Verstärkerstufen entgegengewirkt werden, was laut [85] jedoch zu einer Verschlechterung der Sprungantwort und somit zu einer schlechteren Zeitaufösung führen kann. Zudem hat die Wahl von  $R_s$  eine starke Auswirkung auf das Rauschniveau am Verstärkerausgang, da das thermische Widerstandsrauschen mit verstärkt wird [27].

Aufgrund der Vorteile des nicht-invertierenden Spannungsverstärkers wird dieses Konzept in der vorliegenden Arbeit weiter verfolgt und im Rahmen der sich damit ergebenden Gesamtschaltung näher betrachtet.



Abbildung 4.24: Operationsverstärker-basierte Verstärkerkonzepte zur Verstärkung des Detektorsignals. (a) Transimpedanzverstärker (TIA); (b) Shunt-Widerstand mit nicht-invertierendem Spannungsverstärker.

### Grundlinienfilter

Aufgrund der Abweichungen von realen zu idealen Operationsverstärkern wird die Ausgangsspannung mit einer gewissen Offset-Spannung beaufschlagt sein, welche von Fehlerströmen an den Eingängen sowie einer inhärenten Offset-Eingangsspannung im Millivolt-Bereich abhängt. Zudem kann die zuvor beschriebene Überlagerung von Einzelphoton-Signalen zu einer Verschiebung des angestrebten Spannungslevels zum Ruhezustand führen [177]. Da dies zu Schwierigkeiten bei der Auswertung mit nachfolgenden Schwellspannungs-Komparator führen kann, muss dem entgegengewirkt werden. Dazu wird der Verstärkerstufe noch ein RC-Hochpass nachgeschaltet, dessen Grenzfrequenz auf die Verstärkerbandbreite ausgelegt werden muss.

### Schwellwert-Komparatoren

Um das gefilterte und verstärkte Detektorsignal für die Zeitmessung zu digitalisieren, sollen wie initial beschrieben, Schwellwert-Komparatoren verwendet werden. Diese stellen das abschließende Element im entwickelten AFE dar. Mittels definierten Schwellspannungen wird das Signal somit in ein binäres Signal umgewandelt, das als Eingangssignal für die folgende Auswertelogik dient. Mittels mehreren Komparatoren, die bei verschiedenen Schwellspannungen schalten, kann zudem der Dynamikumfang des Systems erweitert werden. Gleichzeitig werden damit Bestimmungen der Puls-Intensität und die Kompensation von fehlerhaften Zeitmessungen im Zuge der Flankensteilheit des Signals möglich. Letzterer Fehler ist auch als der in Abschnitt 3.4 beschriebene RWE bekannt.

Um im Zuge des Mehrkanal-Systems die Komplexität und Leistungsaufnahme so gering wie möglich zu halten, aber dennoch eine Möglichkeit zur Abschätzung der Intensität und einer Fehlerkompensation der Distanz zu ermöglichen, werden zwei Komparatoren verwendet deren Schwellspannungen  $V_{th1}$  und  $V_{th2}$  mittels Digital-Analog-Umsetzern (Digital-to-Analog Converter, DAC) unabhängig voneinander eingestellt werden können.

### Auslegung der Detektor-Elektronik mittels Simulation

Die sich aus den vorhergehend beschriebenen Blöcken bestehende Gesamtschaltung für einen einzelnen Detektor-Kanal ist in Abbildung 4.25 dargestellt. Der Strom  $i_e$  des SiPM wird zunächst durch das PN-Filter gefiltert, wobei die Ein- und Ausgangsimpedanz durch die Widerstände  $R_{s1}$  und  $R_{s2}$  festgelegt werden kann. Das Filter wird so ausgelegt, dass es die langsame fallende Flanke der SiPM-Photonenantwort kompensiert. Auf konkrete Bauteilwerte soll an dieser Stelle verzichtet werden, da in unterschiedlichen Aufbauten unterschiedliche SiPM-Detektoren verwendet wurden. Eine simulierte Übertragungsfunktion des Filters ist dem Bode-Plot aus Abbildung 4.26(a) zu entnehmen.

Der darauf folgende OPV-basierte Verstärkerblock verstärkt die an  $R_{s2}$  abfallende Spannung. Als Operationsverstärker kommt OPA858 [188] zum Einsatz, welcher speziell für TOF-Anwendungen entwickelt wurde und ein Verstärkung-Bandbreite-Produkt (Gain Bandwidth Product, GBP) von 5,5 GHz besitzt. Durch einen Verstärkungsfaktor von 18 liegt die Bandbreite des Verstärkers somit bei 300 MHz (vgl. Abbildung 4.26(a)). Um den linearen Bereich des Verstärkers optimal auszunutzen ist die Ruhespannung der Schaltung auf das Potential  $V_{off}$  angehoben. Die Leistungsaufnahme pro OPV liegt bei 120 mW.

Das verstärkte Detektorsignal wird anschließend von einem RC-Hochpass gefiltert. Dieser wird hierbei so ausgelegt, dass unerwünschte Gleichspannungen oder langsame Änderungen des verstärkten Detektorsignals eliminiert werden. Die zugehörige Frequenzantwort des

Hochpass-Filterers sowie die der Gesamtschaltung, welche sich aus Addition der einzelnen Frequenzgänge ergibt, kann Abbildung 4.26(a) entnommen werden.

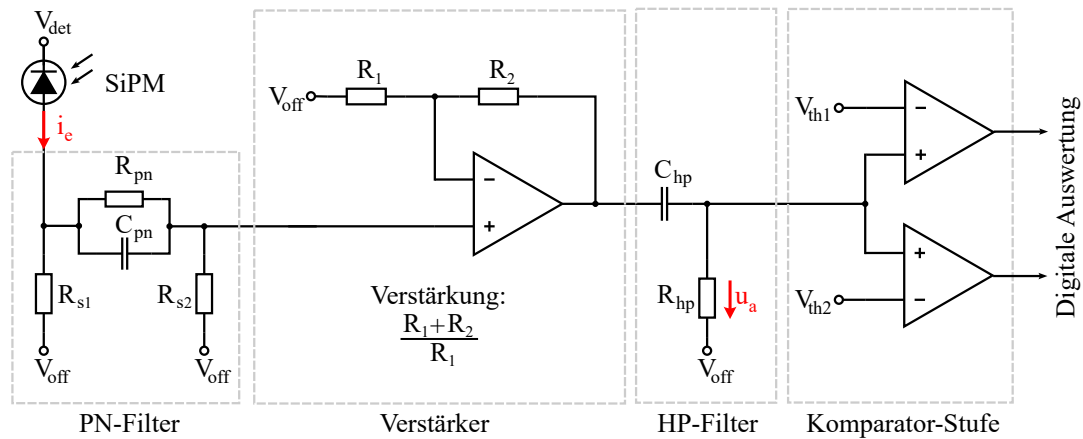


Abbildung 4.25: Schaltbild des entwickelten Detektorverstärkers.

Abbildung 4.26 zeigt die simulierte Einzelphotonen-Antwort des SiPM sowie die durch die gezeigte Schaltung verstärkte und gefilterte Spannung  $u_a$ . Ein Strompeak der Höhe  $14 \mu\text{A}$  resultiert in einem verstärkten Einzelphotonen-Signal der Amplitude von  $6,5 \text{ mV}$  am Verstärkerausgang. Zudem kann beobachtet werden, dass der langsame Abfall des Stromes  $i_e$  gut kompensiert werden kann, was zu einer FWHM von  $3 \text{ ns}$  führt. Ein leichter Unterschwinger ist zu beobachten, was bei stärkeren Signalen aber von Vorteil sein kann, da somit darauf folgendes korreliertes Rauschen durch beispielsweise Afterpulsing (AP) unterdrückt werden kann.

Für die Komparator-Stufe kommt der Zwei-Kanal-Komparator MAX40027 [129] zum Einsatz, welcher auch speziell für TOF-Anwendungen entwickelt wurde und sich durch seine besonders kurze Ansprechzeit von  $280 \text{ ps}$  auszeichnet. Dadurch werden kürzeste Überschreitungen der Schwellspannungen wahrgenommen. Die Leistungsaufnahme beider Komparatoren beträgt dabei  $132 \text{ mW}$ . Die Schwellwerte  $V_{th1}$  und  $V_{th2}$  können mit einem zwei-Kanal DAC eingestellt werden, wobei die Einstellung bei der Charakterisierung des Sensors erfolgt und hierbei statische Werte gewählt werden, um unter allen Messbedingungen das bestmögliche Ergebnis zu erzielen. Durch das Hochpass-Filter entfällt eine dynamische Anpassung der Werte für  $V_{th1}$  und  $V_{th2}$ , was ohnehin aufgrund der kurzen Messzeiten schwierig realisierbar wäre.

Da die gezeigte Verstärkerschaltung für sechs Detektoren implementiert ist, kann die davon aufgenommene elektrische Leistung von OPVs und Komparatoren zu ca.  $1,52 \text{ W}$  abgeschätzt werden. Alle Schlüsselkomponenten (Detektor, OPV und Komparatoren) sind nach AEC-Q100 für den Automobilbereich klassifiziert. Die Norm AEC-Q100, die vom Automotive Electronics Council (AEC) entwickelt wurde, legt Anforderungen an die Qualifikation und

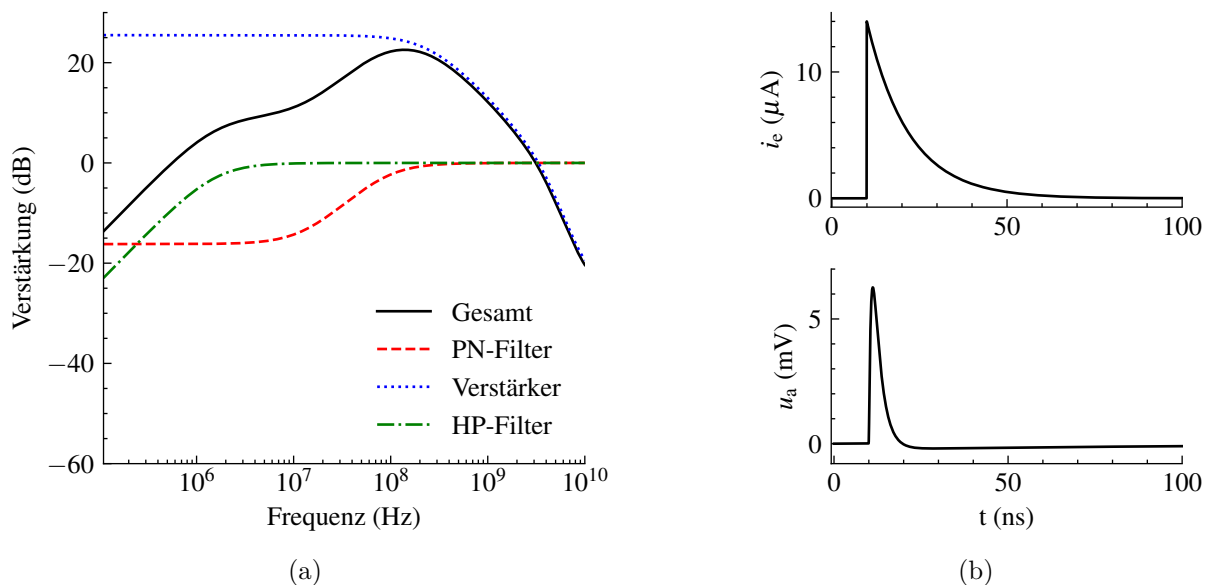


Abbildung 4.26: Simulierte Übertragungsfunktion sowie Einzelphotonen-Antwort des Detektorverstärkers für den im entwickelten Messsystem genutzten Detektor [143]. (a) Frequenzantwort; (b) Detektorstrom  $i_e$  und zugehöriges verstärktes Signal  $u_a$  über die Zeit.

Prüfung elektronischer Bauteile in der Automobilbranche fest. Dadurch wird sichergestellt, dass die Bauteile den extremen Bedingungen im Fahrzeugbetrieb standhalten können. In der Norm werden Tests definiert, die Umwelteinflüsse wie Temperatur, Vibration oder Feuchtigkeit simulieren, wie sie während der Lebensdauer eines Fahrzeuges auftreten können. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass die Produkte den hohen Anforderungen der Automobilindustrie gerecht werden [11].

### 4.2.3 Steuer- und Auswerteeinheit

Die Steuer- und Auswerteeinheit des Systems basiert auf einem *Xilinx* Zynq Ultrascale+ MPSoC [206, 207]. Dieses enthält neben einem FPGA auch CPUs, welche für Regelungen, zur Kommunikation zwischen einzelnen Modulen oder zur Verfügungsstellung der Punktwolke verwendet werden. Neben dieser Recheneinheit werden auf der Hauptplatine des Systems verschiedene Spannungslevel zur Versorgung der Systemkomponenten generiert und Kommunikationsbusse zwischen Recheneinheit und den einzelnen Modulen implementiert. Hierauf soll im Weiteren nicht eingegangen werden, da dies nicht im Fokus der Messtechnik und somit auch nicht dieser Arbeit liegt. Jedoch soll auf die wichtigsten implementierten Verarbeitungsalgorithmen im FPGA und im Post-Processing, welches auf den CPU-Kernen läuft, eingegangen werden, die im Zuge der Arbeit entwickelt wurden.

Abbildung 4.27 zeigt die weitere Verarbeitung der Komparatorausgänge des AFE eines einzelnen Komparators auf der Recheneinheit mit FPGA und dem verarbeitendem System. Für jeden dedizierten AFE-Kanal ist im FPGA eine Pipeline aus TDC und Detektions-Algorithmus synthetisiert, welche je die zwei Ausgänge der Komparatoren verarbeitet. Diese werden an einen Block geschickt, welcher die extrahierten Distanzdaten mit den zugehörigen Spiegelpositionen verpackt und mittels Speicherdirektzugriff (Direct Memory Access, DMA) in den Arbeitsspeicher schreibt. Dort können sie von der CPU zur weiteren Verarbeitung abgeholt werden und zum Eintragen in die Punktwolke verwendet werden. In den folgenden Unterpunkten werden die Verarbeitungsschritte der Komparator-Signale im Korrelator und Detektor-Block für eine einzelne Detektorspur näher beschrieben.

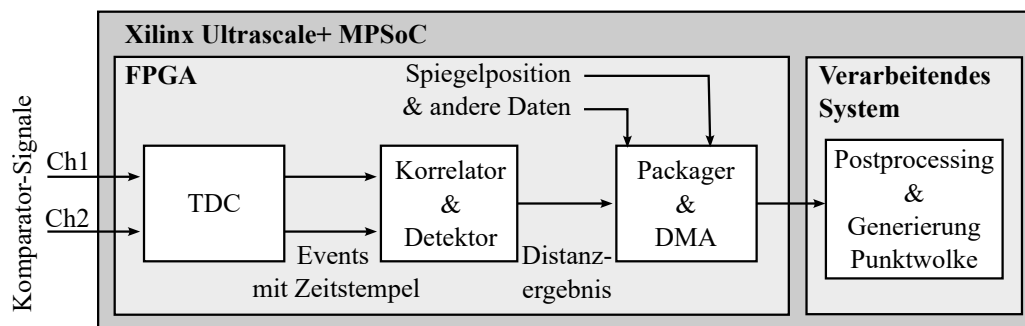


Abbildung 4.27: Blockdiagramm der Auswerteeinheit für die digitalisierten Messsignale.

### Zeitmessung und Pulsdetektion

Der FPGA selbst ist eine konfigurierbare Logik, welche aus einer großen Anzahl verschiedener elementarer digitaler Funktionsblöcke besteht, die zu komplexen digitalen Schaltungen verbunden werden können [138]. Die durch VHDL (Very High Speed Integrated Circuit Hardware Description Language) beschriebenen Strukturen und Algorithmen werden hierbei als IP (Intellectual Property), einem logischen Funktionsblock, verpackt und können dann ins FPGA-Design integriert werden. Hierbei konnte im Rahmen dieser Arbeit bereits auf eine Multi-Hit-TDC-IP des Projektpartners gesetzt werden [132]. Diese wurde angepasst und durch zusätzliche Blöcke zur Verarbeitung der TDC-Events und dem zum Verfügung stellen der somit generierten Daten ergänzt. Der verwendete TDC hat eine Auflösung von 65 ps, was in etwa einer Distanzauflösung von einem Zentimeter entspricht. Er generiert für die Signalfanken der Komparatorsignale Events mit Zeitstempel und Polarität (steigend oder fallend) sowie einem valid-Bit, welches eine valide Pegeltransition angibt. Anhand dieser Events wird durch den folgenden Korrelator und Detektor Block auch bei der Detektion mehrerer Pulse das plausibelste Signal für die Objektreflexion extrahiert.

Im nachfolgenden Detektionsblock werden anhand der Validität, der Polarität und der Zeitstempel der TDC-Events individuell für jeden Komparator-Kanal Impulse extrahiert. Hierzu werden bei der Erkennung einer steigenden Flanke mit subsequenter fallender Flanke die Zeit der steigenden Flanke (Leading Edge Detection) sowie die Pulsbreite gespeichert. Auch Fehler wie zwei subsequente steigende Flanken oder eine fallende Flanke ohne vorhergehende steigende Flanke müssen abgefangen werden. Nach Starten eines Messintervalls wird die Eigenreflexion, welche durch das koaxiale Design auftritt, als erster valider Impuls auf dem Komparator-Kanal mit höherer Schwellspannung registriert. Die steigende Flanke dieses Impulses gilt als Startzeitpunkt für die Laufzeitmessung. Für die Extraktion des Echos werden alle folgenden validen Impulse auf beiden Komparator-Ausgängen als Impulspakete mit dem Zeitpunkt der steigenden Flanke und der Pulsbreite in individuelle Listen eingetragen. Die Listen werden nach Abschluss der Messung – also dem Verstreichen der Zeit, welche für die maximal mögliche Messdistanz eingestellt ist (im entwickelten System  $60\text{ m} \cong 400\text{ ns}$ ) – nach Pulsbreite sortiert. Als echtes Echo wird der Impuls mit der höchsten Pulsbreite verwendet. Hierzu werden zunächst die Impulse auf dem höher liegenden Komparator-Kanal priorisiert und erst bei Nichtvorhandensein Impulse des niedrigeren Schwellwertniveaus verwendet. Die registrierten Echos werden also nach ihrer Breite sortiert, wodurch die Ausgabe von mehreren Echos möglich ist. Für die Anzahl der gewünschten Echos wird in einem nachfolgenden Schritt die Laufzeit durch die Differenz der jeweiligen steigenden Flanke des Echos und der steigenden Flanke der Eigenreflexion berechnet, was mittels Gleichung 2.13 direkt zur Distanz  $d$  führt.

Abbildung 4.28 zeigt die Pulsdetektion anhand der Komparatorsignale für das simulierte Detektorsignal eines Objektes mit 10 % Reflektivität in einem Abstand von  $d = 20\text{ m}$ . Die Schwelle  $V_{\text{th}1}$  ist hierbei so gewählt, dass sie knapp über der Ruhespannung des Signals liegt, während  $V_{\text{th}2}$  etwas höher gewählt wird. Wird anhand des oben beschriebenen Algorithmus vorgegangen, so kann anhand der Komparator-Signale das Echo gefunden werden. Als Startzeit  $t_{\text{start}}$  wird wie beschrieben die steigende Flanke auf dem Komparator-Kanal mit der höheren Schwellspannung (in diesem Falle Ch2) verwendet. Der Zeitpunkt  $t_{\text{stop}}$  wird im Beispiel der Schnittpunkt mit der unteren Komparator-Schwelle des am höchsten priorisierten detektierten Pulses verwendet, da dies eine genauere Messung der Laufzeit ergibt.

Im abschließenden Packager-Block werden die detektierten Echos für alle sechs Detektorkanäle zusammen mit dem aktuellen Auslenkungswinkel der MEMS-Scanner in definierten Datenstrukturen zusammengefasst und in den Arbeitsspeicher geschrieben.



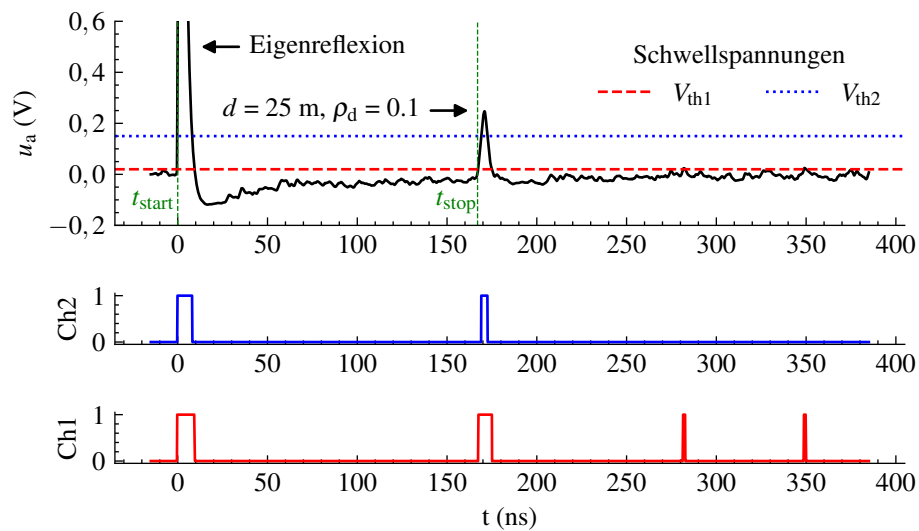


Abbildung 4.28: Schematische Darstellung der Pulsdetektion mittels Schwellwert-Komparatoren für ein Objekt mit gegebenen Parametern.

### Postprocessing

Im Postprocessing werden die von dem FPGA in den Speicher geschriebenen Pakete von der CPU ausgelesen. Für das Eintragen der Punkte in die Punktwolke muss deren Position im Raum anhand der ermittelten Distanz und der zugehörigen Stellung der MEMS-Scanner berechnet werden. Für einen bekannten Einfallswinkel in die MEMS-Strahlableitvorrichtung kann der Austrittswinkel mittels Raytracing bestimmt werden. Mithilfe der berechneten Distanz  $d$  aus der TOF-Messung können die einzelnen Punkte somit in die Punktwolke eingetragen werden. Nach Abschluss der Aufnahme eines gesamten Frames wird dieser dem mit dem Gerät verbundenen Host zur Verfügung gestellt.

## 4.3 Simulation des optoelektronischen Systems

Um das System simulativ abzubilden und somit bereits im Entwicklungsprozess die Auswirkung verschiedener Parameter zu untersuchen, wurde im Zuge der Arbeit ein Sensormodell entwickelt. Dieses kann mithilfe verschiedener System- und Zielobjektparametern das Empfangssignal am Verstärkerausgang rekonstruieren. Das simulierte Empfangssignal kann dann als Eingang für Modelle der Signaldetektion mittels ADC oder Schwellwert-Komparatoren dienen.

Das erstellte Modell besteht, wie in Abbildung 4.29 dargestellt, aus dem optischen Modell, dem Detektor-Modell und dem elektronischen Verstärkermodell, welche mit den gegebenen Eingangsparametern gespeist werden.

Durch den modularen Aufbau wird eine gewisse Flexibilität gewährleistet, was die Anpassung auf verschiedene Systeme zulässt. Das Modell wurde im Rahmen eines ersten Messaufbaus mittels Strahlteiler entwickelt und validiert (siehe Abschnitt 5.1 und 6.1). Im Folgenden werden die Submodule beschrieben, wobei aufgrund der Komplexität ein besonderes Augenmerk auf das Detektor-Modell gelegt wird.

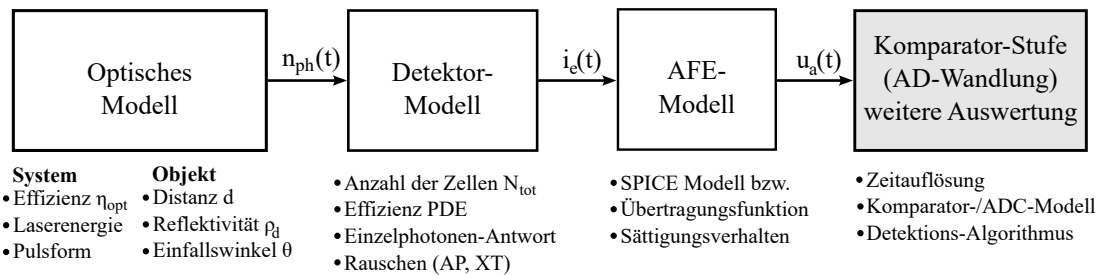


Abbildung 4.29: Blockschaltbild des entwickelten LiDAR-Simulationsmodells mit Eingangsparametern.

## Optisches Modell

Als Eingangsparameter für das optische Modell dienen Laser-Parameter wie die emittierte Laserenergie und die Pulsform, Objektparameter wie die spezifische Reflektivität und der Abstand sowie Systemparameter wie Empfangsapertur und optische Verlustfaktoren. Anhand dieser Parameter lässt sich die empfangene Leistung mittels den Gleichungen 3.1 und 3.3 bestimmen. Wird der optische Verlust in Abhängigkeit der Distanz  $d$  zu

$$L_{opt}(d) = \frac{\eta_{opt}}{d^2} \quad (4.16)$$

zusammengefasst, so kann dieser mittels einer Raytracing-Simulation untersucht werden. Dabei wurde festgestellt, dass ähnlich zu dem geometrischen Verlust, der in biaxialen Systemen auftritt [192], auch für das koaxiale Design weitere Verluste im Nahbereich zu verzeichnen sind (siehe Abbildung 4.30(a)).

Eine Untersuchung der Intensitätsverteilung in der Detektorebene (siehe Abbildung 4.30(b)) zeigt, dass für Echosignale von sehr nahen Objekten die Verluste deutlich von der idealen Kurve abweichen. Dies ist dadurch bedingt, dass durch den Übergang vom Nah- ins Fernfeld die Abbildung des Lasers auf dem Detektor unscharf ist und somit nicht die gesamte Leistung auf die aktive optische Fläche des Detektors abgebildet wird. Für zunehmende Objektdistanz verringert sich diese Abweichung, bis schließlich die gesamte Energie den Detektor trifft und die Kurve wieder dem idealen Verlauf entspricht.

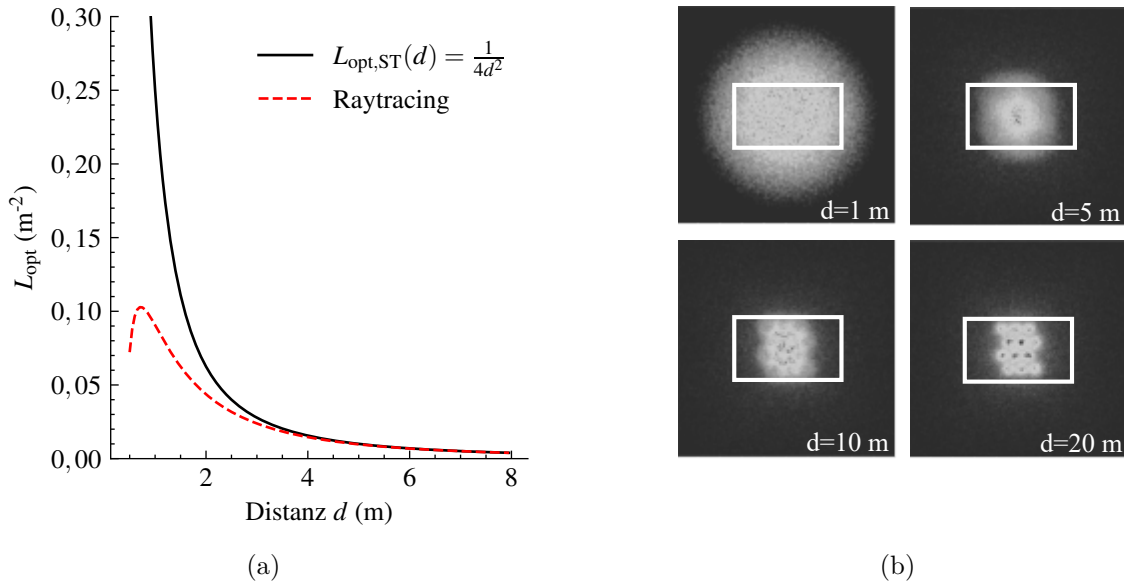


Abbildung 4.30: Vergleich von idealen und aus der Raytracing-Simulation extrahierten Verlusten. (a) Idealer und simulierter Verlauf von  $L_{\text{opt}}(d)$  für ein System mit Strahlteiler (ST); (b) Simulierte Intensitätsprofile in der Detektorebene für unterschiedliche Objektdistanzen  $d$  und eingezeichneter aktiver Fläche des Detektors.

Für die Simulation des gesamten Signalverlaufs in einem Messzyklus wird dieser in diskrete identische Zeitintervalle  $\Delta t$  aufgeteilt. Für die Zeit  $\Delta t$  kann die empfangene Laser- bzw. Rauschenergie errechnet werden. Somit kann auch die mittlere Anzahl von Empfangsphotonen  $\bar{n}_{\text{ph}}$  ermittelt werden. Wird eine einzelne Messung simuliert, so wird anhand der Photonenstatistik (analog zur Untersuchung aus Abschnitt 4.1.1) die Anzahl der empfangenen Photonen durch einmaliges Ziehen aus einer Poissonverteilung mit dem jeweiligen Mittelwert  $\bar{n}_{\text{ph}}$  ermittelt [56].

Die Eigenreflexion, die während der Emission des Laserpulses vom Detektor registriert wird, wird zudem in diesem Schritt modelliert. Im optischen Modell wird also ein Photonenvektor  $n_{\text{ph}}(t)$  erzeugt, der als Eingangssignal für das folgende Detektor-Modell dient.

### Detektor-Modell

Der Detektor wandelt einfallende Photonen in einen korrespondierenden Strom. Da SiPMs für die Detektion kleinster Lichtmengen ausgelegt sind, bieten sie für diese Signale auch die beste Performanz, weisen aber bei einem hohen Dynamikumfang eine hohe Nichtlinearität auf. Einerseits ist dies darauf zurückzuführen, dass dieser Detektortyp durch den Nachladeprozess der individuellen SPADs nicht für starke aufeinanderfolgende Lichtpulse optimiert ist. Andererseits ist die Sensitivität unter kontinuierlich einfallenden Photonen herabge-

setzt. Diese Effekte wurden von [22] und [137] untersucht und werden im Detektor-Modell mathematisch abgebildet [222].

Durch die Eigenreflexion im koaxialen System wird die Annahme getroffen, dass alle Mikrozellen während der Emission des Lasers feuern und somit entladen werden. Erst dann beginnt der Nachladeprozess der Zellen, welcher durch die Zeitkonstante  $\tau_{f2}$  – diese hängt von der Größe des Löschwiderstandes und der Zellkapazität ab – spezifiziert ist. Feuert eine Zelle, so fällt die Zellspannung zunächst bis zur Durchbruchspannung  $V_{\text{brd}}$ , wo die Löschung des Stroms durch die Zelle erfolgt. Die Überspannung an den individuellen Zellen baut sich dann gemäß

$$V_{\text{ov}}(t) = (V_{\text{bias}} - V_{\text{brd}}) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{f2}}}\right) \quad (4.17)$$

wieder auf. Hierbei bezeichnet  $t_0$  den Zeitpunkt, der das Ende des emittierten Laserpulses markiert,  $V_{\text{bias}}$  ist die angelegte Sperrspannung und  $V_{\text{brd}}$  die spezifizierte Durchbruchspannung des SiPM.

Da sowohl die PDE als auch die intrinsische Verstärkung eine Abhängigkeit vom Ladestatus der Zelle aufweisen, werden diese auch als zeitabhängig beschrieben durch

$$PDE(t) = PDE_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{f2}}}\right) \quad \text{und} \quad (4.18)$$

$$G(t) = G_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{f2}}}\right). \quad (4.19)$$

Die Parameter  $PDE_0$  und  $G_0$  bezeichnen hierbei die im Datenblatt spezifizierten Werte für die PDE sowie dem Gain.

Mit dem Wissen über das Verhalten der PDE und der intrinsischen Verstärkung nach einem Auslösen der Zelle kann somit die Antwort des SiPM anhand der einfallenden Photonen bestimmt werden. Hierzu wird vereinfachend angenommen, dass die registrierte Strahlung über die aktive Sensorfläche gleichverteilt ist. Anhand der Gesamtzahl der Mikrozellen  $N_{\text{tot}}$  des SiPM und der Kenntnis über die einfallenden Photonen im Zeitraum von  $5\tau_{f2}$  ist eine äquivalente Anzahl von gefeuerten Zellen für jeden weiteren Zeitabschnitt  $\Delta t$  anhand der einfallenden Photonen bestimmbar.

Hierzu werden im Detektor-Modell folgende Schritte durchgeführt:

1. Berechnung der PDE zum Zeitpunkt  $t$  und der intrinsischen Verstärkung anhand der im letzten Zeitabschnitt verfügbaren Zellen  $N_v(t - \Delta t)$  und der Gesamtzahl der

SiPM-Zellen  $N_{\text{tot}}$ :

$$PDE(t) = PDE_0 \cdot \frac{N_v(t - \Delta t)}{N_{\text{tot}}}, \quad (4.20)$$

$$G(t) = G_0 \cdot \frac{N_v(t - \Delta t)}{N_{\text{tot}}}. \quad (4.21)$$

2. Bestimmung der Anzahl der theoretisch detektierten Photonen  $N_{\text{det}}(t)$  mittels  $PDE(t)$  anhand der Anzahl von einfallenden Photonen  $n_{\text{ph}}(t)$ :

$$N_{\text{det}}(t) = PDE(t) \cdot n_{\text{ph}}(t). \quad (4.22)$$

3. Berechnung der Anzahl von gefeuerten Zellen  $N_f(t)$  anhand der im letzten Zeitabschnitt verfügbaren Zellen  $N_v(t - \Delta t)$  und der verbleibenden Zellen im aktuellen Zeitabschnitt  $N_v(t)$  anhand der Gesamtzahl der Mikrozellen  $N_{\text{tot}}$ :

$$N_f(t) = N_v(t - \Delta t) \cdot \left(1 - e^{-\frac{N_{\text{det}}(t)}{N_v(t - \Delta t)}}\right), \quad (4.23)$$

$$N_v(t) = N_{\text{tot}} - \int_{t-5\tau_{f2}}^t e^{-\frac{\tau}{\tau_{f2}}} \cdot N_f(t - \tau) d\tau. \quad (4.24)$$

4. Bestimmung der äquivalenten Anzahl von gefeuerten Zellen  $N_{\text{eq}}$  anhand der freigesetzten Ladung mittels der Anzahl der gefeuerten Zellen  $N_f$  und der momentanen Verstärkung  $G(t)$  durch

$$N_{\text{eq}}(t) = \frac{G(t)}{G_0} N_f(t). \quad (4.25)$$

Der dadurch bestimmte Vektor  $N_{\text{eq}}(t)$  kann dazu verwendet werden, um mittels Faltung mit der Einzelphotonen-Antwort den Strom  $i(t)$  durch den SiPM zu bestimmen.

Alternativ bieten sich auch Modelle wie [4] an, wobei hierbei intrinsische Parameter des SiPM wie der Löschwiderstand, die Zellkapazität und parasitäre Komponenten von gefeuerten und passiven Zellen bekannt sein müssen.

Die Auswirkung der beschriebenen Schritte ist an den verschiedenen Kurven aus Abbildung 4.31 ersichtlich. Dargestellt ist die relativ zur Distanz freigesetzte Ladung des Detektors. Ausgehend vom idealen Detektor werden in den verschiedenen Kurven (a) bis (e) nach und nach die beschriebenen Schritte hinzugenommen. Dadurch ergibt sich eine Abweichung von der ideal erwarteten Abhängigkeit. Besonders im Nahbereich wird durch die initiale Entladung wesentlich weniger Ladung freigesetzt als man erwarten würde.

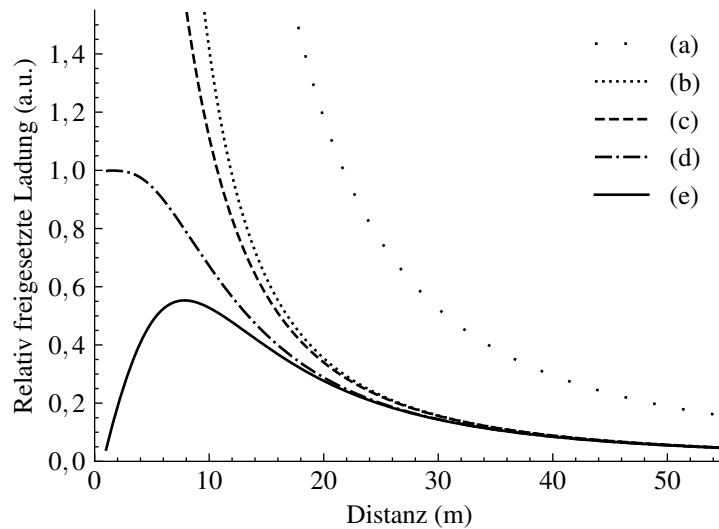


Abbildung 4.31: Relativ freigesetzte Ladung des SiPM über die Messdistanz unter Berücksichtigung verschiedener Effekte und der initialen Entladung aller Zellen. Nachladezeitkonstante  $\tau_{f2} = 40$  ns,  $PDE_0 = 30$  %. (a) idealer Detektor; (b) zeitunabhängige  $PDE_0$ ; (c) mit  $PDE(t)$  gemäß Gleichungen 4.18 und 4.22; (d) mit zusätzlicher Berücksichtigung der limitierten Anzahl an Zellen gemäß Gleichung 4.23; (e) unter zusätzlicher Berücksichtigung eines zeitabhängigen Gains gemäß Gleichungen 4.19 und 4.25. Basierend auf [222].

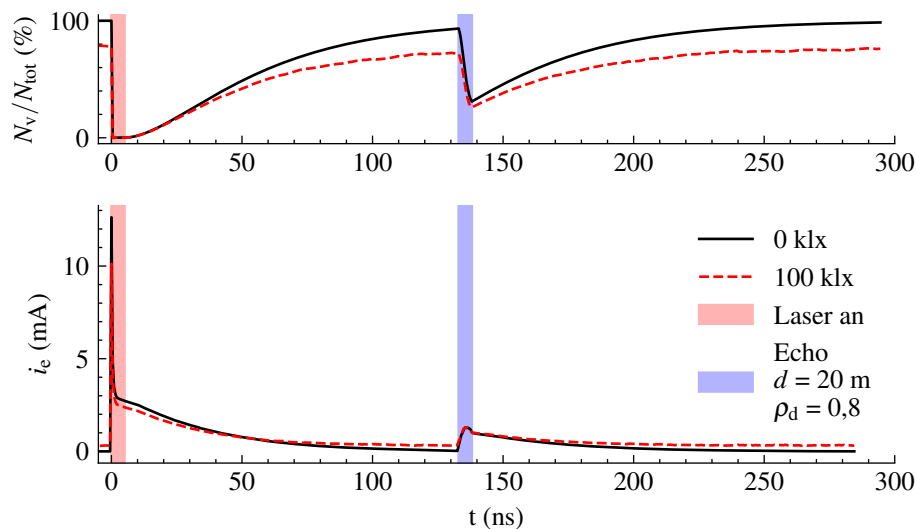


Abbildung 4.32: Simulation des Prozentsatzes von verfügbaren Zellen  $N_v$  sowie Detektorstrom  $i_e$  bei unterschiedlichen Beleuchtungsszenarien, für ein Objekt mit 80 % Reflektanz in einem Abstand von 25 m.

Abbildung 4.32 zeigt Beispiele simulierter Verläufe der verfügbaren Zellen  $N_v$  sowie den zugehörigen Detektorstrom  $i_e$  (für [142]). Hierbei ist ersichtlich, dass im Modell bei höherer Umgebungsbeleuchtung ein geringerer Ausschlag des Detektorstroms aufgrund der

geringeren Anzahl an verfügbaren Zellen verzeichnet wird. Zudem ist durch die ständig einfallenden Photonen und somit feuernden Zellen ein kleiner dauerhafter Stromfluss zu verzeichnen.

Zudem müssen interne Rauscheffekte des Detektors wie die Dunkelrate (Dark Count Rate, DCR), Crosstalk (XT) sowie Afterpulsing berücksichtigt werden, deren Modellierung in [4, 137] beschrieben wird.

### **Analog Frontend Modell**

Der simulierte Detektorstrom dient als Eingangssignal für das AFE-Modell, welches das Verhalten des in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Detektorverstärkers nachbildet. Dieses kann auf einem SPICE-Modell basieren oder es kann die Übertragungsfunktion der Gesamtschaltung verwendet werden. Für den ersten Fall lassen sich Sättigungseffekte des Operationsverstärkers und Laufzeitverzögerungen besser modellieren, während die zweite Option ressourcenschonender ist.

### **Pulsdetektion**

Für die Pulsdetektion gibt es, wie in Abschnitt 3.1.2 dargelegt, entweder die Option der Schwellwert-Komparatoren oder die des Hochgeschwindigkeits-ADCs. Beide Methoden lassen sich mittels Simulation abbilden. Da, wie in Abschnitt 4.2.2 dargestellt, aufgrund der Vielzahl von Kanälen zwei Schwellwert-Komparatoren zum Einsatz kommen, wurde diese Methode in der Simulation implementiert. Zudem kann auch die in Abschnitt 4.2.3 beschriebene Auswertung der Signale in der Simulation implementiert werden, um die TPR und FPR des Systems zu bestimmen.

### **Mögliche Erweiterungen des Modells**

An dieser Stelle sollen noch mögliche Erweiterungen des Simulationsmodells genannt werden, da die in dieser Arbeit aufgesetzte Simulation die rein physikalischen Grundlagen des entwickelten Systems zur Bestimmung des Empfangssignals abdeckt.

In der implementierten Simulation wird von vollen Treffern ausgegangen, was bedeutet, dass die gesamte Laserenergie das Messobjekt trifft und reflektiert wird. Im realen Fall kann es jedoch vorkommen, dass besonders am Rand von Objekten nur ein Teil des Laserstrahls auf das Messobjekt trifft. Man spricht von einem partiellen Treffer. Dies führt zu einer geringeren reflektierten Leistung und zudem zu mehreren Echos, sollte die vorbeigeschossene Laserenergie auf ein dahinter liegendes Objekt treffen. Zudem ist auch das Sichtfeld des Detektors und damit das Rauschen nicht mehr abhängig von der

Bestrahlungsstärke in der Objektebene, sondern auch von der Bestrahlungsstärke in der dahinter liegenden Szenerie.

Des Weiteren wird für die Simulation des Gesamtsystems eine Simulation des verwendeten Scanmechanismus und den damit verbundenen winkelabhängigen Verlusten angestrebt. Auch Transmissionsverluste von jeweiligen Austrittsfenstern müssen berücksichtigt werden.

Zuletzt müssten Umgebungsparameter und deren Auswirkung auf das System in die Simulation mit eingebettet werden. Die Simulation der Umgebungstemperatur auf das System erweist sich hierbei als komplex, ist jedoch von Interesse, da diese sich stark auf die Detektorantwort und das darauf folgende AFE auswirken kann.

Für andere Parameter wie Nebel, Regen und Schneefall wird derzeit vermehrt an den Auswirkungen auf die Messung sowie möglichen Modellen für die simulative Abbildung dieser gearbeitet [26, 63, 72, 96], welche zudem miteinbezogen werden könnten.



# Kapitel 5

## Experimentelle Aufbauten

In diesem Kapitel werden die experimentellen Aufbauten präsentiert, die im Zuge dieser Arbeit entwickelt und ausgelegt wurden. Dabei wird in Abschnitt 5.1 zunächst auf das entwickelte Einzelpunkt-Messsystem als allgemeiner Einstieg in den Aufbau eines coaxialen TOF-Systems eingegangen. Dieses wurde zur Validierung des erstellten Simulationsmodells verwendet. In Abschnitt 5.2 wird ein auf den vorherigen Messaufbau basierender Laboraufbau mit drei Laser-Detektor-Paaren vorgestellt, der realisiert wurde, um die Machbarkeit des Mehrkanalsystems zu demonstrieren. Abschnitt 5.3 beschreibt den entwickelten Sensorprototypen. Dabei werden das zuvor vorgestellte Lochspiegel-Konzept sowie die im vorherigen Kapitel ausgelegte Elektronik und eine dafür entwickelte dedizierte Mechanik vorgestellt. Abschließend wird in Abschnitt 5.4 die Messumgebung beschrieben, mit der Experimente unter kontrollierten Umgebungsparametern durchgeführt werden können.

### 5.1 Einzelpunkt-Messsystem

Der Aufbau des Einzelpunkt-Messsystems ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Wie in den Kapiteln zuvor erarbeitet, werden ein einzelnes VCSEL-Array als Laserquelle und ein einzelner SiPM (ON Semiconductor ArrayRDM-0112A20 [142]) als Detektor verwendet. Das VCSEL-Array, welches aus 12 individuellen Emittern besteht, die auf einer quadratischen Fläche von  $140\ \mu\text{m} \times 140\ \mu\text{m}$  untergebracht sind, wird mittels einer Linse L1 der Brennweite 40 mm (Thorlabs LA1422-B) auf eine Strahldivergenz von ca.  $0,2^\circ \times 0,2^\circ$  kollimiert. Die Laserwellenlänge befindet sich bei 808 nm und weist eine Linienbreite von 2 nm auf. Wie in Abschnitt 4.1.1 erarbeitet, wird ein optisches Bandpassfilter mit ZWL 808 nm sowie einer FWHM von 10 nm (Edmund Optics #39-309) verwendet, welches sich vor dem Detektor befindet. Um einen coaxialen Verlauf von Sende- und Empfangspfad zu erhalten, wird ein 50:50 Strahlteiler (Thorlabs BSW11) verwendet. Das empfangene Licht wird mittels Linse

L2 mit einer Brennweite von 75 mm (Thorlabs LA1608-B) auf den Detektor fokussiert. Durch die unterschiedlichen Brennweiten für Sende- und Empfangspfad wird der Laser mit einem Vergrößerungsfaktor von 1,875 auf den Detektor abgebildet, wodurch sich eine bessere Ausleuchtung desselben erreichen lässt. Der zweite vom Strahlteiler generierte Pfad wird mit einer Strahlfalle gedämpft, welche mittels schwarzem Schaumstoff realisiert wurde. Aufgrund der hohen Sensitivität des Detektors ist neben Streulicht von Strahlteiler und Linsen auch die nicht ideale Strahlfalle ein Grund für das Übersprechen auf den Detektor während der Emission des Lasers. Die Apertur des Systems ist mit einer Blende auf 15 mm begrenzt, was auch der Apertur des final angestrebten Systems mit MEMS-Scannern entspricht.

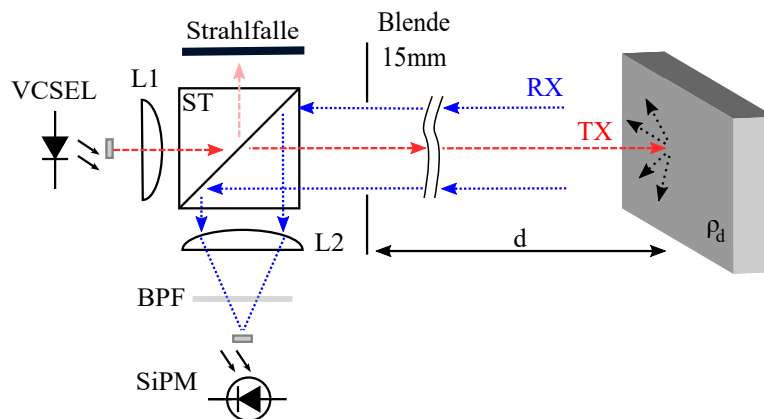


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des Einzelpunkt-Messsystems. Basierend auf [222].

Für die Laserschaltung wurde, da nur ein Emittor gepulst wird, ein Low-Side-Treiber verwendet. Hierdurch lassen sich Pulse mit Pulsbreiten von 5 ns bei Spitzenleistungen von 2 W erreichen. Das AFE des Detektors weist im Wesentlichen dieselbe Funktionalität der in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Schaltung auf. Der Aufbau unterscheidet sich jedoch dadurch, dass eine kaskadierte Verstärkerstufe verwendet wurde, um eine höhere Verstärkung bei gleicher Bandbreite zu erzielen. Zudem beinhaltet der Aufbau nur den Verstärkungsblock. Die Ausgangsspannung des Verstärkers wird mittels High-Speed Oszilloskop (Keysight MSOX6004A) automatisiert ausgelesen, um diese mit der Simulation vergleichen zu können.

Für die Justage des Systems wird eine Kamera mit Fernfeldlinse im Messpfad platziert (vgl. Abbildung 6.7(a)). Durch die damit ermöglichte gleichzeitige Betrachtung von Laser und Detektor können diese zueinander ausgerichtet werden.

## 5.2 Mehrkanal-Labora Aufbau

Der Mehrkanal-Labora Aufbau stellt eine Erweiterung des zuvor vorgestellten Einzelpunkt-Messsystems dar. Hierzu wird derselbe optische Aufbau verwendet, wobei Laser und Detektor um jeweils zwei weitere Kanäle vervollständigt werden. Zudem wird das System durch MEMS-Spiegel sowie einer Steuer- und Auswerteeinheit ergänzt.

Der schematische Aufbau des Messsystems ist in Abbildung 5.2(a) dargestellt. Es wurden dieselben Linsen und der Strahlteiler wie im zuvor vorgestellten Aufbau verwendet, wodurch die Geometrie des Laser-Arrays und des Detektor-Arrays aufeinander abgestimmt werden konnte. Während die unterschiedlichen Laserquellen einen Versatz von  $280\ \mu\text{m}$  aufweisen, weisen die Detektoren (ON Semiconductor ArrayRDM-0112A20 [142]) einen Abstand von  $490\ \mu\text{m}$  auf. Durch die um Faktor 1,875 vergrößerte Abbildung des Lasers auf den Detektor ist ein Übereinstimmen mit dessen Geometrie möglich.

Zudem wurde das optische System um eine Spaltblende ergänzt, die sich in einem geringen Abstand ( $<1\ \text{mm}$ ) vor dem Detektor befindet. Sie dient zusätzlich zur spektralen Filterung von Umgebungslicht als räumliche Filterung, indem das instantane Sichtfeld (iFOV) der vergleichsweise großen Detektoren begrenzt wird. Hierzu muss der Spalt in der Brennebene der Empfangslinse liegen. Dadurch, dass der Detektor hinter dem Spalt liegt und somit hinter der Fokusebene liegt, hat dies zudem eine homogenere Ausleuchtung der individuellen Mikrozellen des SiPM zur Folge. Abbildung 5.2(b) zeigt eine Aufnahme der drei Laserkanäle mit angedeuteten Dimensionen des iFOV der Detektorpixel (inkl. Begrenzung durch den Spalt) im Winkelraum.

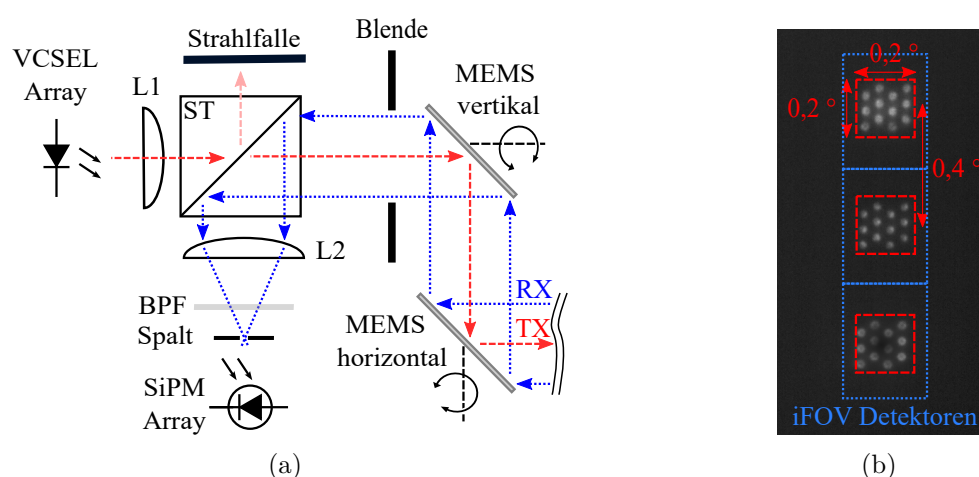


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau des Mehrkanal-Labora Aufbaus. (a) Aufbau mit Strahlverlauf; (b) Kameraaufnahme der drei Emittoren mit Andeutung des instantanen FOV (iFOV) der Detektorpixel. Basierend auf [221].

Für den Laboraufbau wurden MEMS-Scanner mit einer Apertur von 12 mm verwendet. Diese weisen dieselbe Resonanzfrequenz von 150 Hz auf und werden wie in Abschnitt 4.1.2 angesteuert. Zudem wurde analog zum vorherigen Messaufbau eine kaskadierte Verstärkerstufe im AFE verwendet. Ferner wurde auf das in Abschnitt 4.2.2 vorgestellte Grundlinienfilter verzichtet und für die Auswertung der individuellen Kanäle wurden vier statt zwei Schwellwert-Komparatoren verwendet. Als Lasertreiber kommt, gleichermaßen zum ersten Aufbau, ein Low-Side-Treiber zum Einsatz, da die drei verwendeten Emittter zum selben Zeitpunkt gepulst werden.

Abbildung 5.3 zeigt verschiedene Konfigurationen für eine Abtastung mittels der MEMS-Scanner. Durch die Steilheit der Rampe beim Auf- bzw. Abschwingen des vertikalen MEMS kann der Abstand zwischen den horizontalen Scanlinien verändert werden (vgl. Abbildung 4.9). Für den Laboraufbau mit drei Kanälen, der einen Kanalabstand aufweist, der das Doppelte der Divergenz der Laserstrahlen beträgt, sind die zwei beispielhaft gezeigten Konfigurationen möglich. Eine feine Abtastung mit  $0,2^\circ$  kann erreicht werden, wenn die Kanäle ineinandergreifen. Eine Abtastung mit  $0,4^\circ$  und dafür einer doppelten Bildwiederholrate von 11,5 Hz (für ein vertikales FOV von  $30^\circ$ ) ist zudem möglich.

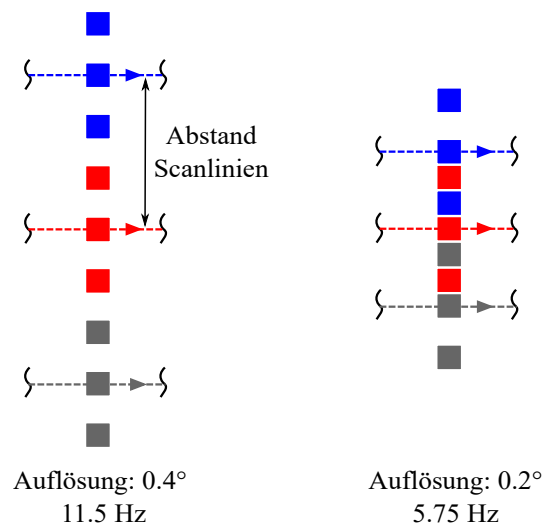


Abbildung 5.3: Verschiedene Konfigurationen für die Abtastung mit dem Mehrkanal-Labora Aufbau. Unterschiedliche Abstände zwischen den Scanlinien (gekennzeichnet durch unterschiedliche Farben) führen zu unterschiedlichen Auflösungen und Bildwiederholraten (gegeben für ein vertikales FOV von  $30^\circ$ ). Basierend auf [221].

## 5.3 Mehrkanal-System

Das im Zuge der Arbeit entwickelte Mehrkanal-System soll die initial gesetzten Entwicklungsziele erfüllen. Er vereint eine Laser-Detektor-Einheit mit speziell entwickelten MEMS-Spiegeln mit einer Apertur von 15 mm sowie einer Steuer- und Auswerteeinheit in einem kompakten Gehäuse. Da die entwickelte Laser-Detektor-Einheit alle grundlegenden Komponenten des Messsystems zur Ermittlung der Distanz beinhaltet und somit den wesentlichen Teil des Messsystems darstellt, wird dessen Aufbau in Abschnitt 5.3.1 getrennt vom Gesamtsystem betrachtet. Zudem ist das Modul so konzipiert, dass dieses mit beliebigen Scanmechanismen funktioniert. In dieser Arbeit bildet es vereint mit der Steuer- und Auswerteeinheit sowie den MEMS-Scannern ein LiDAR-System, durch welches eine hochauflösende 3D-Abtastung der Umgebung ermöglicht wird. Das Mehrkanal-System stellt somit eine Weiterentwicklung und Integration des zuvor vorgestellten Laboraufbaus zu einem geschlossenen Gesamtsystem mit bis zu 12 Kanälen dar.

### 5.3.1 Laser-Detektor-Einheit

Die entwickelte Laser-Detektor-Einheit (siehe Abbildung 5.4(a)) integriert mit dem in Abschnitt 4.1.3 vorgestellten Konzept bis zu 12 optische individuelle Kanäle auf geringsten Raum. Erreicht wird dies durch das kompakte und effiziente Design, welches durch den in Abschnitt 4.1.4 beschriebenen Lochspiegel ermöglicht wird.

#### Optik und Modulmechanik

Abbildung 5.4(b) zeigt einen Schnitt durch ein Modell der assemblierten Laser-Detektor-Einheit mit angedeutetem Strahlverlauf für Sende- und Empfangspfad. Die individuellen optischen Kanäle (Laser und Detektoren) sind senkrecht zur Bildebene angeordnet. Durch den Aufbau mittels Lochspiegel kann im Gegensatz zu den vorherigen Aufbauten dieselbe Linse für Sende- und Empfangspfad verwendet werden. Für den Aufbau wurde eine Linse der Brennweite 40 mm (Thorlabs LA1422-B) verwendet, wodurch die angestrebte Auflösung von  $0,2^\circ \times 0,2^\circ$  erreicht werden kann. Ein weiterer Vorteil hierbei ist zudem, dass der Aufbau dadurch sehr kompakt ausfällt.

Aus dem optischen Design des Systems lassen sich somit die Beschränkungen für die nötige Mechanik zur Befestigung der individuellen Komponenten ableiten. Das entwickelte Modulgehäuse besteht aus einem aus Aluminium gefrästen Außengehäuse, zur idealen Abführung der von Laser und Detektor generierten Abwärme. Ein weiteres wichtiges Element stellt der Spiegelhalter dar, welcher zur einfachen Montage des Lochspiegels unter einem Winkel von  $45^\circ$  dient. Der Spiegelhalter wird passiv mittels Passstift ausgerichtet und dann mit dem Frästeil verschraubt. Für die Montage des gewählten Tageslichtfilters

(Edmund Optics #39-309) wurde ein weiteres 3D-Druck-Teil entwickelt, in welches der Tageslichtfilter zunächst eingeklebt wird und dann mit der Detektor-PCBA verschraubt werden kann. Eine passende Aussparung mit ausreichend Toleranz für die Justage der Detektor-PCBA wurde dafür im Frästeil vorgesehen. Zudem sind im Modulgehäuse Löcher für Schrauben und Passstifte zur Montage im Sensorgehäuse vorgesehen. Zusätzlich wurde eine Montagemöglichkeit für ein optisches Cage-System für Modul-basierte Tests vorgesehen.

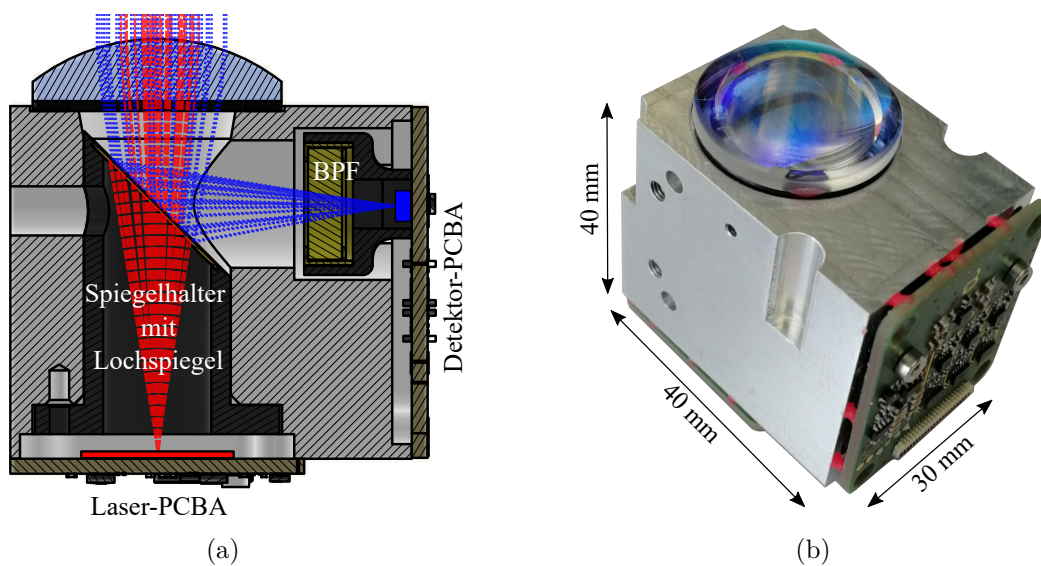


Abbildung 5.4: Modell und Fotografie der entwickelten Laser-Detektor-Einheit. (a) Schnitt durch das Modell mit Strahlenverlauf von Sende- und Empfangspfad; (b) Fotografie der assemblierten Einheit mit Abmessungen.

Durch die gemeinsame Linse für Laser und Detektor ist es für den Mehrkanal-Ansatz notwendig, dass die Geometrien beider übereinstimmen. Durch den Detektor (ON Semiconductor ArrayRDM-0116B10 [143]) lässt sich die in Abbildung 4.11 angedeutete Überlappung der Detektor-Sichtfelder und der von den unterschiedlichen Lasern beleuchteten Punkte erreichen. Der im vorherigen Aufbau verwendete Spalt zur Begrenzung der iFOVs der Detektoren kann durch die kleineren Pixel des Detektors entfallen.

Mittels des erarbeiteten Konzepts des Zeitmultiplex der Laser-Kanäle, der durch den in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen High-Side-Lasertreiber ermöglicht wird, ist somit die Abtastung von 12 unterschiedlichen Punkten im Winkelraum möglich. Durch die 2:1 Abbildung wird dafür die Hälfte an Detektoren und deren Auswertelektronik benötigt, wodurch sich Platz und Energie einsparen lassen.

Für die Justage des Moduls, wird gemäß der entwickelten Justage-Strategie wie folgt vorgegangen:

- Einkleben des Lochspiegels in den Spiegelhalter sowie passive Montage des Spiegelhalters im Modulgehäuse.
- Passives Aufsetzen der Linse auf die dafür vorgesehene Aussparung und Befestigung mittels UV-Kleber.
- Aktive Justage der Detektor-PCBAs mithilfe von Kameras und externer Lichtquelle zur Beleuchtung des Detektors. Fixierung der Detektor-PCBA mit UV-Kleber.
- Abspeicherung eines Bildes mit der Position der einzelnen Detektor-Pixel.
- Aktives Einjustieren der Laser-PCBA mit eingeschaltetem Laser mithilfe des abgespeicherten Bildes des Detektors und Fixierung der mit UV-Kleber.
- Aushärten des UV-Klebers.

Hierbei ist beim Justageprozess einerseits das Pointing der Laser von Interesse. Damit geht einher, dass die individuellen Strahlen der verschiedenen Kanäle auch entlang der angestrebten Pfade vom Modul emittiert werden und nicht verkippt oder verschoben sind. Eine Abweichung würde somit zu Verzerrungen in der Punktwolke führen, da die Laser nicht dort hinzeigen wie für eine bestimmte Ablenkung durch die Strahlableitfähigkeit angenommen. Zudem wird bei der Justage darauf geachtet, dass Laser und Detektor sich in der Brennebene der Linse befinden, wodurch die bestmögliche Kollimation und daher auch die höchste Reichweite und Trennbarkeit der Kanäle erreicht werden.

### **Laser- und Detektor-Leiterplatten**

Aufgrund des optomechanischen Aufbaus des Moduls sind die Laser und Detektoren sowie deren in Abschnitt 4.2.1 und 4.2.2 beschriebene Elektronik auf separaten Leiterplatten untergebracht. Diese werden mittels Flachbandkabel mit einer Steuer- und Auswerteeinheit verbunden, welche die Signale der optoelektronischen Einheiten ausliest, sie über Kommunikationsbusse und Trigger-Signale kontrolliert und zudem die nötige Spannungsversorgung zur Verfügung stellt.

Das Laser-Board verfügt über zwei High-Side-Treiber, die jeweils sechs Laser-Arrays ansteuern und über separate Trigger-Signale angesteuert werden. Neben den Trigger-Signalen muss von der Versorgungseinheit noch die Versorgungsspannung von 3,3 V, 5 V und die Laserspannung  $V_{\text{lsr}}$  bereit gestellt werden. Daneben kann mittels I<sup>2</sup>C-Bus (Inter-Integrated Circuit) noch ein sich auf der Leiterplatte befindlicher Temperatursensor sowie

ein EEPROM (Electrically Erasable Programmable Read Only Memory) zur Speicherung von Kalibrationsdaten und Seriennummern ausgelesen werden.

Das Detektor-Board integriert sechs diskret aufgebaute AFEs auf engstem Raum. Dies wird durch geschicktes Layout der einzelnen AFE-Blöcke ermöglicht. Hierdurch lassen sich auf einer Fläche von  $4\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  die elektronischen Auswertungen von zwei Detektoren unterbringen, wie aus Abbildung 5.5 ersichtlich ist. Neben verschiedenen Filtern für die über das Flachbandkabel zur Verfügung gestellten Spannungsniveaus von 1,8 V, 3,3 V, 5 V und der variablen Detektor-Bias-Spannung  $V_{\text{det}}$ , besitzt die Detektor-PCBA zudem analog zur Laser-PCBA ein EEPROM und einen Temperatursensor, welche über I<sup>2</sup>C ausgelesen werden können. Zudem kann über eine SPI-Schnittstelle (Serial Peripheral Interface) der DAC angesteuert werden, der die Schwellspannungen der Komparatoren zur Digitalisierung des analogen Signals steuert.

Trigger-Signale und Komparator-Ausgänge sind zur Reduzierung der Störanfälligkeit als LVDS-Signale (Low-Voltage Differential Signaling) implementiert, um Signalintegrität auch bei Übertragung über relativ lange Kabellängen von mehreren Zentimetern sicherzustellen.

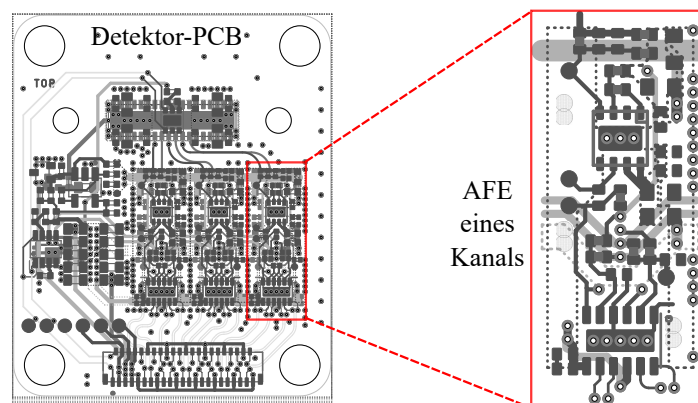


Abbildung 5.5: Layout der entwickelten Detektor-PCBA mit genauerer Darstellung des AFEs eines Kanals.

### 5.3.2 Steuereinheit zur Evaluierung auf Modulebene

Um Tests auf Modul-Level unabhängig vom Gesamtsystem durchzuführen, wurde eine Steuereinheit entwickelt, die mit einem Mikrocontroller (STMicroelectronics STM32L433RC) ausgestattet ist. Ein Blockdiagramm der entwickelten Steuereinheit ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Einheit erzeugt mittels Spannungsreglern die nötigen Spannungspegel für das Modul aus einer Eingangsspannung von 12 V oder, sofern nur via USB-Port (Universal Serial Bus) versorgt, 5 V. Über letzteren erfolgt auch die Kommunikation zwischen einem



PC und der Steuereinheit. Hierdurch lassen sich mittels PC direkt Spannungslevel setzen (Laserspannung, Detektor-Bias, Komparator-Schwellen) und die Temperatursensoren und EEPROMs eines verbundenen Moduls über entsprechende Kommunikationsbusse ansprechen.

Für das Auslesen der Komparator-Ausgänge wird eine hohe zeitliche Auflösung benötigt. Hierzu wird zunächst das differentielle Ausgangssignal, mittels auf der Steuereinheit untergebrachten LVDS-Empfängern, in ein single-ended Signal umgewandelt. Dieses kann dann mit den digitalen Kanälen eines High-Speed Oszilloskops (Keysight MSOX6004A) ausgelesen werden. Hierdurch lassen sich die digitalen Signale der Komparatoren mit einer Zeitauflösung von 1 ns automatisiert aufzeichnen.

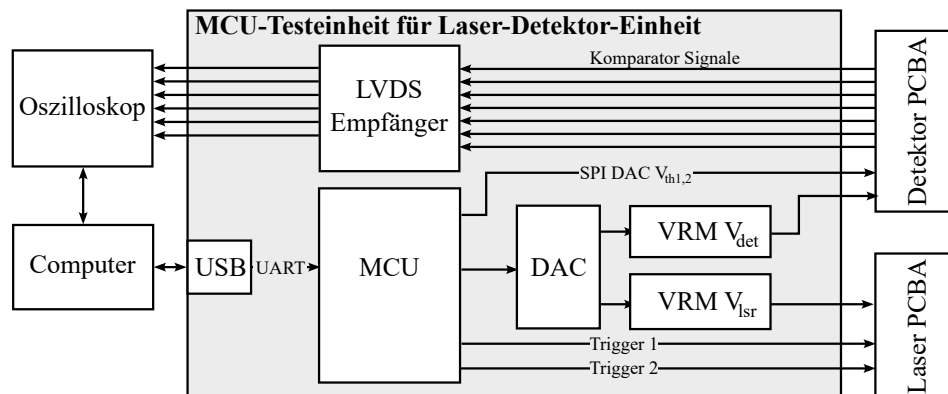


Abbildung 5.6: Blockschaltbild der Steuereinheit für die Laser-Detektor-Einheit.

## Signalaufnahme

Durch Auslesen der Komparator-Kanäle kann nur rein zeitliche Information erfasst werden, wodurch somit kein Anhaltspunkt für die Amplitude des Signals erhalten werden kann. Durch sequentielle Aufzeichnungen für zunehmende Komparator-Schwellspannung lässt sich wie in Abbildung 5.7 dargestellt, das Signal anhand der verschiedenen Schnittpunkte zu einem gewissen Maße rekonstruieren. Somit wird auch die Aufnahme von Signal- und Rauschamplitude ermöglicht. Um aussagekräftige Aufnahmen zu erreichen, werden für jedes Niveau des Spannungsdurchlaufes mehrere Aufnahmen aufgezeichnet, wodurch man ein gemittelt Signal erhält. Somit lassen sich beispielsweise auch Detektionsraten über die Komparator-Schwellspannung auftragen, wodurch sich die idealen Spannungsniveaus für die zuverlässigste Detektion ermitteln lassen.

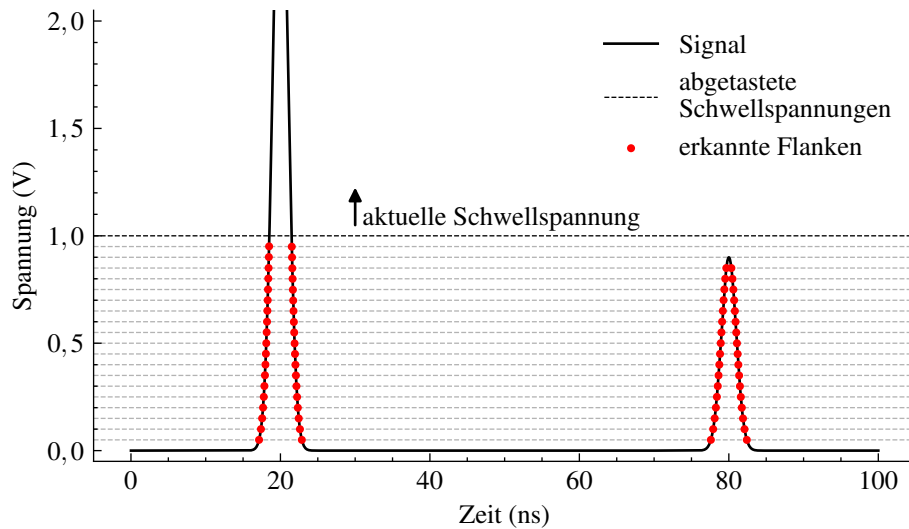


Abbildung 5.7: Signalaufnahme für Modul-basierte Tests bei Auslesen der Komparatoren mittels Oszilloskop.

### 5.3.3 Gesamtsystem

Im Gesamtsystem wird die zuvor beschriebene Laser-Detektor-Einheit zusammen mit den MEMS-Scannern auf eine aus Aluminium gefräste Gehäusemechanik montiert. Die Ausrichtung dieser optoelektronischen Komponenten erfolgt mittels Passstiften. Sie werden mittels Flachbandkabeln mit der auf der Unterseite liegenden Steuer- und Auswerteeinheit verbunden, welche die Regelung der Scan-Spiegel sowie die Laser-Trigger gemäß einer vorgegebenen Trajektorie steuert. Gleichzeitig wird die Laufzeitmessung anhand der digitalisierten Ausgangssignale der Laser-Detektor-Einheit gemäß dem in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Vorgehen ausgewertet und zu einer Punktwolke zusammengefügt.

Durch die gefräste Trägermechanik lassen sich geringe Toleranzen von  $\pm 0,1$  mm erreichen, welche somit die passive Montage der Komponenten erlaubt. Zudem wird durch das Frästeil eine optimale Wärmeabfuhr für die von der Laser-Detektor-Einheit sowie der Recheneinheit generierten Wärme gewährleistet. Da eine Seite der Trägerkomponente zugleich den Gehäuseabschluss darstellt, kann die vom System generierte Wärme nach Außen abgeführt werden. An dieser Seite sind zudem M6-Gewindelöcher zur Befestigung des Systems und der optionalen Montage eines externen Kühlkörpers vorgesehen.

Vervollständigt wird das Gesamtsystem durch ein 3D-gedrucktes Außengehäuse. Dieses schützt die Optoelektronik vor Verschmutzung durch Staub. Im Gehäuse ist ein Austrittsfenster vorgesehen, dessen Größe und Position anhand der maximalen Auslenkungswinkel der MEMS-Scanner ausgelegt ist. Um die Rückreflexion des Fensters bei Emission des Laserpulses so gering wie möglich zu halten, wurde einerseits auf ein Fenster mit Antire-

flexbeschichtung für den NIR-Bereich mit einer Transmission  $> 95\%$  gesetzt, andererseits wurde das Fenster um einen Winkel von  $21^\circ$  entlang der vertikalen Abtastrichtung ange stellt. Dadurch wird sichergestellt, dass für keinen Punkt innerhalb des FOV ein senkrechter Einfall eines Laserstrahls auftritt, was zu maximaler Rückstreuung auf den Detektor führt. Dies ergibt sich aus der Summe des maximalen Ablenkungswinkels von  $15^\circ$ , dem Winkelversatz des am Außenrand liegenden optischen Kanals von  $2,4^\circ$ , sowie einer Toleranz von  $3,6^\circ$ .

Abbildung 5.8 zeigt Bilder des voll assemblierten Sensor-Prototyps mit und ohne Gehäuse. Das Gesamtsystem weist die Abmessungen  $100\text{ mm} \times 70\text{ mm} \times 60\text{ mm}$  auf. Der Sensor verfügt über einen Steckverbinder für die Stromversorgung sowie eine RJ45-Buchse für die Kommunikation mit dem Gerät.

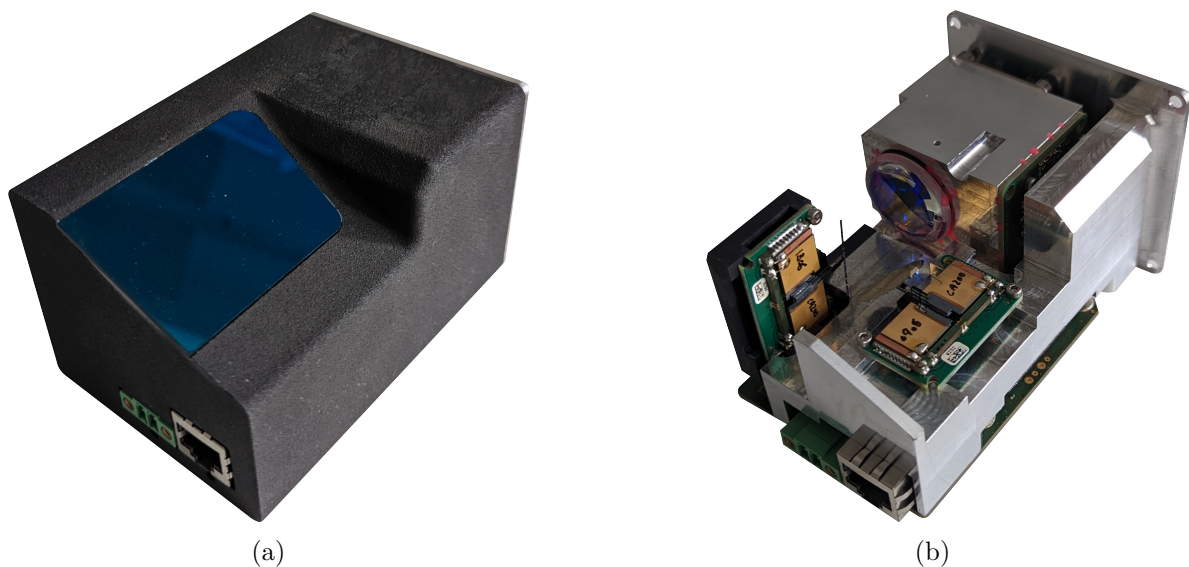


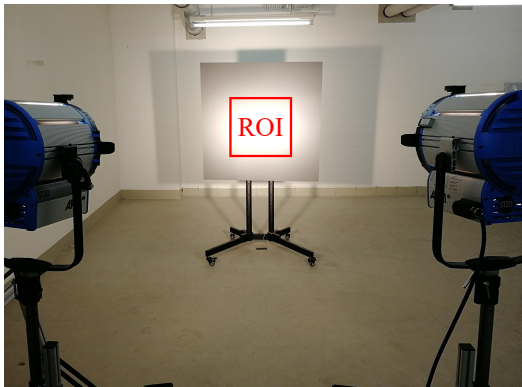
Abbildung 5.8: Fotografien des entwickelten Mehrkanal-System-Prototyps. (a) mit Gehäuse; (b) ohne Gehäuse.

## 5.4 Messumgebung

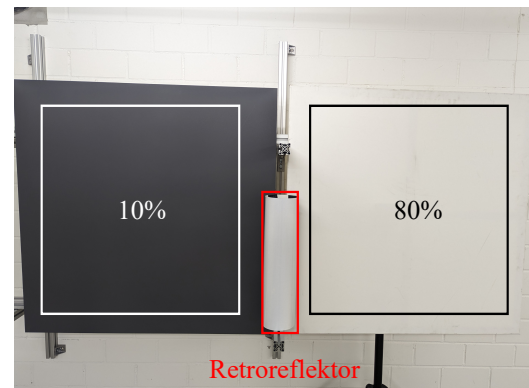
Zum Test der entwickelten Messsysteme wird auf lambertsche Reflektor-Platten (Targets) der Größe  $1\text{ m} \times 1\text{ m}$  gemessen. Hierbei wurden Targets der Reflektivität  $10\%$ ,  $50\%$  und  $80\%$  verwendet. Um kontrollierte Umgebungsparameter zu garantieren, wurde im Innenraum gemessen. Die maximale Distanz ist auf  $40\text{ m}$  begrenzt. Zur Simulation von Tageslicht wurden Scheinwerfer verwendet, wodurch der Fall einer Bestrahlungsstärke von  $100\text{ klx}$  simuliert werden kann. Diese werden so eingestellt, dass mittels optischem

Leistungsmesskopf und identischem Tageslichtfilter zum LiDAR (ZWL: 808 nm, FWHM: 10 nm) die zur Bestrahlungsstärke äquivalente Leistungsdichte gemessen wird.

Um bei verschiedenen Distanzen zu messen, werden die Messaufbauten mobil auf einen Rollwagen montiert, dessen Abstand zu den Objektplatten gemäß vorher bestimmter Bodenmarkierungen verändert werden kann. Ein Bild der Messumgebung ist in Abbildung 5.9 dargestellt.



(a)



(b)

Abbildung 5.9: Fotografie der Messumgebung. (a) Künstlich beleuchtete Reflektor-Platten. (b) Anordnung zur Vermessung mehrerer Reflektoren in einer Szene.

# Kapitel 6

## Ergebnisse und Diskussion

Dieses Kapitel befasst sich mit den erzielten Messergebnissen der im vorherigen Kapitel vorgestellten Messaufbauten. Zunächst wird dabei das erstellte Simulationsmodell anhand von Messungen mittels den Einzelpunkt-Messungen validiert. Darauf werden die erzielten Parameter für Detektionsrate, Falsch-Alarm-Rate sowie Messgenauigkeit des scannenden Laboraufbaus vorgestellt.

Abschließend werden die ermittelten Parameter des entwickelten Sensorsystems dargelegt. Zunächst werden dazu die mit dem entwickelten Lasertreiber erzeugten Laser-Pulse bezüglich Form und Energie untersucht. Anschließend werden die Untersuchungen zur Ermittlung der Betriebsparameter eines optimalen Arbeitspunktes auf Modulebene untersucht, bevor die erzielten Ergebnisse auf System-Ebene dargelegt und diskutiert werden.

### 6.1 Validierung des Simulationsmodells

Für die Validierung des in Abschnitt 4.3 beschriebenen Simulationsmodells wurde das in Abschnitt 5.1 vorgestellte Einzelpunkt-Messsystem verwendet. Dazu wurden mittels der Aufnahme von 1000 Messungen die Signal-Amplitude des empfangenen Echos sowie der Rauschpegel analysiert und mit dem simulierten Ergebnissen verglichen. Hierzu wurden Objektplatten der Reflektanz 10 % und 50 % verwendet. Dabei wurde die Signal-Amplitude unabhängig von dem Rauschen untersucht. Es wurde also auf die künstliche Beleuchtung mittels Scheinwerfer (siehe Abschnitt 5.4) verzichtet.

Abbildung 6.1(a) zeigt den direkten Vergleich eines gemittelten, aufgenommenen Spannungsverlaufes des Signals am Ausgang des Detektorverstärkers und die dazu simulierte Kurve für einen Reflexionsgrad von 50 % und einer Distanz von 20 m. Der erste Ausschlag ist hierbei dem beschriebenen, durch das koaxialen Verlauf bedingten Übersprechen des

Lasers auf den Detektor geschuldet. Dies führt dazu, dass der Verstärker seinen linearen Bereich verlässt und die Sättigungsspannung erreicht. Darauf folgt eine Störung der Basislinie, welche entweder durch elektromagnetische Interferenz des geschalteten Laserstroms oder durch Afterpulsing des Detektors bedingt ist. Das registrierte Echo-Signal wird gemäß Gleichung 2.13 bei 133 ns erwartet. Eine sehr gute Übereinstimmung von Messung und Simulation kann erreicht werden.

Wird die Signalamplitude der Reflexion extrahiert, und über die Distanz aufgetragen, erhält man die Kurven aus Abbildung 6.1(b). Diese stellen den genannten Verlauf für zwei lambertsche Reflektoren mit unterschiedlichem diffusen Reflexionsgrad  $\rho_d$  dar. Vergleicht man den Verlauf der Kurven mit den modellierten Detektoreffekten aus Abbildung 4.31, so kann aufgrund des identischen Kurvenverlaufs darauf geschlossen werden, dass die Nichtlinearität des Detektors die Impulsantwort des Systems dominiert.

Zudem kann ab einer Distanz von 15 m, wo die Nichtlinearität des Detektors nicht mehr zum Tragen kommt, beobachtet werden, dass die Standardabweichung abnimmt und somit für eine niedrigere Anzahl empfangener Photonen der Poisson-Statistik folgt.

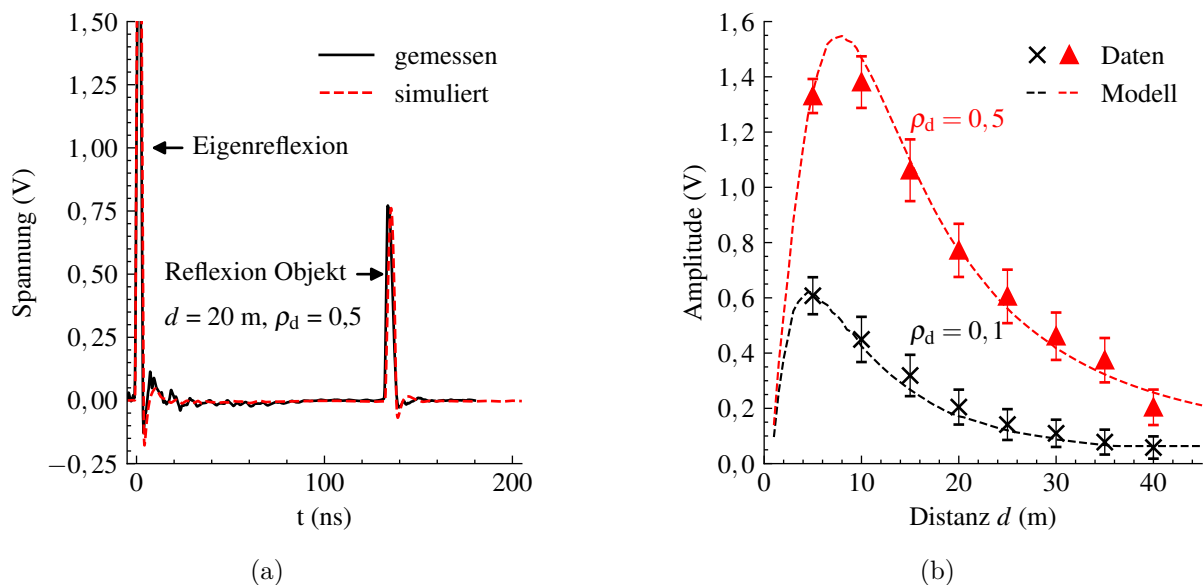


Abbildung 6.1: Vergleich der simulierten und gemessenen Signalform und Amplitude. (a) Spannungsverlauf am Verstärkerausgang über die Zeit; (b) Signal Amplitude über die Distanz  $d$ . Basierend auf [222].

Um eine Aussage über die Qualität des Modells zu treffen, wurde über eine lineare Regression das Gütemaß  $R^2$  zu 0,992 bestimmt. Der Zusammenhang von simulierter und gemessener Amplitude ist in Abbildung 6.2(a) dargestellt und spricht für eine gute Modellierung des Systems anhand der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Zusammenhänge.

Für die Untersuchung der Rauschmodellierung wurden gemäß [137] der Spannungs-Offset und Standardabweichung am Verstärkerausgang untersucht. Dazu wurden diese Parameter für verschiedene Beleuchtungsstärken in der Objektebene von 0 lx und 100 klx für eine Distanz von 10 m vermessen, da die Rauschleistung am Detektor gemäß Gleichung 3.3 unabhängig von der Distanz ist. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.2(b) dargestellt. Der Vergleich der Ausgangsspannung zeigt eine gute Übereinstimmung mit einer maximalen Abweichung von 2 mV für eine Reflektanz von 10 % und 4 mV für 50 %. Für die Standardabweichung können größere Abweichungen mit maximalen Fehlern von 5 mV bzw. 8,5 mV beobachtet werden.

Die Abweichungen erklären sich vermutlich durch die zum einen schwierige Einstellung der Niveaus der Bestrahlungsstärke für den Aufbau mittels Scheinwerfern. Zudem kann eine höhere Standardabweichung der Messung durch eine Erwärmung des Detektors aufgrund des konstanten Stroms zurückzuführen sein, was zu stärkeren intrinsischen Rauscheffekten des Detektors führt. Zum Anderen wäre die erhöhte Standardabweichung durch eine zu gering modellierte Bandbreite des Verstärkers erklärbar, wodurch sehr schnelle Signale stärker gedämpft werden könnten.

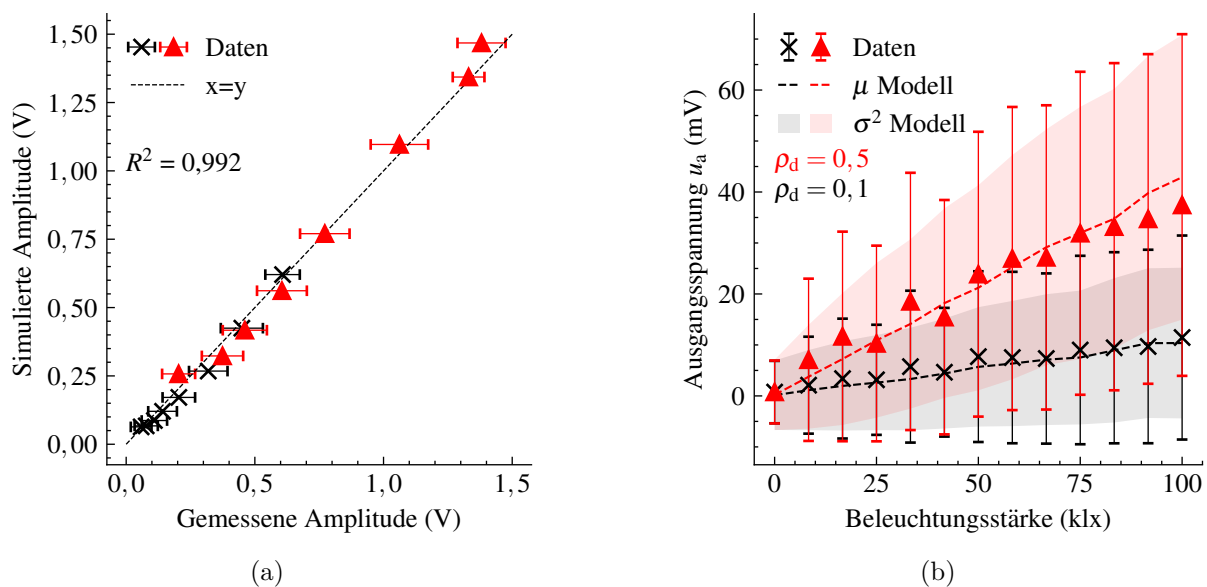


Abbildung 6.2: Lineare Regression für die Signalamplituden und Rauschmodellierung. (a) Lineare Regression für die gemessenen und simulierten Signalamplituden für verschiedene diffuse Reflexionskoeffizienten  $\rho_d$ ; (b) Gemessener und simulierter Drift  $\mu$  und Standardabweichung  $\sigma$  der Ausgangsspannung  $u_a$  des Verstärkers für verschiedene Beleuchtungsstärken. Basierend auf [222].

Zusammenfassend konnte das entwickelte Simulationsmodell mit Messungen validiert werden. Sowohl die simulierte Signalamplitude als auch der DC-Offset am Verstärker-

ausgang, der durch Hintergrundstrahlung verursacht wird, ist durch das Modell korrekt abgebildet. Die festgestellten Abweichungen sind auf Parameterabweichungen des Simulationsmodells mit Werten aus dem Datenblatt zur Realität sowie Messabweichungen zurückzuführen. Auch nicht modellierte Effekte wie Temperatureinflüsse tragen zu den gesehenen Abweichungen von Modell und Messdaten bei.

## 6.2 Konzeptnachweis mittels Laboraufbau und Ergebnisse

Mittels des 3-Kanal-LaboraAufbaus konnte die Machbarkeit der Mehrkanal-Architektur verifiziert werden und es konnten erste Punktwolken aufgezeichnet werden. Die Ergebnisse des Abschnitts basieren auf der Originalveröffentlichung [221]. Abbildung 6.3 zeigt eine 3D-Darstellung eines Frames einer aufgezeichneten Punktwolke der in Abschnitt 5.4 beschriebenen Messumgebung. Ersichtlich ist die Position der Scheinwerfer für die künstliche Generierung von Tageslicht sowie die lambertschen Reflektor-Platten als Messobjekt. In diesem Abschnitt soll zunächst auf die Methodologie der Datenauswertung eingegangen und anschließend die daraus hervorgehenden Messergebnisse des Laboraufbaus präsentiert und diskutiert werden.

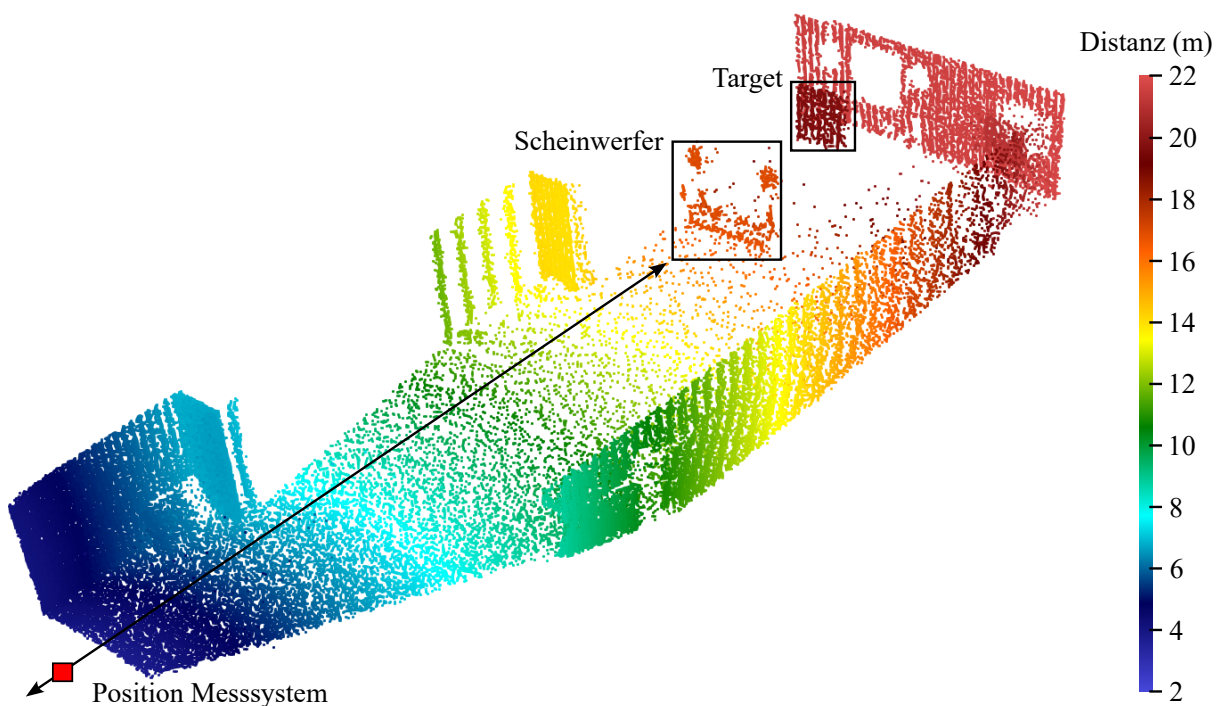


Abbildung 6.3: Frame aus einer mit dem Demonstrator aufgezeichneten Punktwolke. Basierend auf [221].



### 6.2.1 Datenauswertung auf Punktwolken-Ebene

Für eine Auswertung der Erfolgsquote der Messung sowie der erreichbaren Messgenauigkeit müssen mehrere Frames einer statischen Szene aufgenommen werden. Dadurch kann eine Statistik für jeden Messpunkt berechnet werden. Für die Auswertung eines spezifischen Objektes, in diesem Falle die kalibrierte Reflektor-Platte, wird die Punktwolke dann nach den bekannten x- und y-Positionen (bzw. horizontalem und vertikalem Sichtfeld) gefiltert. Zudem ist die Messdistanz bekannt, wodurch ein Fenster für eine wahre Detektion definiert werden kann. Somit können für jeden Punkt innerhalb der festgelegten Filtergrenzen beispielsweise Detektionsrate (siehe Abbildung 6.4(a)), Falsch-Alarm-Rate sowie Standardabweichung einer spezifischen Größe ermittelt werden.

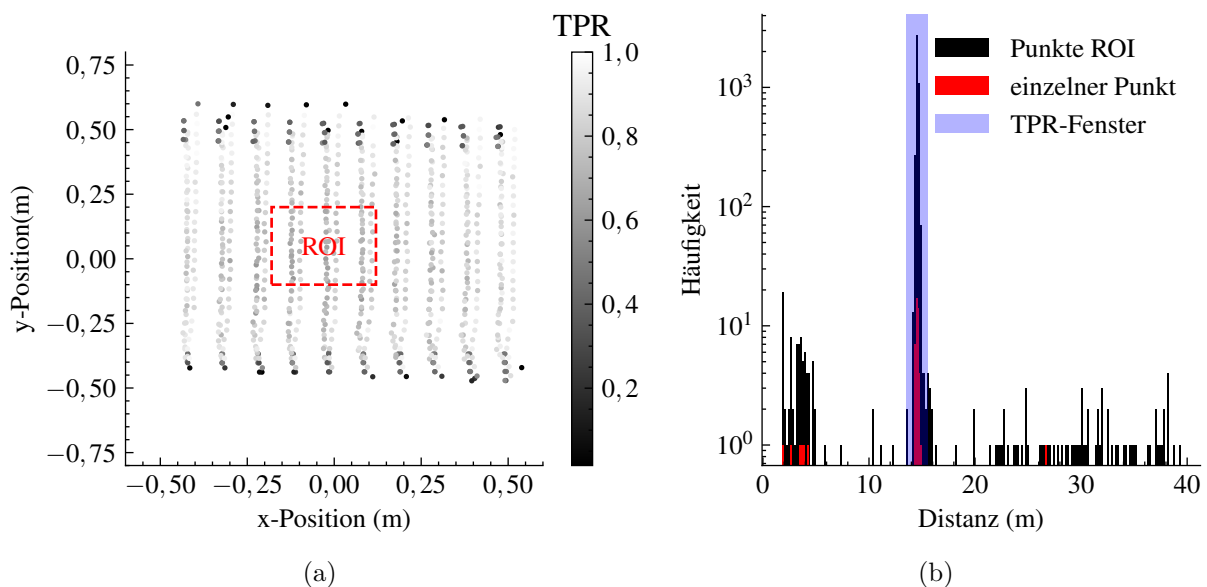


Abbildung 6.4: Darstellung der Vorgehensweise der Punktwolkenauswertung mit ROI und TPR-Fenster. (a) Punktwolke einer Reflektorplatte in der xy-Ebene mit farbcodierten Punkten nach TPR und angedeutete ROI; (b) Gesamtverteilung aller Punkte innerhalb der ROI, eines einzelnen Punktes und angedeutetes TPR-Fenster. Basierend auf [221].

Zur Bestimmung einer gemeinsamen Statistik wird ein Interessenbereich (Region of Interest, ROI) selektiert. Die Häufigkeit der registrierten Detektionen bei verschiedenen Distanzen innerhalb dieser ROI kann, wie in Abbildung 6.4(b) gezeigt, mittels Histogramm visualisiert werden. Die y-Achse ist in logarithmischer Skalierung dargestellt.

Für das hier gezeigte Beispiel des Targets der Reflektivität 10% in einem Abstand von ca. 15 m und einer Beleuchtungsstärke von 100 klx ist ersichtlich, dass außerhalb des TPR-Fensters, besonders im Bereich bis 5 m, viele Falsch-Alarme registriert werden. Dies ist auf Detektorrauschen und Schwingungen nach der internen Reflexion aufgrund der höheren

Verstärkung des Laboraufbaus zurückzuführen. Die Abbildung ist veranschaulichend für alle Messdistanzen, da die initiale Blendung des Detektors bei jeder Messung auftritt. Zudem kann beobachtet werden, dass das Rauschen nach einem stärkeren Signal reduziert ist, was einerseits nach der initialen Sättigung sowie auch nach dem Eintreffen des Echos der Fall ist. Dies deutet auf einen Unterschwinger des Signals unter die Grundlinie hin, kann aber auch auf den Nachladeprozess der individuellen Mikrozellen des SiPM zurückzuführen sein.

Für die mittleren Kennwerte der Punkte innerhalb der ROI werden zunächst die Metriken der individuellen Punkte ermittelt. Unter der Annahme von unabhängigen und identisch verteilten Zufallsvariablen können der Mittelwert und die mittlere Standardabweichung einer gemeinsamen Verteilung ermittelt werden.

### **6.2.2 Detektionsrate, Falsch-Alarm-Rate und Messabweichung**

Wie bereits angedeutet wird die Detektionsrate durch die Festlegung eines Fensters für eine wahre Detektion ermittelt. Für die hier vorgestellte Auswertung wurde die Fensterbreite als  $\pm 100$  cm um den erwarteten Wert gewählt. Die verschiedenen Reflektorplatten wurden für den Fall einer Beleuchtungsstärke von 500 lx (Innenraum) und 100 klx (Außen mit direkter Sonneneinstrahlung) untersucht.

Die Messergebnisse für den Innenraum sind in Abbildung 6.5 dargestellt. Gut reflektierende Objekte lassen sich bei Berücksichtigung einer Detektionsschwelle von 90 % zuverlässig über die gesamte Distanz bis 40 m erkennen. Das 10 %-Target lässt sich mit selber Detektionsschwelle nur bis 19 m zuverlässig detektieren.

Die Betrachtung der FPR zeigt, dass diese mit fallender Detektionsrate zunimmt, da an dieser Stelle das Echo so klein ist, dass fälschlicherweise ein Rausch-Peak außerhalb des TPR-Fensters detektiert wird. Jedoch wird bei Addition beider nicht zwingend 100 % erreicht, da es auch vorkommen kann, dass innerhalb eines Messzyklus kein valides Ergebnis registriert werden konnte.

Für die Präzision (entspricht der Standardabweichung) auf Objektebene – also für Punkte innerhalb der ROI – wird die mittlere Standardabweichung ermittelt. Zudem wird das Wilson-Intervall [201] mit einem Konfidenzniveau von 95 % für die mittlere Standardabweichung angegeben. Für alle drei vermessenen Reflektivitäten bleibt der Wert im Bereich der zuverlässigen Detektion unter 12 cm. Mit fallender Detektionsrate nimmt auch die Messgenauigkeit ab, was mit der geringeren Anzahl von Messpunkten und der dadurch stärkeren Auswirkung von Ausreißern innerhalb des Detektionsfensters verbunden ist.

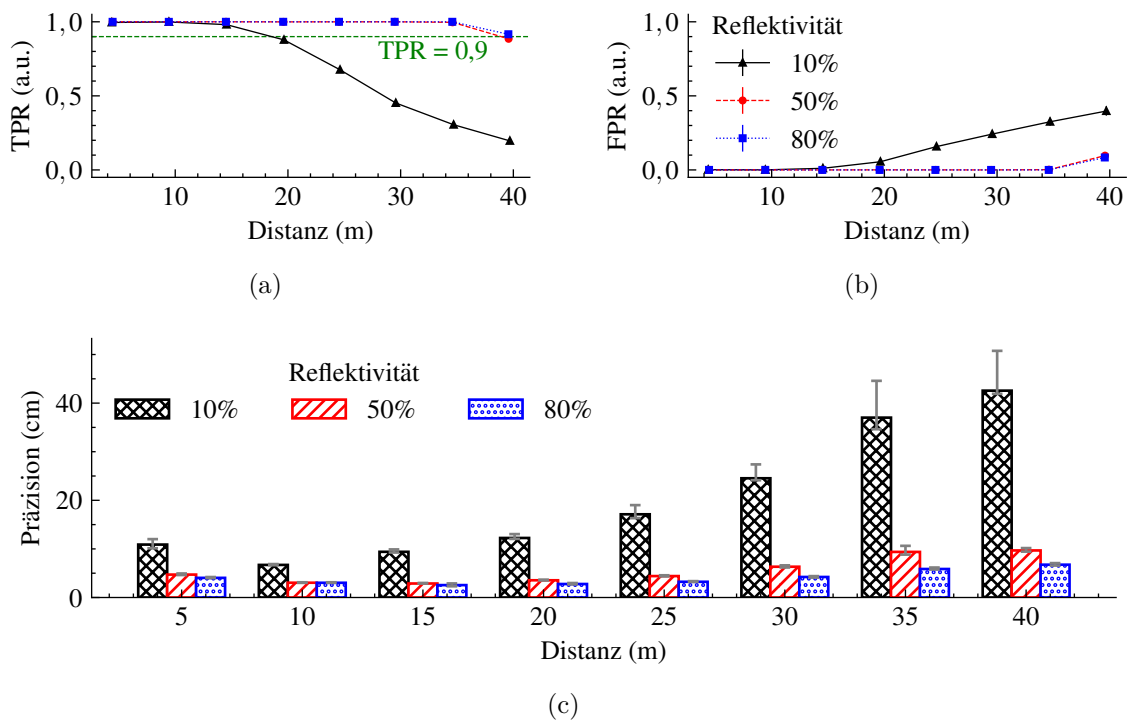


Abbildung 6.5: Statistische Auswertung der Punktwolkenmessungen des Demonstrators bei einer Beleuchtungsstärke von 500 lx für verschiedene Objektreflektivitäten über die Distanz. (a)TPR; (b)FPR; (c) Präzision. Basierend auf [221]

Für die direkte Sonneneinstrahlung mit einer künstlich erzeugten Beleuchtungsstärke von 100 klx in der Objektebene wurden die in Abbildung 6.6 dargestellten Messergebnisse erzielt. Für höhere Reflexionsgrade nimmt die Detektionsrate bereits bei geringen Distanzen ab, was auf einen höheren Rauschpegel zurückzuführen ist, welcher vom Sensor eingefangen wird. Durch die hohe Verstärkung und das fehlende Grundlinienfilter (Hochpass-Filter aus Abschnitt 4.2.2) kommt es zu einer Verschiebung der Grundlinie, wodurch die Komparator-Schwellen nicht mehr ideal liegen.

Die geringste Reichweite von 11 m wird wieder für das 10 %-Target erreicht. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass der ermittelte Wert für die Detektionsrate für den Abstand von 5 m für selbiges Target gerade einmal 90 % erreicht. Diese verringerte Wahrscheinlichkeit für eine Detektion ist einerseits auf die geringere Amplitude aufgrund einer verringerten Sensitivität des Detektors zurückzuführen. Andererseits führt starkes Ringing auf dem Detektor-Signal nach der Eigenreflexion zu falschen Detektionen im Nahbereich bis 3 m. Trotz des höheren Rauschpegels und der Verschiebung der Ruhespannung für höhere Reflexionsgrade sind diese dennoch nicht der begrenzende Faktor für die Reichweite des Systems. Die FPR steigt für diesen Fall mit steigender Distanz auf über 20 % an, was für

eine kommerzielle Anwendung ein Ausschlusskriterium darstellt.

Die mittlere Standardabweichung für die untersuchten Punkte nimmt auch deutlich zu, wobei im Gegensatz zum Fall mit schwacher Beleuchtung höhere Werte mit höherem Reflektionsgrad verbunden sind und die Messung somit ungenauer wird. Generell verstärkt sich der Effekt mit zunehmender Distanz bzw. fallender Wahrscheinlichkeit für eine Detektion. Dies ist darauf zurückzuführen, dass Rauschen im Detektionsfenster zu einer flacheren Verteilung führt. Zudem kann die Amplitude des registrierten Echos oder fälschlicherweise einer Rauschspitze durch die geringere Sensitivität des Detektors stärker variieren, was zu verschobenen Schnittpunkten mit dem definierten Schwellwert der Komparatoren führen kann und somit die gemessene Laufzeit zusätzlich verfälscht.

Die in diesem Falle viel höheren Fehlerbalken deuten darauf hin, dass die Standardabweichung zwischen den unterschiedlichen Punkten stärker variiert, was auf eine inhomogene Beleuchtung (siehe Abbildung 6.4) zurückzuführen sein könnte. Die Asymmetrie des Konfidenzintervalls spricht für eine Anhäufung von Detektionen zum Ende des Detektionsfensters hin, was auf beschriebenen Rauscheffekte des Detektors – Afterpulsing (AP) und Crosstalk (XT) (siehe Abschnitt 2.1.1) – zurückzuführen sein könnte.

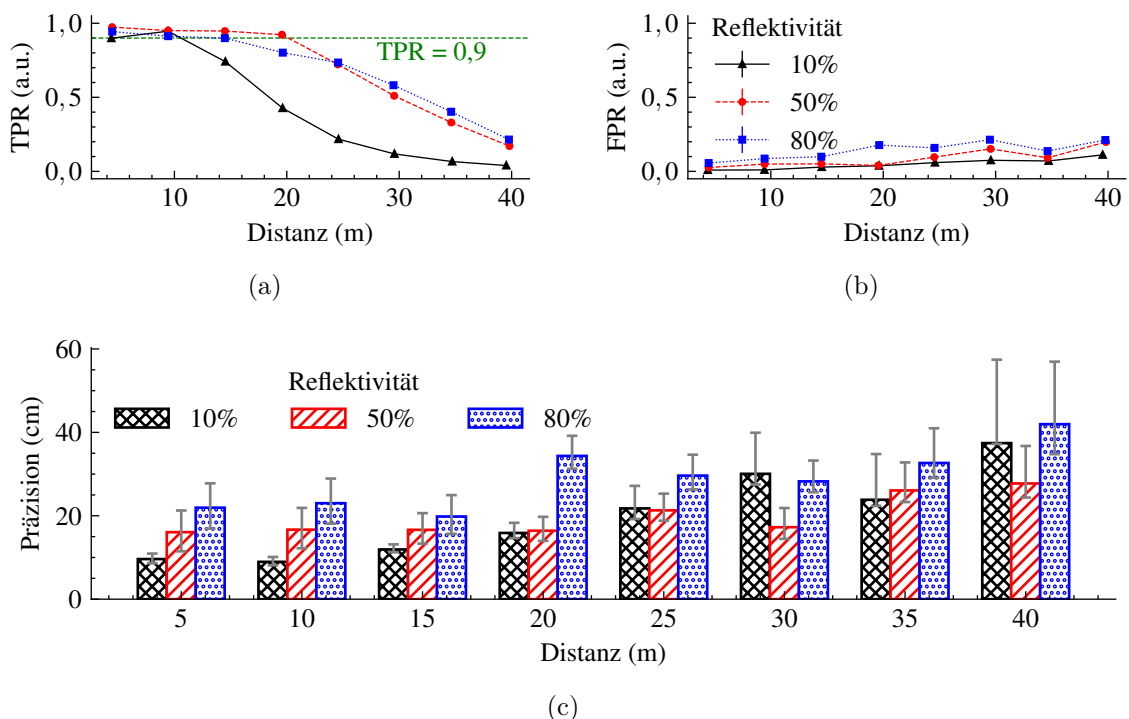


Abbildung 6.6: Statistische Auswertung der Punktwolkenmessungen des Demonstrators bei einer Beleuchtungsstärke von 100 klx für verschiedene Objektreflektivitäten über die Distanz. (a)TPR; (b)FPR; (c) Präzision. Basierend auf [221].

Zusammenfassend wurde mit dem entwickelten Laboraufbau die Machbarkeit des Mehrkanal-Konzeptes gezeigt. Die Auswertung der aufgezeichneten Daten zeigte eine Anfälligkeit des Systems für Hintergrundrauschen, wodurch die zuverlässige Detektion bei einer Beleuchtungsstärke von 100 klx stark abnahm. Zudem haben sich viele Falsch-Alarme im Nahbereich des Systems, bedingt durch die Eigenreflexion, gezeigt. Durch die Beobachtungen konnten geeignete Gegenmaßnahmen wie beispielsweise eine geringere Verstärkung und ein anderer SiPM-Detektor mit weniger Mikrozellen für das im Folgenden vorgestellte Mehrkanal-System abgeleitet werden.

## 6.3 Mehrkanal-System

Für die Funktion des Mehrkanal-Systems werden in Abschnitt 6.3.1 zunächst die korrekte Funktionsweise des entwickelten High-Side-Treibers und die Kollimation der einzelnen Laser und die vom Modul abgegebene Leistung untersucht. Anschließend werden die ermittelten idealen Betriebsparameter der Laser-Detektor-Einheit und erste Ergebnisse einer Messung für die Detektionsrate präsentiert. Zudem werden die Ergebnisse einer durchgeführten Untersuchung des gegenseitigen Übersprechens der optischen Kanäle präsentiert. Der Abschnitt schließt mit der Präsentation der Ergebnisse auf Punktwolken-Ebene.

### 6.3.1 Optische Parameter der Laser-Einheit

Für die Überprüfung der Funktionsweise des entwickelten Konzeptes des High-Side-Lasertreibers (siehe Abschnitt 4.2.1) wurde dessen Funktionsweise mittels Aufnahmen mit einer Kamera verifiziert. Gleichzeitig ist somit eine Untersuchung der Kollimation möglich. Hierzu wird mittels Fernfeldkamera die vom Modul abgegebenen Strahlung untersucht. Der Messaufbau hierfür ist in Abbildung 6.7(a) dargestellt. Durch eine einzelne Linse der Brennweite  $f_C$ , wird die Strahlung des Moduls auf den Bildsensor der Kamera abgebildet. Dadurch wird das, was sich in der Brennebene der Modullinse mit Brennweite  $f_M$  befindet, mit dem Vergrößerungsfaktor  $M = f_C/f_M$  auf den Kamerasensor abgebildet. Abbildung 6.7(b) zeigt hierbei die Aufnahmen für hohe Belichtungszeit von kurzen, repetitiven Laserpulsen bei individueller und gleichzeitiger Ansteuerung mittels High-Side-Teiber. Hiermit ist dessen Funktionsweise verifiziert.

Zur Untersuchung der Kollimation werden die Kamerabilder genauer betrachtet. Da die individuellen Laser-Arrays durch ihre unterschiedliche Position und ihrer Ausdehnung von der Kollimator-Linse auf unterschiedliche Winkel abgebildet werden, können bei bekannter Brennweite  $f_C$  der Kameralinse der Kanalabstand im Winkelraum, sowie die Divergenz individueller Kanäle nach ISO11146-2 [90] bestimmt werden zu

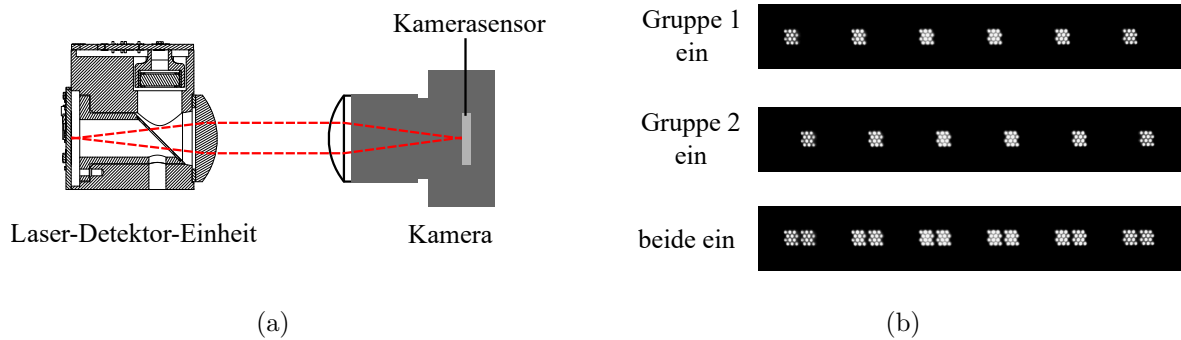


Abbildung 6.7: Messaufbau mit Fernfeldkamera und aufgezeichnete Bilder der Lasergeometrie. (a) Messaufbau; (b) Aufgezeichnete Bilder mit separatem und gleichzeitigem Triggern der beiden Lasergruppen.

$$\Theta = \arctan \left( \frac{n_{\text{px}} \cdot w_{\text{px}}}{f_C} \right). \quad (6.1)$$

Hierbei ergibt das Produkt aus der Pixelanzahl  $n_{\text{px}}$ , die der Laser abdeckt, und der bekannten Seitenlänge eines einzelnen, quadratischen Pixels  $w_{\text{px}}$  dessen Abmessung auf dem Sensor. Für die Untersuchung wurde die Kamera vom Typ IDS UI-1240ML-NIR mit einem Kamerasensor der Abmessungen von  $1024 \text{ px} \times 1024 \text{ px}$  und einer Pixelgröße von  $5,3 \mu\text{m} \times 5,3 \mu\text{m}$  verwendet. Als Fernfeldlinse wurde eine Linse (Thorlabs AC254-060-B-ML) mit  $f_C = 60 \text{ mm}$  verwendet.

Somit ergibt sich, wie in Abbildung 6.8 dargestellt, ein Kanalabstand von  $161 \text{ px} = 0,815^\circ$ , sowie eine horizontale und vertikale Divergenz der individuellen Kanäle von  $32 \text{ px} = 0,162^\circ$  bzw.  $36 \text{ px} = 0,182^\circ$ . Die angestrebten Werte für die Divergenz von  $0,2^\circ \times 0,2^\circ$  und die damit verbundene Auflösung des LiDAR-Systems gelten somit als erfüllt.

Zur Untersuchung der Form und Energie der abgegebenen Laserpulse auf Modulebene wird die Kamera aus dem Aufbau aus Abbildung 6.7(a) wahlweise durch einen schnellen Photodetektor (Thorlabs DET08C) oder den Messkopf eines optischen Powermeters (Thorlabs SC120C) ersetzt. Abbildung 6.9(a) zeigt die mit dem Photodetektor registrierte optische Pulsform, welche mit einem Oszilloskop aufgezeichnet wurde. Es ist ersichtlich, dass die FWHM des abgegebenen Pulses ca.  $5,5 \text{ ns}$  beträgt und somit  $500 \text{ ps}$  über dem angestrebten Wert liegt. Grund hierfür ist mit hoher Wahrscheinlichkeit eine hohe Induktivität des Laserstrom-Pfades, welche die Flankensteilheit der Pulse beschränken. Da sich die Laserdiode in einem Gehäuse mit relativ langen Bonddrähten befindet, kann davon ausgegangen werden, dass diese die Hauptursache dafür sind. Durch eine kompaktere Einhausung oder das Verwenden des Laserchips ohne Gehäuse mit eigenem Drahtbonden



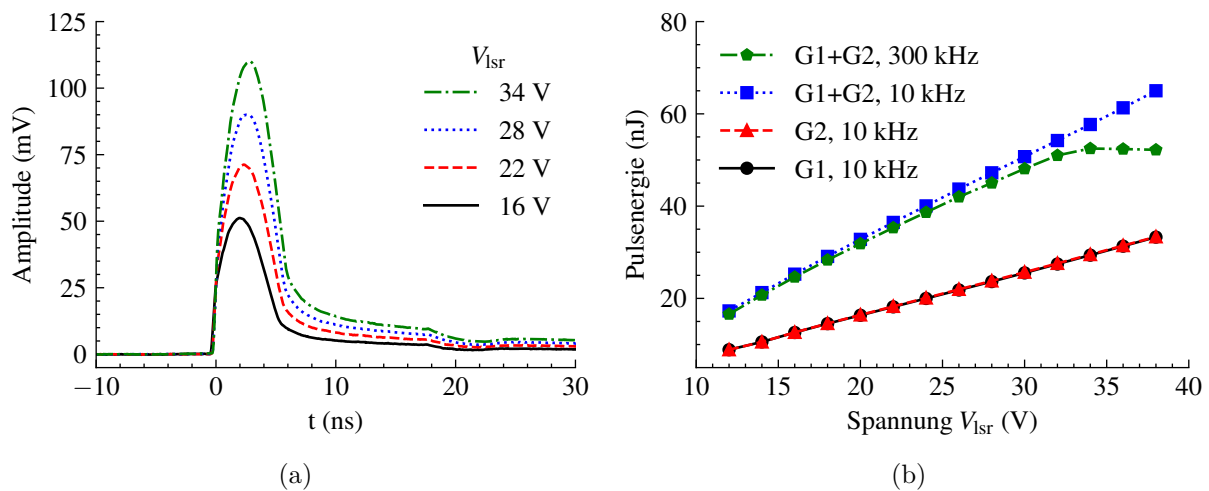


Abbildung 6.9: Mit Photodiode und Powermeter gemessene Form und Energie der abgegebenen Laserpulse. (a) Pulsform für verschiedene Laserspannungen  $V_{Isr}$ ; (b) Pulsenergie über die Laserspannung für verschiedene Repetitionsraten für separat und simultan gepulste Lasergruppen.

### 6.3.2 Untersuchung der Betriebsparameter der Laser-Detektor-Einheit

Für die Ermittlung der idealen Betriebsparameter der entwickelten Laser-Detektor-Einheit wurde die in Abschnitt 5.3.2 vorgestellte Steuereinheit verwendet. Hierbei wurden Messungen für verschiedene Werte für den Detektor-Bias sowie die Komparator-Schwellspannungen aufgezeichnet, wodurch sich deren idealer Betriebsbereich eingrenzen lässt. Zudem wurde ein gegenseitiges Übersprechen der Kanäle der entwickelten Messeinheit untersucht. Dieses Übersprechen kann in manchen Szenarien problematisch sein, da dies zu einer vergrößerten Darstellung von stark reflektierenden Objekten auf Punktwolken-Ebene führen kann und somit die wahre 3D-Information im benachbarten Raum dieser Objekte verfälscht.

#### Wahl Detektor-Bias-Spannung und Komparator-Schwellspannungen

Zur Wahl der optimalen Detektor-Bias-Spannung  $V_{bias}$  wurden die TPR sowie die FPR gemäß Abschnitt 3.4 ermittelt. Dazu wurde die in Abschnitt 5.3.2 vorgestellte Methode der Signalaufnahme verwendet. Das Schwellspannungsniveau wurde hierbei, ausgehend von 0 V in Schritten von 10 mV, erhöht. Für jedes Level wurden 250 Messungen aufgezeichnet. Abbildung 6.10(a) zeigt die aufgenommene Signalform des Reflexes eines Targets der Reflektivität 10 % in einem Abstand von 20 m unter der Beleuchtungsstärke 100 klx.

Durch die Überlagerung der Vielzahl von Messungen sowie dem zeitlichen Jitter der individuellen Aufnahmen, weisen sowohl die steigende als auch die fallende Flanke entlang



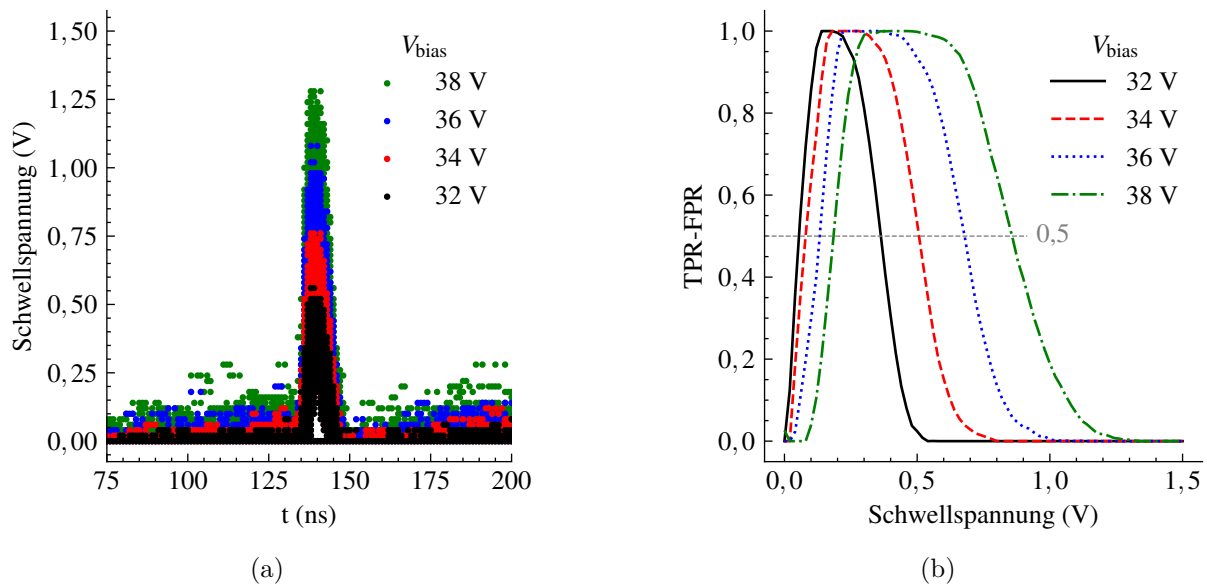


Abbildung 6.10: Modulmessungen und Auswertung der Signal- und Rauschamplitude eines 10 %-Targets im Abstand von 20 m für verschiedenen Detektor-Bias-Spannungen  $V_{\text{bias}}$ . Die Aufzeichnung der Komparator-Kanäle erfolgte mit den Digitalkanälen des verwendeten Oszilloskops. (a) Aufgezeichnete Signale über die Zeit für verschiedene Spannungen  $V_{\text{bias}}$ ; (b) Extrahierte Kurven für die Differenz von TPR und FPR.

der zeitlichen Skala eine Breite von mehreren Messpunkten auf. Dies ist auf die zeitliche Quantisierung der digitalen Kanäle, welche für die Aufzeichnung verwendet wurden, des Oszilloskops zurückzuführen. Hierdurch wird jedoch eine gute Rekonstruktion der Signalform ermöglicht. Es ist ersichtlich, dass mit steigender Bias-Spannung ein steigendes Signallevel sowie ein höheres Rauschniveau einhergeht.

Die extrahierten Kurven der Differenz der TPR und FPR sind in Abbildung 6.10(b) dargestellt. Der charakteristische Verlauf ergibt sich dadurch, dass bei einer niedrigen Komparator-Schwellspannung das Signal sowie auch Rauschen detektiert werden und dadurch sowohl  $\text{TPR} = \text{FPR} = 1$  gilt. Für steigende Schwellspannung nimmt die FPR ab, es gilt jedoch weiterhin  $\text{TPR} = 1$ . Das Maximum wird erreicht, sobald kein Rauschen ( $\text{FPR} = 0$ ) und nur noch das Signal detektiert wird. Die fallende Flanke geht mit der sinkenden TPR einher, da für steigende Komparator-Schwelle nicht mehr jedes Signal die Schaltschwelle übersteigt.

Anhand der 50 %-Schwelle der TPR sowie der FPR, bzw. der steigenden sowie fallenden Flanke der Differenz (TPR-FPR wie in Abbildung 6.10(b) dargestellt), kann ein SNR berechnet werden. Dieses spiegelt das Amplituden-Verhältnis der mittleren Wahrscheinlichkeit für eine Detektion bzw. von Rauschen ( $\text{TPR} = \text{FPR} = 0,5$ ) in einem Messzyklus

wider. Für das hier vermessene Szenario stellt Abbildung 6.11 die gemessenen Werte für das SNR ins Verhältnis. Wird dies als Kriterium zur Wahl einer optimalen Bias-Spannung  $V_{\text{bias}}$  herangezogen, so sind für den verbauten Detektor Spannungen im Bereich 32 V bis 34 V optimal. Unter diesem Spannungsbereich verringert sich der Gain der SiPM, während darüber das Rauschen zunimmt. Alle Folgemessungen wurden daher für eine Spannung von  $V_{\text{bias}} = 33 \text{ V}$  durchgeführt.

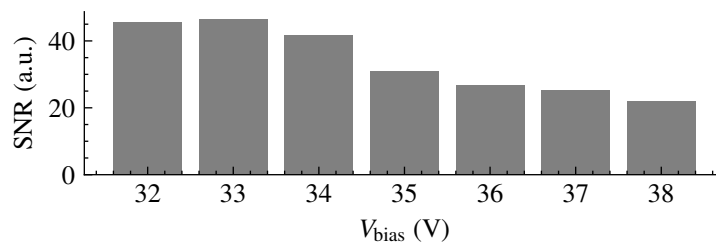


Abbildung 6.11: Signal-Rausch-Verhältnis für verschiedene Detektor-Spannungen  $V_{\text{bias}}$  eines 10%-Reflektors im Abstand von 20 m. Anhand des SNRs kann eine optimale Wahl der Spannung  $V_{\text{bias}}$  getroffen werden.

### Kanal-Performance und Crosstalk

Zur Vermessung der Kanal-Performance, also dem Vergleich der Signalamplituden für die verschiedenen Laser-Detektor-Paare des Systems unter denselben Bedingungen, wurde wiederum eine Reflektorplatte mit einem Reflexionsgrad von 10% im Abstand von 20 m herangezogen. Zudem werden die zwei Lasergruppen separat betrachtet. Abbildung 6.12 vergleicht die mittlere Signalamplitude (TPR = 50%) der verschiedenen Kanäle des Moduls. Hierbei ist, wie durch das verwendete Lochspiegel-Konzept aus Abschnitt 4.1.4 zu erwarten, ein höheres Signal für die zentralen Kanäle zu beobachten. Die beiden verschiedenen Lasergruppen weisen eine unterschiedliche vermessene Signalhöhe auf. Zudem ist für geringe Emitter-Nummer ein stärkeres Signal zu beobachten. Da, wie in Abbildung 6.12 vermessen, beide Lasergruppen dieselbe Pulsenergie abgeben, ist dieses Verhalten höchstwahrscheinlich auf einen Justagefehler zurückzuführen, wodurch die Überlappung von Laser und Detektor für geringere Emitter-Nummer sowie bevorzugt für die Emitter der Lasergruppe 1 größer ist.

Zur Untersuchung des Übersprechens (Crosstalk) zwischen den Kanälen wurde die entwickelte Laser-Detektor-Einheit auf einen motorisierten Rotationstisch (Thorlabs PRMTZ8) montiert und ein retroreflektiver Streifen der Breite 2 cm im Abstand von 20 m platziert. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 6.13(a) dargestellt. Der Reflektorstreifen nimmt im Winkelraum somit ca.  $0,06^\circ$  ein und ist damit deutlich kleiner als die Divergenz des Laserstrahls. Somit kann sichergestellt werden, dass bei einer horizontalen Anordnung der

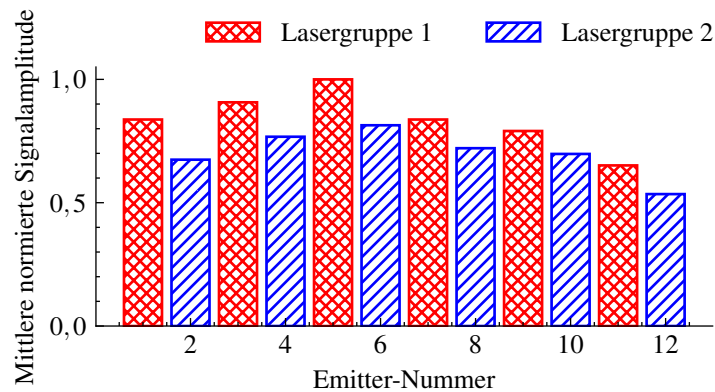


Abbildung 6.12: Vergleich der Kanal-Performance über die mittlere Signalamplitude für die Reflektivität 10% in 20 m.

Kanäle immer nur ein Kanal den Reflektor trifft. Durch eine Drehung des Rotationstisches werden die individuellen Kanäle einzeln über den Reflektor geschoben, wodurch durch Auslesen aller Detektoren (D1 bis D6) das Übersprechen des reflektierten Signals auf die anderen Kanäle untersucht werden kann. Da das reflektierte Signal zu einer starken Sättigung der Detektoren führt, wird vor dem Modul ein Neutralsdichtefilter (ND-Filter) platziert, welches auf dem Hin- und Rückweg passiert wird.

Abbildung 6.13(b) zeigt den Verlauf der verschiedenen Detektorsignale über den Winkelraum, wobei für jeden Detektor die beiden darauf abgebildeten Emittter separat vermessen und dargestellt sind. Die Winkelstellung  $0^\circ$  zeigt an, dass der Reflektor mit der optischen Achse der Linse der Laser-Detektor-Einheit übereinstimmt. Die jeweiligen Laser und Detektoren sind dann, wie in Abbildung 4.10 dargestellt, äquidistant angeordnet, wobei beispielsweise D1 und die darauf abgebildeten Emittter den Winkel  $-2^\circ$  betrachten. Für diese Messung wurde ein ND-Filter (Thorlabs NE05A-B) verwendet, dessen Transmission bei der Wellenlänge von 808 nm zu 41% bestimmt wurde. Dies entspricht einer kombinierten Abschwächung des Signallevels um den Faktor 6,25. Hierfür ist für die Emittter, welche den Reflektorstreifen treffen, eine Sättigung des zugehörigen Detektors zu verzeichnen. Zudem ist in diesem Beispiel ein Übersprechen auf dem links daneben liegenden Kanal zu erkennen, das mit höherer Emittter Nummer zunimmt. Dies korreliert mit dem diskutierten Justagefehler der vorherigen Messung zur Kanalperformance.

Werden nun weitere Messungen mit verschiedenen ND-Filtern unternommen, können diese so gewählt werden, um die Höhe des Übersprechens zu bestimmen. Bei einer Abschwächung um den Faktor 20 befindet sich der Ausschlag des Detektorsignals noch im linearen Bereich des Verstärkers. Wird dies mit der Messung der aufgezeichneten Signale ohne ND-Filter verrechnet, so kann die in Abbildung 6.14 dargestellte Heatmap abgeleitet werden. Diese zeigt das Übersprechen der Emittter  $L_x$  auf die jeweiligen Detektoren  $D_x$  in dB V, wobei

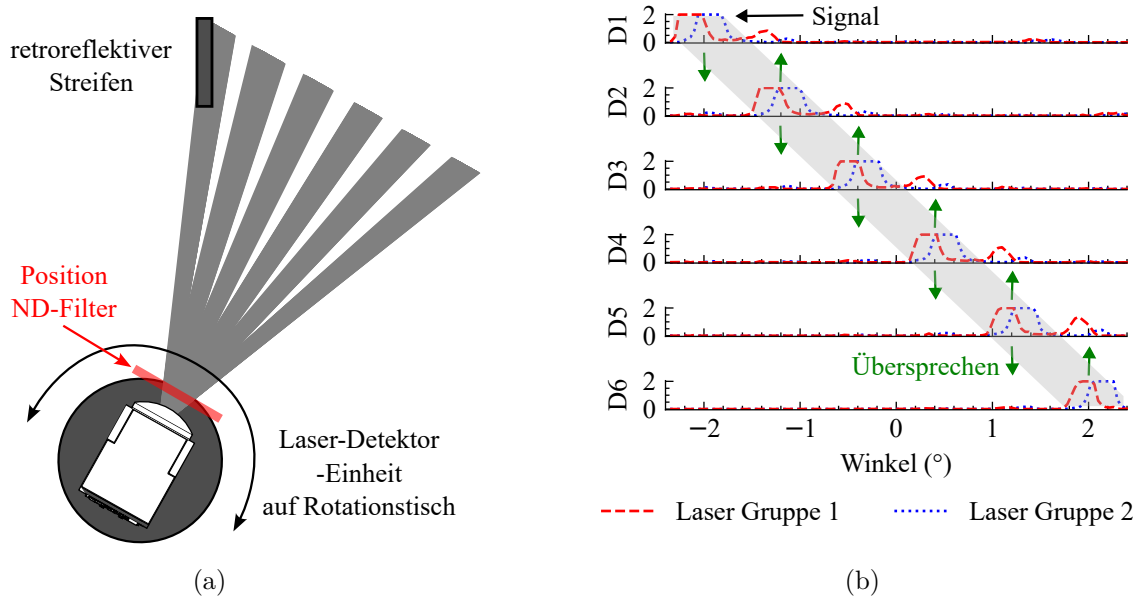


Abbildung 6.13: Messaufbau und damit aufgezeichnete Detektorsignale zur Bestimmung des Übersprechens. (a) Messaufbau mit Laser-Detektor-Einheit auf Drehtisch und Retroreflektor; (b) Aufgezeichnete Amplitude der Detektorsignale über den Winkel:  $0^\circ$  bedeutet, der Retroreflektor liegt auf der optischen Achse des Moduls. Die Winkel, an denen für die jeweiligen Detektoren das Signal zu beobachten ist, sind durch den grau hinterlegten Bereich markiert. Signale außerhalb werden durch Übersprechen benachbarter Kanäle verursacht.

ein Null-Eintrag den zum Laser zugehörigen Detektor kennzeichnet. Die Pegel wurden anhand der allgemein gängigen Formel

$$L_V = 20 \log \left( \frac{V_p}{1V} \right) \quad (6.2)$$

berechnet, wobei  $V_p$  die gemessene Spitzenspannung der Amplitude für das jeweils betrachtete Emitter-Detektor-Paar kennzeichnet.

Wiederum kann hierbei festgestellt werden, dass für eine höhere Emitter-Nummer  $L_x$  ein stärkeres Übersprechen auf die links daneben liegenden Detektoren stattfindet. Hierbei sind Emitter mit ungerader Zahl der Gruppe 1 und die mit gerader Zahl der Emitter-Gruppe 2 zuzuordnen. Für die Emitter L11 und L12 kann jedoch kein Übersprechen auf den Detektor D1 gemessen werden, wodurch sich der Wert bei der Messgrenze von  $-80$  dB V befindet.

Abschließend sei hier erwähnt, dass sich durch diese Messung nur das gesamte Übersprechen untersuchen lässt, da nicht zwischen elektronischen und optischen Übersprechen unterschieden werden kann. Es wird jedoch davon ausgegangen, dass die beobachteten

	L1	L2	L3	L4	L5	L6	L7	L8	L9	L10	L11	L12
D1	0,00	0,00	-27,60	-33,42	-41,67	-44,44	-47,60	-48,33	-50,46	-50,22	-80,00	-80,00
D2	-38,66	-35,14	0,00	0,00	-27,66	-31,93	-41,67	-42,60	-47,43	-48,52	-52,04	-52,04
D3	-44,44	-44,32	-38,18	-35,26	0,00	0,00	-27,23	-32,13	-40,45	-41,94	-46,47	-48,71
D4	-52,34	-52,04	-46,47	-43,00	-38,98	-34,98	0,00	0,00	-26,90	-31,98	-40,68	-41,50
D5	-53,98	-53,98	-50,70	-47,60	-45,06	-43,10	-38,06	-34,42	0,00	0,00	-26,27	-30,10
D6	-58,66	-60,76	-53,28	-55,14	-52,04	-50,22	-46,32	-44,32	-38,30	-34,98	0,00	0,00

Spannungspegel (dBV)

Abbildung 6.14: Darstellung des Crosstalk zwischen Laser- und Detektor-Kanälen mittels Heatmap. Einträge mit dem Wert Null kennzeichnen die auf den jeweiligen Detektor Dx abgebildeten Emittter Lx.

Ergebnisse hauptsächlich auf optischen Crosstalk beruhen. Eine bessere Justierung des Moduls würde dazu führen, dass die gemessenen Pegel für den Crosstalk an der Diagonalen gespiegelt wären und keine Asymmetrie, wie in Abbildung 6.14, aufweisen. Eine bessere Unterdrückung des Crosstalks ließe sich entweder durch eine verbesserte räumliche Filterung oder mit einem größeren Abstand der Kanäle im Winkelraum erzielen. Zudem könnte eine Streulichtuntersuchung und Maßnahmen zur Unterdrückung von Streulicht das Verhalten weiter verbessern.

### 6.3.3 Vergleich der Modul-Messungen mit dem Simulationsmodell

Zum Vergleich des in Abschnitt 4.3 beschriebenen Simulationsmodells mit dem entwickelten Laser-Detektor-Modul, wurden Messungen für die 10 % und 80 % lambertschen Messplatten in verschiedenen Distanzen durchgeführt. Abbildung 6.15 zeigt die simulierten Kurven über die Zeit, bzw. die aufgenommenen Messpunkte auf die Platte mit einer Reflexion von 10 % über die Zeit für verschiedene Distanzen und unter den zwei Beleuchtungsbedingungen 0 klx und 100 klx. Es ist ersichtlich, dass sich Simulation und Messung gut decken, wobei die gemessenen Pulse wie bei der in Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Signalaufnahme aus verschiedenen Messungen zusammengesetzt sind, wodurch diese die Amplitudenfluktuation beinhalten. Die simulierten Kurven hingegen basieren auf den im Mittel einfallenden Photonen. Für die Reflektivität von 10 % ist kein starker Unterschied der Signalamplitude zu

beobachten. Dadurch, dass beispielsweise Sonnenlicht im gleichen Maße schwach reflektiert wird, hat dies keine starke Auswirkung auf die Detektor-Antwort. Jedoch führt das beaufschlagte Rauschen zu vereinzelten aufgezeichneten Rausch-Peaks.

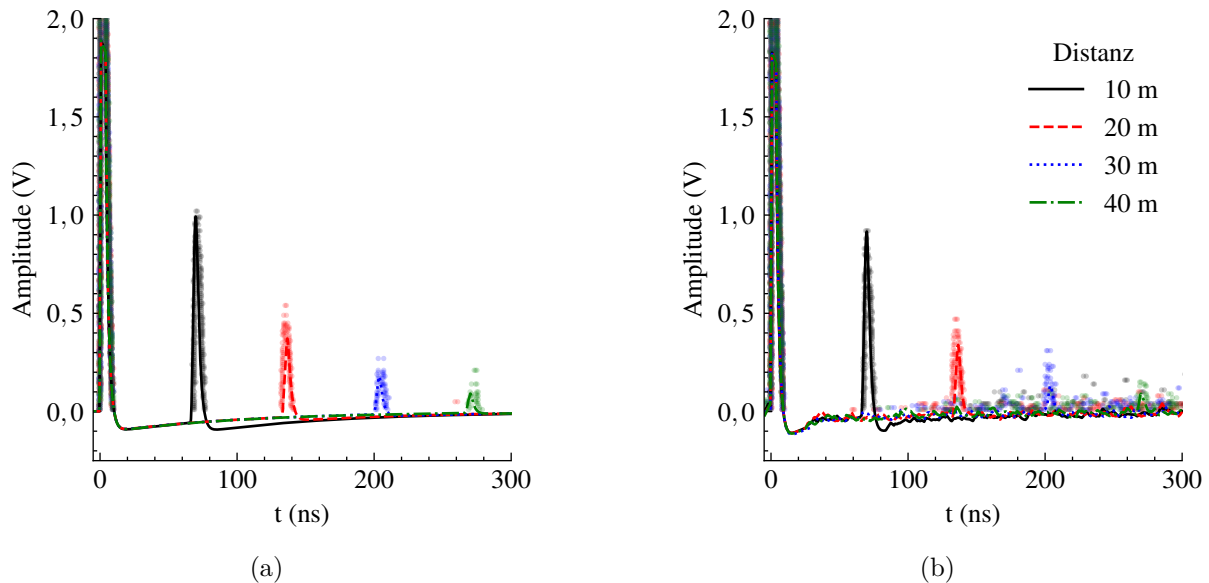


Abbildung 6.15: Vergleich von Simulation und Messung für einen 10 %-Reflektor unter verschiedenen Beleuchtungsbedingungen auf Modulebene. (a) 500 lx; (b) 100 klx.

Selbige Messung ist in Abbildung 6.16 für 80 % lambertsche Reflexion dargestellt. Wiederum ist eine gute Übereinstimmung von Messung und Simulation zu erkennen. Vergleicht man jedoch den Fall ohne Beleuchtung mit dem der direkten Sonneneinstrahlung, so ist ersichtlich, dass die Signalamplitude stark reduziert ist. Auch die beschriebene interne Reflexion führt hier, wie im Normalfall erwartet, nicht mehr zu einer Sättigung des Detektors. Dies kann auf das in Abschnitt 4.3 beschriebene Verhalten des Detektors bei kontinuierlichem Photoneneinfall (vgl. Abbildung 4.32) zurückgeführt werden. Dadurch stehen im Mittel weniger Mikrozellen zur Verfügung, was zu einem geringeren Ausschlag führt.

Abschließend kann gesagt werden, dass dieser Vergleich die korrekte Modellierung des Systemverhaltens bestätigt. Die Systemantwort lässt sich somit bei genauer Kenntnis der Parameter eines SiPM-Detektors mit dem entwickelten Modell akkurat darstellen.

### 6.3.4 Punktwolken-Messungen

Nach Integration der Laser-Detektor-Einheit in das in Abschnitt 5.3.3 beschriebene Gesamtsystem konnten Messungen auf Punktwolken-Ebene erfolgen, welche in diesem Abschnitt genauer untersucht werden. Hierbei wird zunächst der Vergleich vom Einkanal- zum

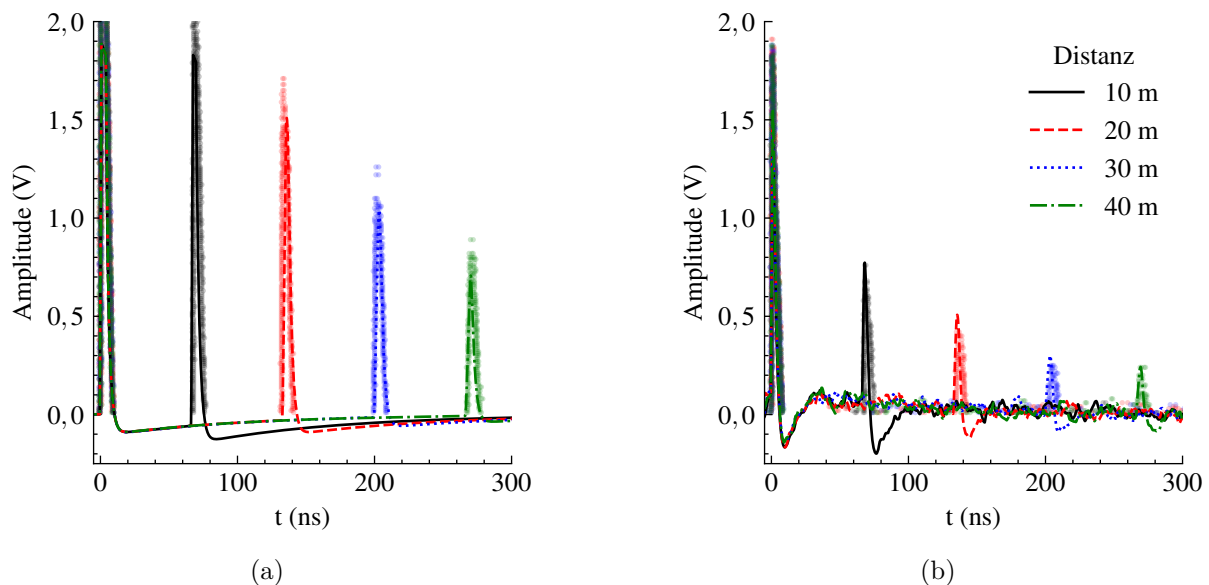


Abbildung 6.16: Vergleich von Simulation und Messung für einen 80 %-Reflektor unter verschiedenen Beleuchtungsbedingungen auf Modulebene. (a) 500 lx; (b) 100 klx.

Mehrkanal-System anhand der Punktwolke einer einfachen Szene gezogen. Anschließend erfolgt die statistische Auswertung der Messungen unter kontrollierten Bedingungen.

### Punktwolke des entwickelten Systems

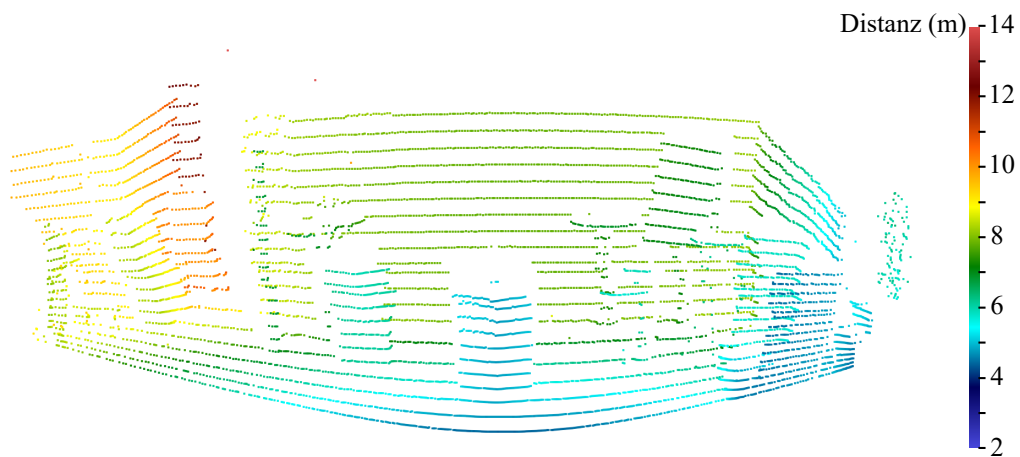
Abbildung 6.17(b) zeigt eine nach Entfernung kolorierte Punktwolke aufgenommen mit einem Kanal des entwickelten Systems. Die zugehörige Szene ist in Abbildung 6.17(a) dargestellt. Das hierbei gewählte FOV beträgt  $60^\circ \times 20^\circ$ . Für die Aufnahme des dargestellten Frames wurde nur das Aufschwingen des vertikalen MEMS verwendet, welches innerhalb zehn Oszillationen geschieht. Somit ergibt sich für eine Schwingungsfrequenz der MEMS-Spiegel von ca.  $\nu_s = 150$  Hz annähernd eine Bildwiederholrate von 15 Hz. Wird diese Bildwiederholrate angestrebt, so fällt bei einem Kanal die Punktwolke nicht besonders dicht aus, was eine darauf basierende Objekterkennung und Verfolgung erschwert. In Abbildung 6.17(c) sind zum Vergleich sechs Kanäle des entwickelten Systems aktiv. Hierbei werden bei gleicher Bildrate im Vergleich deutlich mehr Punkte abgetastet, was besonders die bessere Detektion kleiner Objekte in größerer Entfernung ermöglicht.

### Statistische Auswertung und Diskussion der Punktwolken-Messdaten

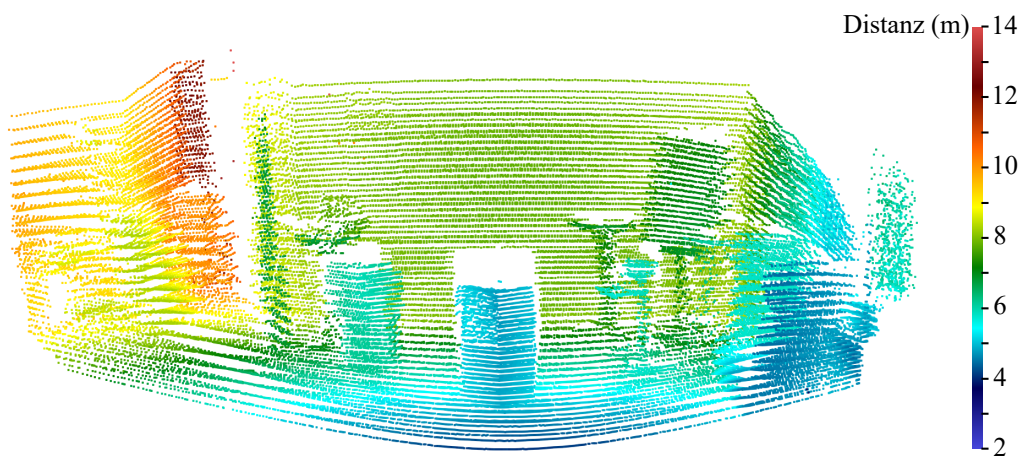
Analog zum Laboraufbau wird in diesem Abschnitt auf die Detektionsrate, Falsch-Alarm-Rate und Präzision des entwickelten Messsystems eingegangen. Hierzu wurden Punktwolken des 10 %-Targets für die zwei Beleuchtungsbedingungen Innenraum und direkte Sonnenein-



(a)



(b)



(c)

Abbildung 6.17: Punktwolken des entwickelten Sensors. (a) Fotografie der Szene; (b) ein Kanal aktiv; (c) sechs Kanäle aktiv.



strahlung für verschiedene Distanzen aufgezeichnet. Abbildung 6.18 zeigt die extrahierten Daten für eine Messung mit aktivierter Lasergruppe 1.

Bei der Auswertung mittels 90 %-Schwelle der Detektionsrate ist ersichtlich, dass für den Fall 500 lx eine Reichweite von 29 m, sowie 16 m für den Fall 100 klx erreicht werden können. Im direkten Vergleich zum Laboraufbau entspricht dies in beiden Fällen einer Erhöhung der Reichweite des Systems um den Faktor 1,5. Dies ist auf die vergrößerte Systemapertur von 12 mm auf 15 mm sowie auf die bessere Kopplungseffizienz des Lochspiegels zurückzuführen. Betrachtet man die FPR in Abbildung 6.18(b), so ist ersichtlich, dass bei geringem Hintergrund kein Rauschen detektiert wird. Für direkte Sonneneinstrahlung bleibt die FPR unter 2,5 %. Wird für die Präzision die mittlere Standardabweichung betrachtet, so ist ersichtlich, dass diese mit steigender Distanz zunimmt. Hierbei ist für den Fall 500 lx zu beobachten, dass diese sich mit fallender TPR auf einen konstanten Wert einpendelt. Dies liegt daran, dass sich die Anzahl der detektierten Punkte im TPR-Fenster reduziert und deren Verteilung dann eine Abweichung von  $\pm 18$  cm aufweist. Wird der Fall mit starkem Hintergrundrauschen betrachtet, so führen FPR-Events, welche im Detektionsfenster liegen, zu einer Verbreiterung der Verteilung. Für beide Fälle bleibt die Präzision unter 1 % der gemessenen Distanz.

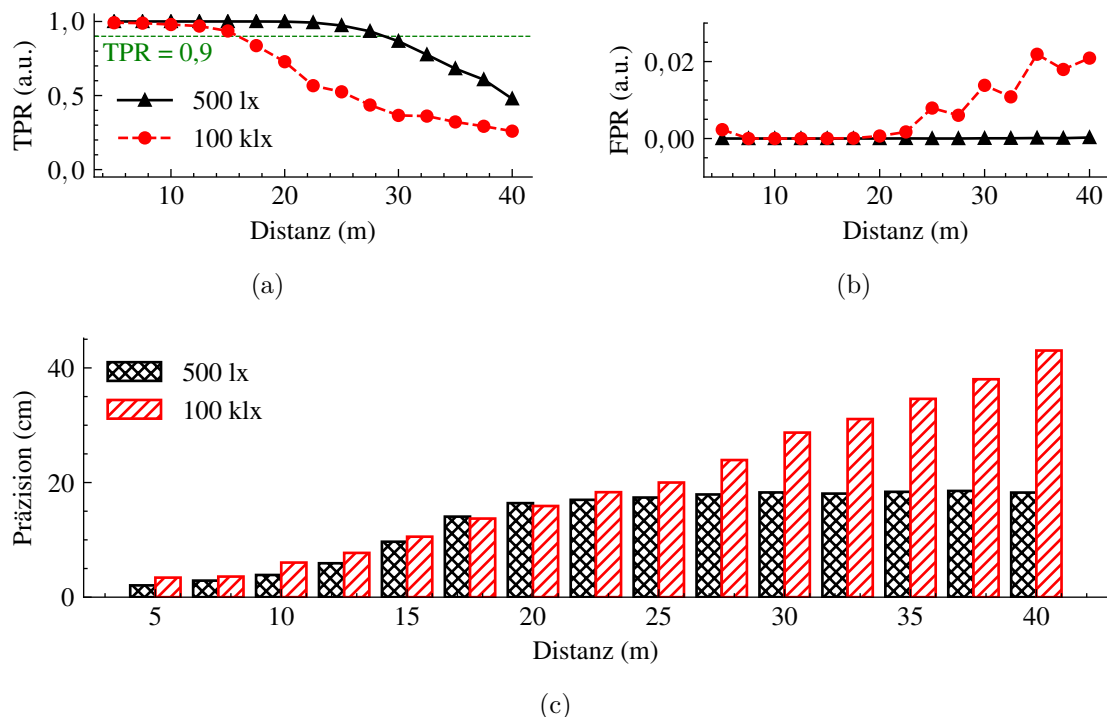


Abbildung 6.18: Kenngrößen des entwickelten Sensors mit einer eingeschalteten Lasergruppe für ein Objekt der Reflektivität 10% unter zwei verschiedenen Beleuchtungsbedingungen: (a) TPR; (b) FPR; (c) Präzision.

Dies übertrifft für kurze Messdistanzen das in [223] untersuchte Messsystem. In der Industrie werden nach [15] maximal 5 cm bei Messdistanzen von 50 m angestrebt, was einer Präzision von 0,1 % entspricht. Dennoch gibt es hier derzeit keinen Standard der hierfür Werte vorschreibt.

Werden beide Lasergruppen gleichzeitig gepulst, so lassen sich die in Abbildung 6.19 dargestellten Metriken erzielen. Durch die doppelte Pulsenergie kann somit eine höhere Reichweite auf Kosten von geringerer Auflösung erreicht werden. Die zuverlässige Detektion für eine Reflektivität von 10 % ist somit bis zu einer Distanz von 26 m für direkte Sonneneinstrahlung möglich. Dies entspricht nochmals einer Verbesserung um den Faktor 1,6 im direkten Vergleich zur vorherigen Messung mit einem Emitter. Durch das stärkere Signal fällt somit auch die FPR über die gesamte betrachtete Distanz von 40 m mit  $< 1\%$  geringer aus. Zudem wird dadurch auch die Präzision verbessert. Für den Fall ohne Beleuchtung wird gleichermaßen maximal eine Standardabweichung von 20 cm erreicht. Für den Fall 100 klx liegt die maximale Abweichung über den gesamten Messbereich bei ca. 6,5 %.

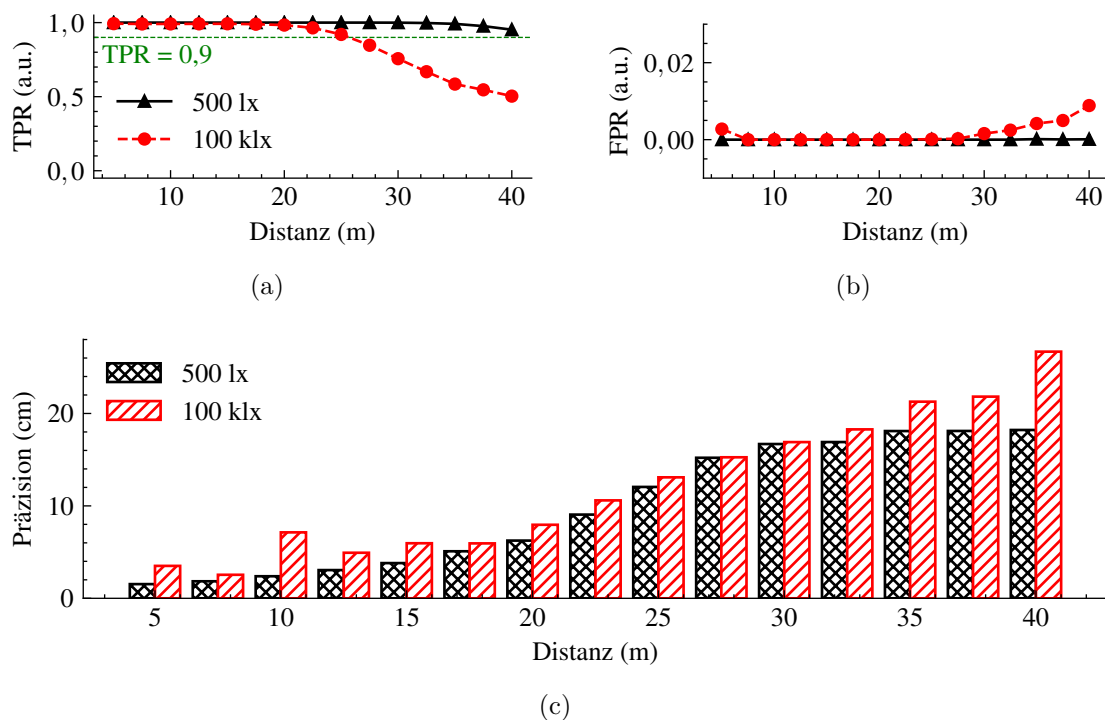


Abbildung 6.19: Kenngrößen des entwickelten Sensors mit zwei eingeschalteten Lasergruppen für ein Objekt der Reflektivität 10 % unter zwei verschiedenen Beleuchtungsbedingungen: (a) TPR; (b) FPR; (c) Präzision.

Nachfolgend wird auf die Genauigkeit des Systems eingegangen. Diese hängt maßgeblich von der Oberflächenreflektivität und dem Einfallswinkel ab, da hierbei der in Abschnitt 3.4.1 beschriebene Range Walk Error (RWE) auftritt. Dies ist in Abbildung 6.20 veranschaulicht,

welche eine Front- und eine Draufsicht der Punktwolke der Szene aus 5.9(b) in einer Distanz zum Messsystem von 20 m zeigt. Hierbei ist zu erkennen, dass aufgrund des RWE, Objekte mit geringerer Reflektivität als entfernter erkannt werden als gute Reflektoren, auch wenn diese sich in derselben Ebene befinden. Auch gut erkennbar geht aus diesem Plot die Präzision für gute und schwache Reflektoren hervor. Die z-Position der Punkte des 10 %-Reflektors variiert wesentlich stärker als die des 80 %-Objektes.

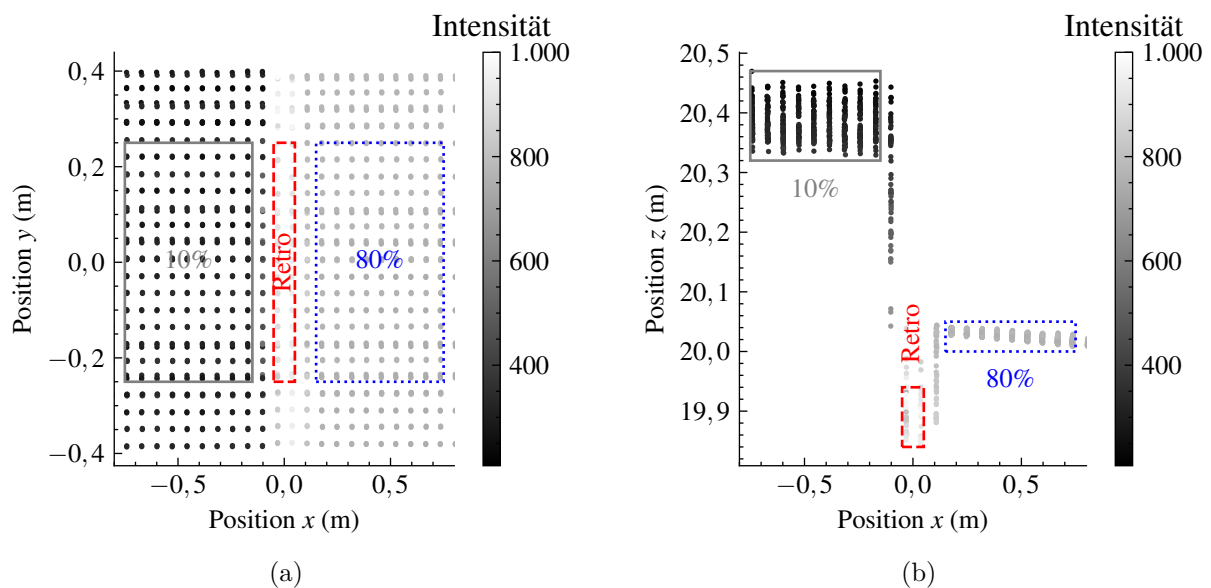


Abbildung 6.20: Aufgezeichnete Punktwolke verschiedener Reflektoren in einer Szene. (a) Frontansicht; (b) Draufsicht.

Da das Signal des Retroreflektors immer zu einer Sättigung führt, kann dieses als Referenzsignal verwendet werden, um den RWE und somit die Genauigkeit für die beiden anderen Reflektivitäten durch Bildung der Differenz der gemessenen Distanzen zu bestimmen.

Abbildung 6.21(a) zeigt die Verteilung der Distanz für Messpunkte innerhalb der spezifizierten Regionen aus Abbildung 6.20(a). Hierbei ist ersichtlich, dass für sinkende Reflektivität einerseits die Präzision abnimmt, was zu einer breiteren Verteilung führt, andererseits sich die gemessene Distanz durch den in Abbildung 3.5 dargestellten Effekt nach hinten verschiebt. Zudem lässt sich beobachten, dass die Verteilung für einen 10 %-Reflektor asymmetrisch ist. Dies ist ein Effekt, welcher durch den SiPM-Detektor auftritt, da dieser entweder bereits das erste einfallende Photon erkennt oder aufgrund seiner PDE erst spätere Signal-Photonen erkennt. Somit entspricht dies für die hier dargestellte Verteilung, welche sich von ca. 20,1 m bis 20,9 m erstreckt, einer Zeitdifferenz von 5,34 ns. Dieser Wert entspricht in etwa der Laserpulsdauer und ist somit plausibel. Abbildung 6.21(b) zeigt den ermittelten RWE als mittlere Genauigkeit sowie deren Standardabweichung über

die Distanz für die zwei vermessenen Reflektivitäten. Als Messreferenz diente hierzu ein kommerziell erhältlicher Laserentfernungsmesser. Für das entwickelte System konnte für den Retroreflektor kein RWE beobachtet werden und die dafür ermittelten Distanzen decken sich mit denen der Messreferenz. Daher wurde der RWE für das 10%- und 80%-Objekt als Distanzunterschied zum Retroreflektor ermittelt. Zusätzlich wird unterschieden zwischen Lasergruppe 1 an (G1) und beide Lasergruppen an (G12). Es ist ersichtlich, dass besonders bei gering reflektierenden Objekten ein starker RWE von im Mittel bis zu 50 cm auftritt. Für beide Reflektorplatten kann dies aber durch höhere Pulsenergie (G12-Kurven) verbessert werden.

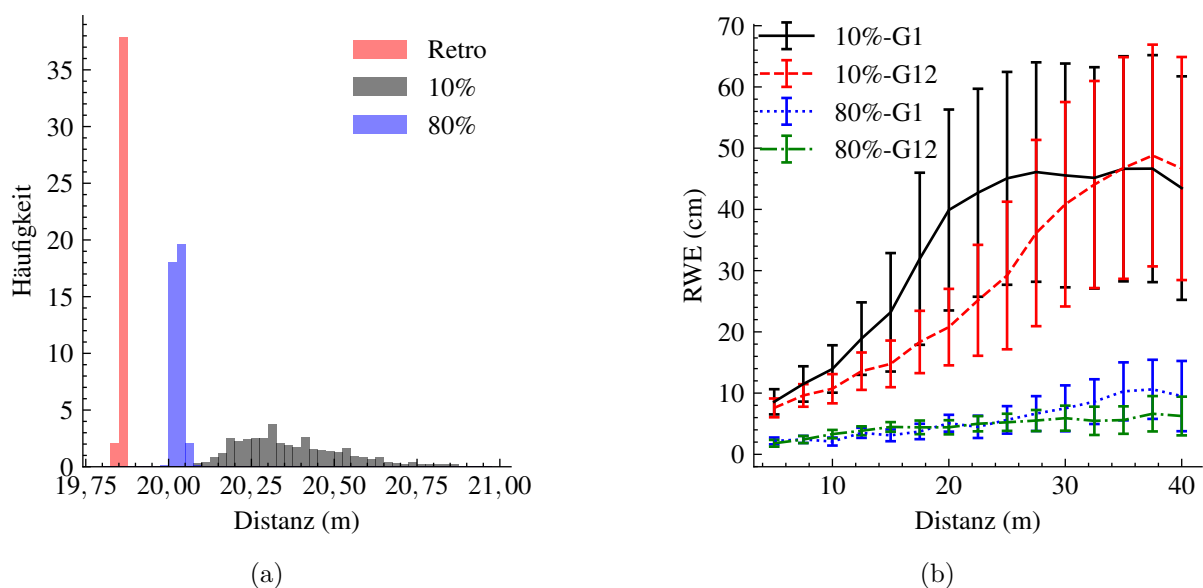


Abbildung 6.21: Messgenauigkeit für Objekte mit unterschiedlicher Reflektivität. (a) Histogramm der Distanzverteilung der individuellen Punkte über mehrere Frames für die in Abbildung 6.20(a) eingezeichneten Targets; (b) RWE für verschiedene Szenarien über die Distanz (G1 - eine Lasergruppe an, G12 - beide Lasergruppen an).

Durch die entwickelte elektronische Lasertreiber- und Detektor-Schaltung lassen sich mit den verwendeten Komponenten gute Ergebnisse erzielen. Für die geringe Pulsenergie von ca. 6 nJ pro Kanal, lassen sich bereits beachtliche Reichweiten erzielen. Vergleichbare Systeme mit Distanzen von bis zu 50 m arbeiten je nach Abtastmechanismus mit größeren Pulsenergien  $>75$  nJ [25]. Durch die gewählten Arbeitspunkte des Detektors und das schmalbandige Bandpassfilter lässt sich eine geringe FPR auch unter Vorhandensein starker Sonneneinstrahlung erzielen. Auch das Konzept, die Emitter entweder abwechselnd, für höhere Auflösung oder gleichzeitig, für höhere Reichweite, zu pulsen, konnte durch die Messergebnisse nochmals bestätigt werden. Durch eine Kompensation des RWE könnte auch die Genauigkeit des Systems noch verbessert werden. Auch künftig verfügbare VCSEL-

Chips mit höherer Pulsleistung würden zu einer Verbesserung der hier untersuchten Metriken führen.

### 6.3.5 Vergleich der Ergebnisse mit den Anforderungen

In diesem Abschnitt erfolgt ein abschließender Vergleich der erzielten Ergebnisse mit den initial gesetzten Anforderungen. Diese werden in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Hinsichtlich des Sichtfeldes konnten das gesetzte Ziel eines horizontalen FOV von  $90^\circ$  nicht ganz erreicht werden. Grund hierfür ist der mechanisch begrenzte Ablenkwinkel der verwendeten MEMS-Scanner. Höhere Auslenkungen würden zu irreversiblen Schäden der Scanner führen. Die Blickfeld GmbH arbeitet hier bereits an Lösungen, um den Ablenkwinkel der MEMS zu erhöhen.

Tabelle 6.1: Vergleich der erzielten Ergebnisse mit den initialen Anforderungen und Entwicklungszielen.

Parameter	Anforderung	Ergebnis dieser Arbeit
FOV	$90^\circ \times 30^\circ$	$70^\circ \times 30^\circ$
Winkelauflösung	$0,2^\circ \times 0,2^\circ$	$0,2^\circ \times 0,2^\circ$
Framerate	10 Hz	15 Hz
Reichweite	50 m	26 m@10 %100 klx
Präzision	<1 %	<1 %
Genauigkeit	<1 %	<2 %
Abmessungen	möglichst kompakt	100 mm $\times$ 70 mm $\times$ 60 mm

Die Ziele der gesetzten Winkelauflösung sowie der Framerate und der Präzision des Sensors konnten erreicht werden. Weitere Abweichungen ergeben sich bei der Reichweite und der Genauigkeit des Systems.

Die begrenzte Reichweite des Systems ist hauptsächlich auf die geringe Pulsleistung der VCSEL zurückzuführen. Erste Abschätzungen der zulässigen Schwellen ergeben, dass sich das entwickelte System unter den zulässigen Grenzwerten für die Klassifizierung als Laserklasse 1 ergibt. Bei größeren Pulsleistungen, bis zu genannter Schwelle, würde sich somit die Reichweite erhöhen lassen.

Die Genauigkeit des Systems kann aufgrund des Range Walk Errors (RWE) nicht für alle Reflektivitäten erfüllt werden. Hierbei gibt es jedoch bereits viele Lösungsansätze, welche sich mit dieser Thematik beschäftigen. Da aufgrund der zwei Schwellwert-Komparatoren sowie der bereits enthaltenen Pulsbreitenmessung eine Abschätzung der empfangenen Intensität möglich ist, könnte somit die Reflektivität geschätzt werden und zur Korrektur des RWE verwendet werden.

Bezüglich der Abmessungen des Systems war das initiale Ziel das System so kompakt wie möglich zu gestalten. Die erzielten finalen Abmessungen des Gerätes belaufen sich zu  $100\text{ mm} \times 70\text{ mm} \times 60\text{ mm}$ . Im Vergleich zu anderen erhältlichen Systemen ([88]:  $137\text{ mm} \times 132\text{ mm} \times 46\text{ mm}$ , [193]:  $103\text{ mm} \times 103\text{ mm} \times 72\text{ mm}$ , [167]:  $111\text{ mm} \times 110\text{ mm} \times 45\text{ mm}$ ) ist das entwickelte System in einem ähnlichen Formfaktor und nimmt sogar weniger Volumen ein.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Abschließend werden in diesem Kapitel die in der Dissertation erzielten Ergebnisse zusammengefasst. Zudem wird ein Ausblick auf die Weiterentwicklung des entwickelten Messsystems sowie auf zukünftige wissenschaftliche Themen im Bereich der LiDAR-Sensorik gegeben.

### 7.1 Zusammenfassung

Nach initialer Auslegung des optischen und elektronischen Konzeptes konnte zunächst ein Einzelpunkt-Messsystem entwickelt werden. Anhand dieses Systems wurde mittels Messungen das entwickelte Sensormodell verifiziert. Dieses ermöglicht durch die Berücksichtigung verschiedener System- und Objektparameter eine genaue Vorhersage des zu erwartenden Detektorsignals.

Der Mehrkanal-Ansatz wurde durch ein erstes Labormuster mit vereinfachtem optischen Aufbau verifiziert. Dieser erlaubt die Abdeckung eines FOVs von  $70^\circ \times 30^\circ$  mit einer Winkelauflösung von  $0,4^\circ \times 0,4^\circ$  mit einer Wiederholrate von 11,5 Hz. Eine Formel für den Zusammenhang von abgedecktem FOV, Auflösung und Bildwiederholrate mittels Resonanzfrequenz der MEMS-Spiegel wurde abgeleitet und verifiziert. Zudem konnten verschiedene Konfigurationen für die Abtastung erprobt werden. Auf ersten aufgezeichneten Daten konnte somit eine entsprechende Methodik für die Auswertung der Punktwolken Daten entwickelt werden.

Darauf aufbauend wurde ein Sensor-Prototyp mit den Abmessungen  $100 \text{ mm} \times 70 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$  entwickelt. Dieser deckt ein FOV von  $70^\circ \times 30^\circ$  mit einer Winkelauflösung von  $0,2^\circ \times 0,2^\circ$  bei einer Bildwiederholrate von 15 Hz ab. Die maximale Reichweite des Systems liegt bei 60 m.

Zur Justage und Evaluierung der entwickelten Mehrkanal-Laser-Detektor-Einheit des sowie des Gesamtsystems wurden hierzu verschiedene Messaufbauten realisiert, die eine Untersuchung der Laserstrahldivergenz und somit der erreichbaren Auflösung, der Laserenergie sowie des Übersprechens der einzelnen optischen Kanäle zulassen. Hierbei konnten die angestrebten Parameter für die Auflösung erreicht und das Übersprechen charakterisiert werden. Für das optische Übersprechen wurden weitere Analyseschritte und geeignete Gegenmaßnahmen diskutiert.

Eine Vermessung des entwickelten Sensors auf Punktwolkenebene wurde präsentiert und gibt Aufschluss über dessen Leistungsfähigkeit. Die erzielbare Reichweite für ein Objekt mit einer lambertschen Reflektivität von 10 % bei direkter Sonneneinstrahlung ( $100 \text{ klx}$  bzw.  $146,41 \text{ W m}^{-2}$ ) liegt bei 26 m. Dies wird einerseits durch eine größere Apertur der MEMS-Scanner im Vergleich zum ersten Labormuster erreicht. Andererseits trägt dazu die verbesserte Strahlkopplung mittels Lochspiegel bei. Beide wurden speziell im Zuge der Dissertation entwickelt und steigern somit die empfangene Lichtleistung im Vergleich zum Labormuster mit Strahlteiler um einen Faktor von 2,1.

Abschließend wurden die Präzision sowie Genauigkeit des Systems untersucht. Für die Präzision wurde hierbei eine maximale Abweichung von 1 % der Messdistanz festgestellt. Für die Genauigkeit führt der bei TOF-Systemen allgemein bekannte Range Walk Error (RWE) zu einer maximalen Messgenauigkeit von ca. 2 % über die vermessenen Messdistanzen bis 40 m.

Insgesamt konnte der Großteil der initial gesetzten Ziele erfüllt werden und somit ein hochperformantes System für den Short- bis Mid-Range-Bereich entwickelt werden.

## 7.2 Ausblick

Im Hinblick auf das entwickelte Sensormodell und den in Abschnitt 4.3 angedeuteten Verfeinerungen kann dieses zu einem Gesamt-Sensormodell erweitert werden. Zudem könnte das Modell um weitere Detektor-Typen wie beispielsweise eine APD ergänzt werden, wodurch dieses für eine Vielzahl verschiedener Sensoren adaptierbar wird.

Ein möglicher Ansatzpunkt für weitere wissenschaftliche Arbeiten bietet die Untersuchung des Temperaturverhaltens des Gesamtsystems. Hierzu wäre nicht nur die Untersuchung der optischen bzw. elektrischen Übertragungsfunktion der Einzelkomponenten von Interesse, sondern es könnte auch anhand der Temperaturkoeffizienten der Trägermechaniken eine etwaige Fokusverschiebung oder eine andere Art der Dejustage durch Temperatureffekte untersucht werden. Hierdurch ließen sich etwaige Gegenmaßnahmen ableiten.



---

Hinsichtlich des entwickelten Sensors wäre dieser durch wenige Designiterationen industrialisierbar und somit in Serie fertigbar. Die elektronischen Kernkomponenten der entwickelten Laser-Detektor-Einheit sind gemäß dem Standard AEC-Q100 qualifiziert. Zudem könnte durch eine verbesserte Version der verbauten MEMS-Scanner ein größeres horizontales FOV abgedeckt werden, wobei hier ein Minimum von  $90^\circ$  erstrebenswert wäre. Außerdem könnte durch folgende VCSEL-Generationen die Reichweite des Systems erhöht werden. Aktuell ist diese durch die niedrige Laserenergie momentan verfügbarer VCSEL begrenzt. Für das hier vorgestellte entwickelte System liegt die emittierte Energie unter der Schwelle gemäß der Norm für Lasersicherheit und bietet somit noch Optimierungsmöglichkeiten.



# Symbolverzeichnis

$A$	Fläche
$A_0$	Fläche der Empfangsapertur des optischen Systems
$A_D$	Betrachtungsfläche des Detektors in der Messebene
$dA$	Flächenelement
$\alpha_h, \alpha_v$	horizontaler bzw. vertikaler Akzeptanzwinkel des Empfängers
$\alpha_{LS}$	Verkipfungswinkel des Lochspiegels
$\beta$	horizontales Sichtfeld
$\Delta\beta$	horizontale Auflösung des Sichtfeldes
$C$	Kapazität allgemein
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$C_{bs}$	Bootsrap-Kapazität
$C_d$	Zellkapazität einer Mikrozelle des SiPM
$C_f$	Feedback-Kapazität des TIA
$C_g$	parasitäre Kapazität der Verbindungsleitungen des SiPM
$C_{pn}$	Kapazität des Pol-Nullstellen-Filters
$C_q$	parasitäre Quenching-Kapazität
$C_s$	Speichercondensator des Lasertreibers
$d$	Abstand
$\hat{d}_{SNR}$	Abschätzung der Reichweite anhand des SNR
$\hat{d}_{TPR}$	Abschätzung der Reichweite anhand der TPR
$D_{LCR}$	Dämpfung LCR-Schwingkreis
$D_{NF}$	Nahfeld-Durchmesser
$D_0$	Apertur-Durchmesser
$\Delta d$	Abstandsänderung
$E_1, E_2$	Energieniveaus der verschiedenen Energiebänder im Atom
$E_e$	Bestrahlungsstärke
$E_b$	Bindungsenergie eines Elektrons
$E_{kin}$	kinetische Energie

$E_{\text{ph}}$	Photonen-Energie
$E_{\text{v}}$	Beleuchtungsstärke
$\eta_{\text{opt}}$	optische Effizienz des Systems
$\eta_{\text{opt}}$	Strahlkopplungseffizienz des Strahlteilers
$\eta_{\text{tx}}, \eta_{\text{rx}}$	Sende- bzw. Empfangseffizienz
$f$	Brennweite
$f_{\text{C}}$	Brennweite der Kameralinse
$f_{\text{M}}$	Brennweite der Modullinse
$f_{\text{L}}(u,v)$	Funktion der Aussparung des Lochspiegels
$FF$	Füllfaktor eines SiPM
$G$	Gain der SPAD bzw. des SiPM
$G$	spezifizierter Gain der SPAD bzw. des SiPM
$\gamma$	vertikales Sichtfeld
$\Delta\gamma$	vertikale Auflösung des Sichtfeldes
$h$	Plancksches Wirkungsquantum
$I(r, z)$	Intensität eines Laserstrahles
$I_0$	Skalierungsfaktor der Intensität
$i_{\text{C}}(t)$	Stromfluss durch den Kondensator des PN-Filters
$I_{\text{e}}$	Strahlungsstärke
$i_{\text{e}}(t)$	Eingangsstrom
$I_{\text{pulse}}$	Amplitude des Stroms bei der Emission eines Laserpulses
$i_{\text{r}}(t)$	Nachladestrom des Speicherkondensators des Lasertreibers
$i_{\text{R}}(t)$	Stromfluss durch den Widerstand des PN-Filters
$I_{\text{r}}(\theta)$	reflektierte Strahlungsstärke
$I_{\text{rx}}$	Intensitätsverteilung des Empfangspfades in der Lochspiegel-Ebene
$I_{\text{v}}$	Lichtstärke
$K_{\text{m}}$	Maximalwert des photometrischen Strahlungsequivalents
$K(\lambda)$	photometrisches Strahlungsäquivalent
$k$	Supergaußscher Faktor
$l$	Laser Resonatorlänge
$L$	Induktivität allgemein
$L_{\text{e}}$	Strahlungsdichte
$L_{\text{r}}$	Induktivität der Nachladeschaltung
$L_{\text{opt}}(d)$	optischer Verlust
$L_{\text{opt,ST}}(d)$	optischer Verlust beim Strahlteiler
$L_{\text{v}}$	Leuchtdichte
$L_{\text{V}}$	Pegel in dB V
$\lambda$	Wellenlänge

---

$\lambda_L$	Laserwellenlänge
$M$	Vergrößerungsfaktor
$\mu$	Mittelwert
$N_{\text{det}}$	theoretisch detektierte Anzahl von Photonen
$N_{\text{eq}}$	äquivalente Anzahl an gefeuerten Zellen des SiPM
$N_f$	Anzahl gefeuerter Zellen des SiPM
$N_n$	Anzahl der Nulldurchgänge bei der interferrometrischen Abstandsmessung
$n_{\text{ph}}(t)$	Empfangene Photonen über die Zeit
$\bar{n}_{\text{ph}}$	mittlere Anzahl an Empfangsphotonen
$n_{\text{ph,s}}$	detektierte Signal-Photonen
$\bar{n}_{\text{ph,s}}$	mittlere Anzahl von detektierten Signal-Photonen
$n_{\text{ph,n}}$	detektierte Rausch-Photonen
$\bar{n}_{\text{ph,n}}$	mittlere Anzahl von detektierten Rausch-Photonen
$n_{\text{px}}$	Anzahl Kamerapixel
$N_{\text{tot}}$	Gesamtanzahl der Zellen eines SiPM
$N_v$	verfügbare (ungefeuerte) Zellen des SiPM
$\nu, \nu(t)$	(optische) Frequenz
$\nu_b$	Beat-Frequenz
$\nu_d$	Dopplerfrequenz
$\nu_{f2}$	Eckfrequenz des Pol-Nullstellen-Filters
$\nu_{\text{FPS}}$	Bildwiederholffrequenz
$\nu_L$	Laserfrequenz im Ruhezustand
$\nu_M$	Modulationsfrequenz
$\nu_s$	Oszillationsfrequenz der MEMS-Scanner
$PDE$	Photonen-Detektions-Effizienz
$PDE_0$	spezifizierte Photon-Detektions-Effizienz
$P_0$	optisch ausgesendete Leistung
$P_S$	empfangene Signalleistung
$P_N(t)$	empfangene Rauschleistung
$P_T$	Trigger-Wahrscheinlichkeit einer SPAD-Zelle
$\Phi_e$	Strahlungsfluss
$\Phi_v$	Lichtstrom
$\Delta\phi$	Phasenverschiebung
$Q_e$	Strahlungsenergie
$Q_v$	Lichtmenge
$QE$	Quanteneffizienz
$Q_e$	Strahlungsenergie
$Q_c$	Ladung im Kondensator

$Q_{\text{LCR}}$	Güte des LCR-Schwingkreises
$Q_v$	Lichtmenge
$r$	radialer Abstand
$R_1, R_2$	Rückkopplungswiderstände des Spannungsverstärkers
$R_f$	Feedback-Widerstand des TIA
$R_g$	Widerstand zu Masse auf Sekundärseite des Lasertreibers
$R_{\text{pn}}$	Widerstand des Pol-Nullstellen-Filters
$R_q$	Löschwiderstand (Quenching) der SPAD
$R_r$	Widerstand der Nachladeschaltung
$r_{\text{rx}}$	Radius der fokussierten Empfangsstrahlung in der Lochspiegel-Ebene
$R_s$	Shunt-Widerstand
$R_{s1}, R_{s2}$	Matching-Widerstände des PN-Filters
$\rho_d$	diffuser Reflexionskoeffizient
$s_0$	Abmessung der Lichtquelle
$\overline{\text{SNR}}_{\text{ph}}$	mittleres SNR auf Photonenbasis
$\overline{\text{SNR}}_{\text{ph,th}}$	Detektionsschwelle für das mittlere SNR auf Photonenbasis
$\sigma$	Standardabweichung
$t$	Zeit
$t_0$	Endzeitpunkt der Laserpulses
$T_{\text{atm}}$	atmosphärische Transmission
$T_{\text{FPS}}$	Frame-Periode
$t_{\text{start}}, t_{\text{stop}}$	Zeitpunkt des Starts bzw. Stopps der Zeitmessung
$T_s$	Oszillationsperiode MEMS-Scanner
$\Delta t$	Zeitdifferenz
$\tau_r$	Anstiegszeitkonstante des Einzelphotonen-Signals des SiPM
$\tau_{f1}$	schnelle Fallzeitkonstante des Einzelphotonen-Signals des SiPM
$\tau_{f2}$	langsame Fallzeitkonstante des Einzelphotonen-Signals des SiPM
$\tau_{\text{pn}}$	Zeitkonstante des Pol-Nullstellen-Filters
$\theta, \theta_e, \theta_a$	Ein- bzw. Ausfallswinkel zur Oberflächennormalen
$\theta_f$	Einfallswinkel beim optischen Filter
$\Theta$	Strahldivergenz
$\Theta_C$	Strahldivergenz des kollimierten Lasers
$\Theta_L$	Strahldivergenz der Laserdiode
$U$	Spannung allgemein
$u_a(t)$	Ausgangsspannung des Verstärkers des AFE
$u_{\text{bs}}(t)$	Bootstrap-Spannung
$u_c(t)$	Kondensatorspannung
$u_{\text{gs}}$	Gate-Source-Spannung des FET

---

$u_{\text{lsr}}(t)$	Spannung an der Laserdiode
$(u, v)$	Spiegelkoordinaten des Lochspiegels
$V_{\text{bias}}$	Bias-Spannung
$V_{\text{brd}}$	Durchbruchspannung der APD bzw. SPAD
$V_{\text{dd1}}$	Versorgungsspannung auf Primärseite des Lasertreibers
$V_{\text{dd2}}$	Versorgungsspannung auf Sekundärseite des Lasertreibers
$V_{\text{det}}$	Bias-Spannung am Detektor
$V_{\text{lsr}}$	Laserspannung
$V(\lambda)$	Sensitivitätsfunktion des menschlichen Auges
$V_{\text{st}}$	Steuerspannung des Lasertreibers
$V_{\text{off}}$	Offset-Spannung des AFE
$V_{\text{ov}}$	Überspannung
$v_r$	Radialgeschwindigkeit
$V_{\text{th1}}, V_{\text{th2}}$	Schwellspannungen der Komparatoren des AFE
$w_0$	Strahltaile des Gauß-Strahls
$w(z)$	Strahltaile an der Position $z$
$w_{\text{px}}$	Seitenlänge Kamerapixel
$\xi$	Modulationsparameter der Frequenzmodulation
$x$	Position in x-Richtung
$y$	Position in y-Richtung
$z$	Position in z-Richtung
$z_0$	Abstand des Lochspiegels entlang der optischen Achse
$z_R$	Rayleigh-Länge
$\omega$	Kreisfrequenz
$\Omega$	Raumwinkel





# Abkürzungsverzeichnis

AEC	Automotive Electronics Council
ADAS	Advanced Driver-Assistance Systems
ADC	Analog-Digital-Wandler (Analog-to-Digital Converter)
AFE	analoges Front-End
ALS	Aerial Laser Scanning
AMCW	Amplitude-Modulated Continuous Wave
AP	Afterpulsing
APD	Lawinendiode (Avalanche Photo Diode)
ASIC	Application Specific Integrated Circuit
CCD	Charge Coupled Device
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
CSA	Charge Sensitive Amplifier
CW	Dauerstrich (Continuous Wave)
DAC	Digital-Analog Wandler (Digital-to Analog Converter)
DBR	Bragg-Spiegel (Distributed Bragg Reflector)
DCR	Dunkelrate (Dark Count Rate)
DLED	differentieller Leading-Edge-Diskriminator
DMA	Direct Memory Access
DOE	diffraktives optisches Element
EEL	Kantenemitter (Edge-Emitting Laser)
EEPROM	Electrically Erasable Programmable Read Only Memory
EF	Ellipsen-Funktion
FET	Feldeffekttransistor
FF	Füllfaktor (Fill Factor)
FIT	Fehlerrate i. S. v. Ausfälle pro Zeit (Failure in Time)
FMCW	Frequency-Modulated Continuous Wave
FOV	Sichtfeld (Field of View)
FPGA	Field-Programmable Gate-Array

---

FPR	Falsch-Alarm-Rate oder Falsch-Positiv-Rate (False Positive Rate)
FPS	Bilder pro Sekunde - (Frames per second)
FSR	Full Scale Range
FWHM	Halbwertsbreite (Full-Width at Half Maximum)
GA	genetischer Algorithmus
GaAIAs	Gallium-Aluminium-Arsenid
GBP	Gain Bandwidth Product
GPS	Global Positioning System
GNSS	Global Navigation Satellite System
IC	integrierter Schaltkreis (Integrated Circuit)
IEC	Internationale Elektrotechnische Kommission
I <sup>2</sup> C	Inter Integrated Circuit
InGaAs	Indiumgalliumarsenid
InGaAsP	Indium-Gallium-Arsenid-Phosphid
IMU	Inertial Measurement Unit
IP	Intellectual Property
IR	Infrarot
Laser	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LED	Leuchtdiode (Light Emitting Diode)
LiDAR	Light Detection and Ranging
LO	lokaler Oszillator
LVDS	Low-Voltage Differential Signaling
MEMS	mikro-elektro-mechanisches System
MPE	Maximum Permissible Exposure
ND	Neutraldichte(-Filter)
NIR	nahes Infrarot
OOC	Optical Orthogonal Codes
OPA	Optical Phased Array
OPV	Operationsverstärker
PCBA	Leiterplatte (Printed Circuit Board Assembly)
PCE	Wirkungsgrad el. zu Strahlungsenergie (Power Conversion Efficiency)
PD	Photodetektor
PDE	Photonen-Detektions-Effizienz (Photon Detection Efficiency)
PET	Positronen-Emissions-Tomografie
PIC	Photonic Integrated Chip
PSD	Position Sensitive Device
QE	Quanteneffizienz (Quantum Efficiency)
Radar	Radio Detection and Ranging

---

RMCW	Random-Modulated Continuous Wave
ROI	relevanter Messbereich (Region of Interest)
RWE	Range Walk Error
RX	Empfangspfad/empfangenes Signal
Si	Silizium
SiO <sub>2</sub>	Siliziumdioxid
SiPM	Silizium photomultiplier (Silicon Photomultiplier)
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
SPAD	Einzelphoton Lawinen Dioden (Single-Photon Avalanche Diode)
SPI	Serial Peripheral Interface
SPICE	Simulation Program with integrated Circuit Emphasis
ST	Strahlteiler
SWIR	kurzwelliges Infrarot (Short Wave Infrared)
TEM <sub>mn</sub>	transversalelektromagnetische Mode der Ordnung mn
TDC	Time-to-Digital Converter
TIA	Transimpedance Amplifier
TOF	Laufzeit (Time-of-Flight)
TPR	Detektionswahrscheinlichkeit (True Positive Rate)
TX	Transmissionspfad/transmittiertes Signal
UAV	Unmanned Aerial Vehicle
VCSEL	Oberflächenemitter (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser)
VHDL	Very High Speed Integrated Circuit Hardware Description Language
XT	Übersprechen (Crosstalk)
zgEF	zentrale gleichseitige Ellipsen-Funktion
ZWL	Zentralwellenlänge



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Elektromagnetisches Spektrum mit Benennung der Wellenlängenbereiche. . .	8
2.2	Arten der Interaktion von Photonen mit Materie. . . . .	10
2.3	Schematischer Aufbau eines Lasers. . . . .	11
2.4	Vergleich des Aufbaus eines Kantenemitters und eines Oberflächenemitters	12
2.5	Halbleiterstruktur der pin-Photodiode und der Lawinendiode. . . . .	15
2.6	Operationsmodi einer pin-Struktur sowie passives Löschen einer SPAD. . .	16
2.7	Schematischer Aufbau und Halbleiterstruktur eines SiPM. . . . .	17
2.8	Spektrale Empfindlichkeit des menschlichen Auges für Tagsehen. . . . .	20
2.9	Spiegelnde und diffuse Reflexion . . . . .	21
2.10	Veranschaulichung der Größen einer lambertsch streuenden Oberfläche. . .	22
2.11	Gauß-Strahl mit charakteristischen Größen. . . . .	23
2.12	Allgemeine Messanordnung zur Distanzmessung. . . . .	23
2.13	Darstellung eines Messsystems für die Lasertriangulation. . . . .	24
2.14	Darstellung eines Messsystems mit strukturiertem Licht. . . . .	25
2.15	Messaufbau zur interferometrischen Distanzmessung. . . . .	27
2.16	Darstellung eines Distanzmesssystems mittels Laufzeitmessung. . . . .	28
2.17	Darstellung eines Distanzmesssystems mittels Amplitudenmodulation. . . .	29
2.18	Darstellung eines Distanzmesssystems mittels Frequenzmodulation. . . . .	30
3.1	Signalaufnahme-Typen am Beispiel eines luftgestützten Laserscanners. . .	35
3.2	Spektrale Bestrahlungsstärke der Sonne. . . . .	37
3.3	Mono- und bistatischer Aufbau von LiDAR-Systemen. . . . .	39
3.4	Einteilung von Abtastmechanismen in LiDAR-Sensoren. . . . .	43
3.5	Schematische Darstellung des Distanzmessfehlers. . . . .	46
3.6	Schematische Darstellung des Sichtfeldes. . . . .	47
4.1	Schematische Darstellung der Größen bei der Kollimation einer Lichtquelle.	53
4.2	Laserwellenlänge und Transmissionsspektrum eines optischen Bandpassfil- ters für verschiedene Temperaturen. . . . .	54

4.3	Transmission Bandpassfilter zur Filterung von Tageslicht über die Temperatur.	55
4.4	Sonnenspektrum und PDE eines SiPM im untersuchten Spektralbereich.	56
4.5	Bestrahlungsstärke und Photonenrate für VCSEL-LiDAR Systeme verschiedener Wellenlängen.	57
4.6	Verteilung der detektierten Rausch- und Signalphotonen für verschiedene VCSEL Wellenlängen.	58
4.7	Signal-Rausch-Verhältnis sowie der Detektionsrate auf Photonenbasis.	59
4.8	MEMS-Scanner und Geometrie des Abtastmechanismus.	61
4.9	Ansteuerung der MEMS-Scanner und damit abgedecktes Sichtfeld.	62
4.10	Modell der Raytracing-Simulation des Mehrkanal-Konzeptes.	64
4.11	Konzept der 2:1-Abbildung von Emittlern auf den Detektor.	65
4.12	Verschiedene Konzepte der Strahlkopplung für einen koaxialen Strahlverlauf.	66
4.13	Strahlkopplung mittels Lochspiegel sowie zugehörige Koordinatensysteme für die Spiegeloptimierung.	67
4.14	Sende- und Empfangsintensität in der Lochspiegel-Ebene.	69
4.15	Vergleich verschiedener Spiegelöffnungen durch unterschiedliche Öffnungsfunktionen, sowie erreichbare Kopplungseffizienz.	70
4.16	Kopplungseffizienzen der individuellen Kanäle eines Mehrkanal-Systems.	71
4.17	Konzept eines Low-Side-Lasertreibers mit Strom- und Spannungsverläufen.	73
4.18	Konzept der entwickelten High-Side-Treiberschaltung.	74
4.19	Simulation der Spannungs- und Stromverläufe des entwickelten Lasertreibers.	75
4.20	Konzepte der elektronischen Auswerteschaltung für einen Mehrkanal-LiDAR-Sensor.	76
4.21	Blockschaltbild der analogen Elektronik zur Auswertung eines einzelnen SiPM Kanals.	77
4.22	Elektronisches Ersatzschaltbild und Einzelphotonen-Antwort eines SiPM.	78
4.23	Aufbau und Übertragungsfunktion des Pol-Nullstellen-Filters.	80
4.24	Operationsverstärker-basierte Verstärkerkonzepte zur Verstärkung des Detektorsignals.	81
4.25	Schaltbild des entwickelten Detektorverstärkers.	83
4.26	Simulierte Übertragungsfunktion sowie Einzelphotonen-Antwort des Detektorverstärkers.	84
4.27	Blockdiagramm der Auswerteeinheit für die digitalisierten Messsignale.	85
4.28	Schematische Darstellung der Pulsdetektion mittels Schwellwert-Komparatoren.	87
4.29	Blockschaltbild des entwickelten LIDAR-Simulationsmodell mit Eingangsparametern.	88
4.30	Vergleich von idealen und mit Simulation extrahierten optischen Verlusten.	89
4.31	Relativ freigesetzte Ladung des SiPM über die Messdistanz.	92

---

4.32	Simulation des Prozentsatzes von verfügbaren Zellen sowie Detektorstrom bei unterschiedlichen Beleuchtungsszenarien. . . . .	92
5.1	Schematischer Aufbau des Einzelpunkt-Messsystems. . . . .	96
5.2	Schematischer Aufbau des Mehrkanal-Laboraufbaus. . . . .	97
5.3	Verschiedene Konfigurationen für die Abtastung mit dem Mehrkanal-Laboraufbau. . . . .	98
5.4	Modell und Fotografie der entwickelten Laser-Detektor-Einheit. . . . .	100
5.5	Layout der entwickelten Detektor-PCBA. . . . .	102
5.6	Blockschaltbild der Steuereinheit für die Laser-Detektor-Einheit. . . . .	103
5.7	Signalaufnahme durch Auslesen der Komparatoren bei Modul-basierten Tests. . . . .	104
5.8	Fotografien des entwickelten Sensor-Prototyps. . . . .	105
5.9	Fotografie der künstlich beleuchteten Reflektor-Platten. . . . .	106
6.1	Vergleich der simulierten und gemessenen Signalform und Amplitude. . . . .	108
6.2	Lineare Regression für die Signalamplituden und Rauschmodellierung. . . . .	109
6.3	Mit dem Demonstrator aufgezeichnete Punktwolke. . . . .	110
6.4	Darstellung der Vorgehensweise der Punktwolkenauswertung mit ROI und TPR-Fenster. . . . .	111
6.5	TPR, FPR und Präzision des Demonstrators für eine Beleuchtungsstärke von 500 lx. . . . .	113
6.6	TPR, FPR und Präzision des Demonstrators für eine Beleuchtungsstärke von 100 klx. . . . .	114
6.7	Messaufbau mit Fernfeldkamera und aufgezeichnete Bilder der Lasergeometrie. . . . .	116
6.8	Auswertung der Divergenz der Laser sowie des Kanalabstandes. . . . .	117
6.9	Form und Energie der abgegebenen Laserpulse. . . . .	118
6.10	Modulmessungen und Auswertung der Signal- und Rauschamplitude für verschiedenen Detektor-Bias-Spannungen. . . . .	119
6.11	Signal-Rausch-Verhältnis für verschiedene Detektor-Spannungen eines 10 %-Reflektors im Abstand von 20 m. . . . .	120
6.12	Vergleich der Kanal-Performance über die mittlere Signalamplitude. . . . .	121
6.13	Messaufbau und damit aufgezeichnete Detektorsignale zur Bestimmung des Übersprechens. . . . .	122
6.14	Darstellung des Crosstalk zwischen Laser- und Detektor-Kanälen mittels Heatmap. . . . .	123
6.15	Vergleich von Simulation und Messung für einen 10 %-Reflektor auf Modullebene. . . . .	124
6.16	Vergleich von Simulation und Messung für einen 80 %-Reflektor auf Modullebene. . . . .	125
6.17	Punktwolken des entwickelten Sensors. . . . .	126

6.18 Kenngrößen des entwickelten Sensors mit einer eingeschalteten Lasergruppe für ein Objekt der Reflektivität 10 % . . . . .	127
6.19 Kenngrößen des entwickelten Sensors mit zwei eingeschalteten Lasergruppen für ein Objekt der Reflektivität 10 % . . . . .	128
6.20 Aufgezeichneten Punktwolke verschiedener Reflektoren in einer Szene. . . . .	129
6.21 Messgenauigkeit für Objekte mit unterschiedlicher Reflektivität. . . . .	130



# Literaturverzeichnis

- [1] G. Abbas, V. Chan und T. Yee. „A dual-detector optical heterodyne receiver for local oscillator noise suppression“. In: *Journal of Lightwave Technology* 3.5 (1985), S. 1110–1122. DOI: 10.1109/JLT.1985.1074301.
- [2] M. Aboali, N. A. Manap, A. M. Darsono und Z. M. Yusof. *Review on Three-Dimensional ( 3-D ) Acquisition and Range Imaging Techniques*. 2017. URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:22644281>.
- [3] Y. Abrahamian, R. Martirosyan, F. Gasparyan und K. Kocharyan. *Methods and Materials for Remote Sensing: Infrared Photo-Detectors, Radiometers and Arrays*. 1st ed. 2004. Springer eBook Collection. New York, NY: Springer US und Imprint Springer, 2004. DOI: 10.1007/978-1-4419-9025-9.
- [4] F. Acerbi und S. Gundacker. „Understanding and simulating SiPMs“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 926 (2019), S. 16–35. DOI: 10.1016/j.nima.2018.11.118.
- [5] D. Acosta, O. Garcia und J. Aponte. „Laser Triangulation for Shape Acquisition in a 3D Scanner Plus Scan“. In: *Electronics, Robotics and Automotive Mechanics Conference (CERMA'06)*. IEEE, 2006, S. 14–19. DOI: 10.1109/CERMA.2006.54.
- [6] M. D. Adams. „Coaxial range measurement - current trends for mobile robotic applications“. In: *IEEE Sensors Journal* 2.1 (2002), S. 2–13. DOI: 10.1109/7361.987055.
- [7] C. M. Albrecht, C. Fisher, M. Freitag, H. F. Hamann, S. Pankanti, F. Pezzutti und F. Rossi. „Learning and Recognizing Archeological Features from LiDAR Data“. In: *2019 IEEE International Conference on Big Data*. Hrsg. von C. Baru. Piscataway, NJ, USA: IEEE, 2019, S. 5630–5636. DOI: 10.1109/BigData47090.2019.9005548.

- [8] B. Anand, V. Barsaiyan, M. Senapati und P. Rajalakshmi. „An experimental analysis of various multi-channel LiDAR systems“. In: *2020 IEEE International Conference on Computing, Power and Communication Technologies (GUCON)*. IEEE, 2020, S. 644–649. DOI: 10.1109/GUCON48875.2020.9231195.
- [9] N. S. Arnold, W. G. Rees, B. J. Devereux und G. S. Amable. „Evaluating the potential of high-resolution airborne LiDAR data in glaciology“. In: *International Journal of Remote Sensing* 27.6 (2006), S. 1233–1251. DOI: 10.1080/01431160500353817.
- [10] M. Auger, A. Ereditato, D. Goeldi, I. Kreslo, D. Lorca, M. Luethi, C. R. von Rohr et al. „Multi-channel front-end board for SiPM readout“. In: *Journal of Instrumentation* 11.10 (2016), P10005–P10005. DOI: 10.1088/1748-0221/11/10/P10005.
- [11] Automotive Electronics Council. *AEC-Q100: Failure Mechanism Based Stress Test Qualification for Integrated Circuits*. Techn. Ber. Rev-J. Automotive Electronics Council, 2023.
- [12] S.-H. Baek, N. Walsh, I. Chugunov, Z. Shi und F. Heide. *Centimeter-Wave Free-Space Time-of-Flight Imaging*. URL: <http://arxiv.org/pdf/2105.11606v1>.
- [13] V. Bardinal, T. Camps, B. Reig, D. Barat, E. Daran und J. B. Doucet. „Collective Micro-Optics Technologies for VCSEL Photonic Integration“. In: *Advances in Optical Technologies* 2011.8 (2011), S. 1–11. DOI: 10.1155/2011/609643.
- [14] A. Baschiroto, G. Cocciolo, M. de Matteis, A. Giachero, C. Gotti, M. Maino und G. Pessina. „A fast and low noise charge sensitive preamplifier in 90 nm CMOS technology“. In: *Journal of Instrumentation* 7.01 (2012), S. C01003–C01003. DOI: 10.1088/1748-0221/7/01/C01003.
- [15] D. Bastos, P. P. Monteiro, A. S. R. Oliveira und M. V. Drummond. „An Overview of LiDAR Requirements and Techniques for Autonomous Driving“. In: *2021 Telecoms Conference (ConfTELE)*. IEEE, 2021, S. 1–6. DOI: 10.1109/CONFTELE50222.2021.9435580.
- [16] J. Batlle, E. Mouaddib und J. Salvi. „Recent progress in coded structured light as a technique to solve the correspondence problem“. In: *Pattern Recognition* 31.7 (1998), S. 963–982. DOI: 10.1016/S0031-3203(97)00074-5.
- [17] M. Beer, J. F. Haase, J. Ruskowski und R. Kokozinski. „Background Light Rejection in SPAD-Based LiDAR Sensors by Adaptive Photon Coincidence Detection“. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 18.12 (2018). DOI: 10.3390/s18124338.

- [18] M. Beer, C. Thattil, J. F. Haase, J. Ruskowski, W. Brockherde und R. Kokozinski. „SPAD-Based LiDAR Sensor in 0.35  $\mu\text{m}$  Automotive CMOS with Variable Background Light Rejection“. In: *Proceedings* 2.13 (2018), S. 749. DOI: 10.3390/proceedings2130749.
- [19] B. Behroozpour, P. A. M. Sandborn, M. C. Wu und B. E. Boser. „Lidar System Architectures and Circuits“. In: *IEEE Communications Magazine* 55.10 (2017), S. 135–142. DOI: 10.1109/MCOM.2017.1700030.
- [20] S. Bellisai, D. Bronzi, F. A. Villa, S. Tisa, A. Tosi und F. Zappa. „Single-photon pulsed-light indirect time-of-flight 3D ranging“. In: *Optics express* 21.4 (2013), S. 5086–5098. DOI: 10.1364/OE.21.005086.
- [21] C. Benedek. „3D people surveillance on range data sequences of a rotating Lidar“. In: *Pattern Recognition Letters* 50 (2014), S. 149–158. DOI: 10.1016/j.patrec.2014.04.010.
- [22] T. Bretz, T. Hebbeker und J. Kemp. *Extending the dynamic range of SiPMs by understanding their non-linear behavior*. Hrsg. von arXiv: Instrumentation and Detectors. URL: <http://arxiv.org/pdf/2010.14886v1>.
- [23] E. V. Browell. „Differential absorption LiDAR sensing of ozone“. In: *Proceedings of the IEEE* 77.3 (1989), S. 419–432. DOI: 10.1109/5.24128.
- [24] E. V. Browell, S. Ismail und W. B. Grant. „Differential absorption LiDAR (DIAL) measurements from air and space“. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 67.4 (1998), S. 399–410. DOI: 10.1007/s003400050523.
- [25] R. Burkard, R. Viga, J. Ruskowski und A. Grabmaier. „Eye safety considerations and performance comparison of flash- and MEMS-based LiDAR systems“. In: *Optics, Photonics and Digital Technologies for Imaging Applications VI*. Hrsg. von P. Schelkens und T. Kozacki. SPIE, 6.04.2020 - 10.04.2020, S. 39. DOI: 10.1117/12.2554726.
- [26] M. Byeon und S. W. Yoon. „Analysis of Automotive Lidar Sensor Model Considering Scattering Effects in Regional Rain Environments“. In: *IEEE Access* 8 (2020), S. 102669–102679. DOI: 10.1109/ACCESS.2020.2996366.
- [27] P. P. Calò, F. Ciciriello, S. Petrigiani und C. Marzocca. „SiPM readout electronics“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 926 (2019), S. 57–68. DOI: 10.1016/j.nima.2018.09.030.

- [28] L. Cassina, C. Cattadori, A. Giachero, C. Gotti, M. Maino und G. Pessina. „GeFRO: A New Charge Sensitive Amplifier Design for Wide Bandwidth and Closed-Loop Stability Over Long Distances“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 61.3 (2014), S. 1259–1268. DOI: 10.1109/TNS.2014.2318176.
- [29] A. F. Chase und D. Z. Chase. „Detection of Maya Ruins by LiDAR: Applications, Case Study, and Issues“. In: *Sensing the Past*. Hrsg. von N. Masini und F. Soldovieri. Bd. 16. Geotechnologies and the Environment. Cham: Springer International Publishing, 2017, S. 455–468. DOI: 10.1007/978-3-319-50518-3\_22.
- [30] N. Chen, D. T. R. Chen, W. Hsin, S. B. Chen, F. Xiong, H. Erlig, P. Chen et al. „Cost-effective telecom/datacom semiconductor lasers“. In: *Optoelectronic Materials and Devices II*. SPIE Proceedings. SPIE, 2013, 67821J. DOI: 10.1117/12.754558.
- [31] Y. Chen, W. Li, J. Hyypä, N. Wang, C. Jiang, F. Meng, L. Tang et al. „A 10-nm Spectral Resolution Hyperspectral LiDAR System Based on an Acousto-Optic Tunable Filter“. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 19.7 (2019). DOI: 10.3390/s19071620.
- [32] H.-T. Cheng, Y.-C. Yang, T.-H. Liu und C.-H. Wu. „Recent Advances in 850 nm VCSELs for High-Speed Interconnects“. In: *Photonics* 9.2 (2022), S. 107. DOI: 10.3390/photonics9020107.
- [33] H. Choi und W.-C. Kim. „Design of Mechaless LiDAR Optical System With Large FOV Using Liquid Lens and Fisheye Lens“. In: *ASME-JSME 2018 Joint International Conference on Information Storage and Processing Systems and Micromechatronics for Information and Precision Equipment*. American Society of Mechanical Engineers, 8292018. DOI: 10.1115/ISPS-MIPE2018-8517.
- [34] F. Chung, J. A. Salehi und V. K. Wei. „Optical orthogonal codes: design, analysis and applications“. In: *IEEE Transactions on Information Theory* 35.3 (1989), S. 595–604. DOI: 10.1109/18.30982.
- [35] F. Corsi, A. Dragone, C. Marzocca, A. Del Guerra, P. Delizia, N. Dinu, C. Piemonte et al. „Modelling a silicon photomultiplier (SiPM) as a signal source for optimum front-end design“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 572.1 (2007), S. 416–418. DOI: 10.1016/j.nima.2006.10.219.
- [36] F. Corsi, M. Foresta, C. Marzocca, G. Matarrese und A. Del Guerra. „ASIC development for SiPM readout“. In: *Journal of Instrumentation* 4.03 (2009), P03004–P03004. DOI: 10.1088/1748-0221/4/03/P03004.

- [37] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaïta, C. Samori und F. Zappa. „Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection“. In: *Applied optics* 35.12 (1996), S. 1956–1976. DOI: 10.1364/AO.35.001956.
- [38] S. Cova, A. Longoni und A. Andreoni. „Towards picosecond resolution with single-photon avalanche diodes“. In: *Review of Scientific Instruments* 52.3 (1981), S. 408–412. DOI: 10.1063/1.1136594.
- [39] *DIN 5034-2:2021-08, Tageslicht in Innenräumen - Teil 2: Grundlagen*. Berlin. DOI: 10.31030/3257252.
- [40] J. S. Deems, T. H. Painter und D. C. Finnegan. „Lidar measurement of snow depth: a review“. In: *Journal of Glaciology* 59.215 (2013), S. 467–479. DOI: 10.3189/2013JoG12J154.
- [41] Deutsches Institut für Normung e.V. *DIN 5031-7:1982-03, Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik; Benennung der Wellenlängenbereiche*. Berlin, Januar 1984.
- [42] M. A.-B. Ebrahim. „3D Laser Scanners’ Techniques Overview“. In: *International Journal of Science and Research (IJSR)* Volume 4 Issue 10, October 2015 (), S. 323–331.
- [43] H. P. Eckert. „The Mu3e Tile Detector“. Diss. Heidelberg University Library, 2015. DOI: 10.11588/heidok.00018763.
- [44] M. P. Edgar, G. M. Gibson und M. J. Padgett. „Principles and prospects for single-pixel imaging“. In: *Nature Photonics* 13.1 (2019), S. 13–20. DOI: 10.1038/s41566-018-0300-7.
- [45] H. J. Eichler und J. Eichler. *Laser*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2015. DOI: 10.1007/978-3-642-41438-1.
- [46] A. Einstein. „Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt“. In: *Annalen der Physik* 322.6 (1905), S. 132–148. DOI: 10.1002/andp.19053220607.
- [47] A. Einstein. „Strahlungs-Emission und -Absorption nach der Quantentheorie“. In: *Deutsche Physikalische Gesellschaft* 18 (Jan. 1916), S. 318–323.
- [48] A. Einstein. „Zur Quantentheorie der Strahlung“. In: *Physikalische Zeitschrift* 18 (Jan. 1917), S. 121–128.
- [49] G. Erbert, A. Bärwolff, J. Sebastian und J. Tömm. „High-Power Broad-Area Diode Lasers and Laser Bars“. In: *High-Power Diode Lasers*. Hrsg. von R. Diehl. Bd. 78. Topics in Applied Physics. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2000, S. 173–223. DOI: 10.1007/3-540-47852-3\_5.

- [50] A. Eshkoli und Y. Nemirovsky. „A stochastic approach for optimizing the required number of sub-pixels in Silicon Photomultiplier (SiPM) for optical radar applications (LiDAR)“. In: *2018 IEEE International Conference on the Science of Electrical Engineering in Israel (ICSEE)*. IEEE, 2018, S. 1–4. DOI: 10.1109/ICSEE.2018.8646031.
- [51] P. Fenevrou, L. Leviandier, J. Minet, G. Pillet, A. Martin, D. Dolfi, J.-P. Schlotterbeck et al. „Frequency-modulated multifunction LiDAR for anemometry, range finding, and velocimetry-1. Theory and signal processing“. In: *Applied optics* 56.35 (2017), S. 9663–9675. DOI: 10.1364/AO.56.009663.
- [52] A. F. Fercher, W. Drexler, C. K. Hitzenberger und T. Lasser. „Optical coherence tomography - principles and applications“. In: *Reports on Progress in Physics* 66.2 (2003), S. 239–303. DOI: 10.1088/0034-4885/66/2/204.
- [53] J. Fernandez-Diaz, W. Carter, R. Shrestha und C. Glennie. „Now You See It... Now You Don't: Understanding Airborne Mapping LiDAR Collection and Data Product Generation for Archaeological Research in Mesoamerica“. In: *Remote Sensing* 6.10 (2014), S. 9951–10001. DOI: 10.3390/rs6109951.
- [54] T. Fersch, M. F. Alam, R. Weigel und A. Koelpin. „A FPGA correlation receiver for CDMA encoded LiDAR signals“. In: *2017 13th Conference on Ph.D. Research in Microelectronics and Electronics (PRIME)*. IEEE, 12.06.2017 - 15.06.2017, S. 289–292. DOI: 10.1109/PRIME.2017.7974164.
- [55] T. Fersch, R. Weigel und A. Koelpin. „Challenges in miniaturized automotive long-range lidar system design“. In: *Three-Dimensional Imaging, Visualization, and Display 2017*. Hrsg. von B. Javidi, J.-Y. Son und O. Matoba. SPIE Proceedings. SPIE, 2017, 102190T. DOI: 10.1117/12.2260894.
- [56] M. Fox. *Quantum optics: An introduction*. First edition. Bd. 15. Oxford master series in physics Atomic, optical, and laser physics. ISBN: 978-0-19-856673-1. Oxford und New York: Oxford University Press, 2006.
- [57] J. Franca, M. A. Gazziro, A. N. Ide und J. H. Saito. „A 3D scanning system based on laser triangulation and variable field of view“. In: *IEEE International Conference on Image Processing 2005*. IEEE, 2005, S. I–425. DOI: 10.1109/ICIP.2005.1529778.
- [58] J. Geng. „Structured-light 3D surface imaging: a tutorial“. In: *Advances in Optics and Photonics* 3.2 (2011), S. 128. DOI: 10.1364/AOP.3.000128.
- [59] G. M. Gibson, S. D. Johnson und M. J. Padgett. „Single-pixel imaging 12 years on: a review“. In: *Optics express* 28.19 (2020), S. 28190. DOI: 10.1364/OE.403195.

- [60] F. R. Giorgetta, E. Baumann, K. Knabe, I. Coddington und N. R. Newbury. „High-resolution Ranging of a Diffuse Target at Sub-Millisecond Intervals with a Calibrated FMCW Lidar“. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics 2012*. Washington, D.C.: OSA, CF3C.2. DOI: 10.1364/CLEO\_SI.2012.CF3C.2.
- [61] A. Gola, C. Piemonte und A. Tarolli. „Analog circuit for timing measurements with large area SiPMs coupled to LYSO crystals“. In: *2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. IEEE, 23.10.2011 - 29.10.2011, S. 725–731. DOI: 10.1109/nssmic.2011.6154091.
- [62] A. Gola, C. Piemonte und A. Tarolli. „The DLED Algorithm for Timing Measurements on Large Area SiPMs Coupled to Scintillators“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 59.2 (2012), S. 358–365. DOI: 10.1109/TNS.2012.2187927.
- [63] C. Goodin, D. Carruth, M. Doude und C. Hudson. „Predicting the Influence of Rain on LIDAR in ADAS“. In: *Electronics* 8.1 (2019), S. 89. DOI: 10.3390/electronics8010089.
- [64] J. A. Goodman, Hrsg. *Coral Reef Remote Sensing: A Guide for Mapping, Monitoring and Management*. Dordrecht: Springer, 2013. DOI: 10.1007/978-90-481-9292-2.
- [65] M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, R. Michalzik, U. Martin, H. J. Unold und K. J. Ebeling. „High-power VCSELs: single devices and densely packed 2-D-arrays“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 5.3 (1999), S. 495–502. DOI: 10.1109/2944.788411.
- [66] M. Grabherr, M. Miller, D. Wiedenmann, R. Jäger und R. King. „New markets for VCSELs: pulsed operation of high-power devices“. In: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XI*. Hrsg. von K. D. Choquette und J. K. Guenter. SPIE Proceedings. SPIE, 2007, S. 648407. DOI: 10.1117/12.697047.
- [67] M. Grundmann. „Light-to-Electricity Conversion“. In: *The Physics of Semiconductors*. Hrsg. von M. Grundmann. Graduate texts in physics. Cham: Springer International Publishing, 2016, S. 669–723. DOI: 10.1007/978-3-319-23880-7\_22.
- [68] S. Gundacker, E. Auffray, P. Jarron, T. Meyer und P. Lecoq. „On the comparison of analog and digital SiPM readout in terms of expected timing performance“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 787 (2015), S. 6–11. DOI: 10.1016/j.nima.2014.10.020.
- [69] A. Gunter, S. Boker, M. König und M. Hoffmann. „Privacy-preserving People Detection Enabled by Solid State LiDAR“. In: *2020 16th International Conference on Intelligent Environments (IE)*. IEEE, 2020, S. 1–4. DOI: 10.1109/IE49459.2020.9154970.

- [70] B. Hadji. *Demystifying LiDAR: An In-Depth Guide to the Great Wavelength Debate*. Hrsg. von EETimes. 2021. URL: <https://www.eetimes.com/demystifying-lidar-an-in-depth-guide-to-the-great-wavelength-debate/> (besucht am 08.05.2023).
- [71] Y. Haemisch, T. Frach, C. Degenhardt und A. Thon. „Fully Digital Arrays of Silicon Photomultipliers (dSiPM) – a Scalable Alternative to Vacuum Photomultiplier Tubes (PMT)“. In: *Physics Procedia* 37 (2012), S. 1546–1560. DOI: 10.1016/j.phpro.2012.03.749.
- [72] M. Hahner, C. Sakaridis, M. Bijelic, F. Heide, F. Yu, D. Dai und L. van Gool. „LiDAR Snowfall Simulation for Robust 3D Object Detection“. In: *2022 IEEE/CVF Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*. IEEE, 2022, S. 16343–16353. DOI: 10.1109/CVPR52688.2022.01588.
- [73] T. Hata, N. Ozaki, Y. Murakami, K. Azuma, S. Kashiwada und K. Yanai. „High Resolution LiDAR Based on Single Chip SPAD Array“. In: *SAE Technical Paper Series*. SAE Technical Paper Series. SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States, 2019. DOI: 10.4271/2019-01-0119.
- [74] E. Hecht. *Optics, EBook, Global Edition*. 5th ed. ISBN: 978-1-292-09693-3. Harlow: Pearson Education Limited, 2017.
- [75] J. Hecht. „Lidar for Self-Driving Cars“. In: *Optics and Photonics News* 29.1 (2018), S. 26. DOI: 10.1364/OPN.29.1.000026.
- [76] C. Heipke, W. Freeden und R. Rummel, Hrsg. *Photogrammetrie und Fernerkundung*. 1. Auflage. Springer Reference Naturwissenschaften. Berlin: Springer Spektrum, 2017. DOI: 10.1007/978-3-662-47094-7.
- [77] E. Hering und R. Martin. *Photonik: Grundlagen, Technologie und Anwendung ; mit 50 Tabellen*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. DOI: 10.1007/3-540-29708-1.
- [78] E. Hering und G. Schönfelder, Hrsg. *Sensoren in Wissenschaft und Technik: Funktionsweise und Einsatzgebiete*. 2., überarbeitete und aktualisierte Auflage. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, 2018. DOI: 10.1007/978-3-658-12562-2.
- [79] N. W. Hill und W. P. Albritton. „An input-capacity-insensitive, charge-sensitive preamplifier for simultaneous use in vacuum with fast amplifiers for charged-particle studies with semiconductor detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 75.1 (1969), S. 18–28. DOI: 10.1016/0029-554X(69)90641-7.
- [80] C. B. Hitz, J. J. Ewing und J. Hecht, Hrsg. *Introduction to laser technology*. 4. ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2012. DOI: 10.1002/9781118219492.



- [81] C. Hong, S.-H. Kim, J.-H. Kim und S. M. Park. „A Linear-Mode LiDAR Sensor Using a Multi-Channel CMOS Transimpedance Amplifier Array“. In: *IEEE Sensors Journal* 18.17 (2018), S. 7032–7040. DOI: 10.1109/JSEN.2018.2852794.
- [82] A. Horn. *The Physics of Laser Radiation–Matter Interaction*. Cham: Springer International Publishing, 2022. DOI: 10.1007/978-3-031-15862-9.
- [83] C.-P. Hsu, B. Li, B. Solano-Rivas, A. R. Gohil, P. H. Chan, A. D. Moore und V. Donzella. „A Review and Perspective on Optical Phased Array for Automotive LiDAR“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 27.1 (2021), S. 1–16. DOI: 10.1109/JSTQE.2020.3022948.
- [84] J. Huang, S. Ran, W. Wei und Q. Yu. „Digital Integration of LiDAR System Implemented in a Low-Cost FPGA“. In: *Symmetry* 14.6 (2022), S. 1256. DOI: 10.3390/sym14061256.
- [85] J. Huizenga, S. Seifert, F. Schreuder, H. T. van Dam, P. Dendooven, H. Löhner, R. Vinke et al. „A fast preamplifier concept for SiPM-based time-of-flight PET detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 695 (2012), S. 379–384. DOI: 10.1016/j.nima.2011.11.012.
- [86] S. W. Hutchings, N. Johnston, I. Gyongy, T. Al Abbas, N. A. W. Dutton, M. Tyler, S. Chan et al. „A Reconfigurable 3-D-Stacked SPAD Imager With In-Pixel Histogramming for Flash LIDAR or High-Speed Time-of-Flight Imaging“. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 54.11 (2019), S. 2947–2956. DOI: 10.1109/JSSC.2019.2939083.
- [87] K. Iga. „Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser: Its Conception and Evolution“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 47.1 (2008), S. 1–10. DOI: 10.1143/JJAP.47.1.
- [88] *InnovizTwo*. URL: <https://innoviz.tech/innoviztwo> (besucht am 24.02.2024).
- [89] International Electrotechnical Commission (IEC). *IEC 60825-1. Safety of laser products - Part 1: Equipment classification and requirements*. Genf, 2014.
- [90] International Organization for Standardization (ISO). *ISO 11146-2:2021: Lasers and laser-related equipment — Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios — Part 2: General astigmatic beams*. 2021.
- [91] B. J. Isaac, B. Song, S. Pinna, L. A. Coldren und J. Klamkin. „Indium Phosphide Photonic Integrated Circuit Transceiver for FMCW LiDAR“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 25.6 (2019), S. 1–7. DOI: 10.1109/JSTQE.2019.2911420.

- [92] M. Jaboyedoff, T. Oppikofer, A. Abellán, M.-H. Derron, A. Løye, R. Metzger und A. Pedrazzini. „Use of LIDAR in landslide investigations: a review“. In: *Natural Hazards* 61.1 (2012), S. 5–28. DOI: 10.1007/s11069-010-9634-2.
- [93] James Clerk Maxwell. „VIII. A dynamical theory of the electromagnetic field“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 155 (1865), S. 459–512. DOI: 10.1098/rstl.1865.0008.
- [94] R. Jones und C. Wykes. *Holographic and Speckle Interferometry*. Cambridge University Press, 2012. DOI: 10.1017/CB09780511622465.
- [95] H. Kalagara, G. Zhao, J. Yang, B. Kesler, M. A. Shirazi, M. Mansouree, Q. Yu et al. „Very compact multi-junction VCSEL arrays“. In: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XXVI*. Hrsg. von K. D. Choquette, C. Lei und L. A. Graham. SPIE, 2022, S. 1. DOI: 10.1117/12.2614461.
- [96] R. Karlsson, D. R. Wong, K. Kawabata, S. Thompson und N. Sakai. „Probabilistic Rainfall Estimation from Automotive Lidar“. In: *2022 IEEE Intelligent Vehicles Symposium (IV)*. IEEE, 2022, S. 37–44. DOI: 10.1109/IV51971.2022.9827119.
- [97] P. Keranen und J. Kostamovaara. „256 × 8 SPAD Array With 256 Column TDCs for a Line Profiling Laser Radar“. In: *IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers* 66.11 (2019), S. 4122–4133. DOI: 10.1109/TCSI.2019.2923263.
- [98] I. Khan. „Gate Drive Circuitry for Power Converters“. In: *Power Electronics Handbook*. Elsevier, 2011, S. 549–564. DOI: 10.1016/B978-0-12-382036-5.00020-3.
- [99] N. I. Khan, S. H. Choudhury und A. A. Roni. „A comparative study of the temperature dependence of lasing wavelength of conventional edge emitting stripe laser and vertical cavity surface emitting laser“. In: *Proceedings of the International Conference on Optical Communication Systems*. 2011, S. 1–5.
- [100] Z. Khan, J.-C. Shih, R.-L. Chao, T.-L. Tsai, H.-C. Wang, G.-W. Fan, Y.-C. Lin et al. „High-brightness and high-speed vertical-cavity surface-emitting laser arrays“. In: *Optica* 7.4 (2020), S. 267. DOI: 10.1364/OPTICA.383406.
- [101] G. Kim und Y. Park. „LIDAR pulse coding for high resolution range imaging at improved refresh rate“. In: *Optics express* 24.21 (2016), S. 23810–23828. DOI: 10.1364/OE.24.023810.
- [102] G. Kim und Y. Park. „Suitable Combination of Direct Intensity Modulation and Spreading Sequence for LIDAR with Pulse Coding“. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 18.12 (2018). DOI: 10.3390/s18124201.

- [103] T. Kim, P. Bhargava und V. Stojanovic. „Optimal Spectral Estimation and System Trade-Off in Long-Distance Frequency-Modulated Continuous-Wave Lidar“. In: *2018 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)*. IEEE, 15.04.2018 - 20.04.2018, S. 1583–1587. DOI: 10.1109/ICASSP.2018.8461653.
- [104] T. Kim, P. Bhargava und V. Stojanović. „Overcoming the Coherence Distance Barrier in Long-Range FMCW LIDAR“. In: *CLEO: Science and Innovations* (2018), STh3L.7. DOI: 10.1364/CLEO\_SI.2018.STh3L.7.
- [105] F. K. Kneubühl und M. W. Sigrist. *Laser*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 1999. DOI: 10.1007/978-3-322-93875-6.
- [106] W. Koechner und M. Bass. *Solid-State Lasers*. New York, NY: Springer New York, 2003. DOI: 10.1007/b97423.
- [107] H. Kolanoski und N. Wermes. „10 Photodetektoren“. In: *Teilchendetektoren*. Hrsg. von H. Kolanoski und N. Wermes. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2016, S. 413–436. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6\_10.
- [108] H. Kolanoski und N. Wermes. „3 Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie“. In: *Teilchendetektoren*. Hrsg. von H. Kolanoski und N. Wermes. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2016, S. 27–90. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6\_3.
- [109] H. Kolanoski und N. Wermes. „8 Halbleiterdetektoren“. In: *Teilchendetektoren*. Hrsg. von H. Kolanoski und N. Wermes. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2016, S. 269–383. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6\_8.
- [110] A. O. Korkan und H. Yuksel. „A Novel Time-to-Amplitude Converter and a Low-Cost Wide Dynamic Range FPGA TDC for LiDAR Application“. In: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 71 (2022), S. 1–15. DOI: 10.1109/TIM.2022.3200117.
- [111] M. Kotur, N. Lukic, M. Krunic und Z. Lukac. „Camera and LiDAR Sensor Fusion for 3D Object Tracking in a Collision Avoidance System“. In: *2021 Zooming Innovation in Consumer Technologies Conference (ZINC)*. IEEE, 2021, S. 198–202. DOI: 10.1109/ZINC52049.2021.9499281.
- [112] U. P. Kumar, B. Bhaduri, M. P. Kothiyal und N. K. Mohan. „Two-wavelength micro-interferometry for 3-D surface profiling“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 47.2 (2009), S. 223–229. DOI: 10.1016/j.optlaseng.2008.04.005.
- [113] J. Lee, J. Lee und Y. H. Won. „Nonmechanical three-dimensional beam steering using electrowetting-based liquid lens and liquid prism“. In: *Optics express* 27.25 (2019), S. 36757–36766. DOI: 10.1364/OE.27.036757.

- [114] C. Lei und L. A. Graham, Hrsg. *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XXIV*. ISBN: 9781510633636. SPIE, 1.02.2020 - 06.02.2020.
- [115] A. Lesani, E. Nateghinia und L. F. Miranda-Moreno. „Development and evaluation of a real-time pedestrian counting system for high-volume conditions based on 2D LiDAR“. In: *Transportation Research Part C: Emerging Technologies* 114 (2020), S. 20–35. DOI: 10.1016/j.trc.2020.01.018.
- [116] B. Li, Y. An, D. Cappelleri, J. Xu und S. Zhang. „High-accuracy, high-speed 3D structured light imaging techniques and potential applications to intelligent robotics“. In: *International Journal of Intelligent Robotics and Applications* 1.1 (2017), S. 86–103. DOI: 10.1007/s41315-016-0001-7.
- [117] X. Li, C. Liu, Z. Wang, X. Xie, D. Li und L. Xu. „Airborne LiDAR: state-of-the-art of system design, technology and application“. In: *Journal of Instrumentation* 32.3 (2021), S. 032002. DOI: 10.1088/1361-6501/abc867.
- [118] X. Li, B. Yang, X. Xie, D. Li und L. Xu. „Influence of Waveform Characteristics on LiDAR Ranging Accuracy and Precision“. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 18.4 (2018). DOI: 10.3390/s18041156.
- [119] Y. Li und J. Ibanez-Guzman. „Lidar for Autonomous Driving: The Principles, Challenges, and Trends for Automotive Lidar and Perception Systems“. In: *IEEE Signal Processing Magazine* 37.4 (2020), S. 50–61. DOI: 10.1109/MSP.2020.2973615.
- [120] Z. Li, E. Wu, C. Pang, B. Du, Y. Tao, H. Peng, H. Zeng et al. „Multi-beam single-photon-counting three-dimensional imaging lidar“. In: *Optics express* 25.9 (2017), S. 10189–10195. DOI: 10.1364/OE.25.010189.
- [121] A. Lidow. *GaN Transistors for Efficient Power Conversion*. 3rd ed. ISBN; 978-1-119-59414-7. Newark: John Wiley & Sons Incorporated, 2019.
- [122] A. Liu, P. Wolf, J. A. Lott und D. Bimberg. „Vertical-cavity surface-emitting lasers for data communication and sensing“. In: *Photonics Research* 7.2 (2019), S. 121. DOI: 10.1364/PRJ.7.000121.
- [123] C. Liu, L. Li und Q.-H. Wang. „Liquid prism for beam tracking and steering“. In: *Optical Engineering* 51.11 (2012), S. 1. DOI: 10.1117/1.OE.51.11.114002.
- [124] M. Liu, H. Liu, X. Li und Z. Zhu. „A 60-m Range 6.16-mW Laser-Power Linear-Mode LiDAR System With Multiplex ADC/TDC in 65-nm CMOS“. In: *IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers* 67.3 (2020), S. 753–764. DOI: 10.1109/TCSI.2019.2955671.

- [125] M. Löffler-Mang. *Optische Sensorik: Lasertechnik, Experimente, Light Barriers*. 1. Aufl. Studium Fertigung. ISBN: 978-3-8348-1449-4. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2012.
- [126] J. A. Mahlberg, R. Manish, Y. Koshan, M. Joseph, J. Liu, T. Wells, J. McGuffey et al. „Salt Stockpile Inventory Management Using LiDAR Volumetric Measurements“. In: *Remote Sensing* 14.19 (2022), S. 4802. DOI: 10.3390/rs14194802.
- [127] J.-M. Maillard, E. Ruben, P. Thiagarajan, B. Caliva, L. West und R. Walker. „Lasertel VCSEL development progress for automotive lidar“. In: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XXIV*. Hrsg. von C. Lei und L. A. Graham. SPIE, 1.02.2020 - 06.02.2020, S. 4. DOI: 10.1117/12.2547523.
- [128] A. Martin, P. Verheyen, P. de Heyn, P. Absil, P. Feneyrou, J. Bourderionnet, D. Dodane et al. „Photonic Integrated Circuit-Based FMCW Coherent LiDAR: Journal of Lightwave Technology, 36(19), 4640-4645“. In: (2018). DOI: 10.1109/JLT.2018.2840223.
- [129] Maxim Integrated Products, Inc. *MAX40027: Dual 280ps High-Speed Comparator, Ultra-Low Dispersion with LVDS Outputs*. Hrsg. von Maxim Integrated Products, Inc. 2020. URL: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/MAX40027.pdf> (besucht am 24.05.2023).
- [130] P. McManamon. *LiDAR technologies and systems*. Bd. vol. no. 300. SPIE PM. Bellingham, Washington, USA: SPIE Press, 2019. DOI: 10.1117/3.2518254.
- [131] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. 3., durchges. Aufl. Studium. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2008. DOI: 10.1007/978-3-8348-9288-1.
- [132] Messmer, J. „FPGA implementation of a high throughput time-to-digital converter for LiDAR time-of-flight measurements“. Master’s Thesis. Munich: Technical University of Munich, 2018.
- [133] R. Michalzik. *VCSELS: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*. Bd. 166. Springer Series in Optical Sciences. Berlin und Heidelberg: Springer, 2013. DOI: 10.1007/978-3-642-24986-0.
- [134] T. Mikkelsen, N. Angelou, K. Hansen, M. Sjöholm, M. Harris, C. Slinger, P. Hadley et al. „A spinner-integrated wind lidar for enhanced wind turbine control“. In: *Wind Energy* 16.4 (2013), S. 625–643. DOI: 10.1002/we.1564.
- [135] N. Minafra, H. Al Ghoul, R. Arcidiacono, N. Cartiglia, L. Forthomme, R. Mulargia, M. Obertino et al. „Test of Ultra Fast Silicon Detectors for picosecond time measurements with a new multipurpose read-out board“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 867 (2017), S. 88–92. DOI: 10.1016/j.nima.2017.04.032.

- [136] H. Moench, M. Carpaij, P. Gerlach, S. Gronenborn, R. Gudde, J. Hellmig, J. Kolb et al. „VCSEL-based sensors for distance and velocity“. In: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XX*. Hrsg. von K. D. Choquette und J. K. Guenter. SPIE Proceedings. SPIE, 2016, 97660A. DOI: 10.1117/12.2209320.
- [137] A. Nagai, C. Alispach, D. Della Volpe, M. Heller, T. Montaruli, S. Njoh, I. Troyano-Pujadas et al. „SiPM behaviour under continuous light“. In: *Journal of Instrumentation* 14.12 (2019), P12016–P12016. DOI: 10.1088/1748-0221/14/12/P12016.
- [138] T. Ndjountche. *Digital electronics 2: Sequential and arithmetic logic circuits*. Hoboken, NJ und London: Wiley und ISTE Ltd, 2016. DOI: 10.1002/9781119329756.
- [139] D. Nitzan, A. E. Brain und R. O. Duda. „The measurement and use of registered reflectance and range data in scene analysis“. In: *Proceedings of the IEEE* 65.2 (1977), S. 206–220. DOI: 10.1109/PROC.1977.10458.
- [140] M. Norgia, G. Giuliani und S. Donati. „Absolute Distance Measurement With Improved Accuracy Using Laser Diode Self-Mixing Interferometry in a Closed Loop“. In: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 56.5 (2007), S. 1894–1900. DOI: 10.1109/TIM.2007.904551.
- [141] ONSemiconductor. *AND9782/D: Biasing and Readout of ON Semiconductor SiPM Sensors*. URL: <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/AND9782-D.PDF> (besucht am 24.05.2023).
- [142] ONSemiconductor. *RDM 1X12 SIPM ARRAY: NIR-enhanced for LiDAR Applications, Automotive Qualified*. 2021. URL: <https://www.onsemi.com/products/sensors/photodetectors-sipm-spad/silicon-photomultipliers-sipm/rdm-1x12-sipm-array> (besucht am 01.12.2021).
- [143] ONSemiconductor. *Silicon Photomultipliers (SiPM), RDM-Series 1 x 16 Monolithic Array: ArrayRDM-0116A10-DFN*. Hrsg. von OnSemiconductor. URL: <https://www.onsemi.com/pdf/datasheet/arrayrdm-0116a10-d.pdf> (besucht am 24.05.2023).
- [144] P. Padmanabhan, C. Zhang, M. Cazzaniga, B. Efe, A. R. Ximenes, M.-J. Lee und E. Charbon. „A 256×128 3D-Stacked (45nm) SPAD FLASH LiDAR with 7-Level Coincidence Detection and Progressive Gating for 100m Range and 10klux Background Light“. In: *2021 IEEE International Solid-State Circuits Conference (ISSCC)*. IEEE, 2021, S. 111–113. DOI: 10.1109/ISSCC42613.2021.9366010.
- [145] R. Paschotta. *Article on Avalanche Photodiodes in Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. ISBN: 978-3-527-40828-3. Weinheim: Wiley-VCH, 2008.
- [146] F. L. Pedrotti, L. M. Pedrotti und L. S. Pedrotti. *Introduction to Optics*. Cambridge University Press, 2017. DOI: 10.1017/9781108552493.

- [147] F. Petit und M. Mueller. „Scanner with two sequential scan units“. Pat. US20200110260A1. 2020.
- [148] C. Piemonte und A. Gola. „Overview on the main parameters and technology of modern Silicon Photomultipliers“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 926 (2019), S. 2–15. DOI: 10.1016/j.nima.2018.11.119.
- [149] D. Pierrottet, F. Amzajerdian, L. Petway, B. Barnes, G. Lockard und M. Rubio. „Linear FMCW Laser Radar for Precision Range and Vector Velocity Measurements“. In: *MRS Proceedings* 1076 (2008), S. 7. DOI: 10.1557/PROC-1076-K04-06.
- [150] F. Piron, D. Morrison, M. R. Yuce und J.-M. Redoute. „A Review of Single-Photon Avalanche Diode Time-of-Flight Imaging Sensor Arrays“. In: *IEEE Sensors Journal* 21.11 (2021), S. 12654–12666. DOI: 10.1109/JSEN.2020.3039362.
- [151] M. Planck. „Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum“. In: *Annalen der Physik* 309.3 (1901), S. 553–563. DOI: 10.1002/andp.19013090310.
- [152] F. Powolny, E. Auffray, S. E. Brunner, E. Garutti, M. Goettlich, H. Hillemanns, P. Jarron et al. „Time-Based Readout of a Silicon Photomultiplier (SiPM) for Time of Flight Positron Emission Tomography (TOF-PET)“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 58.3 (2011), S. 597–604. DOI: 10.1109/TNS.2011.2119493.
- [153] Princeton Optronics, Inc. *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Technology*. Hrsg. von Princeton Optronics, Inc. URL: [www.newmetals.co.jp/pdf/234.pdf](http://www.newmetals.co.jp/pdf/234.pdf) (besucht am 08.05.2023).
- [154] A. Pruijboom, R. Apetz, R. Conrads, C. Deppe, G. Derra, S. Gronenborn, J. Sophie Kolb et al. „Vertical-cavity surface emitting laser-diodes arrays expanding the range of high-power laser systems and applications“. In: *Journal of Laser Applications* 28.3 (2016), S. 032005. DOI: 10.2351/1.4946806.
- [155] N. M. Quadros, P. A. Collier und C. S. Fraser. *Integration of Bathymetric and Topographic LIDAR: A Preliminary Investigation*. 2008. URL: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:14037870>.
- [156] C. I. Rablau. „Lidar: a new self-driving vehicle for introducing optics to broader engineering and non-engineering audiences“. In: *Fifteenth Conference on Education and Training in Optics and Photonics: ETOP 2019*. Hrsg. von A.-S. Poulin-Girard und J. A. Shaw. SPIE, 21.05.2019 - 24.05.2019, S. 138. DOI: 10.1117/12.2523863.
- [157] N. Radwell, S. D. Johnson, M. P. Edgar, C. F. Higham, R. Murray-Smith und M. J. Padgett. „Deep learning optimized single-pixel LiDAR“. In: *Applied Physics Letters* 115.23 (2019), S. 231101. DOI: 10.1063/1.5128621.

- [158] T. Raj, F. H. Hashim, A. B. Huddin, M. F. Ibrahim und A. Hussain. „A Survey on LiDAR Scanning Mechanisms“. In: *Electronics* 9.5 (2020), S. 741. DOI: 10.3390/electronics9050741.
- [159] J. Rapp, J. Tachella, Y. Altmann, S. McLaughlin und V. K. Goyal. „Advances in Single-Photon Lidar for Autonomous Vehicles: Working Principles, Challenges, and Recent Advances“. In: *IEEE Signal Processing Magazine* 37.4 (2020), S. 62–71. DOI: 10.1109/MSP.2020.2983772.
- [160] L. Rathmann, J. Geissler und A. Reiterer. „Concept for a novel airborne LiDAR system combining high-resolution snow height mapping with co-registered spatial information on the water content of the snowpack“. In: *Multimodal Sensing and Artificial Intelligence: Technologies and Applications II*. Hrsg. von S. Negahdaripour, E. Stella, D. Ceglarek und C. Möller. SPIE, 21.06.2021 - 26.06.2021, S. 37. DOI: 10.1117/12.2591815.
- [161] *Reference Air Mass 1.5 Spectra*. URL: <https://www.nrel.gov/grid/solar-resource/spectra-am1.5.html> (besucht am 09.05.2023).
- [162] J. Reichman. *Handbook of optical filters for fluorescence microscopy*. 2000. URL: <https://www.chroma.com/sites/default/files/HandbookofOpticalFilters.pdf>.
- [163] O. Reitebuch. „Wind Lidar for Atmospheric Research“. In: *Atmospheric Physics*. Hrsg. von U. Schumann. Research Topics in Aerospace. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2012, S. 487–507. DOI: 10.1007/978-3-642-30183-4\_30.
- [164] K. F. Renk. *Basics of laser physics: For students of science and engineering*. Second edition. Graduate texts in physics. Cham, Switzerland: Springer, 2017. DOI: 10.1007/978-3-319-50651-7.
- [165] D. Renker. „Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 567.1 (2006), S. 48–56. DOI: 10.1016/j.nima.2006.05.060.
- [166] D. Renker und E. Lorenz. „Advances in solid state photon detectors“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 4.04 (2009), P04004–P04004. DOI: 10.1088/1748-0221/4/04/P04004.
- [167] *RoboSense RS-LiDAR-M2*. URL: <https://www.robosense.ai/en/rslidar/M2> (besucht am 24.02.2024).
- [168] R. Roriz, J. Cabral und T. Gomes. „Automotive LiDAR Technology: A Survey“. In: *IEEE Transactions on Intelligent Transportation Systems* (2021), S. 1–16. DOI: 10.1109/TITS.2021.3086804.



- [169] S. Royo und M. Ballesta-Garcia. „An Overview of Lidar Imaging Systems for Autonomous Vehicles“. In: *Applied Sciences* 9.19 (2019), S. 4093. DOI: 10.3390/app9194093.
- [170] M. de Ryck, M. Versteyhe und F. Debrouwere. „Automated guided vehicle systems, state-of-the-art control algorithms and techniques“. In: *Journal of Manufacturing Systems* 54 (2020), S. 152–173. DOI: 10.1016/j.jmsy.2019.12.002.
- [171] E. A. L. Salas. „Waveform LiDAR concepts and applications for potential vegetation phenology monitoring and modeling: a comprehensive review“. In: *Geo-spatial Information Science* 24.2 (2021), S. 179–200. DOI: 10.1080/10095020.2020.1761763.
- [172] D. R. Schaart. „Introduction to Silicon Photomultipliers for Time-of-Flight PET“. In: *Advances in PET*. Hrsg. von J. Zhang und M. V. Knopp. Cham: Springer International Publishing, 2020, S. 27–40. DOI: 10.1007/978-3-030-43040-5\_3.
- [173] J. Schindling und C. Gibbes. „LiDAR as a tool for archaeological research: a case study“. In: *Archaeological and Anthropological Sciences* 6.4 (2014), S. 411–423. DOI: 10.1007/s12520-014-0178-3.
- [174] K. Schulmeister. „The new edition of the international laser product safety standard IEC 60825-1“. In: (2016). White Paper, Seibersdorf Labor GmbH.
- [175] M. Schuth und W. Buerakov, Hrsg. *Handbuch optische Messtechnik: Praktische Anwendungen für Entwicklung, Versuch, Fertigung und Qualitätssicherung*. München: Hanser, 2017. DOI: 10.3139/9783446436619.
- [176] P. K. Seidelmann, Hrsg. *Explanatory supplement to the astronomical almanac: A revision to the Explanatory Supplement to the Astronomical Ephemeris and the American Ephemeris and Nautical Almanac*. [New ed.] 9780935702682. Mill Valley, California: University Science Books, 1992.
- [177] S. Seifert, R. Vinke, H. T. van Dam, H. Lohner, P. Dendooven, F. J. Beekman und D. R. Schaart. „Ultra precise timing with SiPM-based TOF PET scintillation detectors“. In: *2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*. IEEE, 24.10.2009 - 01.11.2009, S. 2329–2333. DOI: 10.1109/NSSMIC.2009.5402260.
- [178] H. Seo, H. Yoon, D. Kim, J. Kim, S.-J. Kim, J.-H. Chun und J. Choi. „Direct TOF Scanning LiDAR Sensor With Two-Step Multievent Histogramming TDC and Embedded Interference Filter“. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 56.4 (2021), S. 1022–1035. DOI: 10.1109/JSSC.2020.3048074.

- [179] J.-F. Seurin, D. Zhou, G. Xu, A. Miglo, D. Li, T. Chen, B. Guo et al. „High-efficiency VCSEL arrays for illumination and sensing in consumer applications“. In: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XX*. Hrsg. von K. D. Choquette und J. K. Guenter. SPIE Proceedings. SPIE, 2016, S. 97660D. DOI: 10.1117/12.2213295.
- [180] J. Shan und C. K. Toth. *Topographic laser ranging and scanning: Principles and processing*. Second edition. Boca Raton, London und New York: CRC Press, 2018. DOI: 10.1201/9781315154381.
- [181] *Si861x/2x Data Sheet: Low-Power Single and Dual-Channel Digital Isolators*. Skyworks Solutions, Inc. 2020. URL: <https://www.skyworksinc.com/-/media/Skyworks/SL/documents/public/data-sheets/si861x-2x-datasheet.pdf> (besucht am 23.05.2023).
- [182] M. W. Sigrist. *Laser: Theorie, Typen und Anwendungen*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2018. DOI: 10.1007/978-3-662-57515-4.
- [183] L. Stiny. „Schwingkreise“. In: *Grundwissen Elektrotechnik und Elektronik*. Hrsg. von L. Stiny. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2018, S. 381–418. DOI: 10.1007/978-3-658-18319-6\_15.
- [184] H. Sun. *A Practical Guide to Handling Laser Diode Beams*. Dordrecht: Springer Netherlands, 2015. DOI: 10.1007/978-94-017-9783-2.
- [185] M.-J. Sun, M. P. Edgar, G. M. Gibson, B. Sun, N. Radwell, R. Lamb und M. J. Padgett. „Single-pixel three-dimensional imaging with time-based depth resolution“. In: *Nature communications* 7 (2016), S. 12010. DOI: 10.1038/ncomms12010.
- [186] N. Swojak, M. Wieczorowski und M. Jakubowicz. „Assessment of selected metrological properties of laser triangulation sensors“. In: *Measurement* 176 (2021), S. 109190. DOI: 10.1016/j.measurement.2021.109190.
- [187] J. A. Tatum, L. A. Graham, J. K. Guenter und P. Khurana. „Commercialization of VCSELs“. In: *2021 26th Microoptics Conference (MOC)*. IEEE, 2021, S. 1–2. DOI: 10.23919/MOC52031.2021.9598106.
- [188] Texas Instruments. *OPA858: 5.5-GHz Gain Bandwidth Product, Gain of 7 V/V Stable, FET Input Amplifier*. Hrsg. von Texas Instruments. URL: <https://www.ti.com/lit/gpn/opa858> (besucht am 24.05.2023).
- [189] R. Thakur. „Scanning LIDAR in Advanced Driver Assistance Systems and Beyond: Building a road map for next-generation LIDAR technology“. In: *IEEE Consumer Electronics Magazine* 5.3 (2016), S. 48–54. DOI: 10.1109/MCE.2016.2556878.
- [190] F. Träger. *Springer Handbook of Lasers and Optics*. 2nd ed. 2012. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2012. DOI: 10.1007/978-3-642-19409-2.

- [191] V. Ussyshkin und L. Theriault. „Airborne Lidar: Advances in Discrete Return Technology for 3D Vegetation Mapping“. In: *Remote Sensing* 3.3 (2011), S. 416–434. DOI: 10.3390/rs3030416.
- [192] J. Vande Hey, J. Coupland, M. H. Foo, J. Richards und A. Sandford. „Determination of overlap in lidar systems“. In: *Applied optics* 50.30 (2011), S. 5791–5797. DOI: 10.1364/AO.50.005791..
- [193] *Velodyne Puck*. URL: <https://velodynelidar.com/products/puck/> (besucht am 24.02.2024).
- [194] F. Villa, F. Severini, F. Madonini und F. Zappa. „SPADs and SiPMs Arrays for Long-Range High-Speed Light Detection and Ranging (LiDAR)“. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 21.11 (2021). DOI: 10.3390/s21113839.
- [195] J. J. Vos. „Colorimetric and photometric properties of a 2 $\hat{\text{A}}^\circ$  fundamental observer“. In: *Color Research & Application* 3.3 (1978), S.125–128. DOI: 10.1002/col.5080030309.
- [196] U. Wandinger. „Raman Lidar“. In: *Lidar*. Hrsg. von C. Weitkamp. Bd. 102. Springer Series in Optical Sciences. New York: Springer-Verlag, 2005, S. 241–271. DOI: 10.1007/0-387-25101-4\_9.
- [197] D. Wang, C. Watkins und H. Xie. „MEMS Mirrors for LiDAR: A review“. In: *Micromachines* 11.5 (2020). DOI: 10.3390/mi11050456.
- [198] L. Wang, Y. Wang, Q. Cao, Y. Xiao und C. Liu. *Study on Timing Performance of a Readout Circuit for SiPM*. 2018. DOI: 10.48550/arXiv.1806.02497.
- [199] W. Wang, H. Pottmann und Y. Liu. „Fitting B-spline curves to point clouds by curvature-based squared distance minimization“. In: *ACM Transactions on Graphics* 25.2 (2006), S. 214–238. DOI: 10.1145/1138450.1138453.
- [200] M. E. Warren. „Automotive LIDAR Technology“. In: *2019 Symposium on VLSI Circuits digest of technical papers*. Piscataway, NJ, USA: IEEE, 2019, S. C254–C255. DOI: 10.23919/VLSIC.2019.8777993.
- [201] E. B. Wilson. „Probable Inference, the Law of Succession, and Statistical Inference“. In: *Journal of the American Statistical Association* 22.158 (1927), S. 209–212. DOI: 10.1080/01621459.1927.10502953.
- [202] J. Wojtanowski, M. Zygmunt, M. Kaszczuk, Z. Mierczyk und M. Muzal. „Comparison of 905 nm and 1550 nm semiconductor laser rangefinders’ performance deterioration due to adverse environmental conditions“. In: *Opto-Electronics Review* 22.3 (2014). DOI: 10.2478/s11772-014-0190-2.

- [203] M. A. Wulder, J. C. White, R. F. Nelson, E. Næsset, H. O. Ørka, N. C. Coops, T. Hilker et al. „Lidar sampling for large-area forest characterization: A review“. In: *Remote Sensing of Environment* 121 (2012), S. 196–209. DOI: 10.1016/j.rse.2012.02.001.
- [204] G. Wyszecki und W. S. Stiles. *Color science: Concepts and methods, quantitative data and formulae*. 2. ed., Wiley classics library ed. A Wiley-Interscience publication. ISBN: 978-0-471-39918-6. New York, NY und Weinheim: Wiley, 2000.
- [205] T. Xie, J. Wang, Z. Wang, C. Ma, Y. Yu, J. Zhu und J. Yu. „Long-range, high-precision, and high-speed absolute distance measurement based on alternately oscillating optoelectronic oscillators“. In: *Optics express* 27.15 (2019), S. 21635–21645. DOI: 10.1364/OE.27.021635.
- [206] Xilinx. *Zynq UltraScale+ MPSoC Data Sheet: Overview: (Datenblatt)*. URL: [https://www.xilinx.com/content/dam/xilinx/support/documents/data\\_sheets/ds891-zynq-ultrascale-plus-overview.pdf](https://www.xilinx.com/content/dam/xilinx/support/documents/data_sheets/ds891-zynq-ultrascale-plus-overview.pdf) (besucht am 24.05.2023).
- [207] Xilinx. *Zynq UltraScale+ MPSoC*. URL: <https://www.xilinx.com/products/silicon-devices/soc/zynq-ultrascale-mpsoc.html> (besucht am 24.05.2023).
- [208] M. Xun, G. Pan, Z. Z. Zhao, Y. Sun, J. Zhou und D. Wu. „190 Å°C High-Temperature Operation of 905-nm VCSELs With High Performance“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 68.6 (2021), S. 2829–2834. DOI: 10.1109/TED.2021.3074902.
- [209] I. Yamaguchi. „Surface topography by wavelength scanning interferometry“. In: *Optical Engineering* 39.1 (2000), S. 40. DOI: 10.1117/1.602333.
- [210] R. Yang, Y. Tang, Z. Fu, J. Qiu und K. Liu. „A Method of Range Walk Error Correction in SiPM LiDAR with Photon Threshold Detection“. In: *Photonics* 9.1 (2022), S. 24. DOI: 10.3390/photonics9010024.
- [211] W. Yang, Z. Gong, B. Huang und X. Hong. „Lidar With Velocity: Correcting Moving Objects Point Cloud Distortion From Oscillating Scanning Lidars by Fusion With Camera“. In: *IEEE Robotics and Automation Letters* 7.3 (2022), S. 8241–8248. DOI: 10.1109/LRA.2022.3187506.
- [212] Yole. *LiDAR for Automotive and Industrial Applications 2018 - Market and Technology Report 2018*. Yole Group, 2018.
- [213] F. Yong, Z. Li, G. Hui, C. Bincai, G. Li und H. Haiyan. „Spaceborne LiDAR Surveying and Mapping“. In: *LiDAR Technology - From Surveying to Digital Twins*. IntechOpen, 2022. DOI: 10.5772/intechopen.108177.

- [214] K. Yoshioka, H. Kubota, T. Fukushima, S. Kondo, T. T. Ta, H. Okuni, K. Watanabe et al. „A 20-ch TDC/ADC Hybrid Architecture LiDAR SoC for 240×96 Pixel 200-m Range Imaging With Smart Accumulation Technique and Residue Quantizing SAR ADC“. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 53.11 (2018), S. 3026–3038. DOI: 10.1109/JSSC.2018.2868315.
- [215] F. Zappa, S. Tisa, A. Tosi und S. Cova. „Principles and features of single-photon avalanche diode arrays“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 140.1 (2007), S. 103–112. DOI: 10.1016/j.sna.2007.06.021.
- [216] F. Zhang, L. Yi und X. Qu. „Simultaneous measurements of velocity and distance via a dual-path FMCW lidar system“. In: *Optics Communications* 474 (2020), S. 126066. DOI: 10.1016/j.optcom.2020.126066.
- [217] F. Zhao, H. Jiang und Z. Liu. „Recent development of automotive LiDAR technology, industry and trends“. In: *Eleventh International Conference on Digital Image Processing (ICDIP 2019)*. Hrsg. von J.-N. Hwang und X. Jiang. Proceedings of SPIE. 5200-. Bellingham, Washington: SPIE, 2019, S. 178. DOI: 10.1117/12.2540277.
- [218] D. Zhou, J.-F. Seurin, G. Xu, A. Miglo, D. Li, Q. Wang, M. Sundaresh et al. „Progress on vertical-cavity surface-emitting laser arrays for infrared illumination applications“. In: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XVIII*. Hrsg. von J. K. Guenter und C. Lei. SPIE Proceedings. SPIE, 2014, 90010E. DOI: 10.1117/12.2040429.

## Eigene Veröffentlichungen

- [219] V. Baier, M. Schardt, M. Fink, M. Jakobi und A. W. Koch. „MEMS-Scanner Test-bench for High Field of View LiDAR Applications“. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 22.1 (2021). DOI: 10.3390/s22010039.
- [220] M. Fink, M. Jakobi und A. Koch. „Forschung auf dem Gebiet der LiDAR-Sensorik“. In: *Annual Magazine Engineering Sciences Germany 2021/22* Measurement and Sensor Technology, Institute for Scientific Publications (2022).
- [221] M. Fink, M. Schardt, V. Baier, K. Wang, M. Jakobi und A. Koch. „Low-cost scanning LIDAR architecture with a scalable frame rate for autonomous vehicles“. In: *Applied Optics* 62 (3) (2023), S. 675–682. DOI: 10.1364/AO.479765.
- [222] M. Fink, M. Schardt, V. Baier, K. Wang, M. Jakobi und A. W. Koch. „Simulation of coaxial time-of-flight measurements using SiPM as detector“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 364 (2023), S. 114805. DOI: 10.1016/j.sna.2023.114805.

- [223] A. Haider, Y. Cho, M. Pigniczki, M. Köhler, L. Haas, L. Kastner, M. Fink et al. „Performance Evaluation of MEMS-Based Automotive LiDAR Sensor and Its Simulation Model as per ASTM E3125-17 Standard“. In: *Sensors* 23(6) (2023), S. 3113. DOI: 10.3390/s23063113.
- [224] A. Haider, M. Pigniczki, M. Köhler, M. Fink, M. Schardt, Y. Cichy, T. Zeh et al. „Development of High-Fidelity Automotive LiDAR Sensor Model with Standardized Interfaces“. In: *Sensors* 22 / 19 (2022). DOI: 10.3390/s22197556.
- [225] A. Haider, M. Pigniczki, S. Koyama, M. Köhler, L. Haas, M. Fink, M. Schardt et al. „A Methodology to Model the Rain and Fog Effect on the Performance of Automotive LiDAR Sensors“. In: *Sensors* 23 / 15 (2023). DOI: 10.3390/s23156891.
- [226] K. Wang, X. Dong, P. Kienle, M. Fink, W. Kurz, M. Köhler, M. Jakobi et al. „Optical Fiber Sensor for Temperature and Strain Measurement Based on Multimode Interference and Square-Core Fiber“. In: *Micromachines* 12 / 10 (2021), S. 1239. DOI: 10.3390/mi12101239.
- [227] K. Wang, X. Dong, M. Köhler, P. Kienle, Q. Bian, M. Fink, M. Jakobi et al. „Optical fiber sensors based on multimode interference using square-core fiber for temperature measurement“. In: *Photonic Instrumentation Engineering VIII*. Hrsg. von Y. Soskind und L. E. Busse. Bd. 11693. International Society for Optics und Photonics. SPIE, 2021, 116930R. DOI: 10.1117/12.2577571.
- [228] K. Wang, Y. Mizuno, X. Dong, W. Kurz, M. Fink, M. Jakobi und A. Koch. „Strain-insensitive high-sensitivity temperature sensing based on multimode interference in a square-core fiber“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* (2022). DOI: 10.35848/1347-4065/ac74fe.
- [229] K. Wang, Y. Mizuno, H. Lee, X. Dong, W. Kurz, M. Fink, M. Jakobi et al. „Experimental demonstration of offset-induced sensitivity enhancement in SMS-based temperature and strain sensing“. In: *Appl. Phys. Express* 16 / 5 (2023). DOI: 10.35848/1882-0786/acd046.
- [230] K. Wang, Y. Mizuno, X. Su, X. Dong, W. Kurz, M. Fink, H. Lee et al. „Core diameter and numerical aperture dependencies on the performance of fiber-optic multimode interference sensing“. In: *Applied Physics Express* 16 (1) (2022). DOI: 10.35848/1882-0786/aca9bc.

## Betreute studentische Arbeiten

- [231] *Aktive Optikdetektion mittels IR-Laser und die Abschätzung der Laser Cross Section des Zielobjektes*. Masterarbeit. Feb. 2023.

- 
- [232] *Entwicklung eines Puls-Detektors zur Charakterisierung von LiDAR-Signalen.* Forschungspraxis. Jan. 2023.
- [233] *FPGA Development for Range Measurement and Data Processing in a Multichannel 3D-Scanning LiDAR Prototype.* Masterarbeit. März 2023.
- [234] *High-Side Lasertreiber für ein Mehrkanal LiDAR System.* Bachelorarbeit. März 2022.
- [235] *LiDAR Key Performance Metrics for the Application of Autonomous Driving.* Hauptseminar. März 2022.
- [236] *LiDAR Technologie: Messprinzipien und Kenngrößen.* Hauptseminar. Aug. 2023.
- [237] *SPAD Arrays for Flash LiDAR.* Hauptseminar. Jan. 2022.
- [238] *Untersuchung der optimalen Aufteilung der Apertur eines koaxialen LiDAR-Systems in Sende- und Empfangspfad.* Bachelorarbeit. Okt. 2021.
- [239] *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers and their Possible Applications.* Hauptseminar. März 2023.
- [240] *Weiterentwicklung eines Computer Controlled Vehicle Systems.* Forschungspraxis. Juli 2020.

