

Algorithmen und Signalverarbeitung für LiDAR

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaft

genehmigte Dissertation

von

Jan Frederik Haase
aus
Herne

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Holger Vogt
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Andreas Stöhr
Tag der mündlichen Prüfung: 23.02.2021

Zusammenfassung

Für viele Anwendungen sind eine sichere Distanzdetektion und Erfassung der Umgebung unabdingbar. Dies muss auch bei starken Umgebungseinflüssen gewährleistet sein. Sonneneinstrahlung und Niederschlag stellen dabei die Systeme vor eine Herausforderung.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, durch statistische Untersuchungen ein Light-Detection-and-Ranging-System (LiDAR-System) mit dem Einsatz von Single-Photon-Avalanche-Dioden (SPADs) mit direktem Time-of-Flight (ToF) und bestehendem Time-Gating um eine Messfensterverzögerung zu erweitern und verschiedene Anwendung direkter Laufzeitmessungen für Multiobjektdetektion oder Distanzbestimmungen bei störenden Umwelteinflüssen, wie starkes Hintergrundlicht oder Nebel, mit dem LiDAR-Demonstrator Owl, der am *Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (Fraunhofer IMS)* entwickelt wurde, zu ermöglichen.

Im direkten ToF wird ein kurzer Laserpuls, meist im Wellenlängenbereich des Nahinfraroten (z.B. 905 nm), ausgesendet, an einem Objekt reflektiert und die Distanz über die Lichtlaufzeit bestimmt. Die statistische Beschreibung im First-Photon-Verfahren der ankommenden Photonen wird über die Erlang-Verteilung bestimmt. Mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (Probability-Density-Function – PDF) kann der in einem Histogramm erwartete Verlauf nachgebildet werden. Die Histogrammbildung dient zum Sammeln der Distanzen über mehrere Messungen und unterschiedliche Verzögerungsschritte. Es ermöglicht präzise Distanzbestimmungen ohne vorherige Informationen über die ungefähre Distanz des Objektes zu kennen. In der Messfensterverzögerung wird die Empfangswahrscheinlichkeit von Laserphotonen über den Messbereich variiert. Die Messung wird nach einer definierten Verzögerung gestartet. Die Verzögerungen sowie die Wiederholungen können individuell variiert werden, damit die Detektion des reflektierten Signals bestmöglich gewährleistet wird. Die Empfangswahrscheinlichkeit zur Detektion eines Laserphotons wird durch die kürzere Detektionszeit des Hintergrundes gesteigert.

Zur Beschreibung der Messfensterverzögerung wird die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion in unterschiedliche Fälle mit und ohne Laserlicht sowie Hintergrund

unterteilt. Unterschieden wird das Verfahren in drei Anwendungsfälle. Dabei werden gleichverteilte Verzögerungsschritte, eine Anpassung für einen konstanten Hintergrundverlauf und eine konstante Detektionswahrscheinlichkeit eines Objektes mit abnehmender Laserintensität gemäß dem Abstandsgesetz betrachtet. Die statistischen Untersuchungen sowie die Messfensterverzögerung wurden durch ein Simulationstool zusammengefasst und bereitgestellt.

Der LiDAR-Demonstrator Owl wurde in dieser Arbeit weiterentwickelt. Es wurde eine Software zur Ansteuerung des Kamerasystems in LabVIEW geschrieben, die eine einfache Anpassung auf verschiedene Messprozeduren ermöglicht. Zudem wurde ein Softwarezweig zur Messe- und Kundenpräsentation, sowie zu Forschungszwecken realisiert.

Mit dem LiDAR-Demonstrator Owl wurden Messungen durchgeführt, die eine Reduzierung des Sonnenlichteinflusses und somit eine Reichweitensteigerung zeigen. Es kann eine Reichweitensteigerung von bis zu 40% erreicht werden. Zudem wurde das System in nebliger Umgebung untersucht und eine Detektionsmöglichkeit des Systems von Objekten im Nebel mit der Messfensterverzögerung gezeigt werden, die mit einer Standardmessung im Vorhinein nicht möglich war. Hierbei konnte bei leichtem Nebel ein weißes Objekt noch bis 9 m erfolgreich detektiert werden. Ein schwarzes Objekt ließ sich bis zu 6 m Entfernung detektieren. Durch den Einsatz eines Retroreflektors war bis zum maximalen Messbereich von 9 m aufgrund der räumlichen Gegebenheiten eine sehr gute Distanzbestimmung in allen Entfernungen möglich und wäre auch darüber hinaus gegeben.

Abstract

A reliable distance detection and environmental survey are indispensable for many applications, especially under strong environmental influences. High ambient light and atmospheric precipitation are challenging the measurement systems.

The aim of this thesis is to amplify a Light-Detection-and-Ranging-System (LIDAR-System) with utilization of Single-Photon-Avalanche-Diods (SPADs). Direct Time-of-Flight (ToF) and existing Time-Gating by statistical analysis and stepwise shifting of the measurement window can enable different applications of direct ToF for multi-object detection and distance measurement under strong environmental influences like high ambient light and fog with the LIDAR-Demonstrator Owl. The demonstrator system was invented at *Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (Fraunhofer IMS)*.

In direct ToF a short laser pulse with wavelengths usually in near infrared (e.g. 905 nm) is emitted, reflected on an object and the distance is determined by the ToF of the light. The statistical description in the first-photon method of the incoming photons is defined by the Erlang distribution. It is possible to model the expected progress in a histogram with the probability density function (PDF). The forming of histograms enables the collection of distances over multiple measurements and different time gatings. This procedure allows precise distance measurements without previous information about the approximated distance of the object.

In shifting of the time-gating measurement window the probability of detecting a laser photon is varied over the measurement range. The measurement is started after a defined delay. It is possible to vary the delay and the repetition of the measurement individually to get the best possible detection of the reflected signal. The probability of receiving for the detection of a laser photon is increased due to shorter detection time of the background.

The PDF is subdivided into different cases with and without laser light and background light to describe the time-window-shifting. The differentiation is in three applications. In this case are evenly distributed time-gated steps, a constant background illumination and a constant probability of detection of an object with decreasing laser

intensity according to the distance law considered. The results of statistical analysis and the shifted time-gating measurement window were presented by a simulation tool.

The LiDAR-Demonstrator Owl was developed. A software for the camera control was coded in LabVIEW to enable a simple adaption for different measurement procedures. Furthermore, a software part for exhibition and customers performance as well as research and development were realized.

With the LiDAR-Demonstrator Owl measurements were done for reducing the influence of sunlight and the measurement range is increased up to 40%. The system was analyzed in foggy environment and the detection of different objects with the shifting of the measurement window was possible in contrast to the previously used standard measurement. With the new measurement technique, a white object could be detected up to 9 m in slight fog. A black object could be detected of up to 6 m distance. A retroreflector could be detected in every measurement distance of up to 9 m excellently. A farther distance could be possible, but the premises did not allow further distances.

Inhalt

Zusammenfassung	iii
Abstract.....	v
Abkürzungsverzeichnis.....	x
Formelzeichen	xii
1 Einleitung.....	17
2 LiDAR	23
2.1 Prinzip und Funktion von LiDAR	23
2.2 Anwendungsgebiete	26
2.3 Umsetzung.....	28
2.4 Technologische Herausforderungen in der Anwendung	30
2.4.1 Einflüsse durch Niederschlag	31
3 Optische Verfahren zur Entfernungsmessung	35
3.1 Triangulation.....	35
3.1.1 Passive Triangulation	36
3.1.2 Aktive Triangulation.....	37
3.2 Time-of-Flight-Laufzeitmessung	38
3.2.1 Indirekte Time-of-Flight-Laufzeitmessung.....	38
3.2.2 Direkte Time-of-Flight-Laufzeitmessung	42
4 Single-Photon Avalanche Dioden	43
4.1 Photodioden	43
4.2 Aufbau der Photodiode	44
4.3 Funktionsprinzip	48
4.3.1 Linearer Bereich	49
4.3.2 Geiger-Modus.....	49
4.4 Betriebseigenschaften	51
4.5 Quenching-Schaltung	52
4.5.1 Passives Quenching	53
4.5.2 Aktives Quenching.....	55
5 Statistik direkter Laufzeitmessung	57

5.1	Stand der Forschung zur statistischen Betrachtung	57
5.1.1	First-Photon-Verfahren.....	58
5.1.2	Erlang-Verteilung.....	60
5.1.3	Verhalten der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion mit Hintergrundstrahlung und Laserpuls.....	61
5.1.4	Histogrammbildung über die erwarteten Photonendetektionsereignisse	62
5.2	Messfensterverzögerung	63
5.2.1	Gewichtete Verzögerungsschritte der Messfensterverzögerung	64
5.2.2	Gleichverteilte Verzögerungsschritte	67
5.2.3	Konstanter Hintergrundverlauf	69
5.2.4	Konstante Detektionswahrscheinlichkeit über den Abstand	70
5.3	Mehrfachdetektion.....	72
5.4	Multipath	73
5.5	Simulationstool.....	74
6	Demonstrator und Aufbau	77
6.1	LiDAR-Demonstrator Owl	77
6.1.1	Aufbau des Demonstrators	77
6.1.2	Lasermodule.....	79
6.1.3	Evaluation-Board	80
6.2	Programmierung.....	81
6.2.1	Softwareentwicklung und grafische Benutzeroberfläche	81
6.2.2	3D-Visualisierung im 2D-Kamerabild	85
7	CMOS-LiDAR-Sensor für Time-of-Flight-Anwendungen	87
7.1	CMOS-LiDAR-Sensoren	87
7.1.1	SPADeye2.....	88
7.1.2	Matrix-Sensor	89
7.2	Time-shifted Histogramming	90
8	Verfahren direkter Laufzeitmessung.....	91
8.1	Multiobjektdetektion.....	91
8.1.1	Kantendetektion bei überlappenden Objekten	92
8.1.2	Detektion hinter einem transparenten Medium	93
8.2	Hintergrundlichtunterdrückung	95

8.2.1	Bandpassfilter	95
8.2.2	Sonnenlichtunterdrückung mit der Messfensterverzögerung	96
8.3	Nebelmessungen	99
8.3.1	Aufbau und Durchführung	99
8.3.2	Bestimmung der Nebelintensität	101
8.3.3	Verhalten des Messsystems im Nebel	103
8.3.4	Distanzauswertungen im Nebel	106
9	Zusammenfassung und Ausblick	109
10	Literaturverzeichnis	115
	Abbildungsverzeichnis	125
	Tabellenverzeichnis.....	131
	Veröffentlichungen	133
	Erfindungsmeldungen (Patente)	135
	Anhang.....	137

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
ALS	Airborne Laser Scanning
APD	Avalanche-Photodiode
BSI	Backside illuminated
CCD	Charge-coupled device
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor
CW	Continuous-Wave
DCR	Dark Count Rate
EHP	Elektron-Loch-Paar
Eval-Board	Evaluation-Board
FoV	Field-of-View
FPGA	Field Programmable Gate Array
FWHM	Full Width at Half Maximum
GUI-Fenster	Graphical-User-Interface-Fenster
LiDAR	Light Detection And Ranging
MEMS	Micro-electro-mechanical systems
PDF	Probability-Density-Function (Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion)
PDP	Photonendetektionswahrscheinlichkeit

PM	Pulsmodulation
RADAR	Radio Detection And Ranging
ROIC	Readout integrated circuit
RLZ	Raumladungszone
SoC-Modul	System-on-Chip-Modul
SPAD	Single-Photon Avalanche Diode
TDC	Time-to-digital-converter
ToF	Time-of-Flight

Formelzeichen

Lateinische Schriftzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung
d	m	Distanz
d_{\max}	m	Maximale Messdistanz
E_{Ph}	J	Photonenenergie
f_n		Dichtefunktion der Erlang-Verteilung
g_i		Gewichtungsfaktor
I		Intensität
I_{lu}	A	Latchup-Stromstärke
I_{SPAD}	A	Stromstärke der SPAD
k		Anzahl der Verzögerungsschritte
m		Verhältnissfaktor
n		n -te Ereignis
N		Anzahl an Messungen
n_{best}		Optimaler Faktor für Verzögerungsschritte
N_i		Erwartungswerte der Zeitfenster
P_1	s^{-1}	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des ersten Ereignisses
\bar{P}_1	s^{-1}	Angepasste Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$\bar{P}_{\text{BG,max}}$	s^{-1}	Maximalfunktion der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
$\bar{P}_{\text{BG,min}}$	s^{-1}	Minimalfunktion der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
p_i		Wahrscheinlichkeit
r	s^{-1}	Ereignisrate
r_{B}	s^{-1}	Hintergrundereignisrate
r_{BL}	s^{-1}	Gesamtereignisrate
r_{L}	s^{-1}	Laserereignisrate
$r_{\text{L,1m}}$	s^{-1}	Laserrate bei 1 m Distanz
r_{R}	s^{-1}	Differenzrate
R_{S}	Ω	Reihenwiderstand
t	s	Zeit
ΔT	s	Zeitliche Verschiebung
T_{Bin}	s	Breite der Bins im Histogramm
T_{CW}	s	Periodendauer
t_{delay}	s	Verzögerungszeit
T_i	s	Dauer der Zeitfenster
T_{max}	s	Maximale Verzögerungszeit
T_{P}	s	Pulslänge des Laserlichtes
t_{Step}	s	Schrittweite
ΔT_{TDC}	s	TDC-Auflösung
T_{ToF}	s	Lichtlaufzeit

$T_{\text{ToF},1}$	s	Lichtlaufzeit der Entfernung 1
$T_{\text{ToF},2}$	s	Lichtlaufzeit der Entfernung 2
T_{W}	s	Zeitfenster
U	V	Gesamtspannung
U_{br}	V	Durchbruchspannung
U_{ex}	V	Überschussspannung
U_{th}	V	Schwellspannung
V_{dd}	V	Versorgungsspannung

Griechische Schriftzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung
λ	s^{-1}	Photonenrate
μ_i		Erwartungswert der Anzahl der Einträge
φ		Phasenverschiebung
ϕ_0		Gesamtleistung des Lichtpulses
ϕ_a		Absorbierte Leistung des Lichtpulses
ϕ_r		Reflektierte Leistung des Lichtpulses
ϕ_t		Resultierende Leistung des Laserpulses
ϱ_a		Absorptionsgrad
ϱ_r		Reflexionsgrad
τ		Transmissionsgrad

1 Einleitung

Für viele Anwendungen sind eine genaue Erfassung und Detektion der Umgebung unabdingbar. Hierbei reicht es oftmals nicht mehr aus, nur ein Graubild der Umgebung aufzunehmen und mittels Bildverarbeitung zu interpretieren, vielmehr muss eine genaue dreidimensionale Erfassung und Objektdetektion erfolgen. Dies spielt z.B. eine besondere Rolle beim autonomen Fahren, bei Sicherheitsanwendungen und Überwachung, sowie in der Robotik.

Neben der Lichtintensität ist somit die Erfassung von Tiefeninformation besonders wichtig. Für die sensorische dreidimensionale Erfassung können sowohl Schall als auch elektromagnetische Wellen eingesetzt werden. Bei den elektromagnetischen Wellen kann dabei unter anderem auf Radar und Licht zurückgegriffen werden.

Für die optische Bildsensorik war neben der Entwicklung des charge-coupled device (CCD) im Jahre 1969 [1] die Entwicklung eines Complementary metal-oxide-semiconductor (CMOS)-Bildsensors Anfang der 1990er Jahre [2] von entscheidender Bedeutung.

Unter die optischen Verfahren der Entfernungsmessung werden hauptsächlich Interferometrie, Triangulation und die Laufzeitmessung gezählt [3]. Unter der Laufzeitmessung mit elektromagnetischen Wellen wird das bekannte Verfahren Radio Detection And Ranging (RADAR) mit Radarwellen und das neuere Verfahren Light Detection And Ranging (LiDAR), welches mit Licht im sichtbaren und nahe des sichtbaren Spektrums arbeitet, bezeichnet. Bei dem Time-of-Flight (ToF)-Verfahren wird technologisch zwischen dem indirekten ToF und dem direkten ToF unterschieden [4]. Bei

dem indirekten Verfahren wird die Lichtintensität zu Grunde gelegt, wobei beim direkten Verfahren eine Stoppuhr die genaue Laufzeit des Lichtes erfasst. Eine Zeiterfassung im Pikosekundenbereich wird durch den technologischen Einsatz von Time-to-digital-convertern (TDCs) erreicht [5]. Als Empfangseinheit der reflektierten Photonen werden bei den Anwendungen empfindliche Photodioden benötigt. Hierbei kommen z.B. Single-Photon Avalanche Dioden (SPADs) zum Einsatz [6]. Durch den Betrieb oberhalb der Durchbruchspannung arbeitet die SPAD im sogenannten Geiger-Modus und es reicht bereits ein einzelnes Photon aus, um einen makroskopischen Strom zu erzeugen [7]. Demnach ermöglichen sie die Detektion einzelner Photonen und zeichnen sich dabei mit einer guten zeitlichen Auflösung aus. Zudem lassen sich die am *Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (Fraunhofer IMS)* entwickelten SPADs in die CMOS-Technologie integrieren. Es ist somit eine Integration von Photodiode und Elektronik auf einem Chip möglich [8]. Dadurch konnte ein Zeilensensor entwickelt werden [9]. Durch Wafer-Bond Technologie und Backside illuminated (BSI) SPADs lassen sich zudem Array-Sensoren ermöglichen, die einen größeren Füllfaktor durch das Zusammenführen eines Detektorwafers und eines Readout integrated circuit (ROIC) -Wafers erreichen [10].

Die LiDAR-Technologie ist im Fokus der Forschung. Es gibt bereits kommerzielle Umsetzungen, jedoch sind diese kostspielig und in den meisten Fällen nicht für einen Serieneinsatz geeignet. So hat *Velodyne* mehrere Scanning-LiDAR-Systeme auf den Markt gebracht. Als eines der neuesten Modelle hat *Velodyne* als Fortführung des Ultra Puck [11] einen 128 Channel LiDAR-Scanner herausgebracht, der mit 360° Abdeckung in der Horizontalen seine Umgebung in Form einer Punktwolke darstellen kann und erreicht dabei eine räumliche Auflösung von ± 3 cm [12]. Diese Systeme weisen jedoch einen großen Formfaktor auf und sind durch ihren hohen Marktpreis nur vereinzelt zum Einsatz geeignet [13].

Es wird dabei an verschiedenen Konzepten in Hinblick auf die Sensorik und die Systemintegration gearbeitet. So gibt es Systeme, die auf sogenannten micro-electro-mechanical systems (MEMS) basieren, bei denen ein Laserstrahl mittels eines kleinen Spiegels in die Szenerie abgelenkt wird [14]. Herausforderung ist durch den Einsatz mechanischer Bauelemente die präzise Synchronisation zwischen Sender und

Empfänger. Allerdings kann durch den kollimierten Laser eine größere Leistungsdichte in der Abbildung erreicht werden [15].

Die Forschergruppe des *Polytechnikum Mailand* entwickelte im Rahmen des MiSPia-Projekts (Microelectronic Single Photon 3D Imaging Arrays for low-light high-speed Safety and Security Applications, 2010 bis 2013) Sensoren mit den am *Fraunhofer IMS* entwickelten SPADs, die als Flash-LiDAR die vollständige Szenerie mit einem einzelnen Laserpuls ausleuchten [16]. Neben der Entwicklung der SPADs werden auch die Entwicklungen der TDCs vorangetrieben, die für eine schnelle zeitliche Auflösung unabdingbar sind [17]. Im Fokus für weitere Forschungen stehen zeitliche Auflösung, geringerer Platzbedarf und Einsatz eines TDCs für mehrere parallele Zeiterfassungen [18].

Ein Vergleich zeigt, dass die bessere Distanzauflösung bei den ToF-Sensoren mit Hilfe des direkten Verfahrens erreicht wird [19]. Über das direkte Verfahren können im Vergleich zum indirekten Verfahren mehr Informationen gewonnen werden [20]. Es lassen sich Sensoren realisieren, die parallel 2D- und 3D-Daten erfassen können, wobei sie einen TDC nutzen [21]. In [22] wird ein Prototyp vorgestellt, dessen Kamerasystem auf direktem ToF und CMOS-SPADs basiert. Besonderes Interesse weckt die Entwicklung durch den kleinen Aufbau und die 2D- und 3D-Bildaufnahmefunktion.

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung und der Test eines neuen Messkonzeptes zur Reichweitensteigerung und Unterdrückung von Umwelteinflüssen für eine sicherere Distanzdetektion. Der Einsatz von LiDAR-Messinstrumenten in einigen Anwendungsgebieten, wie autonomem Fahren, bedeutet eine Beeinträchtigung der Ergebnisse durch äußere Umwelteinflüsse wie Sonneneinstrahlung oder Niederschlag. Der Demonstrator Owl, der am *Fraunhofer IMS* entwickelt und in dieser Arbeit weiterentwickelt wurde, bestimmt die Distanz von Objekten über das direkte ToF. Für das direkte Verfahren wird eine Photodiode mit schneller Reaktionszeit benötigt. Da sie bereits für einzelne Photonen sensitiv sein muss, eignet sich der Einsatz von SPADs für diese Anwendung besonders gut. Da hochsensitive SPADs noch nicht lange verfügbar sind, ist ihr Einsatz für das direkte ToF noch wenig erforscht. Die Entwicklung von entsprechenden Sensoren, deren Auswertung und Algorithmik ist Hauptbestandteil dieser Arbeit.

In Kapitel 2 wird eine Einführung in das Prinzip und die Funktionsweise von LiDAR gegeben. Durch Aussenden eines Lichtpulses bekannter Wellenlänge kann die Distanz von Objekten im Raum über die Lichtlaufzeit bestimmt werden. Wechselwirkungen des Lichtpulses mit der Umgebung schwächen die Intensität des Lasers und sind je nach Anwendungsgebiet eine große Herausforderung. Verschiedene Umsetzungen werden mit ihren Anforderungen an das LiDAR-System vorgestellt. Hauptbestandteil der LiDAR-Systeme ist der Laser, sowie eine technologische Einheit zur Erfassung der Umgebung. Verschiedene Möglichkeiten und deren Vor- und Nachteile werden in Verbindung mit bevorzugten Anwendungsgebieten präsentiert. Die Herausforderungen für die Systeme, wie zum Beispiel Sonneneinstrahlung und Niederschlag als äußere Umwelteinflüsse und deren Auswirkungen werden vorgestellt.

Kapitel 3 behandelt optische Verfahren zur Entfernungsmessung. Funktionsweise und Umsetzung von Triangulation, sowohl passiv als auch aktiv, werden erläutert. Der Fokus liegt auf der ToF-Laufzeitmessung, welche durch die Lichtlaufzeit des ausgesendeten Laserpulses die Distanzbestimmung von Objekten ermöglicht. Bei der indirekten ToF-Laufzeitmessung werden die bevorzugten Modulationsarten der Pulsmodulation und der Continuous-Wave-Variante vorgestellt, bei denen das reflektierte Signal in mehreren Zeitfenstern integriert wird. Beim direkten Verfahren wird der Einsatz einer hochauflösenden Stoppuhr erläutert.

Als Sensoreinheit werden im vierten Kapitel der Aufbau, das Funktionsprinzip und die physikalischen Eigenschaften von APDs vorgestellt. Entscheidend für das LiDAR-System ist die Empfängereinheit basierend auf SPADs und deren Eigenschaften als schnelle hochempfindliche Photodiode. Ermöglicht wird der Einsatz durch den Betrieb im Geiger-Modus, auf den an dieser Stelle eingegangen wird. Notwendig ist die Quenching-Schaltung, die den Betrieb oberhalb der Durchbruchspannung ermöglicht.

Zur Verbesserung und Erhöhung der Sicherheit der Messungen werden in Kapitel 5 die statistische Beschreibung der direkten Laufzeitmessung mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (Probability-Density-Function – PDF) und die erweiterte Statistik für die neu entwickelte Messfensterverzögerung vorgestellt. Um die Fehldetektionen von Störeinflüssen zu untersuchen, werden die genauen Zeitstempel der Ankunftszeiten der reflektierten Photonen genutzt, welche durch die Erlang-Verteilung

statistisch beschrieben werden. Das First-Photon-Verfahren wird dazu eingesetzt und die Histogrammbildung mehrerer hintereinander durchgeführter Messungen erläutert. Die Weiterentwicklung der Statistik für einen verzögerten Start der Messung zur Unterdrückung von Störeinflüssen wird untersucht und somit die Reichweitensteigerung der Detektionsmöglichkeit des Sensors erläutert. Es werden vier verschiedene Messfensterverzögerungen erörtert: Gewichtete Verzögerungsschritte, gleichverteilte Verzögerungsschritte, konstanter Hintergrundverlauf und konstante Detektionswahrscheinlichkeit über das Abstandsgesetz. Zwei besondere Detektionsarten werden vorgestellt, die durch die Anpassung der Statistik möglich sind. Mit der Mehrfachdetektion wird die Detektion zweier Objekte innerhalb eines Messzyklus erläutert. Multipath beschäftigt sich mit der Detektion eines Objektes über mehrere Wege des ausgesendeten Laserpulses. Anschließend wird das Simulationstool für die Erstellung der Histogramme erläutert sowie die Implementierung des Testsystems Owl.

Auf das Testsystem Owl wird im folgenden Kapitel näher eingegangen. Der Aufbau des Demonstrators wird vorgestellt, ebenso das Lasermodul und das Evaluationsboard. Die Weiterentwicklungen werden erläutert, die im Speziellen in der Programmierung und Softwareentwicklung angesiedelt sind. Die grafische Benutzeroberfläche wird vorgestellt und die Besonderheit der 3D-Visualisierung im 2D-Kamerabild ergänzt.

Als Mittelpunkt des Demonstrators Owl wird der CMOS-LiDAR-Sensor für ToF-Anwendungen in Kapitel 7 erläutert. Der Chip ist für die Detektion des reflektierten Laserpulses und für die Messung der Lichtlaufzeit zuständig. Der Zwei-Zeilen-Sensor SPADeye2, der am *Fraunhofer IMS* entwickelt wurde, wird vorgestellt. Als Ausblick wird der neu entwickelte Matrix-Sensor CSPAD3000 erklärt. Die Laufzeit wird über den TDC erfasst. Die Methode des Time-Shifted Histogramming wird vorgestellt, um den Einsatz parallel laufender TDCs zu erklären.

Im achten Kapitel werden die Verfahren direkter Laufzeitmessung in verschiedenen Situationen analysiert. Die Messergebnisse der Multiobjektdetektion werden gezeigt. Zwei Versuche werden vorgestellt: Innerhalb eines Pixels des Field-of-View (FoV) befinden sich zwei solide Objekte und innerhalb eines Pixels befindet sich ein solides Objekt hinter einer Glasplatte. Durch das direkte ToF-Verfahren kann diese

Mehrfachdetektion abgebildet werden. Anschließend wird die Hintergrundlichtunterdrückung analysiert. Der Einsatz eines Bandpassfilters wird erläutert im Gegensatz zur Sonnenlichtunterdrückung mit der Messfensterverzögerung. Abschließend wird das System im Nebel eingesetzt und eine Objektdetektion von unterschiedlichen Targets analysiert.

Die Ergebnisse werden in Kapitel 9 zusammengefasst und die Arbeit schließt mit einem Ausblick auf Erweiterungen des Systems.

2 LiDAR

LiDAR basiert auf der Aussendung von Lichtpulsen im ultravioletten, infraroten und sichtbaren Wellenlängenbereich und anschließender Detektion des reflektierten Signals. Sie ähnelt der Technologie RADAR. Mit dem optischen Messverfahren sollen Objekte im Raum geortet und vermessen werden [23]. Die Anforderungen an das System variieren mit der Anwendung [24]. Anwendungsbeispiele, Umsetzung und technologische Herausforderungen werden vorgestellt. LiDAR findet dabei bereits Einzug in industrielle Anwendungen und Laserentfernungsmesswerkzeuge sowie Einzug in Geräte des Handwerk und Hobbyanwendungen, aber auch im Bau- und Vermessungswesen [25, 26].

2.1 Prinzip und Funktion von LiDAR

Bei dem optischen Messverfahren LiDAR werden Lichtpulse im ultravioletten, infraroten oder sichtbaren Wellenlängenbereich ausgesendet. Das Verfahren ist aktiv, d. h., dass das emittierte Licht an einem Objekt reflektiert und über die ToF-Methode (Kapitel 3.2) bis zum Empfangen auf dem Sensorchip die Entfernung des Objektes bestimmt wird. Das Licht muss die Strecke zwei Mal zurücklegen. Die Entfernung und die Laufzeit verhalten sich proportional zueinander. Die Distanz errechnet sich zu

$$d = \frac{c}{2} \cdot t \quad (2.1)$$

mit dem Abstand d , der Lichtgeschwindigkeit c und der Zeit t . [23]

Grundsätzlich wird bei indirekten ToF-Systemen in gepulste Systeme und in Continuous-Wave-Systeme unterschieden (Abschnitt 3.2.1). Gepulste Systeme messen die Zeit, die ein Lichtpuls bis zur Reflexion an einem Objekt und zurück zum Sensor benötigt. Continuous-Wave-Systeme messen die Entfernung über die Phasendifferenz zwischen dem gesendeten und dem empfangenen Signal [27]. Abhängig von der Wellenlänge wechselwirkt das emittierte elektromagnetische Signal mit Partikeln in der Atmosphäre (Absorption und Streuung) und natürlichen oder von Menschen errichteten belichteten Objekten, die sich im Strahlengang befinden.

Die zur Beschreibung von LiDAR standardmäßig verwendeten Gleichungen leiten sich von den RADAR-Gleichungen ab. Sie beschreiben den Messprozess, indem die Eigenschaften des Detektors und des Objekts betrachtet werden. Ebenso ordnen sie die Energie des ausgesendeten und des empfangenen Signals zu. Sie gelten nur für einzelne Laserquellen oder flache Objektflächen. Bei mehreren im Raum verteilten Objekten ist die Beschreibung komplizierter und setzt sich aus einer Superposition von Echos bei unterschiedlichen Entfernungen zusammen. [28]

Die Transmissions- und Reflexionseigenschaften beeinflussen das LiDAR-System maßgeblich. Mit einer Vereinfachung des Strahlengangs werden die Absorption, Reflexion und Transmission am einfach zurück gelegten Weg deutlich (Abbildung 2.1). Nach der Reflexion am Objekt muss die Strecke erneut zurückgelegt werden.

Ein Laser sendet einen Lichtpuls mit der Leistung ϕ_0 aus. Teile des Lichts werden an Staub und Wassertröpfchen in der Atmosphäre diffus reflektiert mit ϕ_r . Von den Partikeln wird der Anteil ϕ_a absorbiert und in Wärme umgewandelt. Die resultierende Lichtleistung ist ϕ_t . Diese Abschwächung der Lichtleistung setzt sich aus Absorption, Streuung, Beugung und Reflexion zusammen und ist wellenlängenabhängig. Die Dämpfung durch die Atmosphäre zählt zu den nicht beeinflussbaren Faktoren, ebenso wie die Größe und der Reflexionsgrad des Objekts. [23]

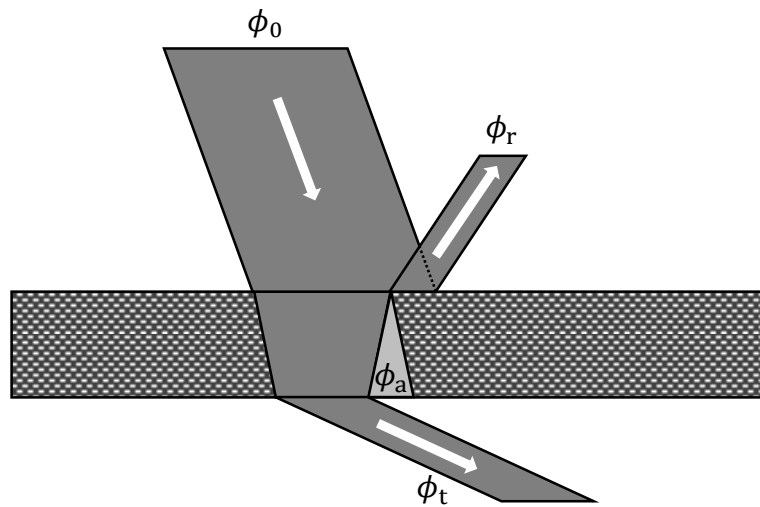


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung von Absorption, Reflexion und Transmission eines Laserpulses in der Atmosphäre nach [23]

Die Gesamtleistung ergibt sich zu

$$\phi_0 = \phi_r + \phi_a + \phi_t \quad (2.2)$$

mit dem Reflexionsgrad [23]

$$e_r = \frac{\phi_r}{\phi_0} \quad (2.3)$$

dem Absorptionsgrad [23]

$$e_a = \frac{\phi_a}{\phi_0} \quad (2.4)$$

und dem Transmissionsgrad [23]

$$\tau = \frac{\phi_t}{\phi_0} \quad (2.5)$$

Für eingesetzte Laser muss die Augensicherheit beachtet werden. Dadurch ist die Energie des Lasers stark limitiert. Durch die Dämpfung in der Atmosphäre wird die Intensität weiter abgeschwächt, wodurch die Detektoren an Genauigkeit

hinzugewinnen müssen. Zusätzlich verhalten sich gewöhnliche Objekte in ihrem Reflexionsgrad wie Lambert-Reflektoren, d. h. sie reflektieren ein Lichtsignal diffus in den halben Raumwinkel von 180° . Die Rückstreuung ist nicht gerichtet, sondern inhomogen verteilt. Es trifft nur eine geringe Intensität wieder auf den Empfänger. Bündelt man den Strahl, wird die Energiedichte erhöht, jedoch kann durch Totalreflexion der gesamte Strahl in eine andere Richtung reflektiert werden und nicht mehr vom Sensor empfangen werden. [29]

2.2 Anwendungsgebiete

Die Anwendung des LiDAR-Systems entscheidet über die Anforderungen an das System und die Auswertung der Signale. Entscheidend ist, ob vertikale Höheninformationen wie in der Erdbeobachtung oder Kartographie [28] gewonnen werden sollen oder Entfernungsinformationen für autonomes Fahren, bei dem die vertikale Komponente meist keine Rolle spielt [23].

LiDAR ist eine hochauflösende und akkurate Technik für Anwendungen wie Erdoberflächenvermessung [30], Windgeschwindigkeitsmessung [31], Forstbetrieb [32] und Robotik [33]. Windgeschwindigkeitsmessungen werden über Doppler-LiDAR realisiert. Das System wird zum Beispiel für die Bestimmung der Windgeschwindigkeit in verschiedenen Ebenen der Luftschichten mit einer Wellenlänge von $1,5 \mu\text{m}$ eingesetzt. Mit Hilfe der Messung in verschiedene Raumrichtungen lässt sich ein Windvektor errechnen und somit Geschwindigkeit und Richtung des Windes bestimmen. [34] Bei topographischen LiDAR-Systemen wird Airborne Laser Scanning (ALS) zur aktiven Entfernungsmessung eingesetzt. Bei der Methode wird der Abstand zwischen Laser-Scanner und Erdtopografie ausgemessen. Die Datenpunkte werden in einer 3D-Punktwolke dargestellt. Der erste kommerziell verfügbare ALS lieferte lediglich ein rückgestreutes Echo pro emittiertem Lichtpuls. Befindet sich lediglich ein Objekt im Lichtkegel, reicht ein einzelnes Echo bereits aus. Multiple-Puls-Systeme wurden zur Detektion mehrerer Echos innerhalb eines Lichtkegels entwickelt. Normalerweise werden erste und letzte Pulse detektiert. Es gibt Sensoren, die bis zu sechs einzelne Signale detektieren können. [30]

In Multi-Echo-Systemen werden Pulse des Empfangssignal in Echtzeit detektiert. Das Hardware-System wandelt ein Continuous-Waveform-Signal in einige Pulse mit definierter Zeit um, die die Position von individuellen Objekten wiedergibt. Die Zahl und die zeitliche Genauigkeit der detektierten Pulse hängt von der Detektionsmethode ab. [28]

Systematische Fehler (Fehler in der Messung des Spiegelwinkels, Hardware-Probleme in Synchronisation und Integration, inkorrekte Punktdetektion während der Echtzeitmessung, etc.) können durch Kalibration behoben werden. Zufällig auftretende Fehler (Variation in Signal-to-Noise-Ratio des empfangenen Signals, Oberflächenreflektivität und Veränderung dieser innerhalb eines Messstrahls, etc.) können nicht auf diese einfache Weise behoben werden. [28]

Fehler in LiDAR-Messungen wurden ausführlich in der Literatur diskutiert [35]. Die Möglichkeit der Pulsdetektion, die Genauigkeit und die Auflösung erhöhen sich durch Full-Waveform-Detektion [36]. Zusätzlich zur Entfernung können nun physikalische Eigenschaften von Objekten im Lichtkegel durch Analyse der rückgestreuten Welleninformation bestimmt werden. Full-Waveform-Systeme rastern das rückgestreute Wellensignal mit einer Frequenz um 16 GHz ab. Die vertikale Verteilung von Objekten, die von einem Laser getroffen werden, kann damit bestimmt werden. Moderne Systeme arbeiten mit vielen parallelen Strahlen in einem Feld von 150 – 600 m. Mit der Technik kann eine Genauigkeit von $\leq 0,1$ m Detektion erreicht werden. [28]

Im Bereich der Kartographie wurde LiDAR in das mobile Mapping integriert. Für das mobile Mapping ist ein rotierender Kopf mit 64 Halbleiter-Lasern hochauflösend und ermöglicht ein großes vertikales Sichtfeld. Jeder Laser hat einen eigenen fest zugeordneten Detektor. Die Rotation des Kopfes erlaubt ein FoV von 360° .

Ursprünglich wurde die Technologie für unbemannte Fahrten von Fahrzeugen entwickelt.

Standardmäßig werden für die Herstellung hochauflösender LiDAR-Sensoren 905 nm-Laser aus der Massenproduktion verwendet, um die Kosten günstig zu halten [37]. Zusätzliche Vorteile des Systems sind die geringe Leistungsanforderung, Klasse-1-Augensicherheit und die Erhältlichkeit von Sensoren zum Kalibrieren und Testen. Die hochauflösenden Systeme werden heute in Robotik, Kartenerfassung, autonomer Navigation und Sicherheitssystemen verwendet. [24]

LiDAR-Systeme sind in autonomen Fahrerassistenzsystemen in den Fokus geraten. Sie können wie Kameras oder RADAR-Sensoren ein hochauflösendes 3D-Bild der Umgebung bei verschiedenen Wetterbedingungen liefern [15]. Sie bieten dabei eine deutlich bessere räumliche Auflösung als ein RADAR-System. Wenn Objekte visuell erkannt werden sollen, dann muss die Lichtintensität entsprechend ausgewertet werden. Die Bildgebung ist durch die Sensoren allerdings schlechter als durch eine Kamera und primär abhängig vom Kontrast. [23]

Im autonomen Fahren sollen die Sensoren vor Kollisionen warnen, den toten Winkel überwachen, Objekte und Fußgänger detektieren [38, 39], sowie das Gelände kartografieren [40]. Die kommerziell erhältlichen LiDAR-Sensoren werden in Kurzstrecken- und Langstreckensensoren unterteilt. Kurzstreckensensoren werden als Flash-LiDAR umgesetzt, wohingegen Langstreckensensoren eine größere Lichtintensität benötigen und scannende Systeme verwendet werden. [15]

Das in dieser Arbeit diskutierte LiDAR-System soll Anwendung in dem Bereich des autonomen Fahrens finden und wird ausführlicher diskutiert.

2.3 Umsetzung

Standardmäßig sind LiDAR-Systeme mit einem Laser ausgestattet, der auf einen rotierenden Spiegel emittiert [24]. Unterschiede gibt es in der Erzeugung von mehreren Messkanälen.

Der Laser emittiert typischerweise zwischen 850 nm und 1 μm . Die Augensicherheit muss in der Anwendung von Laserlicht beachtet werden. Verwendet werden dafür Hochleistungsdioden bis zu 75 W [41, 42]. Die Pulslänge liegt im Bereich von 4 – 30 ns. Die Treiberstufe des Lasers sollte für eine störsichere Abstrahlleistung so nah wie möglich am Halbleiterlaser verbaut werden. Die Temperaturentwicklung am Gehäusekunststoff und die Betriebsspannung von 12 V sind eine Herausforderung. [23]

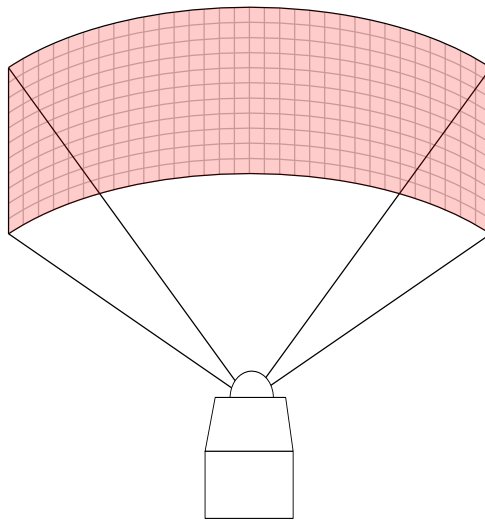


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Flash-LiDAR-Systems

Für Kurzstreckensensoren wird Flash-LiDAR eingesetzt (Abbildung 2.2). Eine Szenerie wird durch den Sender komplett belichtet und eine Matrix von vielen Detektoren erzeugt ein Bild. Die Distanz von jedem Pixel im Bild wird gleichzeitig gemessen. Wegen des einfachen Aufbaus ist der Detektor günstig, jedoch ist die Messreichweite begrenzt, denn das Laserlicht wird in den Raumwinkel gestreut (Abbildung 2.3 a, c). [15]

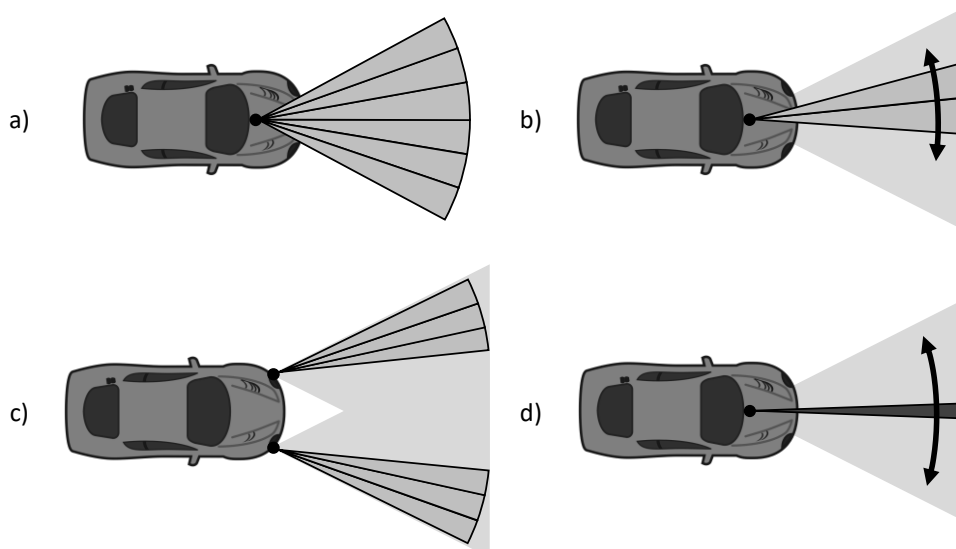


Abbildung 2.3: Beispielhafte Sensorik mit verschiedenen Strahltypen am Auto nach [23]:
a) Multibeam starr, b) Multibeam-Sweep, c) Multibeam verteilt und d) Single-Beam-Scan

Der Aufbau kommt jedoch ohne bewegliche Bauteile aus, was einen Vorteil in seiner mechanischen Stabilität bedeutet.

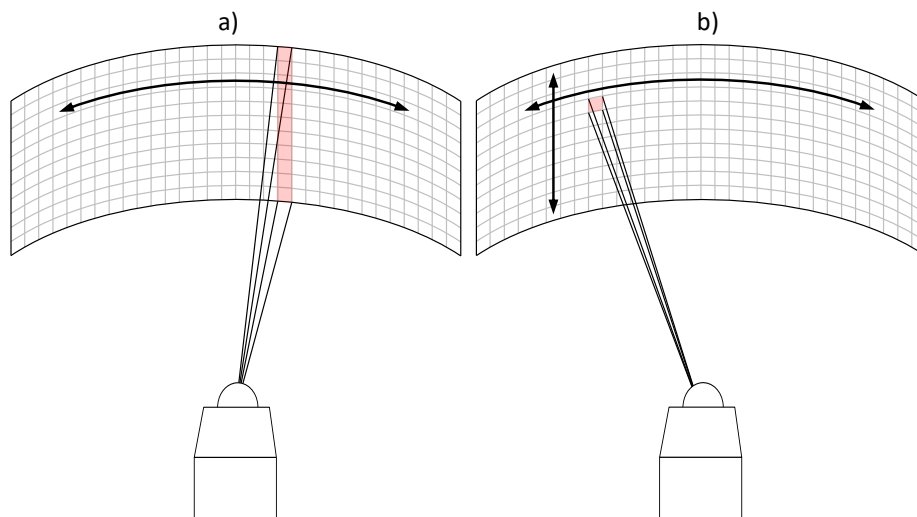


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines Scanning-LiDAR als a) Linienscanner und b) Punktscanner

Scanning-LiDAR-Sensoren (Abbildung 2.3 b, d) fokussieren den Lichtstrahl und belichten einen kleinen Teil des Objekts oder der Umgebung. Das Signal ist dadurch ebenfalls fokussiert auf den Detektor und ein Pixel wird aufgenommen. Die Strahlposition wird über das Objekt gerastert und die Distanz des nächsten Pixels wird gemessen. Ein Bild der gesamten Szene wird so erstellt.

Das am meisten verwendete scannende System ist ein rotierender Spiegel, der gerade und parallele Scan-Linien bietet (Abbildung 2.4). Die Störfaktoren auf den Spiegel sind klein. Der Aufbau ist jedoch groß und der rotierende Aufbau ist durch die Trägheit in seiner Scanrate limitiert. [15]

2.4 Technologische Herausforderungen in der Anwendung

Für die geforderte Genauigkeit im cm-Bereich ist eine hohe Messgeschwindigkeit notwendig. Der Messimpuls wird kurz gehalten, damit die zeitliche Auflösung zur Detektion von Objekten optimiert wird, d. h. damit die Trennung der Echos so kurz wie

möglich ist. Der Messbereich für die Detektion von Objekten liegt bei 10 cm – 150 m. Das entspricht einer Lichtlaufzeit von 0,1 ns – 1 μ s. Die optimale Empfindlichkeit der Empfängerfläche wird über die Apertur und die Güte der Optik erreicht. Zudem ist es nötig, Sende- und Empfangseinheit gut aufeinander abzustimmen. So sollte der Laser genau den gewünschten Bereich der Empfangseinheit abdecken, damit die Leistung des Systems optimal genutzt werden kann. Die Sendeeinheit ist oft aufgrund von Augensicherheit limitiert. Hierzu kommen optimalerweise Laser mit kurzer, jedoch höherer Energie zum Einsatz. Dies stellt technologisch einige Herausforderungen an Treiberschaltung und Laserdiode. Der Empfänger ist ausschlaggebend für die Möglichkeiten mit LiDAR. Hauptbestandteil des Empfängers ist eine Photodiode, z. B. die Avalanche-Photodiode (APD) (Kapitel 4). Durch das Quenching in SPADs ist die Messfrequenz bis 100 MHz begrenzt. Das Signal kann durch Software zu weiterer Verbesserung der örtlichen Auflösung führen. Die Auflösung ist weiterhin durch eine gute zeitliche Auflösung des Sensors bestimmt.

Hintergrundlicht kann die Funktionalität des Sensors stören. Das Sonnenlicht bildet einen großen Infrarotanteil ab [43]. Es kann zu fehlerhaften Detektionen kommen. Dies kann durch hardwareseitige Filter und anschließende Analyse kompensiert werden.

2.4.1 Einflüsse durch Niederschlag

Das Medium der Atmosphäre beeinflusst die Lichtintensität. Zudem kann es zu Doppelreflektionen kommen. Abhängig von der Dämpfung des Signals in der Atmosphäre (Abbildung 2.5) kann die Wahl der Wellenlänge des Lichtpulses hilfreich sein.

Das Empfangssignal hat im einfachsten Fall bei Reflexion an einem festen Objekt die Form einer Gaußkurve. Der Absorptionsgrad durch die atmosphärische Störung kann dann über die Form des Signals bestimmt werden. Die Reichweite wird weiterhin über die Intensität des ausgesendeten Lichtpulses sowie die Empfindlichkeit der Empfängereinheit bestimmt. [23]

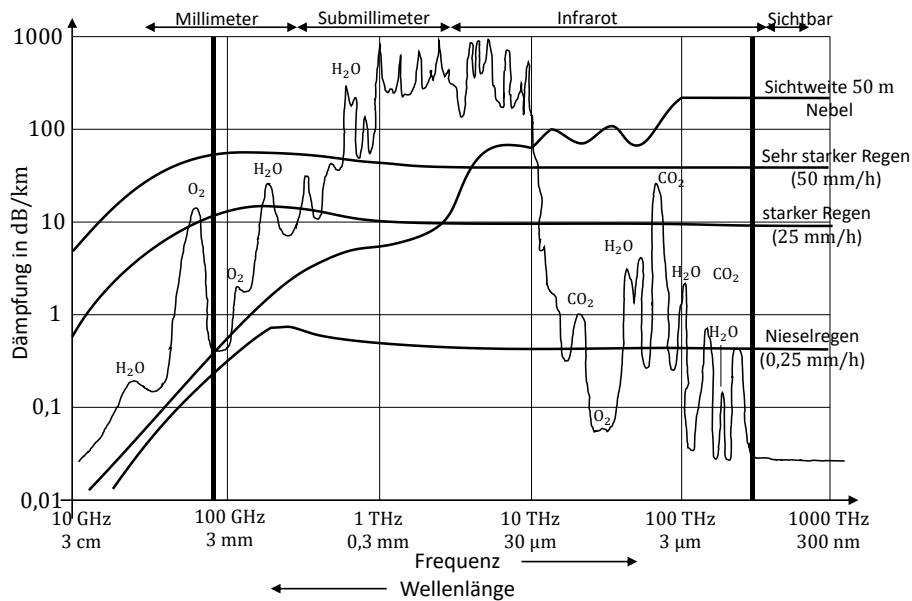


Abbildung 2.5: Dämpfungsratespektrum von Licht verschiedener Wellenlängenbereiche in der Atmosphäre nach [23]

Liegt eine Dämpfung des Signals durch z. B. Niederschlag vor, muss das System in der Lage sein, die Reflexion an mehreren Objekten auswerten zu können. Man spricht von Mehrzähligkeit des Systems. Der Abstand zwischen einzelnen Objekten sollte groß genug sein für differenzierte Detektion. Eine Nebel- oder Regenschicht erfüllt diese Anforderung in der Regel nicht und deswegen wird die Empfindlichkeit des Sensors dynamisch angepasst, damit der Messkanal hinter der „weichen“ atmosphärischen Störung die Objektinformationen auffassen kann. [23]

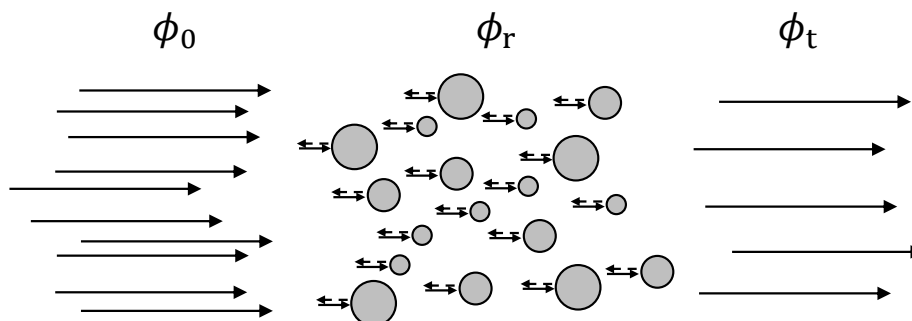


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung von Streuung eines Lichtsignals im Nebel nach [23]

Einflüsse durch Niederschlag sind problematisch bei Systemen im optischen Bereich. Die Dämpfung des Laserstrahls in der Atmosphäre, z.B. bei Nebel, führt zu einem erheblichen Problem. Die Lichtpulse werden an den Wassertröpfchen in der Luft gestreut und reflektiert (Abbildung 2.6). Es kommt zur Mie-Streuung [44]. Neben einer Dämpfung des Signals treffen die rückgestreuten Fehldetektionen der Atmosphäre in den Empfänger und es tritt ein Sättigungsverhalten ein. Eine Messung eines dahinterliegenden Objektes wird erschwert bis unmöglich. [23]

Eine Lösung ist, neben der Laufzeitmessung der Pulse, ebenso die Pulsantwort im zeitlichen Verlauf zu verwenden, um das flache und ausgedehnte Empfangsecho des Nebels von dem des detektierten Objekts zu extrahieren. [23]

Ähnliche Problematiken ergeben sich bei Regen oder Schnee. Hier kann es zu erheblichen Streuungen und Dämpfung kommen, sodass das eigentliche Objekt abgeschattet wird und nicht mehr erfasst werden kann.

3 Optische Verfahren zur Entfernungsmessung

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Verfahren zur Entfernungsmessung im optischen und infraroten Wellenlängenbereich vorgestellt. Das Verfahren der Triangulation wird unterschieden in die passive und aktive Messung. Speziell wird auf die indirekte und direkte ToF-Laufzeitmessung eingegangen.

3.1 Triangulation

Ein Verfahren zur Distanzmessung von Objekten ist die Triangulation, die auf dem Prinzip der Trigonometrie basiert [1]. Man unterscheidet die passive (Stereo-Modus) und die aktive Triangulation. Das Verfahren der Triangulation kann für die Anwendung der 3D-Entfernungsmessung im optischen oder nahe des optischen Wellenlängenbereiches arbeiten.

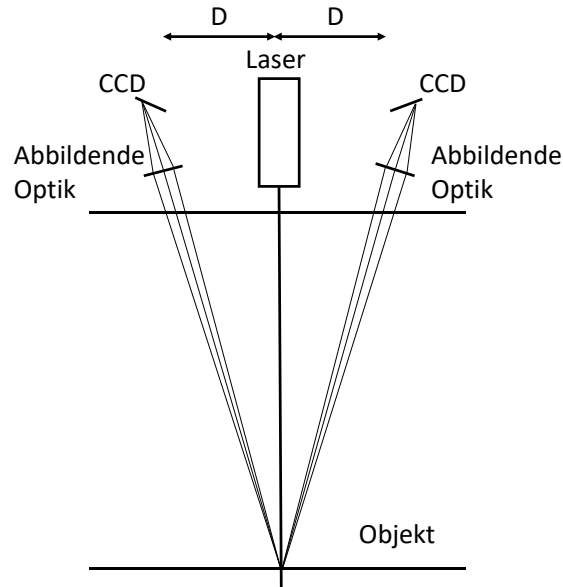


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der passiven Triangulation nach [45]

3.1.1 Passive Triangulation

Die passive Triangulation (Abbildung 3.1) wird im Stereo-Modus durchgeführt. Mit Hilfe von zwei Kameras, welche räumlich definiert voneinander entfernt sind, wird das Objekt erfasst. Die Szene wird dabei mit möglichst diffusem Licht ausgeleuchtet bzw. das vorhandene Tageslicht genutzt. Die Entfernung eines Objektes wird über den Abstand der beiden Kameras zueinander und Winkelbestimmung über korrespondierende Punkte in beiden Kamerasystemen geometrisch berechnet [46].

Vorteile sind die Hardware, basierend auf handelsüblichen und kostengünstigen optischen Kamerasystemen, und die Illumination durch Tageslicht, die im Verfahren in den meisten Fällen ausreichend ist. Hinderlich für eine qualitativ hochwertige Distanzbestimmung ist hierbei die anschließende, aufwendige Bildbearbeitung und Berechnung. [46]

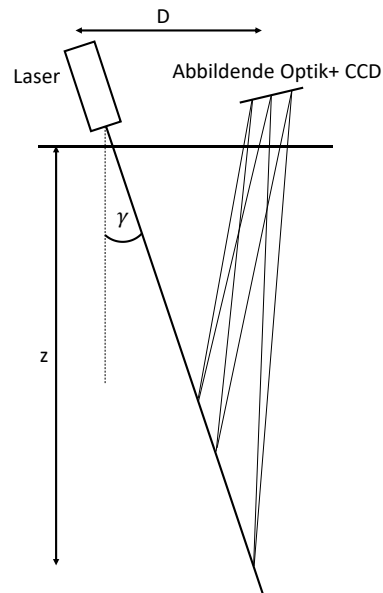


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der aktiven Triangulation nach [45]

3.1.2 Aktive Triangulation

Bei der aktiven Triangulation (Abbildung 3.2) findet im Gegensatz zur passiven Triangulation eine zwingend erforderliche aktive Beleuchtung der Szene statt. Es wird nur eine Empfängereinheit benötigt. Beim Laserscannen wird ein Punkt oder eine Linie auf das zu erfassende Objekt projiziert und die Reflektion mit Hilfe eines Sensors in bekannter Winkelabhängigkeit erfasst. Die Position des Laserpunktes auf dem Sensor variiert je nach Entfernung des Objektes und der Winkel hierzu kann bestimmt werden. Über den bekannten Abstand und Winkel von Lichtquelle zu Sensor kann der Abstand über den reflektierten Laserpunkt bestimmt werden. [47]

Nicht jeder Punkt der Szene muss abgetastet werden, wodurch Zeit bei der Bildaufnahme und Mechanik im Ablensystem des Lasers gespart wird. Die Berechnungen der Tiefeninformationen werden dadurch anspruchsvoller [45].

3.2 Time-of-Flight-Laufzeitmessung

Bei dem ToF-Verfahren wird die Entfernung eines Objektes über die Lichtgeschwindigkeit c und die Laufzeit des Lichtes bestimmt. Dabei wird die Laufzeit vom Aussenden eines Lichtimpulses oder einer modellierten Lichtwelle, über die Reflektion an einem Objekt bis zum Empfang am Detektor erfasst [3]. Die Laufzeit des Lichtes ist die zu erfassende Größe. Im Folgenden wird zwischen der indirekten und der direkten Laufzeitmessung unterschieden.

3.2.1 Indirekte Time-of-Flight-Laufzeitmessung

Bei der indirekten ToF-Laufzeitmessung wird Licht mit zeitlich variabler Intensität ausgesendet und die Laufzeit über die zeitliche Verzögerung des reflektierten Signals bestimmt. Die Laufzeit wird dabei aus dem Verhältnis der Lichtmenge innerhalb mehrerer zeitlich verschobener Fenster bestimmt.

Es gibt zwei bevorzugte Modulationsarten: Bei der Pulsmodulation (PM) wird das Licht mit einer gewissen Pulslänge maximaler Intensität ausgesendet. Bei der Continuous-Wave-Variante findet eine Sinusmodulation der Intensität statt. [3]

Pulsmodulation

Es wird ein Lichtpuls der Dauer T_p ausgesendet, wobei das reflektierte Licht in mehreren Zeitfenstern integriert wird (Abbildung 3.3). Eine einfache Umsetzung mit geringer Varianz ist die Integration des reflektierten Lichtes in drei Zeitfenstern [48, 49]. Die Länge der Zeitfenster entspricht dabei der Pulslänge T_p . Mit dem Aussenden des Lichtpulses startet die Laufzeit des ersten Fensters unmittelbar gefolgt vom zweiten Zeitfenster. Das dritte Fenster dient der Abschätzung des Hintergrundlichtes und kann unabhängig von den ersten beiden Fenstern zeitlich entfernt von dem Laserpuls platziert werden, sodass nur Hintergrundereignisse gemessen werden.

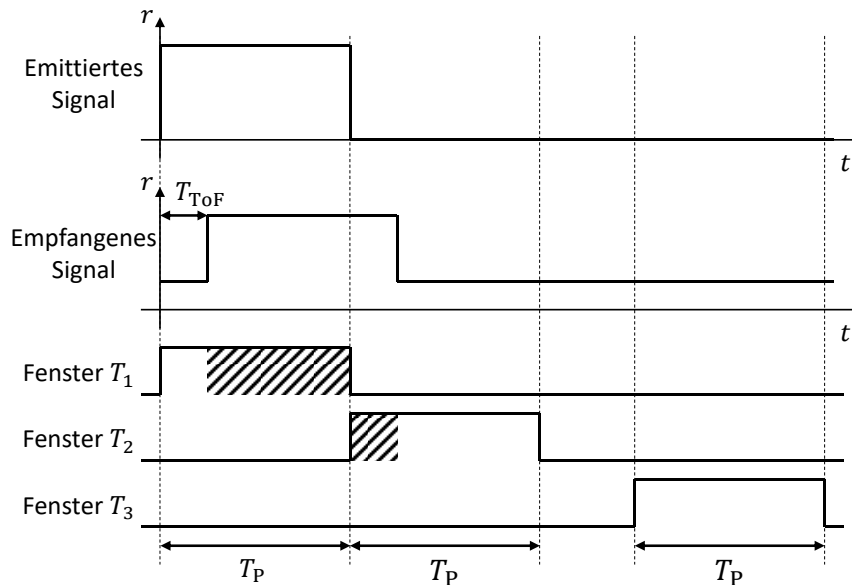


Abbildung 3.3: Indirektes ToF mit Pulsmodulation nach [49]

Die ersten beiden Fenster dienen der Bestimmung der Lichtlaufzeit T_{ToF} und somit der Entfernung des Objekts. Wird ein Objekt direkt vor dem Sender und Empfänger platziert, erscheint die gesamte Intensität des reflektierten Signals im ersten Messfenster und keine Intensität des Laserpulses im zweiten Fenster. Wenn sich das Objekt genau in einem Abstand befindet, bei dem die Lichtlaufzeit der Pulslänge entspricht, landet die gesamte Intensität im zweiten Fenster. Aufgrund der Nichteindeutigkeit kann für Entfernungen über die Pulslänge hinaus keine Distanz bestimmt werden. Für eine Distanz zwischen den zwei zuletzt genannten Extremfällen wird sich die Intensität des Laserpulses in die zwei Fenster verteilen und über das Verhältnis der Intensitäten in den Fenstern kann die Laufzeit bestimmt werden. Für die Hintergrundkompensation dient die gemessene Intensität des dritten Messfensters. Da in diesem Fenster nur Hintergrundlicht aufgenommen wird und man über die Messdauer ein zeitlich konstantes Hintergrundlicht annehmen kann, kann die Intensität des dritten Messfensters direkt von dem ersten und zweiten Messfenster abgezogen werden. Die zeitliche Integration der Ereignisrate des reflektierten Pulses r_p und die Hintergrundrate r_B ergeben die Erwartungswerte N_i der Zeitfenster T_i zu [49]

$$\begin{aligned}
 N_1 &= T_P r_B + (T_P - T_{\text{ToF}}) r_L \\
 N_2 &= T_P r_B + T_{\text{ToF}} r_L \\
 N_3 &= T_P r_B
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

N_i sind die Erwartungswerte der gezählten oder integrierten Photonen in einem der Messfenster. Über das Verhältnis der Intensität des zweiten Fensters zur Gesamtintensität über beide Fenster ergibt sich nach Abzug der Hintergrundstrahlung gemessen im dritten Zeitfenster

$$\frac{N_2 - N_3}{N_1 + N_2 - 2N_3} = \frac{T_{\text{ToF}}}{T_P}
 \tag{3.2}$$

Die Objektdistanz d ergibt sich durch die gemessene Lichtlaufzeit T_{ToF} zu [3]

$$d = \frac{c}{2} \cdot T_{\text{ToF}}
 \tag{3.3}$$

und wird durch Ersetzen mit der Pulsdauer T_P zur maximalen Entfernung [46]

$$d_{\text{max}} = \frac{c}{2} \cdot T_P
 \tag{3.4}$$

Aus (3.2), (3.3) und (3.4) ergibt sich die Distanz d [49] aus dem Verhältnis der Fenster zu

$$d = \frac{N_2 - N_3}{N_1 + N_2 - 2N_3} \cdot d_{\text{max}}
 \tag{3.5}$$

Somit ist es möglich, die Distanz über das Verhältnis der Zeitfenster bis zu einer maximalen Distanz d_{max} zu berechnen.

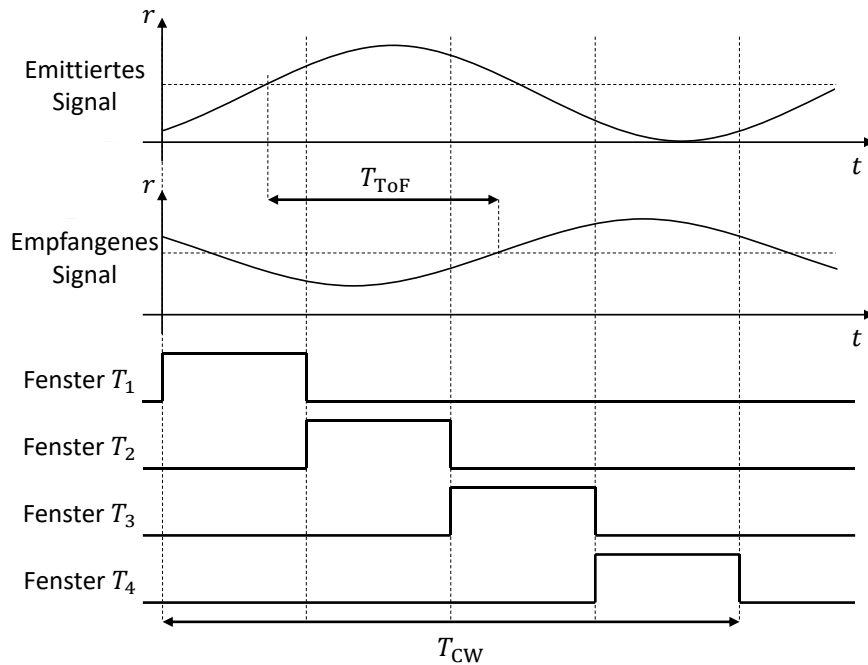


Abbildung 3.4: Indirektes ToF mit Sinusmodulation nach [49]

Continuous-Wave (Sinusmodulation)

Bei diesem Verfahren wird die Intensität des emittierten Lichtes als sinusmodelliertes Signal ausgesendet und über die Phasenverschiebung beim Empfang die Distanz bestimmt (Abbildung 3.4). Zur Bestimmung der Phasenverschiebung wird das empfangene Signal in vier Messfenstern erfasst. Die vier Messfenster bilden dabei eine Periodendauer der emittierten Welle T_{CW} ab. Die zeitliche Phasenverschiebung zwischen dem emittierten und dem empfangenen Signal ergibt die Laufzeit T_{ToF} und die resultierende Phasenverschiebung φ ist gegeben durch

$$\varphi = 2\pi \frac{T_{ToF}}{T_{CW}} \quad (3.6)$$

Mit der Formel (3.6) ergibt sich (3.3) zu [49, 50]

$$d = \frac{c}{2} \varphi \frac{T_{CW}}{2\pi} = d_{\max} \frac{\varphi}{2\pi} = \frac{d_{\max}}{2\pi} \arctan\left(\frac{N_4 - N_2}{N_1 - N_3}\right) \quad (3.7)$$

Die halbe Periodendauer der Modulationswelle beschränkt die maximale Reichweite, da darüber hinaus die Phasenverschiebung um mehr als 2π nicht mehr eindeutig ist.

3.2.2 Direkte Time-of-Flight-Laufzeitmessung

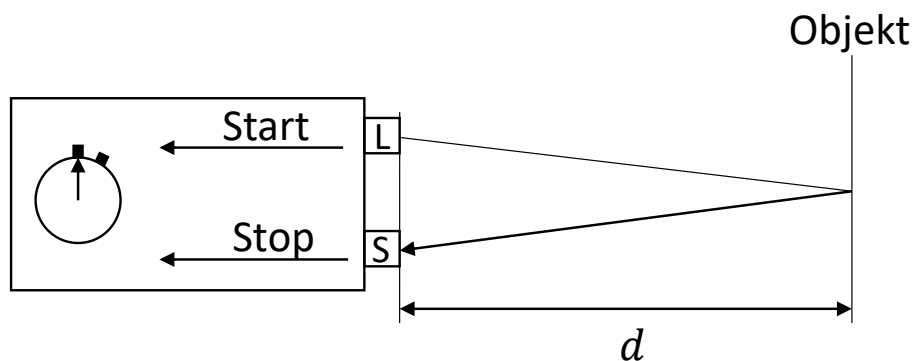


Abbildung 3.5: Das Prinzip der direkten ToF-Laufzeitmessung mit einem Laser L als Emittter und Sensor S als Detektor nach [3]

In der direkten ToF-Laufzeitmessung wird beim Aussenden eines Laserpulses eine Stoppuhr gestartet, die bei Registrierung des reflektierten Signals wieder gestoppt wird (Abbildung 3.5). Die Anforderung an die Stoppuhr beinhaltet eine hohe zeitliche Auflösung [51]. Die Beeinflussung durch einfallendes Hintergrundlicht wird durch Sammeln der Ereignisse in einem Histogramm gemindert und die Laufzeit schließlich aus dem Histogramm durch Auswertelgorithmen bestimmt. Dabei reicht die Bestimmung der Lichtlaufzeit T_{ToF} aus, um nach (3.3) die Entfernung zu bestimmen. Bei dem direkten Verfahren können sehr kurze Laserpulse zum Einsatz kommen, da nur das erste empfangene Photon für die Zeitbestimmung und somit für die Distanzbestimmung relevant ist. Die Hintergrundlichtunterdrückung funktioniert in diesem First-Photon-Verfahren über eine größere Statistik, indem mehrere Messungen aufgenommen werden, oder durch das Verfahren der Koinzidenz [52].

4 Single-Photon Avalanche Dioden

In diesem Abschnitt werden der Aufbau, das Funktionsprinzip und die physikalischen Eigenschaften von APDs beschrieben und es wird speziell auf deren Anwendung als SPAD eingegangen. Für den Einsatz als SPAD werden die verschiedenen Möglichkeiten des Löschens – Quenching – der Dioden beschrieben. Das im Rahmen dieser Arbeit beschriebene Verfahren der direkten Distanzmessung und die dahinterstehende Technik basieren auf dem Einsatz von SPADs, wodurch deren charakteristisches Verhalten eine große Auswirkung auf die Möglichkeiten, Einsatzbereiche und Anwendungen hat.

4.1 Photodioden

Die Photodiode ist ein Halbleiterbauelement, deren Wirkungsweise auf Lichtdetektion in einem Halbleiterkristall mit einem pn-Halbleiterübergang basiert. Auftreffende Photonen aus dem sichtbaren, ultravioletten, mittleren infraroten und in Spezialfällen Röntgenwellenlängenbereich werden in elektrische Spannung und Strom umgewandelt [53].

4.2 Aufbau der Photodiode

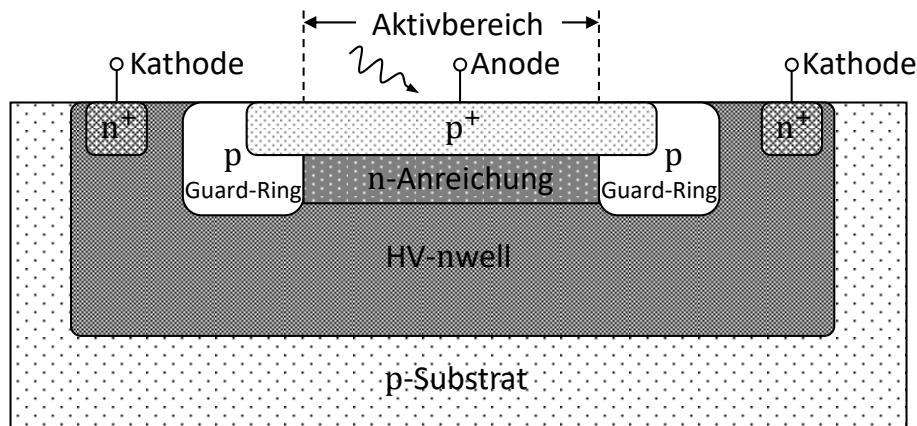


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau einer SPAD in 0,35- μm -CMOS-Technologie nach [54]

Der Aufbau der Photodiode wird am Elementarhalbleitermaterial Silizium erläutert, da eine langjährig ausgereifte Technologie auf dem Material basiert. Es ist kompatibel mit allen CMOS-Anwendungen. Der Aufbau einer SPAD ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt.

Silizium ist ein Element der vierten Hauptgruppe und besitzt dementsprechend vier Valenzelektronen. Die Bindung der Elektronen wird als kovalente Bindung bezeichnet. Bei tiefen Temperaturen sind alle Valenzelektronen gebunden. Das Valenzband ist vollständig gefüllt, wohingegen das Leitungsband vollständig geleert ist. Kovalente Bindungen von Valenzelektronen können durch thermische Energie aufgebrochen werden und es entstehen freie Elektronen. Elektronen werden im Leitungsband lokalisiert, während der zurückbleibende Platz im Valenzband als Loch bezeichnet wird. Elektronen und Löcher können als freie Teilchen mit einer Korrektur der Masse aufgefasst werden. Sie wird als effektive Masse bezeichnet. Sowohl Elektronen als auch Löcher können zum Stromtransport beitragen.

Einfache Annahmen wie diese gelten für einen Kristall, in dem die Atome einen sehr großen Gitterabstand haben. Sie beeinflussen sich nicht und die Elektronen besitzen ein diskretes Energiespektrum. Die Energielevel als Funktion des Gitterabstandes können über die Quantenmechanik bestimmt werden. Dadurch ergeben sich

Energiebänder für Atome unterschiedlichen Gitterabstandes. Durch Prozesse, wie zum Beispiel Rekombination hat das vereinfachte Bild seine Grenzen, soll hier aber zum Verständnis ausreichen.

Intrinsische Halbleiter, also reine Halbleiter ohne Verunreinigung durch Dotieratome, werden wenig in Halbleiterbauelementen eingesetzt, da eine reine Herstellung schwierig ist. Hinzufügen von Unreinheiten eines bestimmten Materials, also Atome mit mehr oder weniger Valenzelektronen als das Halbleitermaterial, können die Halbleitereigenschaften verbessern. Die Fremdatome werden implantiert oder während des Kristallwachstums eingebaut. Bei einem n-dotierten Halbleiter befinden sich zusätzliche Elektronen im Leitungsband und die Fremdatome werden als Donatoren bezeichnet. Bei einem p-dotierten Halbleiter werden zusätzliche Löcher im Valenzband erzeugt und die Fremdatome als Akzeptoren bezeichnet.

Der Ladungstransport in Halbleitern bezeichnet man als driftgesteuert, wenn ein externes elektrisches Feld angelegt wird, und diffusionsgesteuert, wenn die Verteilung von beweglichen Ladungsträgern inhomogen ist. Die mittlere kinetische Energie der Ladungsträger ist $3/2kT$. Typische Werte für die mittlere Geschwindigkeit sind 10^7 cm/s. Die mittlere freie Weglänge von 10^{-5} cm wird durch Streuung der Ladungsträger an Unreinheiten im Gitter, implantierten Atomen und Defekten sowie thermische Vibrationen beeinflusst. Die mittlere freie Zeit liegt bei 10^{-12} s. [3, 55]

Werden ein p- und ein n-dotiertes Halbleitergebiet in Kontakt gebracht, entsteht ein pn-Übergang (siehe Abbildung 4.2 (a)). Die Gebiete sind jeweils elektrisch neutral. Bei Kontakt kommt es zur Diffusion durch die örtlich unterschiedliche Anzahl an Ladungsträgern der Gebiete. Die Elektronen dringen in das p-dotierte Gebiet ein und die Löcher in das n-dotierte Gebiet. Es kommt zur Rekombination der Ladungsträger (Abbildung 4.2 (b)) und im Kontaktgebiet befinden sich keine frei beweglichen Ladungsträger mehr (Abbildung 4.2 (c)). Das Gleichgewicht der Ladungsträger in den einzelnen Gebieten ist gestört: im n-Gebiet überwiegen die Elektronen und im p-Gebiet die Löcher. Die entstehende Spannung am pn-Übergang heißt Diffusionsspannung und beträgt bei Silizium 0,7 V. Das elektrische Feld verhindert weitere Ladungsträgerwanderung, sodass eine stabile Sperrschicht entsteht. In dieser Sperrschicht bleiben die ortsfesten Donatoren und Akzeptoren zurück und die sogenannte Raumladungszone (RLZ) bildet sich aus.

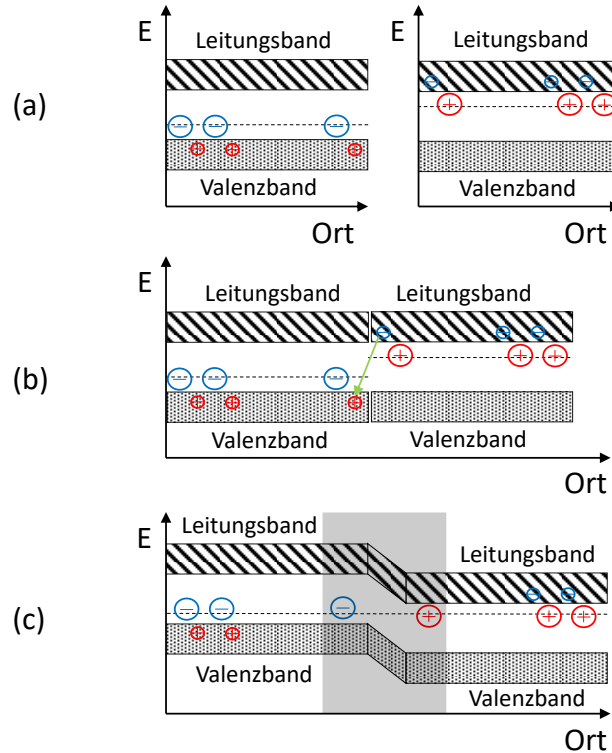


Abbildung 4.2: Bändermodell des pn-Übergangs nach [53] für: (a) p-dotiertes Gebiet (links) und n-dotiertes Gebiet (rechts) sind getrennt, (b) p- und n-dotiertes Gebiet sind in Kontakt mit Rekombination der Ladungsträger und (c) RLZ bildet sich aus und es befinden sich nur noch ortsfeste Ladungen durch Donatoren und Akzeptoren in der Zone

Bei der Diode ist der Stromfluss nur in eine Richtung möglich. Wird der positive Pol einer Spannungsquelle an das n-Gebiet und der negative an das p-Gebiet angeschlossen, fließt nur ein geringer Sperrstrom. Im umgekehrten Fall fließt ein Durchflussstrom, sobald die Spannung größer als die Diffusionsspannung ist. [53]

Ein Photon mit genügend hoher Energie erzeugt in der RLZ durch den inneren photoelektrischen Effekt ein Elektron-Loch-Paar (EHP). Durch das vorherrschende elektrische Feld driftet das Elektron in das n-Gebiet und das Loch in das p-Gebiet. Misst man nun einen Strom zwischen Anode und Kathode, ist dieser Stromfluss abhängig von den durch den Photoeffekt generierten EHP. Somit lässt sich ein Unterschied in der Bestrahlungsstärke messen. [56]

APDs ähneln in ihrem Aufbau der pin-Photodiode. Die Pin-Diode unterscheidet sich von der pn-Diode durch eine zusätzliche undotierte intrinsisch leitende Schicht zwischen p- und n-Schicht (Abbildung 4.3a). Die Schicht dient der RLZ-Ausdehnung bei Anlegen einer Spannung und somit der Vergrößerung des photosensitiven Bereichs. Im Vergleich zur Pin-Diode, in der keine interne Verstärkung stattfindet, wird im Aufbau der APD eine zusätzliche hoch dotierte Schicht eingebracht (Abbildung 4.3b). Dieser Bereich weist eine hohe elektrische Feldstärke auf und dient als Multiplikationszone für die interne Verstärkung. Dabei werden nach dem Erzeugen des EHP die Ladungsträger beschleunigt. Die Energie reicht aus, dass die Elektronen durch Stöße mit Atomen weitere EHP erzeugen können und es kommt zu einer Ladungsträgervervielfältigung, dem Avalanche-Effekt. Die Verstärkung ist dabei konstant und von der angelegten Spannung abhängig. [56]

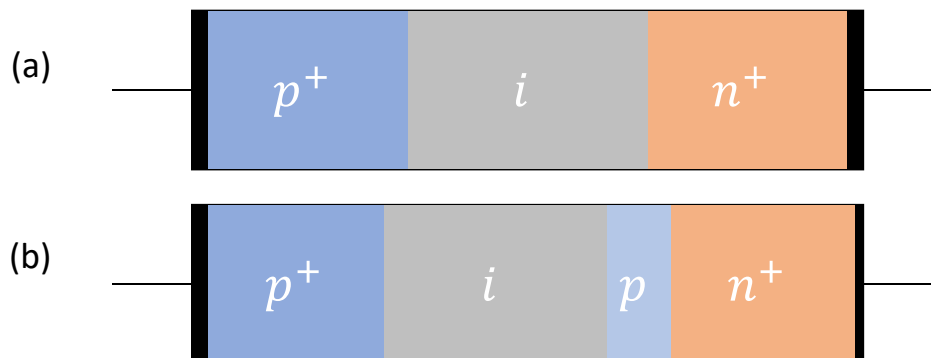


Abbildung 4.3: Exemplarischer Schichtaufbau einer Pin-Diode (a) und einer APD (b) [53]

Die vom *Fraunhofer IMS* und *Polytechnikum Mailand* im MiSPiA-Projekt entwickelte SPAD wurde in der 0,35- μm -CMOS-Technologie gefertigt. Die Besonderheit ist die im Aufbau integrierte Diode in eine n-dotierte Wanne, sodass die Diode vom p-dotierten Substrat isoliert ist. Das Substrat ist derart gering dotiert im Gegensatz zur hochdotierten Wanne, sodass das elektrische Feld niedrig gehalten wird. Freie Ladungsträger des Substrats sind somit gehindert, im aktiven Gebiet der Diode einen Durchbruch auszulösen. Wegen der positiven Eigenschaften der Diode wird sie in diesem Projekt in verschiedenen Sensorarrays genutzt. [57]

4.3 Funktionsprinzip

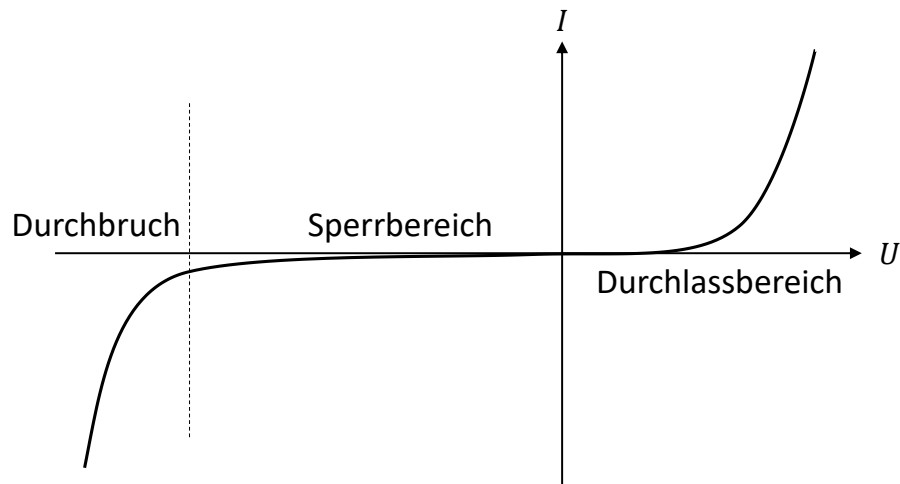


Abbildung 4.4: Kennlinie einer Diode [58]

APDs können auf zwei verschiedene Weisen betrieben werden: Im linearen Bereich und im Geiger-Modus. Trifft ein Photon mit genügend Energie auf Silizium, wird ein EHP generiert. Dabei muss die Energie des Photons E_{ph} mindestens der Energie zum Überbrücken der Bandlücke entsprechen, also der Energie zwischen Valenzband und Leitungsband. Trifft dies zu, wird ein Elektron durch den inneren photoelektrischen Effekt vom Valenzband angehoben. Das somit im Leitungsband befindliche Elektron und das im Valenzband befindliche Loch werden durch das vorherrschende elektrische Feld in der RLZ getrennt und zum n-Gebiet bzw. zum p-Gebiet beschleunigt. Reicht die kinetische Energie der Ladungsträger zur Erzeugung weiterer EHP durch Stoßionisation aus, kommt es zur Ladungsträgervielfältigung [59]. Wenn nur die Elektronen weitere EHP erzeugen, befindet sich die APD unterhalb der Durchbruchspannung und im linearen Bereich. Befindet sich die APD oberhalb ihrer Durchbruchspannung, spricht man vom Geiger-Modus. Auch Löcher werden dabei ausreichend beschleunigt, sodass auch sie EHP generieren können. [60]

4.3.1 Linearer Bereich

Im linearen Bereich oder auch in der strahlungsproportionalen Betriebsweise wird die APD unterhalb ihrer Durchbruchspannung im Sperrbereich betrieben (siehe Abbildung 4.4). Sie weist in diesem Bereich einen nahezu linearen Verlauf mit der einfallenden Photonennrate auf. Eine APD in diesem Betriebsmodus kann als „analoge“ Diode bezeichnet werden, da über einen Stromfluss äquivalent die Bestrahlungsstärke gemessen werden kann. Um einen festen Verstärkungsfaktor zu erreichen, muss zuvor der Arbeitspunkt der APD genau eingestellt und bei Bedarf nachgeregelt werden. APDs erreichen dabei eine Verstärkung von bis zu 10^3 . Wird durch den inneren photoelektrischen Effekt ein EHP erzeugt, wird dieses durch das elektrische Feld getrennt und zu den Randgebieten beschleunigt. Nur die kinetische Energie der Elektronen ist dabei ausreichend, um weitere EHP zu generieren. Die Löcher wandern ohne weitere Stoßionisation in das p-Gebiet, wobei die Elektronen durch Stoßionisation während ihrer Beschleunigung in Richtung n-Gebiet für die Ladungsträgervervielfältigung verantwortlich sind. Die Stoßionisation findet immer näher an der n-Seite der RLZ statt, bis es zu keiner weiteren Ladungsträgervervielfältigung mehr kommt. Es entsteht kurzzeitig ein makroskopischer Stromfluss. Erzeugen währenddessen weitere Photonen EHP, so verstärkt sich der Stromfluss proportional zur Bestrahlungsstärke. [56]

4.3.2 Geiger-Modus

Im Geiger-Modus wird die APD oberhalb ihrer Durchbruchspannung betrieben. Somit werden auch Löcher ausreichend beschleunigt, um weitere EHP zu erzeugen. Die Stoßionisation findet in beiden Richtungen der RLZ statt und sowohl der Durchbruch als auch der makroskopische Stromfluss bleiben somit dauerhaft erhalten. Letzterer würde auf Dauer die Diode zerstören. Dieser Prozess kann erst durch das Absenken der Vorspannung, dem sogenannten Quenching (siehe Kapitel 4.5), und dem damit verbundenen Absenken des elektrischen Feldes unterbrochen werden, sodass die Löcher keine weitere Stoßionisation mehr durchführen können. Da bereits ein einzelnes Photon ausreichend ist, um einen Durchbruch zu erzeugen, bezeichnet man die APD im Geiger-Modus auch als SPAD. [59]

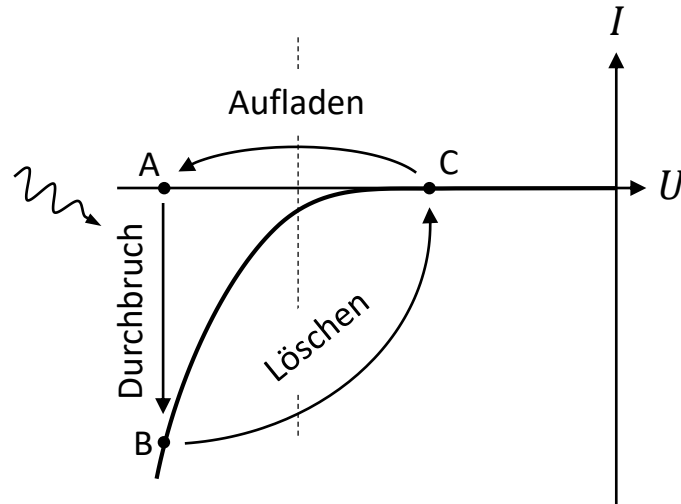


Abbildung 4.5: Kennlinie einer Diode mit Betriebspunkten der SPAD nach [61] zur Empfangsbereitschaft (Punkt A), zum Durchbruch und makroskopischen Stromfluss (Punkt B) sowie während des Quenchings (Punkt C)

In Abbildung 4.5 ist ein Ausschnitt der APD-Kennlinie mit dem Durchbruchbereich aufgetragen. Wenn die Diode empfangsbereit ist, fließt kein Strom, obwohl die Spannung oberhalb der Durchbruchspannung liegt (Punkt A). In diesem Zustand ist die Diode sehr empfindlich. Sie kann bereits durch ein einzelnes Photon oder eine andere Ursache, wie Defektstellen, zum Durchbruch gebracht werden. Bei einem Durchbruch in der Diode entsteht innerhalb kürzester Zeit ein makroskopischer Strom. Dieser hält bei gleicher Spannung dauerhaft an (Punkt B). Um die Diode wieder in ihren empfangsbereiten Zustand zu bewegen, muss sie erst gelöscht werden. Dies geschieht durch eine externe Regelung. Die Spannung muss unter die Durchbruchspannung gesenkt werden, sodass keine freien Ladungsträger mehr vorhanden sind (Punkt C). Danach ist es möglich, die Spannung wieder zu erhöhen und die Diode in ihren ursprünglichen Zustand (Punkt A) zurückzubewegen. Dieser Zyklus muss nach jedem Durchbruch wiederholt werden. Es kommt zu einer sogenannten Totzeit, denn nach jedem Ereignis vergeht eine gewisse Zeit, bis die Diode wieder einsatzbereit ist und ein folgendes Ereignis registrieren kann [61]. Da mit einer SPAD einzelne Ereignisse detektiert werden können, kann man sie als „digitale“ Diode bezeichnen. Die Intensität des Stromflusses hat im Geiger-Modus keine Äquivalenz zur Bestrahlungsstärke und kann nur als digitale Eins interpretiert werden.

4.4 Betriebseigenschaften

Die Qualität eines Detektors bestehend aus SPADs ist dann optimal, wenn Lawinendurchbrüche möglichst nur durch einfallende Photonen entstehen. Die geometrische Optimierung des Halbleiters sowie die Eigenschaften einer externen Beschaltung können das Verhalten der SPAD positiv beeinflussen. Folgende Kenngrößen sind dabei zu betrachten: Die Photonendetektionswahrscheinlichkeit (PDP) gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein in das photosensitive Gebiet einfallende Photon einen Lawinendurchbruch auslösen kann [62]. Das Rauschen der SPAD wird unter anderem durch Afterpulsing und Crosstalk [59, 63] bestimmt. Sind mehrere SPADs in einem Bauelement nebeneinander angeordnet, können diese Effekte zu einem erneuten Auslösen des Lawinendurchbruchs führen.

Mit einer externen Beschaltung kann die Wahrscheinlichkeit erfasst werden, dass ein einfallendes Photon einen Lawinendurchbruch auslöst (PDP). Sie wird beeinflusst durch die Reflexion von Photonen an der Substratoberfläche. SPADs werden mit einer SiO_2 -Isolationsschicht überzogen. Um die nicht-idealen Reflexionseigenschaften von SiO_2 zu minimieren, werden Anti-Reflexionsschichten auf die Photodiode aufgetragen. Somit kann die Reflexion in einem breiten Wellenlängenbereich minimiert werden [62].

Die hier verwendete SPAD (vgl. Abbildung 4.1) besteht aus einem stark dotiertem p- und einem schwächer dotiertem n-Gebiet. Sowohl Elektron als auch Loch eines EHP können einen Lawinendurchbruch auslösen. Die Wahrscheinlichkeit wird bestimmt durch den Ort des erzeugten freien Ladungsträgers [64].

Die zeitliche Trennung von Pulsen wird in die Kategorie des korrelierten Rauschens eingeordnet. Afterpulsing bezeichnet ein Auslösen der SPAD ohne vorhandenes Photon [65]. Dabei löst ein nach dem Löschen der SPAD noch vorhandener Ladungsträger einen weiteren Durchbruch aus. Freie Ladungsträger besetzen während des Durchbruchs freie Störstellen und durch das Löschen der SPAD können sie nicht abfließen. Sie können diese Störstellen erst nach einer gewissen Zeit wieder verlassen. Geschieht dies, nachdem die SPAD wieder empfangsbereit ist, kann somit ein Durchbruch ohne vorhandenes Photon ausgelöst werden. Die Wahrscheinlichkeit, eine Störstelle zu besetzen, steigt mit einem höheren oder längeren Ladungsfluss durch

die Diode. Der Effekt des Afterpulsings kann neben einem verringerten Ladungsfluss durch ein möglichst schnelles Löschen des Ladungsflusses reduziert werden [59]. Durch eine längere Inaktivitätszeit, in der die Ladungsträger die Störstellen verlassen können, wird die Wahrscheinlichkeit für einen Durchbruch durch einen freien Ladungsträger ebenfalls minimiert [63]. Da die SPAD in dieser Zeit jedoch keine Ereignisse registrieren kann, muss hier ein Kompromiss zwischen der Reduzierung des Afterpulsing-Effektes und der Empfangsbereitschaft der SPAD gefunden werden [66]. Sind die SPADs in einem Raster angeordnet, kommt im korrelierten Rauschen die räumliche Trennung als zusätzliche Kenngröße hinzu (Crosstalk). Der Durchbruch in einer SPAD kann somit in einer benachbarten SPAD einen Lawinendurchbruch auslösen. Unterschieden wird in elektrische und optische Ursache: Entweder wandert ein freier Ladungsträger zu einer benachbarten SPAD über oder ein einfallendes Photon, welches durch Rekombination in der SPAD entstanden ist. Um Crosstalk zu vermeiden, werden Größe, Volumen und Abstand der SPAD optimiert. Fließende Ladungsträger müssen auch hier während des Durchbruchs reduziert werden. [59]

Eine SPAD hat einen makroskopischen Strompuls als Ausgangssignal [67]. Aus diesem Grund sollen zufällige Schwankungen in Spannungs- und Stromsignalen vermieden werden. Neben dem korrelierten Rauschen ist die Dark Count Rate (DCR) der Kategorie des unkorrelierten Rauschens durch die externe Beschaltung zu optimieren. Hervorgerufen wird sie durch Ladungsträgerdiffusion, thermische Generation von EHP und Band-zu-Band-Tunneln [59].

4.5 Quenching-Schaltung

Bei einer SPAD, also einer APD im Geiger-Modus, findet nach dem Auslösen eines Ereignisses ein kontinuierlicher Stromfluss statt und es kann kein weiteres Ereignis registriert werden. Um dies zu verhindern, muss der Strom nach dem Auslösen der SPAD begrenzt werden und die SPAD in ihren ursprünglichen Zustand zurückversetzt werden. Dies geschieht, indem die Spannung unter die Durchbruchspannung gebracht wird und die Ladungsträger vollständig abfließen können. Anschließend kann die Spannung wieder erhöht werden. Die Zeit, die der Prozess in Anspruch nimmt,

wird Totzeit genannt. Erst nach der Totzeit ist die SPAD wieder in der Lage, ein erneutes Ereignis zu erfassen. Zudem müssen mit dem Begrenzen des Stroms Effekte wie Afterpulsing und Crosstalk sowie die zu starke thermische Erwärmung der SPAD verhindert werden. Um das Quenching zu realisieren, gibt es verschiedene Verschaltungsmöglichkeiten. Dabei wird zwischen einem passiven und einem aktiven Quenching unterschieden.

4.5.1 Passives Quenching

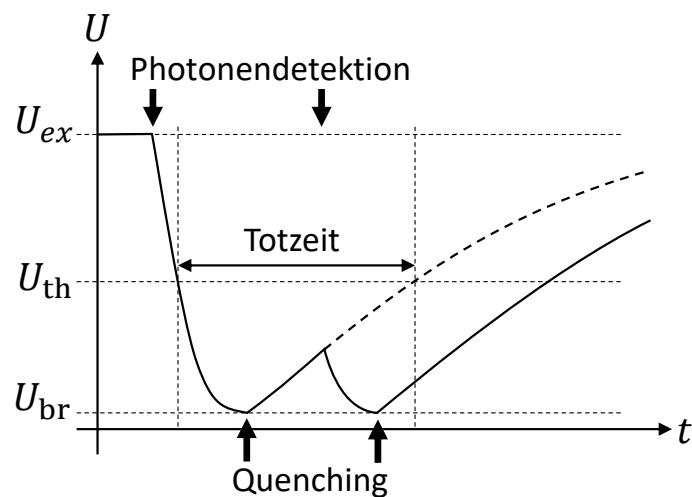


Abbildung 4.6: Spannungsverlauf mit Photonendetektionen für passives Quenching nach [68]

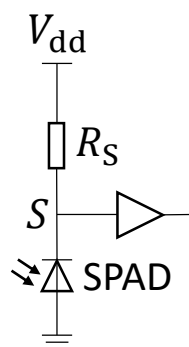


Abbildung 4.7: Schaltung der SPAD für passives Quenching nach [66]

Eine einfache Möglichkeit des passiven Quenchings ist eine Reihenschaltung eines hochohmigen Widerstands (Abbildung 4.7). Kommt es nun zu einem Durchbruch, welcher eine starke Zunahme des Stromflusses zur Folge hat, fällt über den in Reihe geschalteten Widerstand eine Spannung ab (Abbildung 4.6). Ist der Widerstand so gewählt, dass die Vorspannung unter die Durchbruchspannung sinkt, so können die freien Ladungsträger abfließen und der Stromfluss verringert sich. Anschließend steigt die Vorspannung wieder über die Durchbruchspannung und die Diode ist erneut empfangsbereit. Wenn nun jedoch während des Quenchings weitere EHP durch auftreffende Photonen generiert werden, entstehen wieder weitere Ladungsträger und der Stromfluss steigt erneut. Dies hat zur Folge, dass der Quenching-Prozess länger andauert und sich die Totzeit der SPAD noch weiter verlängert. Im Extremfall kann sich die SPAD durchweg in Totzeit befinden und somit keine weiteren Ereignisse registrieren.

Der Stromfluss und die Dauer des Stromflusses sind von dem Widerstand und der parasitären Kapazität der Diode abhängig. Der Strom I_{SPAD} ergibt sich aus dem Quotienten der Überschussspannung U_{ex} dividiert durch den Reihenwiderstand R_S .

$$I_{\text{SPAD}} = \frac{U_{\text{ex}}}{R_S} \quad (4.1)$$

Die parasitäre Kapazität wird entladen und die Überschussspannung reduziert sich exponentiell. [66]

Fällt die Vorspannung unter eine Schwellspannung U_{th} , so ist der Stromfluss innerhalb der SPAD soweit abgeschwächt, dass er nicht mehr selbsterhaltend ist. Diese Stromgrenze wird als Latchup-Strom I_{lu} bezeichnet [63]. Damit der Widerstand einen Lawinendurchbruch löschen kann, muss der Strom den Latchup-Strom unterschreiten:

$$R_S > \frac{U_{\text{ex}}}{I_{\text{lu}}} \quad (4.2)$$

Da nach dem Löschen die parasitäre Kapazität der Diode über den Widerstand wieder aufgeladen wird, ist dieser maßgeblich für die Zeit des Aufladens verantwortlich. Es ist ein Wert für den Widerstand zu wählen, der groß genug ist, um die

Überschussspannung unter die Schwellenspannung zu bringen, jedoch nicht zu groß, damit eine lange Aufladezeit nach dem Löschen die SPAD nicht zu lange in einem nicht-empfangsbereiten Zustand hält [67].

4.5.2 Aktives Quenching

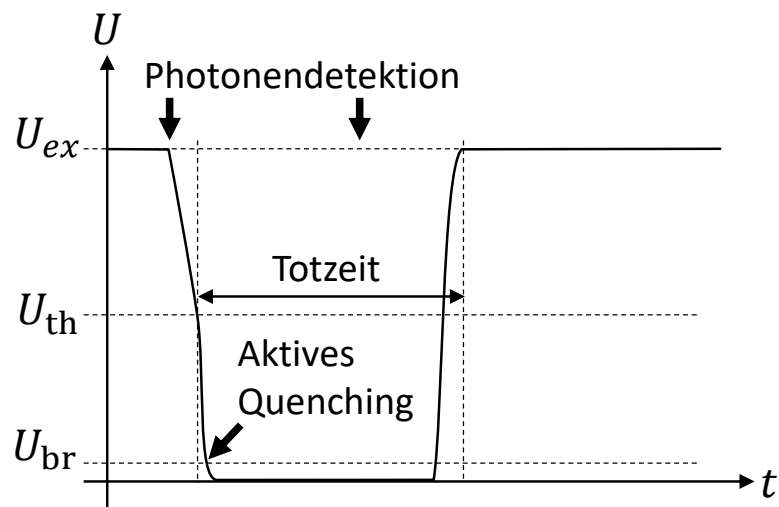


Abbildung 4.8: Spannungsverlauf mit Photonendetektionen für aktives Quenching nach [68]

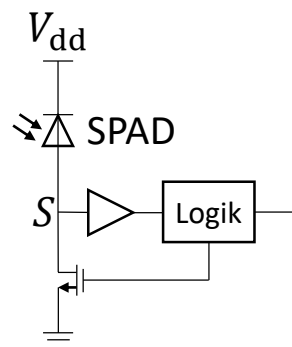


Abbildung 4.9: Schaltung der SPAD für aktives Quenching nach [66]

Der Vorteil des aktiven Quenchings gegenüber dem passiven Quenching ist, dass die Lösch- und Reset-Zeit kürzer ausfallen und gesteuert werden können. Statt eines festen Widerstandes wird beim aktiven Quenching ein variabler Widerstand eingesetzt,

welcher beim Löschen einen hochohmigen Widerstand abbildet und beim Reset einen niederohmigen, damit die Diode schnell wieder aufgeladen ist. Dies wird durch ein aktives Bauelement, meist durch einen Transistor, und eine gewisse Logikschaltung realisiert. Abbildung 4.9 zeigt den Aufbau einer aktiven Quenching-Schaltung. Der Transistor ist im Ruhezustand leitend und bildet somit den niederohmigen Widerstand ab. Der Knoten S wird direkt auf Masse gezogen und an der SPAD liegt die Vorspannung über der Schwellspannung an. Löst nun ein Photon einen Durchbruch der SPAD aus, so steigt die Spannung am Knoten S . Der Spannungsanstieg wird durch die Logikschaltung erkannt, der Transistor wird gesperrt und bildet den hochohmigen Widerstand ab. Somit wird der aufkommende Stromfluss schnellstmöglich gelöscht. Die Vorspannung liegt nun unterhalb der Schwellspannung. Um möglicherweise auftretende Afterpulsing-Effekte zu minimieren, wird der Transistor eine gewisse Zeit, die als Hold-off-Zeit bezeichnet wird, gesperrt gehalten. Trifft in dieser Zeit ein weiteres Photon auf, so kommt es zu keiner weiteren Verlängerung der Totzeit, da es zu keinem weiteren Durchbruch kommt. Nach der Hold-off-Zeit wird der Transistor wieder leitend und die Kapazität der SPAD kann über den leitenden Transistor als niederohmigen Widerstand schnell wieder aufgeladen werden. [21, 24]

5 Statistik direkter Laufzeitmessung

In diesem Kapitel wird das Verfahren der direkten Laufzeitmessung, wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben, und der damit verknüpften Statistik, näher untersucht. Die direkte Laufzeitmessung arbeitet mit einer hochpräzisen Stoppuhr, welche mit dem Aussenden des Laserpulses gestartet und mit dem Empfangen reflektierter Photonen auf dem Sensor wieder gestoppt wird. Es werden die genauen Zeitstempel der Ankunftszeiten der Photonen registriert und ausgewertet. Hierzu wird die statistische Verteilung der Ankunftszeiten unter Störeinflüssen wie Hintergrundstrahlung untersucht. Dabei wird das Erfassen des ersten Photons (First-Photon-Verfahren) für das direkte ToF-Verfahren angewendet und für einen verzögerten Start der Messung die Statistik angepasst.

5.1 Stand der Forschung zur statistischen Betrachtung

Die grundsätzliche Struktur eines ToF-basierten LiDAR-Systems besteht aus einem Laser, der einen Lichtpuls aussendet. Dieser trifft auf ein Objekt und wird reflektiert. Der Empfänger detektiert das reflektierte Signal. Die verstrichene Zeit vom ausgesendeten bis zum empfangenen Lichtpuls wird zur Distanzbestimmung genutzt [3]. Störeinflüsse führen zu Fehldetektionen, weshalb die Methode des First-Photon-

Verfahrens angewendet wird. Mithilfe der Erlang-Verteilung wird eine statistische Beschreibung für ankommende Photonen bestimmt. Zur Distanzbestimmung werden die Messungen in einem Histogramm gebündelt. Die statistische Betrachtung wird genutzt, um den erwarteten Verlauf des Histogramms zu modellieren.

5.1.1 First-Photon-Verfahren

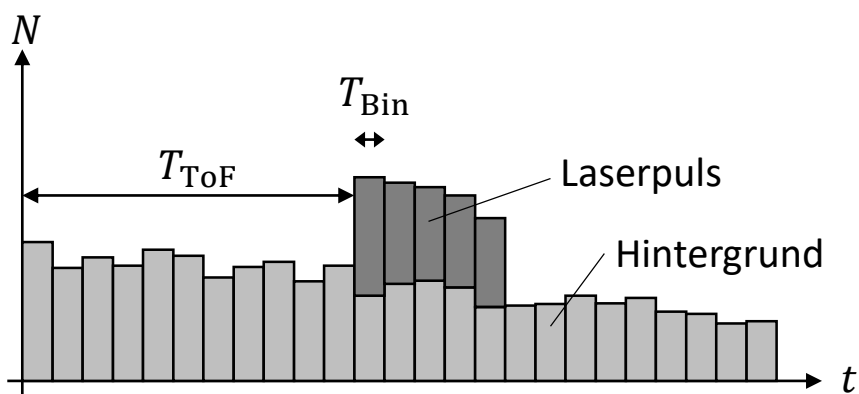


Abbildung 5.1: Histogramm für eine konstante Hintergrundrate und ein Auftreffen des Laserpulses nach T_{ToF} nach [52]

Bei dem First-Photon-Verfahren wird lediglich das erste detektierte Ereignis während der Messung in jedem Messzyklus betrachtet und weiter ausgewertet. Da beim ersten Ereignis die Messung gestoppt und der Zeitstempel aufgezeichnet wird, kann bereits ein Hintergrundphoton die Messung beenden und das eigentliche Laserphoton wird nicht erfasst. Es kommt zu einer falschen Distanzinformation. Aus diesem Grund werden zur Auswertung der Distanz mehrere Messungen in einem Histogramm (Abbildung 5.1) zusammengefasst. Anschließend kann aus diesem durch Peakanalyse die wahre Distanz bestimmt werden.

Über eine Differentialgleichung kann für das First-Photon-Verfahren die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, ein Photon zu einem definierten Zeitpunkt zu empfangen. Die Photonenempfangsrate $\lambda(t)$ gibt dabei die auf dem Sensor detektierte Photonenrate zu jedem Zeitpunkt an. Wenn die Messung zum Zeitpunkt $t = 0$ startet, ist die Wahrscheinlichkeit, ein Photon zu empfangen, die Photonenempfangsrate multipliziert mit einem infinitesimalen Zeitintervall dt . Damit das erste Photon zum

Zeitpunkt $t > 0$ detektiert werden kann, darf kein Photon im Zeitintervall $[0, t]$ empfangen worden sein. Es ergibt sich die PDF für den Empfang des ersten Photons zu [69, 70]

$$P_1(t) = \lambda(t) \cdot \left(1 - \int_0^t P_1(\tau) d\tau \right) \quad (5.1)$$

mit der PDF des ersten Photons $P_1(t)$. Unter der Annahme einer zeitlich näherungsweise konstanten Ereignisrate $\lambda(t) = \lambda = \text{const.}$, ergibt sich aus (5.1) die Lösung der Differentialgleichung [70]

$$P_1(t) = \lambda \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (5.2)$$

Das Integral über (5.2) über ein definiertes Zeitintervall gibt die Wahrscheinlichkeit an, das Photon in dieser Zeit zu detektieren. Bei einem Histogramm mit konstanter Binbreite T_{Bin} bildet somit die PDF direkt den Verlauf des Histogramms ab. Für ein allgemeines Zeitfenster $t = [0, T_W]$ gilt [52]

$$\int_0^{T_W} P_1(t) dt = 1 - e^{-\lambda \cdot T_W} . \quad (5.3)$$

Diese Abhängigkeit erhält man auch aus der Erlang-Verteilung (siehe Kapitel 5.1.2). Nimmt man ein Zeitintervall von unendlicher Länge an, so liegt die Wahrscheinlichkeit, das Photon zu detektieren, bei 100 %. Es gilt also für die PDF

$$\int_0^{\infty} P_1(t) dt = 1 \quad (5.4)$$

Die Fläche unter der PDF ergibt somit 1. Die PDF stellt eine Dichtefunktion dar und keinen Wahrscheinlichkeitswert, wodurch sie auch Werte über 1 annehmen kann.

5.1.2 Erlang-Verteilung

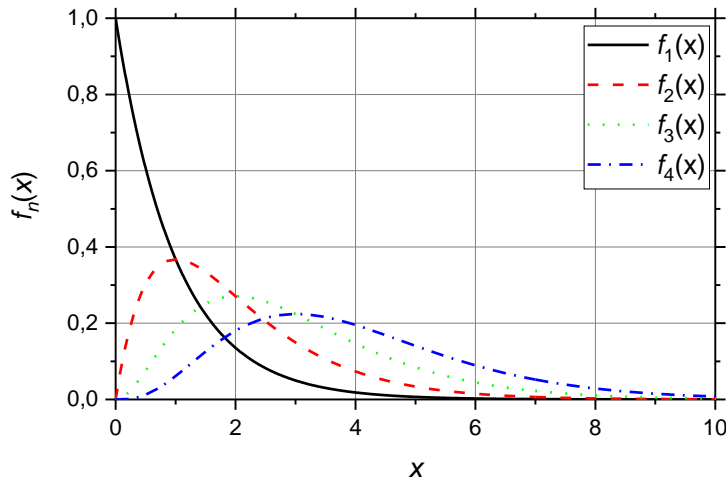


Abbildung 5.2: Dichtefunktion der Erlang-Verteilung für $\lambda = 1$ und $n = 1, 2, 3, 4$

Die Erlang-Verteilung kann auf die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Ankunftszeit von Photonen übertragen werden. Die Ankunftszeiten sind stochastisch wie ein Poisson-Prozess verteilt.

Die Erlang-Verteilung stellt dabei eine Verallgemeinerung der Exponentialverteilung dar. Die Verteilungsdichte gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der das n -te Ereignis nach der Zeit x eintritt. Die Dichtefunktion der Erlang-Verteilung kann für $\lambda > 0$ und $n \geq 1$ allgemein geschrieben werden als [70]

$$f_n(x) = \begin{cases} \frac{\lambda^n \cdot x^{n-1}}{(n-1)!} \cdot e^{-\lambda \cdot x}, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases} \quad (5.5)$$

Betrachtet man (5.5) für das erste Ereignis, also das erste auftreffende Photon $n = 1$ für positive Zeiten $x = t \geq 0$, ergibt sich die in (5.2) angegebene Lösung der Differentialgleichung. Summiert man alle auftreffenden Photonen $n = 1 \dots \infty$, ergibt sich aus der Dichtefunktion der Erlang-Verteilung eine konstante Rate λ :

$$\sum_{n=1}^{\infty} f_n = \begin{cases} \lambda, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases} \quad (5.6)$$

5.1.3 Verhalten der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion mit Hintergrundstrahlung und Laserpuls

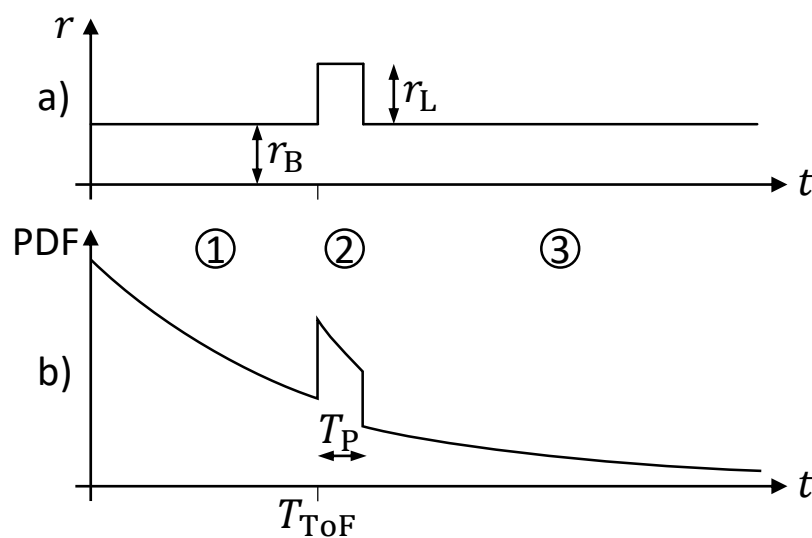


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Verlaufs der Photonenrate (a) und dem daraus resultierenden Verlauf der PDF (b). Der Verlauf kann in drei Bereiche unterteilt werden: Vor dem Auftreffen (1), während des Auftreffens (2) und nach dem Auftreffen des reflektierten Laserpulses (3).

Die Photonenempfangsrate und die PDF aus (5.2) können nun für ein direktes ToF-System abgebildet werden (Abbildung 5.3). Der Verlauf kann in drei Bereiche unterteilt werden: Vor dem Auftreffen (1), während des Auftreffens (2) und nach dem Auftreffen des reflektierten Laserpulses (3). Die Hintergrundrate r_B ist durchgängig in allen drei Abschnitten vorhanden. Die Laserrate r_L hingegen kommt im Bereich 2 für die Dauer des Laserpulses T_P hinzu und die Raten addieren sich zu einer Gesamtrate $r_{BL} = r_B + r_L$. Somit betrachtet man im Bereich 1 und 3 nur den Hintergrund und im Bereich 2 zusätzlich das empfangene Signal des reflektierten Lasers. Für die PDF (Abbildung 5.3 b)) ergibt sich der Verlauf in Bereich 1 lediglich durch den Hintergrund zu einem exponentiellen Abfall gemäß der Hintergrundrate. Im Bereich 2 muss nun

die Rate aus Laser und Hintergrund betrachtet werden. Zusätzlich muss eine Korrektur $e^{-r_B T_{\text{ToF}}}$ aufgrund des bereits vergangenen ersten Bereichs vorgenommen werden. Im dritten Teil ist die PDF wieder durch die Hintergrundrate bestimmt. Da jedoch bereits der Laserpuls im Bereich 2 detektiert wurde, muss hier dies um $e^{-r_L \cdot T_P}$ korrigiert werden. Es ergibt sich die PDF für die drei Fälle zu [52]:

$$P_1(t) = \begin{cases} r_B \cdot e^{-r_B \cdot t} & 0 \leq t < T_{\text{ToF}} \\ r_{\text{BL}} \cdot e^{-r_{\text{BL}} \cdot (t - T_{\text{ToF}})} \cdot e^{-r_B T_{\text{ToF}}} & T_{\text{ToF}} \leq t < T_{\text{ToF}} + T_P \\ r_B \cdot e^{-r_B \cdot t} \cdot e^{-r_L \cdot T_P} & T_{\text{ToF}} + T_P \leq t \end{cases} \quad (5.7)$$

5.1.4 Histogrammbildung über die erwarteten Photonendetektionsereignisse

Für die Histogrammbildung werden alle Zeitstempel, die innerhalb einer Zeitspanne der Binbreite T_{Bin} liegen, zusammengefasst. Die Wahrscheinlichkeit p_i innerhalb dieser Zeitspanne ein Photon im i -ten Bin zu detektieren, kann aus dem Integral der PDF bestimmt werden. Sie ist gegeben durch [52]

$$p_i = \int_{i \cdot T_{\text{Bin}}}^{(i+1) \cdot T_{\text{Bin}}} P_1(t) dt \quad (5.8)$$

Für kleine Zeiten von T_{Bin} ergibt sich näherungsweise

$$p_i \approx P_1(i \cdot T_{\text{Bin}}) \cdot T_{\text{Bin}} \quad (5.9)$$

Der Erwartungswert der Anzahl an Einträgen μ_i innerhalb eines Bins im Histogramm resultiert aus dem Produkt der Wahrscheinlichkeit mit der insgesamt durchgeführten Anzahl an Messungen N

$$\mu_i = N \cdot p_i \quad (5.10)$$

Mit der Näherung aus (5.9) ergibt sich folgendes Maß für die Anzahl der erwarteten Einträge im Histogramm:

$$\mu_i \approx N \cdot T_{\text{Bin}} \cdot P_1(i \cdot T_{\text{Bin}}) \quad (5.11)$$

5.2 Messfensterverzögerung

Wie man Gleichung (5.7) entnehmen kann, sinkt auch bei gleichbleibender Laserrate mit Hintergrundlicht die Empfangswahrscheinlichkeit eines Photons des reflektierten Laserpulses zu längeren Laufzeiten von T_{ToF} . Zudem würde die Laserrate in größeren Distanzen gemäß des Abstandsgesetzes [71]

$$I \propto \frac{1}{d^2} \quad (5.12)$$

abnehmen und somit die Empfangswahrscheinlichkeit weiter reduzieren.

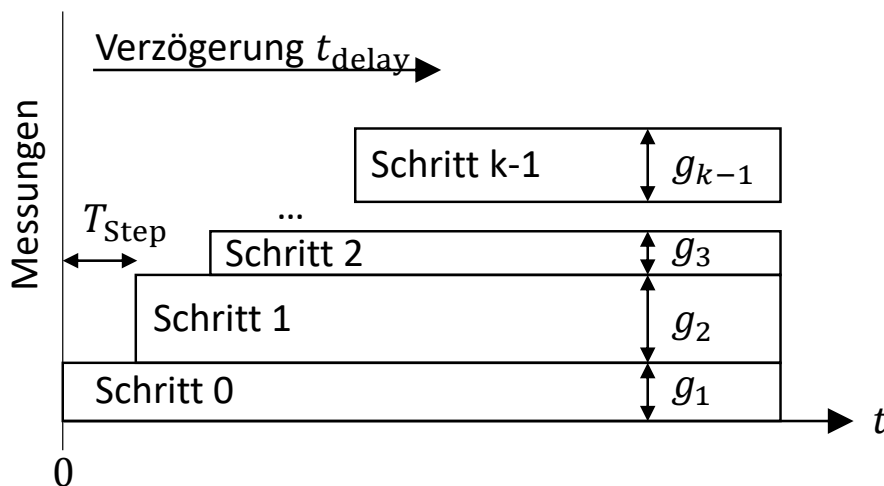


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Verzögerungsprinzips. Nach der Zeit t_{delay} wird die Messung gestartet. Jeder Schritt $i = 0 \dots k - 1$ wird mit dem Gewichtungsfaktor g_i versehen, damit die Wartezeit in diskreten Schritten von t_{Step} von Schritt 0 bis zum Messschritt $k - 1$ variiert werden kann.

In diesem Abschnitt wird ein Verfahren eingeführt, mit dessen Hilfe die Empfangswahrscheinlichkeit über den Messbereich variiert werden kann. Durch den verspäteten Start der Messung wird die Wahrscheinlichkeit, ein Hintergrundphoton zu detektieren, reduziert. Bei Messungen zur Unterdrückung von Sonnenlicht (Abschnitt 8.2) und zur Reduzierung von Fehldetektionen bei Nebelmessungen (Abschnitt 8.3) führt das hier neu entwickelte Verfahren zu einer Reichweitensteigerung.

Nach dem Aussenden des Laserpulses wird eine Verzögerung eingebaut. Die Messung wird nach einer Wartezeit t_{delay} gestartet (Abbildung 5.4). Diese Wartezeit kann von Messung zu Messung variiert werden. Genauso kann die Zahl an Wiederholungen individuell gestaltet werden. Dies ermöglicht eine Anpassung an jegliche Situation und sorgt für eine sicherere Distanzdetektion.

Zu den vorgestellten Verfahren zur Messfensterverzögerung wird mittels der statistischen Betrachtung ein Set an Parametern entwickelt, um in Messungen Reichweitensteigerungen durch Sonnenlichtunterdrückung (Abschnitt 8.2) zu erzielen. Dabei wird die Empfangswahrscheinlichkeit von Laserphotonen in größeren Distanzen verbessert.

Dabei kann die Messfensterverzögerung durch das Verzögern des Startes des Messfenster genutzt werden, um weitere Störeinflüsse zu unterdrücken. So können Störeinflüsse, die zur direkten Rückstreuung des Laserlichtes führen, umgangen werden und z.B. Detektionen im Nebel ermöglicht (Abschnitt 8.3). Es kann die Blindheit des Detektors gegenüber einer Unverzögerten Messung mit direktem Start des Messfensters durch Verteilung der Verzögerungsschritte positiv ausgenutzt werden.

Durch die Variation der Messungen zu den einzelnen Verzögerungsschritten kann auf unterschiedliche Situationen reagiert werden. So kann durch die Verteilung der Messschritte eine konstante Detektionswahrscheinlichkeit in den Distanzen auch bei abnehmender Laserleistung über die Distanz erreicht werden.

5.2.1 Gewichtete Verzögerungsschritte der Messfensterverzögerung

Die Erweiterung der statistischen Betrachtung kann durch Einführung einer Verzögerung t_{delay} vorgenommen werden. Die Empfangsbereitschaft des Sensors für das reflektierte Lasersignal wird dadurch verbessert. In der Wartezeit kann kein Ereignis detektiert werden und die Messung wird nicht durch ein Photon der Hintergrundstrahlung vorzeitig gestoppt. Die Formel der PDF aus (5.7) muss hierzu in drei Fällen betrachtet werden. Der erste Fall tritt ein, wenn die Verzögerung kürzer als die Lichtlaufzeit ist und die Messung vor dem Auftreffen des reflektierten Laserpulses gestartet wird (Formel (5.13), Abbildung 5.5). Der zweite Fall deckt die Situation ab, dass die Messung während des Auftreffens des Laserpulses gestartet wird (Formel (5.14),

Abbildung 5.6). Bei dem letzten Fall ist die Verzögerung so groß, dass der reflektierte Laserpuls zeitlich vergangen ist und nach dem Start der Messung nur noch Hintergrundlicht detektiert wird (Formel (5.15), Abbildung 5.7).

Fall 1: PDF für $t_{\text{delay}} < T_{\text{ToF}}$

$$P_1^*(t, t_{\text{delay}}) = \begin{cases} r_B \cdot e^{-r_B \cdot (t - t_{\text{delay}})} & t_{\text{delay}} < t < T_{\text{ToF}} \\ r_{\text{BL}} \cdot e^{-r_{\text{BL}} \cdot (t - t_{\text{delay}})} \cdot e^{-r_L \cdot (t - T_{\text{ToF}})} & T_{\text{ToF}} < t < T_{\text{ToF}} + T_P \\ r_B \cdot e^{-r_B \cdot (t - t_{\text{delay}})} \cdot e^{-r_L \cdot T_P} & T_{\text{ToF}} + T_P < t \end{cases} \quad (5.13)$$

Fall 2: PDF für $T_{\text{ToF}} < t_{\text{delay}} < T_{\text{ToF}} + T_P$

$$P_1^*(t, t_{\text{delay}}) = \begin{cases} r_{\text{BL}} \cdot e^{-r_{\text{BL}} \cdot (t - t_{\text{delay}})} & t_{\text{delay}} < t < T_{\text{ToF}} + T_P \\ r_B \cdot e^{-r_B \cdot (t - t_{\text{delay}})} \cdot e^{-r_L \cdot (T_P + T_{\text{ToF}} - t_{\text{delay}})} & T_{\text{ToF}} + T_P < t \end{cases} \quad (5.14)$$

Fall 3: PDF für $T_{\text{ToF}} + T_P < t_{\text{delay}}$

$$P_1^*(t, t_{\text{delay}}) = \begin{cases} r_B \cdot e^{-r_B \cdot (t - t_{\text{delay}})} & t_{\text{delay}} < t \end{cases} \quad (5.15)$$

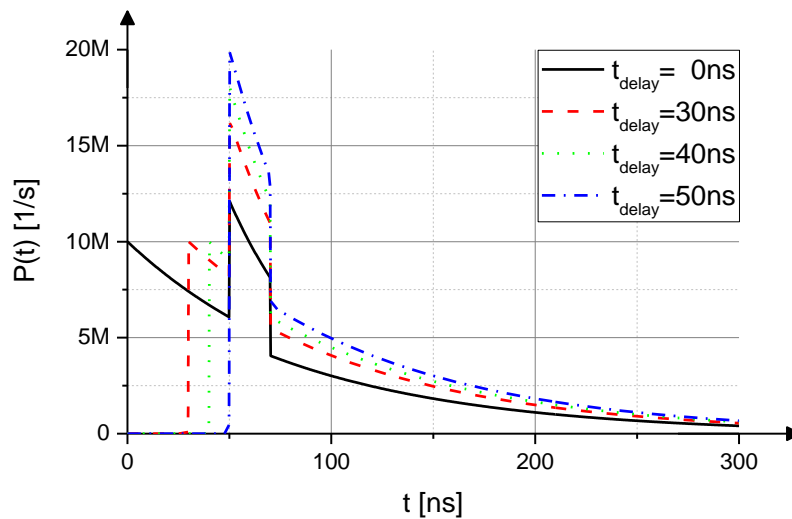


Abbildung 5.5: Darstellung $P(t, t_{\text{delay}})$ für verschiedene Verzögerungen von $t_{\text{delay}} = 0$ ns (schwarz) bis $t_{\text{delay}} = 50$ ns (blau) für den Fall des Starts der Messung vor dem Auftreffen des Laserpulses. Mit zunehmender Verzögerung wächst die Wahrscheinlichkeit ein Photon des Laserpulses zu empfangen.

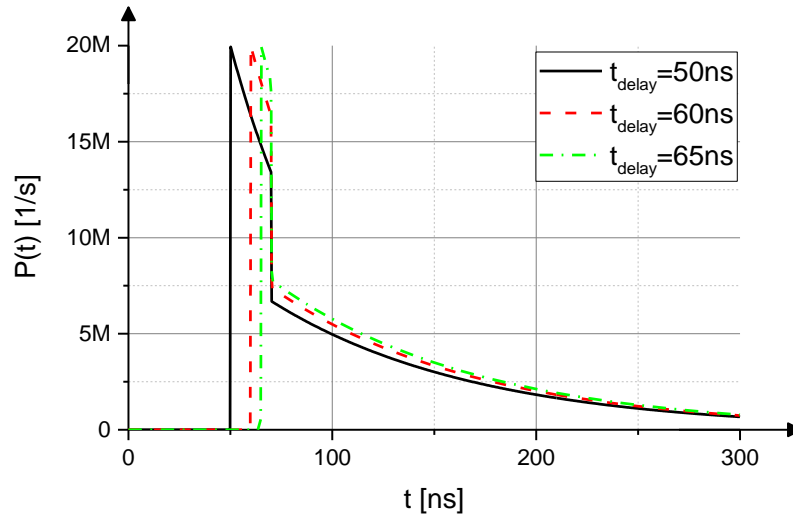


Abbildung 5.6: Darstellung $P(t, t_{\text{delay}})$ für verschiedene Verzögerungen von $t_{\text{delay}} = 50\text{ ns}$ (schwarz) bis $t_{\text{delay}} = 65\text{ ns}$ (grün) für den Fall des Starts der Messung während des Auftreffens des Laserpulses. Die Wahrscheinlichkeitsdichte nimmt direkt zu Beginn ihren maximalen Wert an.

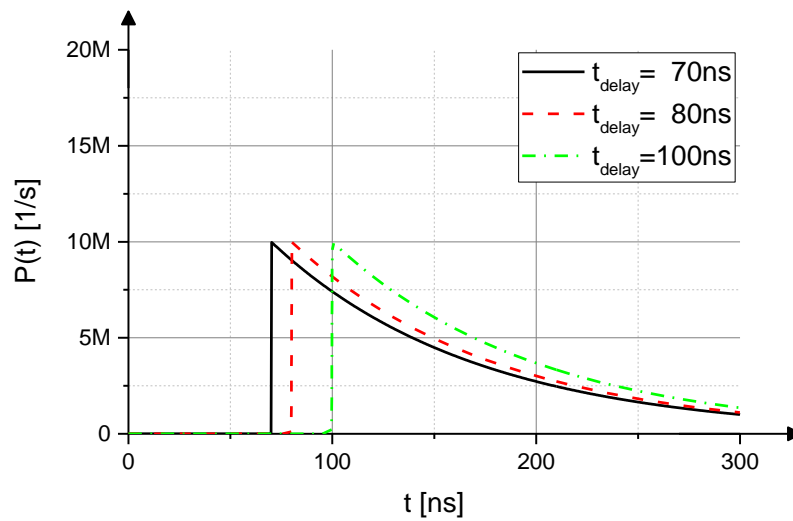


Abbildung 5.7: Darstellung $P(t, t_{\text{delay}})$ für verschiedene Verzögerungen von $t_{\text{delay}} = 70\text{ ns}$ (schwarz) bis $t_{\text{delay}} = 100\text{ ns}$ (blau) für den Fall des Starts der Messung nach dem Auftreffenden des Laserpulses. Die Wahrscheinlichkeitsdichte wird durch die Hintergrundrate bestimmt.

Bei der Wahl einer festen Verzögerung t_{delay} kann der Fall eintreten, dass der Laserpuls wie in Fall 3 nicht mehr detektiert wird und somit keinerlei Distanzbestimmung möglich ist. Der Sensor ist dabei im Nahbereich für die Zeit der Verzögerung blind. Um dies zu umgehen, können durch die Akkumulation von mehreren Messungen verschiedene Verzögerungszeiten abgebildet werden, sodass der Nahbereich genauso abgedeckt wird. Dabei ist es möglich, diskrete Verzögerungen mit einer Schrittweite von t_{step} einzustellen. Zu jeder Schrittweite wird ein Gewichtungsfaktor g_i angenommen. Der Gewichtungsfaktor entspricht dabei der Zahl an Wiederholungen zu jeder Schrittweite. Es werden insgesamt k Verzögerungsschritte durchgeführt. Hieraus lässt sich eine angepasste PDF \bar{P} bestimmen zu

$$\bar{P}_1(t) = \frac{\sum_{i=0}^{k-1} g_i \cdot P_1^*(t, i \cdot t_{\text{step}})}{\sum_{i=0}^{k-1} g_i} \quad (5.16)$$

5.2.2 Gleichverteilte Verzögerungsschritte

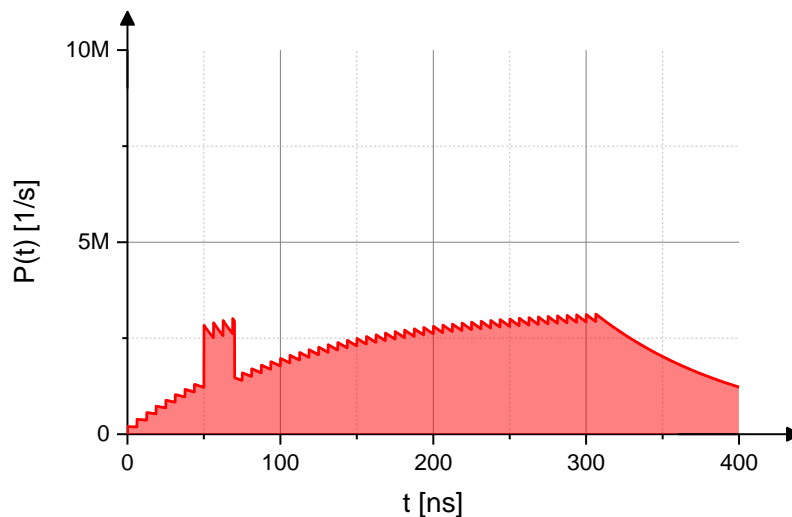


Abbildung 5.8: Mittlere PDF $\bar{P}_1(t)$ mit $k = 50$ Verzögerungsschritten bis zu einer Zeit von $T_{\text{max}} = 312,5$ ns. Die Schrittweite beträgt $t_{\text{step}} = 6,25$ ns. Die PDF steigt mit diskreten Sprüngen bis zu einem Maximalwert an. Nach dem letzten Verzögerungsschritt nimmt sie einen exponentiellen Abfall an.

Im einfachsten Fall nimmt man eine Gleichverteilung der Messungen über die verschiedenen Verzögerungsschritte an. Dabei betrachtet man den Gewichtungsfaktor

$g_i = 1$ über alle Schritte i mit $\sum_{i=0}^{k-1} g_i = k$. Folglich wird in jedem Schritt die gleiche Anzahl an Messungen durchgeführt. Aus (5.16) ergibt sich

$$\bar{P}_1(t) = \frac{\sum_{i=0}^{k-1} P_1^*(t, i \cdot t_{\text{Step}})}{k} \quad (5.17)$$

Mit einer endlichen Anzahl an Verzögerungsschritten ergibt sich ein Verlauf nach Abbildung 5.8. Die PDF weist zu Beginn einen Anstieg auf, der sich einem Maximum nähert. Nach dem letzten Verzögerungsschritt bildet sich ein exponentieller Abfall aus, der einer unverzögerten Messung entspricht.

Das Maximum der PDF mit Hintergrundlicht lässt sich aus der Summe von unendlich vielen Verzögerungsschritten bestimmen. Es ergibt sich der Zusammenhang gemäß

$$\sum_{k=0}^{\infty} r_B \cdot e^{-r_B \cdot k \cdot t_{\text{Step}}} = r_B \cdot \left(\frac{1}{e^{r_B \cdot t_{\text{Step}}} - 1} + 1 \right) = r_R + r_B \quad (5.18)$$

mit

$$r_R = \frac{r_B}{e^{r_B \cdot t_{\text{Step}}} - 1} \quad (5.19)$$

Aus Abbildung 5.8 ist zu entnehmen, dass die PDF einen steigenden Verlauf aufweist, sich aufgrund der diskreten Verzögerungsschritte jedoch Sprungstellen ergeben. Zwischen diesen Sprungstellen fällt der Verlauf exponentiell ab. Für den Verlauf der PDF ergeben sich als Minimalfunktion an den Sprungstellen

$$\bar{P}_{\text{BG,min}}(t) = \frac{-r_R \cdot e^{-r_B \cdot t} + r_R}{k} \quad (5.20)$$

und als Maximalfunktion

$$\bar{P}_{\text{BG,max}}(t) = \frac{-r_R \cdot e^{-r_B \cdot t} + r_R + r_B}{k} = \bar{P}_{\text{BG,min}}(t) + \frac{r_B}{k} \quad (5.21)$$

wobei sich der Faktor $1/k$ aus der Normierung der PDF ergibt. Es folgt als maximale Verzögerungszeit

$$T_{\text{max}} = k \cdot t_{\text{Step}} \quad (5.22)$$

5.2.3 Konstanter Hintergrundverlauf

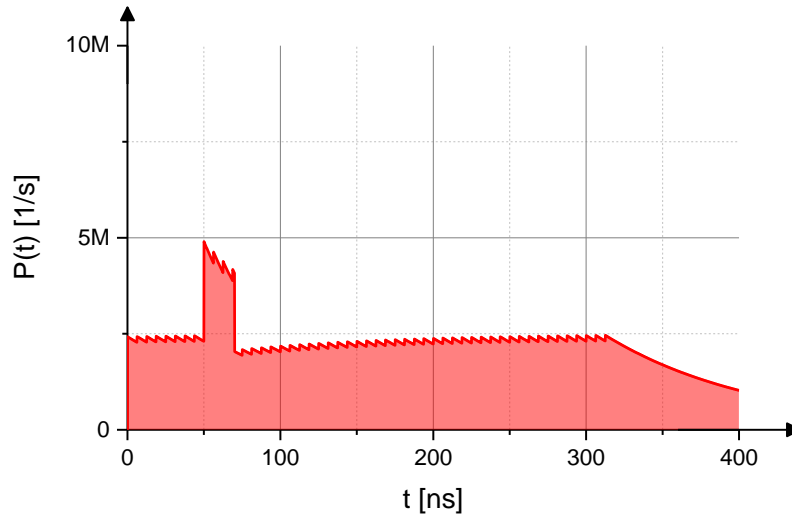


Abbildung 5.9: Mittlere PDF $\bar{P}_1(t)$ für einen konstanten Hintergrundverlauf mit $k = 50$ Verzögerungsschritten bis zu einer Zeit von $T_{\max} = 312,5$ ns. Die Schrittweite beträgt $t_{\text{Step}} = 6,25$ ns. Die PDF nimmt mit der Hintergrundrate bis zum letzten Verzögerungsschritt einen konstanten Verlauf an. Nach dem letzten Schritt fällt sie exponentiell ab.

Die Anzahl an Messungen in den einzelnen Verzögerungsschritten muss variiert werden, damit sich ein konstanter Hintergrundverlauf ergibt. Dazu kann die Zahl der Messungen ohne Verzögerung $i = 0$ um n erhöht werden. Für den Gewichtungsfaktor gilt in diesem Fall $g_0 = n$ und $g_{i>0} = 1$. Es ergibt sich aus (5.16)

$$\bar{P}_1(t) = \frac{n \cdot P_1^*(t, 0) + \sum_{i=1}^{k-1} P_1^*(t, i \cdot t_{\text{Step}})}{n + k - 1} \quad (5.23)$$

Um einen optimalen Faktor n_{best} zu bestimmen, kann man annehmen, dass direkt zu Beginn der Messung das Maximum der PDF gemäß (5.18) erreicht sein muss. Zu Beginn hat noch keine Verzögerung stattgefunden und der Verlauf ergibt sich lediglich aus der Hintergrundrate. Es folgt das Verhältnis

$$n_{\text{best}} \cdot r_B = r_R + r_B \quad (5.24)$$

und demnach die beste Anzahl an Messungen ohne Verzögerung abhängig von der Hintergrundrate und der Schrittweite der Verzögerungen

$$n_{\text{best}} = \frac{1}{e^{r_B \cdot t_{\text{Step}}} - 1} + 1 \quad (5.25)$$

Da die Schrittweite des Systems vordefiniert werden kann, ergibt sich eine Abhängigkeit von der vorherrschenden Hintergrundrate. Dies ist in Abbildung 5.10 für eine Schrittweite von $t_{\text{Step}} = 6,25 \text{ ns}$ dargestellt.

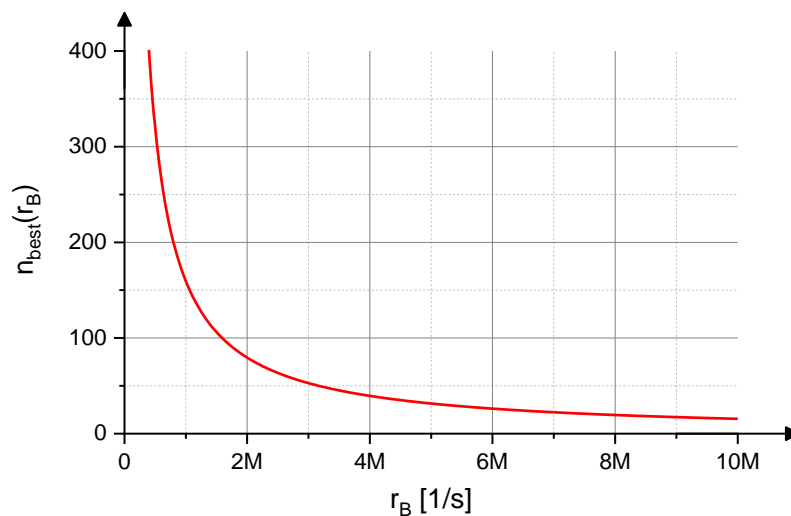


Abbildung 5.10: n_{best} in Abhängigkeit der Hintergrundrate r_B für eine diskrete Schrittweite von $t_{\text{Step}} = 6,25 \text{ ns}$

Durch den resultierenden konstanten Verlauf des Hintergrunds (Abbildung 5.9) sorgt die Detektion des reflektierten Laserlichtes für einen Peak über dem Hintergrundverlauf. Da der Hintergrund einen konstanten Verlauf annimmt, kann dieser z. B. über einen Schwellenwert kompensiert werden. Zudem erhält man mit dieser Variante eine konstante Detektionswahrscheinlichkeit über den Messbereich bis T_{max} (5.22) für gleiche Photonennraten.

5.2.4 Konstante Detektionswahrscheinlichkeit über den Abstand

Die Betrachtung aus Abschnitt 5.2.3 bewirkt eine konstante Detektionswahrscheinlichkeit über den Messbereich bei identischen Photonennraten. In einem realen System nimmt die Photonennrate über den Abstand gemäß dem Abstandsgesetz (5.12) ab. Die Detektionswahrscheinlichkeit bleibt durch den gewählten Gewichtungsfaktor

konstant. Dazu muss man die PDF nach (5.7) zu Beginn des reflektierten Laserpulses $t = T_{\text{ToF}}$ und zu verschiedenen Laufzeiten betrachten. Damit ergibt sich die Detektionswahrscheinlichkeit zu

$$P_1(T_{\text{ToF}}) = (r_L + r_B) \cdot e^{-r_B \cdot T_{\text{ToF}}} \quad (5.26)$$

Gemäß dem Abstandgesetz nimmt die Intensität der Beleuchtung und somit die Intensität des reflektierten Lichts auf dem Rückweg vom Objekt quadratisch mit der Entfernung ab. Nach (5.12) kann man dies schreiben zu

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2} \quad (5.27)$$

Als Referenzintensität wird die Intensität angenommen, die das Objekt in einem Abstand von $d_1 = 1 \text{ m}$ vorweist. Die eigentliche Objektdistanz wird über die Lichtlaufzeit mit Formel (3.3) bestimmt zu $d_2 = \frac{c}{2} \cdot T_{\text{ToF}}$ und es ergibt sich

$$I_1 = \frac{I_2 \cdot 1 \text{ m}^2}{d_1^2} = I_2 \frac{1 \text{ m}^2}{\left(\frac{c}{2} \cdot T_{\text{ToF}}\right)^2} \quad (5.28)$$

Mit (5.28) eingesetzt in (5.26) folgt die distanz- bzw. flugzeitabhängige PDF zu

$$P_1(T_{\text{ToF}}) = \left(\frac{4 \cdot r_{L,1\text{m}}}{c^2 \cdot T_{\text{ToF}}^2} + r_B \right) \cdot e^{-r_B \cdot T_{\text{ToF}}} \quad (5.29)$$

Zur Entwicklung einer Vorschrift für einen Gewichtungsfaktor der Messungen kann man nun zwei Flugzeiten aus (5.29) über einen Faktor m in Relation setzen. Dabei ergibt sich ohne Hintergrundlichtbetrachtung

$$\frac{4 \cdot r_{L,1\text{m}}}{c^2 \cdot T_{\text{ToF},1}^2} = m \cdot \frac{4 \cdot r_{L,1\text{m}}}{c^2 \cdot T_{\text{ToF},2}^2} \quad (5.30)$$

Diese Formel kann nun nach m aufgelöst werden. Dabei setzt man die erste Flugzeit als Referenz der Schrittweite zu $T_{\text{ToF},1} = t_{\text{Step}}$ und die zweite Flugzeit versehen mit einem Faktor zu $T_{\text{ToF},2} = i \cdot t_{\text{Step}}$ und erhält

$$m = \frac{T_{\text{ToF},2}^2}{T_{\text{ToF},1}^2} = \frac{(t_{\text{Step}} \cdot i)^2}{t_{\text{Step}}^2} = i^2 \quad (5.31)$$

Für den Gewichtungsfaktor ist zu beachten, dass zu einem Schritt i bereits der Faktor mit $(i - 1)^2$ eingeflossen ist. Aus

$$g_i = i^2 - (i - 1)^2 = 2i - 1 \quad (5.32)$$

ergibt sich ein linearer Anstieg der Anzahl der Messung in jedem Verzögerungsschritt.

5.3 Mehrfachdetektion

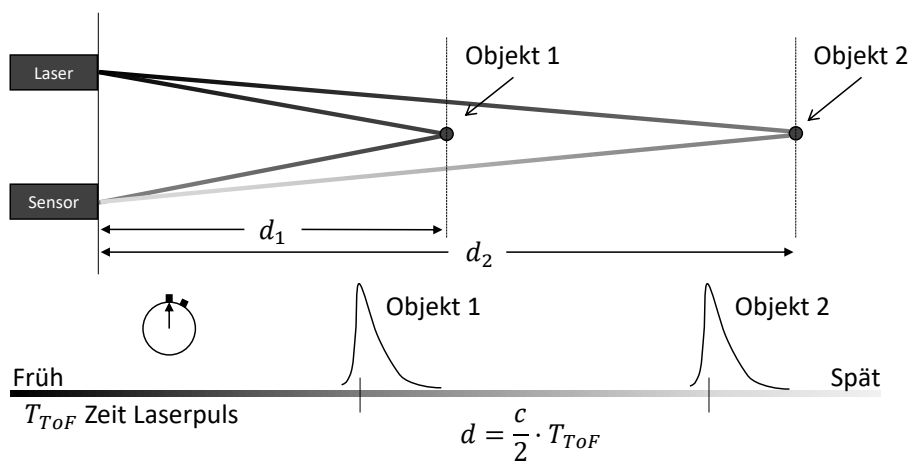


Abbildung 5.11: Multiobjektdetektion eines direkten ToF-Systems. Es kommt zur Rückstreuung des Laserlichtes von beiden Objekten, wodurch sich im Histogramm zwei getrennte Peaks ausbilden.

Das direkte ToF-Prinzip lässt durch die direkte Messung der Lichtlaufzeit und die anschließende Histogrammbildung eine Detektion mehrerer Objekte innerhalb eines Messzyklus zu. Dabei können sich zwei Objekte innerhalb eines Detektionsbereiches hintereinander befinden, sodass das hintere durch das vordere Objekt nicht vollständig verdeckt wird und somit beide Objekte innerhalb eines Pixels zu erfassen sind. Alternativ kann es sich bei dem vorderen Objekt um ein transparentes Medium handeln, durch das die dahinterliegenden Objekte erfasst werden können. Die Mehrfachdetektion stellt jedoch eine größere Herausforderung an die Auswertung, damit die

Objekte sicher getrennt werden können. Dabei müssen sich die Objekte so weit entfernt voneinander befinden, dass die Signale sich nicht durch die Pulsdauer einander überdecken.

5.4 Multipath

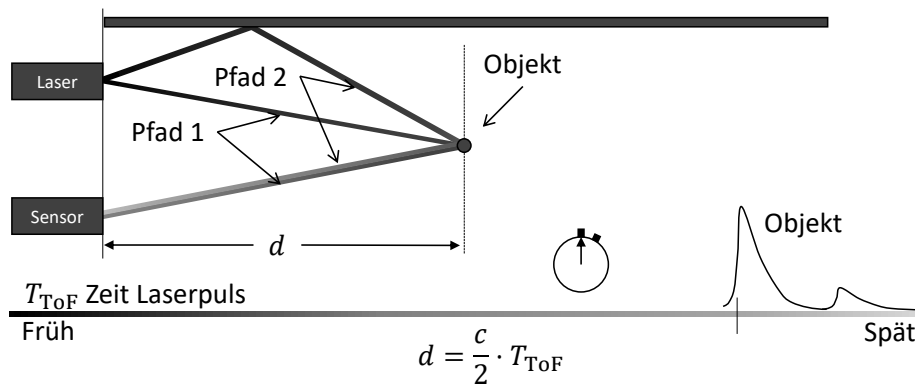


Abbildung 5.12: Multipath-Situation eines direkten ToF-Systems. Pfad 1 bildet die gewünschte Laufzeit zur Detektion des Objektes ab. Pfad 2 entsteht über z. B. eine Streuung des Lichtes an der Wand und benötigt somit einen weiteren Weg. Es entsteht ein zweites späteres Signal, welches durch das direkte Verfahren jedoch vom gewünschten Signal unterscheidbar bleibt.

Wenn das ausgesendete Laserlicht auf dem Weg zum Objekt und zurück vom Sender mehrere Wege nehmen kann, spricht man von Multipath (Abbildung 5.12). Dieses Phänomen tritt vor allem in Ecken oder mit stark reflektierenden Gegenständen in der Szenerie auf. Da sich ein zweiter Lichtweg in seiner Laufzeit von dem direkten Weg zeitlich unterscheiden kann, führt dies zu einer falschen Distanzdetektion. Der direkte Weg (Pfad 1) entspricht der gewünschten Distanzdetektion und stellt dabei die kürzeste Lichtlaufzeit dar. Die unterschiedlichen Laufzeiten sind im direkten ToF-Verfahren durch die Akkumulation der einzelnen Zeitstempel zu unterscheiden. Hierbei findet jedoch eine Überdeckung der Signale aufgrund der Pulsdauer statt. Eine wirkliche Trennung mehrerer Pfade ist somit nur bei deutlichen Laufzeitunterschieden im Bereich der Pulsdauer erkennbar. Im direkten ToF-Verfahren führt dies jedoch nicht zu einer falschen Distanzinformation, da das erste empfangene Photon zur Bestimmung der Distanz herangezogen wird.

In der Regel kommt es bei Multipath-Situationen nur zu geringfügigen Laufzeitunterschieden. Bei Mehrfachdetektion treten vorzugsweise längere Laufzeitunterschiede auf. Herausforderung ist die Unterscheidung von Multipath-Effekten von dem Resultat der Detektion mehrerer Objekte.

5.5 Simulationstool

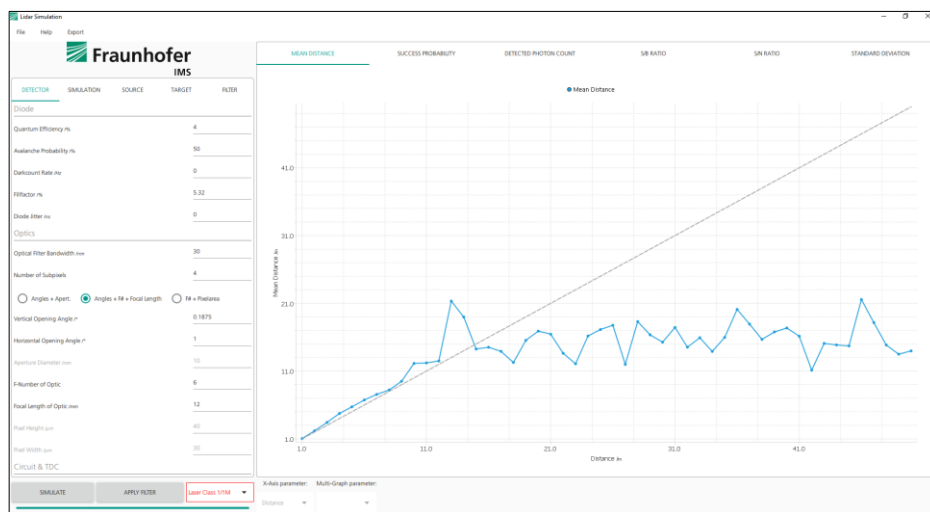


Abbildung 5.13: Weiterentwickelte Oberfläche des Simulationstools aus [72] mit Parametereingabe auf der linken Seite und Plots der Simulationsergebnisse auf der rechten Seite

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurde ein Simulationstool für das Erstellen von Histogrammen und Distanzanalysen genutzt.

Dieses Simulationstool wurde im Rahmen einer Masterarbeit [72] am *Fraunhofer IMS* für Simulationen eines direkten ToF-Systems entwickelt. Dabei wurden zusätzlich die Eigenschaften des realen Testsystems Owl implementiert. Mit Hilfe des Simulationstools ist es möglich, verschiedene Parametersätze zu behandeln und zu analysieren. Die Eingabeparameter sind die Hintergrundbeleuchtung, der Reflexionsgrad eines Objektes, die Koinzidenzparameter und weitere wichtige Eigenschaften des Testsystems. Genauso ist eine Anpassung des Lasersystems mit Pulslänge, Leistung und Abstrahlcharakteristik möglich. Zudem wurde eine Implementierung der Messfensterverzögerung vorgenommen, sodass Verzögerungsschritte verändert werden können.

In Abbildung 5.13 ist die weiterentwickelte Oberfläche des Simulationstools aus [72] zu sehen. Auf der rechten Seite befindet sich die Parametereingabe. Diese ist unterteilt in Parameter für die Laserquelle, Hintergrundbeleuchtung und Transmission der Luft, Sensorcharakteristik und Objekteigenschaften wie Reflexionsgrad und Distanzwerte.

6 Demonstrator und Aufbau

Der LiDAR-Demonstrator, welcher am *Fraunhofer IMS* entwickelt und im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt wurde, wird Owl, englisch für Eule, genannt. Der Demonstrator präsentiert die Einsatzmöglichkeiten des am *Fraunhofer IMS* entwickelten direkten ToF-Chips (siehe Kapitel 7). Des Weiteren dient der Demonstrator als Messapparatur, um theoretische Erkenntnisse und Überlegungen in praktischen Untersuchungen verifizieren zu können.

6.1 LiDAR-Demonstrator Owl

Die mechanischen Komponenten des LiDAR-Demonstrators Owl bestehen aus den Lasermodulen, einer Empfängeroptik und dem Evaluationsboard. Die Komponenten werden im Einzelnen vorgestellt.

6.1.1 Aufbau des Demonstrators

Der Demonstrator besteht aus einem gefrästen Aluminiumkörper, welcher für eine ausreichende Stabilität und Abfuhr der Wärme sorgen soll. Das platzsparende und optimierte Gehäuse beherbergt die einzelnen Komponenten. Jedoch ist es nicht auf eine bestmögliche Minimalisierung ausgelegt, sodass Komponenten noch ausgetauscht, verändert und überarbeitet werden können. Das Gehäuse und die einzelnen Komponenten wurden dabei soweit modularisiert, dass zuerst ein Ein-Zeil-

Sensor, momentan ein Zwei-Zeilen-Sensor und in der aktuellen Entwicklung ein Matrix- oder auch Array-Sensor betrieben werden können. In Abbildung 6.1 sieht man die Frontansicht des Demonstrators mit den zwei Laser-Modulen (Sender) hinter den äußeren Gehäuseausparungen rechts und links, welche für die Ausleuchtung der Szenerie zuständig sind und mittig die Optik, welche die Szenerie auf den dahinter befindlichen Sensor (Empfänger) abbildet. Eingesetzt wird ein Standardobjektiv von *Computar* mit C-Mount Gewinde [73]. Mit einer Brennweite von 12 mm wird ein FoV mit dem Zwei-Zeilen-Sensor von ca. $36^\circ \times 1^\circ$ in jeder Zeile erreicht.



Abbildung 6.1: Frontansicht des Demonstrators Owl

Zusätzlich befindet sich vor dem Sensor innerhalb des empfangenden Parts ein Infrarotfilter, welcher als Bandpassfilter nur den Wellenlängenbereich des Senders passieren lässt. Der im Demonstrator verbaute Filter ist für den Wellenlängenbereich von 905 nm ausgelegt. Eingesetzt werden Filterbreiten von 30 nm und 80 nm. Des

Weiteren ist eine handelsübliche Computer-Webcam¹ auf dem Gehäuse montiert, mit der die 3D-Informationsdaten vom Sensor im 2D-Bild der Webcam integriert dargestellt werden. Diese Umsetzung ist in Kapitel 6.2 genauer beschrieben.

6.1.2 Lasermodule

Im Demonstrator sind zwei Lasermodule verbaut. Ihre Aufgaben sind es, die Szenerie mit kurzen Laserpulsen zu beleuchten. Als Laserdiode kommt eine Diode von *Osram* des Typs *SPL PL90-3* mit einer Spitzenleistung von 75 W zum Einsatz [41]. Betrieben wird sie durch eine Lasertreiberschaltung der Firma *PicoLAS GmbH* des Typs *LDP-AV 40-70* mit einer Spitzenstrom von 40 A und einer maximalen Wiederholrate von bis zu 100 kHz. Gewählt wurde das Modell, welches eine feste Pulslänge von 5 ns vorgibt [74]. Die Laserdioden wurden, entgegen der vorgesehenen Montageart, mit einem rechtwinkligen Abstrahlwinkel bezogen auf die Platinausrichtung montiert. Die Lasertreiberplatinen mit aufgelöteter Diode befinden sich auf einem speziell gefertigten Aluminiumträger (Abbildung 6.2). Dieser dient zusätzlich als Halterung für eine Kollimatorlinse und zwei Zerstreuerlinsen. Die Linsen weiten den Öffnungswinkel der *Osram*-Laserdiode von $9^\circ \times 25^\circ$ auf den gewünschten Öffnungswinkel von $36^\circ \times 1^\circ$ auf bzw. fokussieren ihn. Über eine Photodiode wurde die Pulslänge des Lasermoduls von ca. 17 ns Full Width at Half Maximum (FWHM) gemessen. Aufgrund der Induktivität der Kontaktierung verlängert sich der durch den Treiber vorgegebene Puls von 5 ns auf die gemessenen 17 ns. Die Lasermodule sind über handelsübliche Spiegelhalter mit dem Gehäuse des Demonstrators verbunden. Sie ermöglichen eine feine Justierung über drei Stellschrauben und der Laser wird genau auf die Abbildung des Sensors ausgerichtet.

¹ HD Pro Webcam Logitech C920

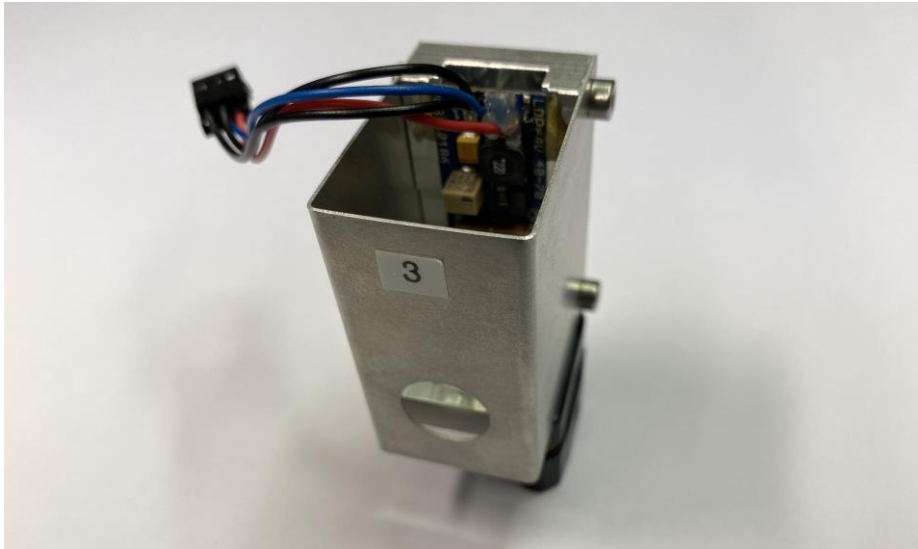


Abbildung 6.2: Lasermodul mit Schutzgehäuse und eingeklebter Treiberplatine mit Laserdiode

6.1.3 Evaluation-Board

Die Elektronik und der Sensor befinden sich auf dem Evaluation-Board (Eval-Board), welches sich innerhalb des Gehäuses des Demonstrators befindet. Das Eval-Board (Abbildung 6.3) besteht aus einer speziell angefertigten Platine, dem Sensorboard, und einem Field Programmable Gate Array (FPGA) der Firma *Enclustra*. Das FPGA ist aus einem Baseboard *Mars PM3*, sowie dem System-on-Chip-Modul (SoC-Modul) *Mars ZX3* zusammengesetzt. Das SoC-Modul wiederum enthält den *Xilinx Zynq-7020 Chip*, der sowohl einen ARM²-Prozessor als auch eine programmierbare Logik enthält [75]. Das Sensorboard kann durch das gewählte Design direkt mit dem FPGA kontaktiert werden und hat die gleichen Abmessungen. Somit bildet das Eval-Board eine Einheit, die in den Demonstrator leicht eingesetzt werden kann, jedoch auch für sich allein als Eval-Board betrieben werden kann.

Das FPGA generiert die Steuersignale und das Timing für den Sensor. Zudem greift es die Messwerte des Sensors ab und stellt diese über eine USB-Schnittstelle zur

² Eine ARM-Architektur ist ein Mikroprozessor-Design der Firma ARM Limited. ARM stand für A-corn RISC Machines, später für Advanced RISC Machines.

weiteren Verarbeitung am PC zur Verfügung. Es stehen über einen Befehlssatz verschiedene Einstellungen bereit, um die Messparameter entsprechend anzupassen.

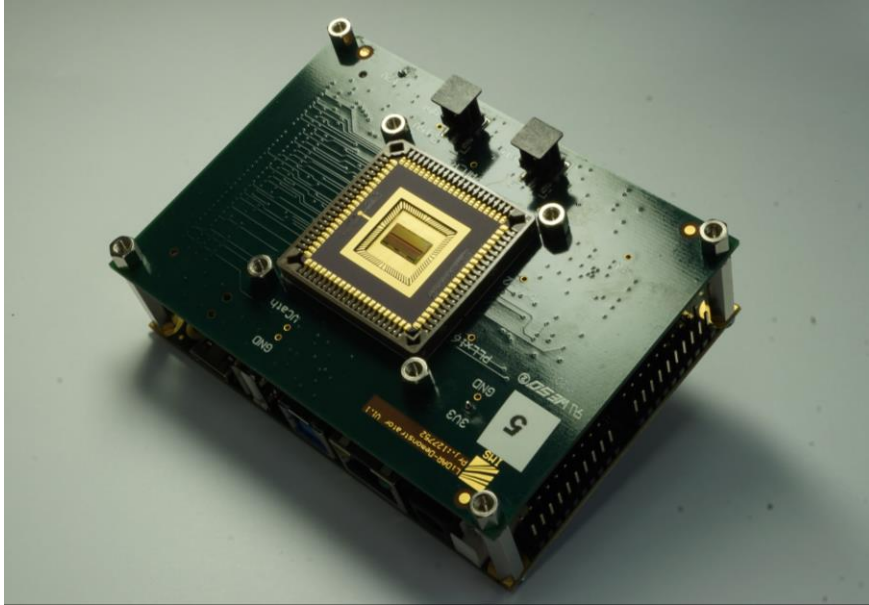


Abbildung 6.3: Bild des Eval-Boards mit eingesetztem SPADeye2-Sensor in der Mitte

6.2 Programmierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Ansteuerungssoftware für das Owl-System geschrieben. Dabei wurde sowohl eine Oberfläche für Kundenpräsentationen gestaltet, als auch eine flexible Softwareintegration für Labor- und Forschungszwecke entwickelt.

6.2.1 Softwareentwicklung und grafische Benutzeroberfläche

Im Aufbau des Demonstrators dient das FPGA als Steuereinheit, die die Messungen aufnimmt, die vom Sensor generierten Rohdaten ausliest und ohne Bearbeitung über die USB-Schnittstelle zum PC weiterleitet. Dies bietet eine große Flexibilität in der Datenbearbeitung und ist für die wissenschaftliche Arbeit vorgesehen. Für einen späteren Einsatz ist eine Datenverarbeitung auf dem FPGA oder direkt im Sensor sinnvoll, wodurch nur die finalen Distanzinformationen direkt zur Verfügung gestellt

werden. Dies sorgt für eine einfache Integration des Sensors, ist jedoch für Testzwecke nicht geeignet.

Die Computersoftware steuert über einen Befehlssatz das FPGA und die Messungen. Dabei können Parameter wie Modi, Anzahl und Koinzidenz frei gewählt werden. Die zu den Messungen entsprechenden Rohdaten werden anschließend auf dem PC verarbeitet und die Ergebnisse dargestellt. Entwickelt wurden zwei Softwarezweige, die für interne und externe Anwendungszwecke vorgesehen sind.

Der erste dient zur Vorführung des Demonstrators und ist auf die Darstellung der ausgewerteten Distanzinformationen beschränkt. Zur guten Visualisierung ist die Darstellung der Distanzwerte in dem integrierten Webcambild (Abschnitt 6.2.2) und einer Darstellung als Polarplot bzw. 2D-Punktwolke (Abbildung 6.4) enthalten. Als zusätzliche Darstellung wird das Rohdatenhistogramm (Abbildung 6.5) dargestellt.

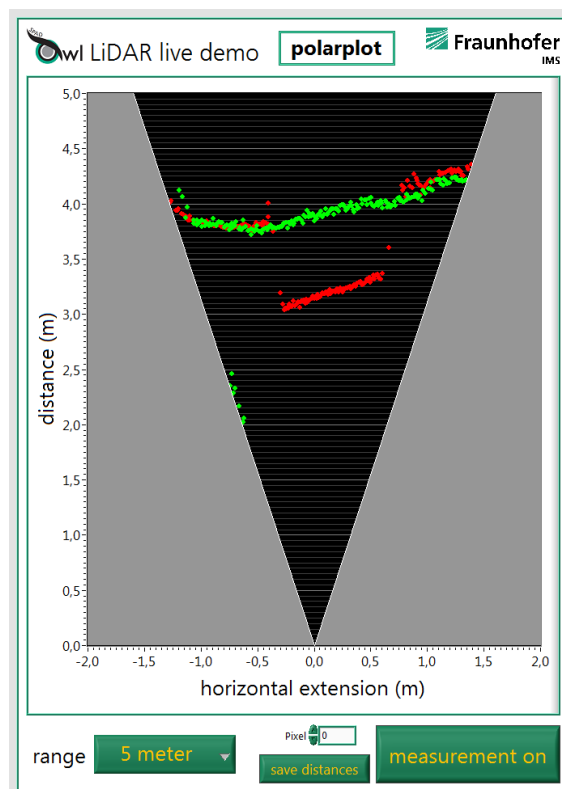


Abbildung 6.4: Fenster des Polarplots bzw. der 2D-Punktwolke

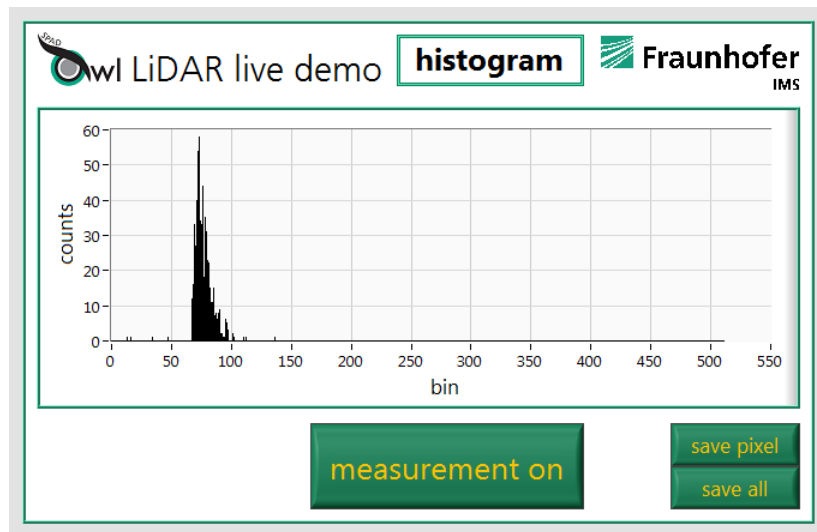


Abbildung 6.5: Fester des Rohdatenhistogramms

Der zweite Softwarezweig ist der entscheidende für die wissenschaftliche Arbeit. Dieser beinhaltet eine spezielle Entwickleroberfläche. Dabei ist es möglich alle relevanten Sensordaten zu erfassen und sowohl unverarbeitet als auch verarbeitet anzeigen zu lassen. Dabei kann neben der resultierenden Entfernung das Histogramm nach der digitalen Filterung, als auch vorher als Rohdatenhistogramm angezeigt werden. Zudem erhält man die Information über die Anzahl an Messungen, während welcher ein Photon detektiert wurde. Dadurch erhält man Informationen über die Ausleuchtung der Szenerie. Da auch Hintergrundlicht eine große Rolle für das System spielt, kann der Sensor zusätzlich in einem Zählmodus ohne Laserlicht betrieben werden. Somit kann die Photonenrate des Hintergrundlichtes gezählt werden und ein Graubild der zwei Zeilen erstellt werden.

Eine weitere Eigenschaft ist die Darstellung eines 2D-Histogramms (Abbildung 6.7). Dabei werden die Histogramme über einen Farbplot aufgetragen, sodass eine räumliche Darstellung der Histogramme entsteht. Dabei sind die Histogramme aller Pixel gleichzeitig sichtbar. Über die Anordnung der Pixel in der X-Achse und den Histogrammbins in der Y-Achse entsteht eine räumliche Aufspannung des Sichtbereiches über Öffnungswinkel (Pixel) und Entfernung (Bin). Die Z-Achse als Anzahl der Counts wird über eine Farbcodierung dargestellt und repräsentiert die Intensität der Rückstreuung.



Abbildung 6.6: GUI der Entwickleroberfläche

Die Programmierung in LabVIEW lässt eine einfache Modifikation der Ansteuerung und der Messabläufe des Owl-Systems zu, sodass Anpassungen einfach eingepflegt werden können und Erweiterungen möglich sind. So konnten weitere Anpassungen für die Messfensterverzögerung erst softwareseitig und anschließend hardwareseitig implementiert werden.

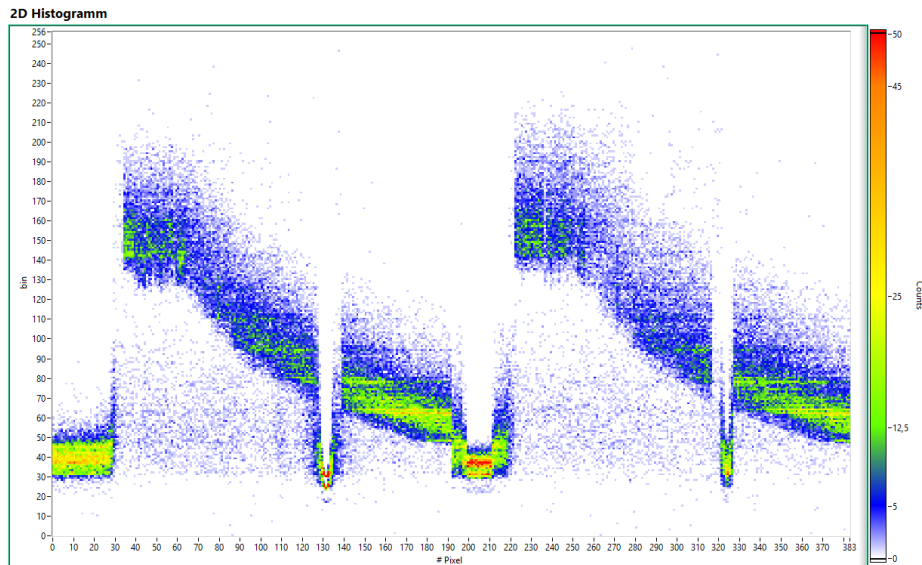


Abbildung 6.7: Fenster des 2D-Histogramms. Die Pixel auf der X-Achse stellen den Öffnungswinkel und der Histogrammbin auf der Y-Achse die Entfernung dar. Die Anzahl an Counts in jedem Bin wird über die Farbcodierung (Z-Achse) dargestellt. Von Pixel 0 bis 191 handelt es sich um die obere, bei Pixel 192 bis 383 um die untere Zeile.

6.2.2 3D-Visualisierung im 2D-Kamerabild

Der Demonstrator verfügt über eine Webcam, um zusätzlich zu den 3D-Informationen, die durch den Einsatz des Zwei-Zeilen-Sensors über zwei Zeilen abgebildet werden, ein 2D-Graubild der Szenerie zur Verfügung zu stellen. Die Webcam ist oben auf dem Gehäuse des Demonstrators montiert und nimmt ein Bild in Full-HD-Auflösung auf. Über eine Bildverarbeitung werden nun die 3D-Informationen über farbliche Balken innerhalb des Webcambildes dargestellt. In Abbildung 6.8 ist das entsprechende Graphical-User-Interface-Fenster (GUI-Fenster) dazu zu sehen. Die Balkengröße und die Farbe enthalten die Distanzinformation. Die schwarzen Balken in der Darstellung zeigen die Abbildung der zwei Zeilen, in denen die Messwerte aufgenommen werden. Die Ausdehnung der Balken dient der passenden Visualisierung der Daten und stellt nicht den Messbereich in der Szenerie dar. Es wurde die Darstellung der Distanz zusätzlich zu der farblichen Darstellung über die Größe der Balken gewählt, da somit kleinere Unterschiede für das menschliche Auge besser sichtbar werden.

Durch die Montage der Webcam oberhalb des Sensors kommt es in horizontaler Ausrichtung zu einer genauen Überdeckung der Sensorpixel mit denen der Webcam, da Webcam und Sensor vertikal auf der gleichen Achse liegen. In der vertikalen Darstellung kommt es jedoch zu einer Abweichung im Nahbereich, da die Webcam etwas höher auf dem Gehäuse sitzt als der Sensor innerhalb des Gehäuses. Die überlagerte Darstellung dient lediglich der Visualisierung, damit die 3D-Daten besser einzelnen Objekten in der Szenerie zugeordnet werden können. Es findet keine Sensorfusion statt, die eine gemeinsame Auswertung beider Bilder beinhaltet.

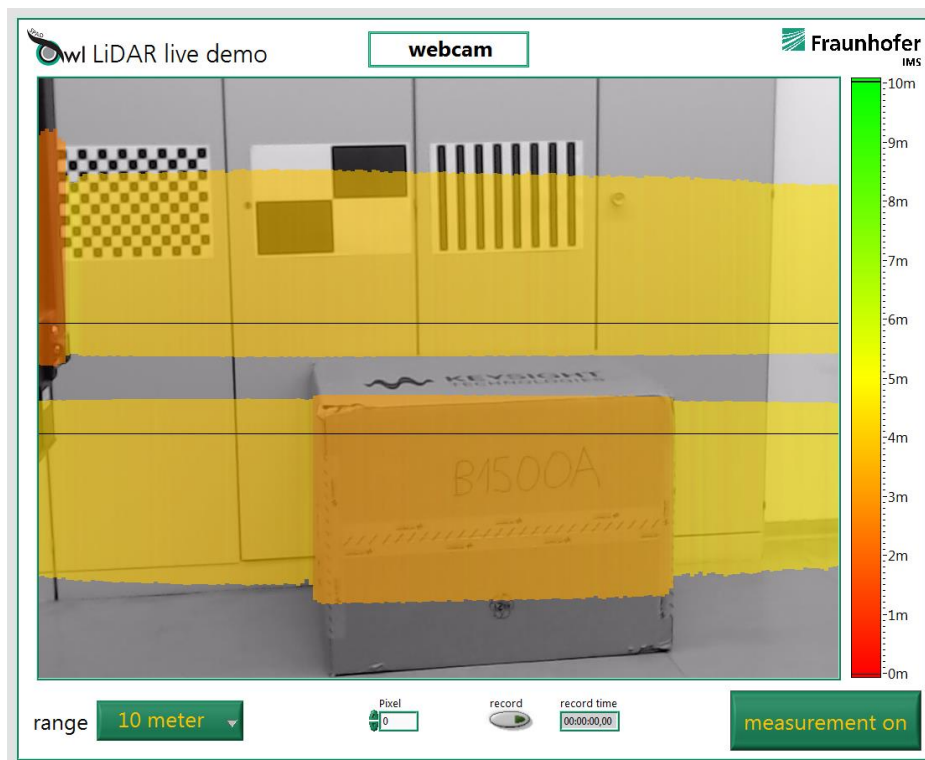


Abbildung 6.8: Webcambild mit überlagerten 3D-Informationen

7 CMOS-LiDAR-Sensor für Time-of-Flight-Anwendungen

Ein entscheidendes Bauelement für eine ToF-Anwendung ist der Chip, der als Empfangseinheit eingesetzt werden kann. Der Chip hat dabei die Aufgabe, das empfangene Laserlicht zu detektieren und die Laufzeit zu erfassen.

Am *Fraunhofer IMS* und im Rahmen der Arbeit [52] wurde hierzu ein Zwei-Zeilensensor (SPADeye2) entworfen und charakterisiert. Dieser Sensor findet im LiDAR-Demonstrator Owl Anwendung.

7.1 CMOS-LiDAR-Sensoren

Die Besonderheit der Chips ist, dass im CMOS-Prozess sowohl die Elektronik als auch die sensitiven Photodioden auf Silizium hergestellt werden können. Dabei kommen die am *Fraunhofer IMS* entwickelten hoch sensitiven SPADs zum Einsatz. Die Elektronik umfasst sowohl die Quenching-Schaltungen für die Funktion der SPADs als auch Logik und Ausleseschaltung. Zuerst kam ein Ein-Zeilensensor zum Einsatz, welcher aktuell durch einen Zwei-Zeilensensor namens SPADeye2 abgelöst wurde. In der aktuellen Entwicklung befindet sich ein Matrix-Sensor.

7.1.1 SPADeye2

SPADeye2 ist ein Sensor, welcher zwei Zeilen mit jeweils 192 nebeneinander angeordneten Pixeln enthält. Die Elektronik wurde teils zwischen den Zeilen angeordnet, sodass innerhalb der Zeile ein minimaler Pixelabstand realisiert werden kann. Jeder Pixel besteht aus 4 hochsensitiven SPADs, die über eine Logikschaltung zur Koinzidenzdetektion genutzt werden kann. Über einen integrierten TDC und eine Feininterpolation kann eine Auflösung von 312,5 ps erreicht werden. Dies entspricht einer Distanzauflösung von etwa 4,7 cm. Die 12-Bit-Auflösung des TDCs lässt einen Messbereich von 1,28 μs zu. [52]

In Tabelle 7.1 sind weitere Spezifikationen des Sensors und daraus resultierender Eigenschaften für das Testsystem zusammengefasst.

Tabelle 7.1: Chip- und Testaufbauspezifikationen

Parameter	Wert	Einheit
Sensorauflösung	2×192	Pixel
Pixelabstand	40,56	μm
Zeilenabstand	1019,78	μm
Taktfrequenz	200	MHz
TDC-Auflösung	312,5 / 46,8	ps / mm
Zeilen-FoV ³	$0,8 \times 34,6$	°
Vertikaler Zeilenabstand ³	4,7	°
Laser Spitzenleistung	75	W
Laser Pulslänge (FWHM)	~17	ns
Laser Wellenlänge	905	nm
Anzahl der Laser	2	
Wiederholrate	15	kHz
Messungen pro Bild	600	
Bildrate	25	Hz

³ Bei Benutzung eines Objektivs mit 12,5 mm Brennweite

Der fertige Chip ist in einem 84-Pin-Gehäuse platziert (Abbildung 7.1). Dieses Chip-Gehäuse kann direkt in der Halterung des Eval-Boards eingesetzt werden. Das Chip-Gehäuse erlaubt zudem eine direkte Montage eines Bandpassfilters auf der Gehäuseoberfläche und bietet einen zusätzlichen Schutz des Chips.

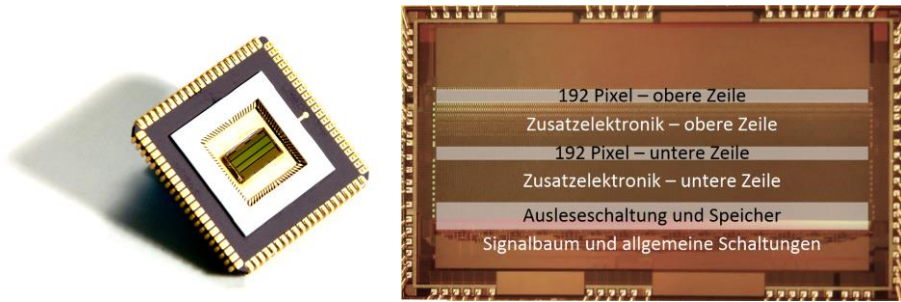


Abbildung 7.1: Fotografie des Chips in einem Gehäuse (links) und Mikroskopaufnahme (rechts) des Zwei-Zeilen-Chips (SPADeye2)

7.1.2 Matrix-Sensor

Als nächste Generation des Sensors befindet sich ein Matrix-Sensor (Flächensensor) mit 48×64 Pixeln in Entwicklung. Da durch die Gesamtzahl von über 3000 Pixeln die SPADs und deren Elektronik sehr viel Platz benötigen, werden die Photodioden und die Elektronik auf separaten Wafern integriert und anschließend mittels Bond-technik verbunden. Zudem teilen sich jeweils 4 Pixel als ein Makropixel zusammen einen einzelnen TDC, wodurch weitere Fläche eingespart werden kann.

Dieser Chip befindet sich jedoch noch im Aufbau und wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht eingesetzt.

7.2 Time-shifted Histogramming

Der TDC ist eines der wichtigsten Bauelemente in einem direkten ToF-Chip. Er sorgt für die genaue Erfassung der Laufzeit und ist somit maßgeblich für die zeitliche Auflösung des Systems und der daraus resultierenden Distanzauflösung. Aufgrund schaltungstechnischer Realisierungen sowie physikalischer Prozessgrenzen ist die Auflösung auf eine gewisse Untergrenze limitiert.

Ein entwickeltes Konzept namens Time-shifted Histogramming beschreibt die Möglichkeit, mehrere TDCs parallel laufen zu lassen bzw. eine Aufnahme eines Zeitstempels über mehrere Messungen hinweg zu erfassen. Ein TDC hat eine feste Frequenz, mit der er in diskreten Schrittweiten die Zeit erfassen kann. Diese Frequenz kann nicht beliebig gesteigert werden. Durch den Einsatz mehrerer identischer TDCs mit zeitlich verschobenen Abtastpunkten kann über eine Interpolation eine Feinauflösung realisiert werden. Die TDCs können zu minimal versetzten Zeitpunkten gestartet oder gestoppt werden bzw. ein TDC kann zur nächsten Messung zeitlich verschoben werden.

Mit n parallellaufenden TDCs muss eine zeitliche Verschiebung ΔT erreicht werden gemäß

$$\Delta T = \frac{\Delta T_{\text{TDC}}}{n} \quad (7.1)$$

mit der Einzel-TDC-Auflösung von ΔT_{TDC} . Die Summe aller Verzögerungen der TDCs entspricht wieder der einzelnen TDC-Auflösung. Somit wird im optimalen Fall eine n -fache Zeitauflösung erreicht. Die Interpolation erfolgt über den Zählerwechsel, bei dem ein TDC einen Zählertakt mehr oder weniger zählt als der darauffolgende. An diesem Übergang lässt sich die Feinauflösung bestimmen.

Somit ist durch den Einsatz mehrerer identischer TDCs eine Interpolation der Zeit möglich und dadurch eine Steigerung der zeitlichen Auflösung. Eine genaue Abfolge des Verfahrens ist in Anhang A zu finden.

8 Verfahren direkter Laufzeitmessung

Verschiedene Situationen und Vorkommnisse können die Detektion eines Objektes erschweren. Hintergrundlicht kann das System stören. Genauso können sich Hindernisse auf dem Weg des Laserlichtes ergeben. Dies kann von Niederschlag über Glasscheiben bis hin zu anderen Objekten führen. In diesen Situationen kommt es zu unterschiedlichen Effekten. Das Verhalten des Systems wird untersucht und die Möglichkeit der Verbesserungen diskutiert.

8.1 Multiobjektdetektion

Aufgrund der optischen Abbildungen kann es vorkommen, dass sich mehrere Objekte innerhalb eines Abbildungsbereiches eines Pixels befinden. Dies kommt zum Beispiel an Objektkanten oder auch bei transparenten Medien vor, die sich vor einem anderen Objekt befinden. Dazu werden die folgenden zwei Versuche untersucht (Abbildung 8.1). Im ersten Versuch befinden sich innerhalb des FoV eines Pixels sowohl die Kante einer Stange als auch das Target, von denen reflektierte Photonen empfangen werden können. Im zweiten Versuch kann ein Objekt beispielhaft hinter einer Glasplatte erfasst werden. Somit kann der Laser direkt an der Glasplatte

reflektiert werden oder sowohl auf dem Hin-, als auch auf dem Rückweg die Glasplatte passieren und dadurch das Objekt dahinter erfassen.

Das direkte ToF-Verfahren hat die Möglichkeit Mehrfachdetektion abzubilden, im Gegensatz zum indirekten Verfahren. Die Differentialgleichung in Formel (5.1) kann für die Mehrfachdetektion unter Betrachtung mehrerer Laufzeiten angewendet werden. Eine Detektion mehrerer Objekte kann über wiederholte Messungen realisiert werden. Da direkt die Zeitstempel der Photonenankünfte erfasst werden, ist eine nachträgliche Separation der Signale mehrerer Objekte im Histogramm gegeben.

8.1.1 Kantendetektion bei überlappenden Objekten

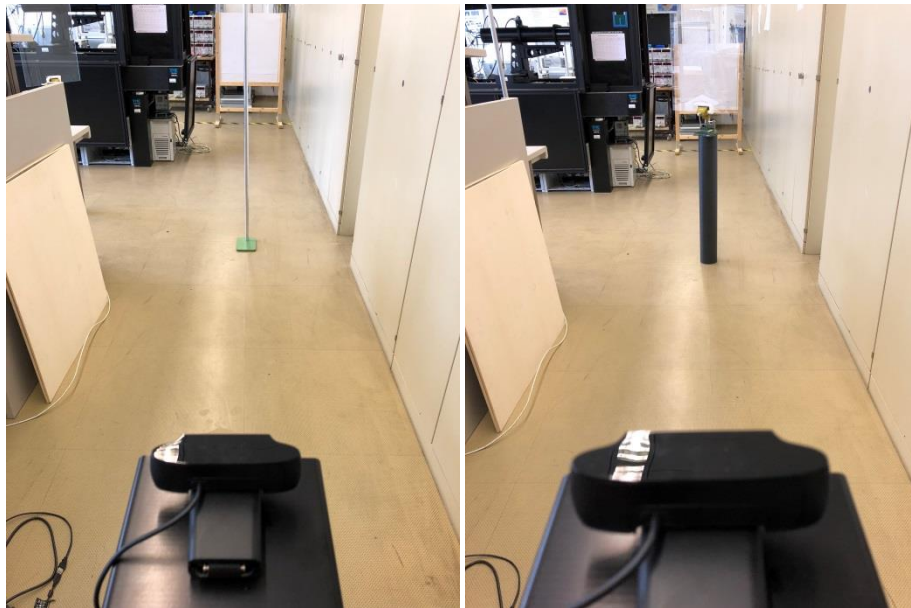


Abbildung 8.1: Szenario 1 mit einer Stange vor einem Objekt zur Kantendetektion innerhalb eines Pixels (links) und Szenario 2 mit einer transparenten Acrylglasplatte, welche sich auf einem schwarzen Ständer befindet, vor einem Objekt (rechts)

Für die Überlagerung mehrerer Objekte innerhalb eines Pixels wurde eine Stange vor einem weißen Target platziert und mit dem Detektionspixel genau die Kante der Stange ins Blickfeld genommen (Abbildung 8.1 links). Die Abbildung auf einen Pixel hat eine räumliche Ausdehnung. Je nach Position der Stange kann sie mehr oder weniger Raum in der Abbildung einnehmen. Es ergeben sich verschiedene Überdeckungen, die untersucht werden.

Es wurden insgesamt 40000 Einzelmessungen in einem Histogramm zusammengefasst (Abbildung 8.2). Die Stange befand sich dabei in einer Distanz von 3,5 m und das Target bei 7,7 m. Jedes Objekt erreicht bei vollständiger Sichtbarkeit eine gewisse Anzahl an Counts. Die Anzahl der Counts in einem Pixel, das beide Objekte enthält, verteilt sich gemäß dem Verhältnis der Überdeckung.

Eine Separation der Peaks ist in jeder untersuchten Überdeckung gegeben. Die Objekte sollten in einer relativen Distanz voneinander platziert sein, die mindestens der Laserpulsbreite entspricht, sodass eine Separation der einzelnen Peaks gegeben ist. Dies kann durch eine kürzere Pulslänge des Lasers verbessert werden.

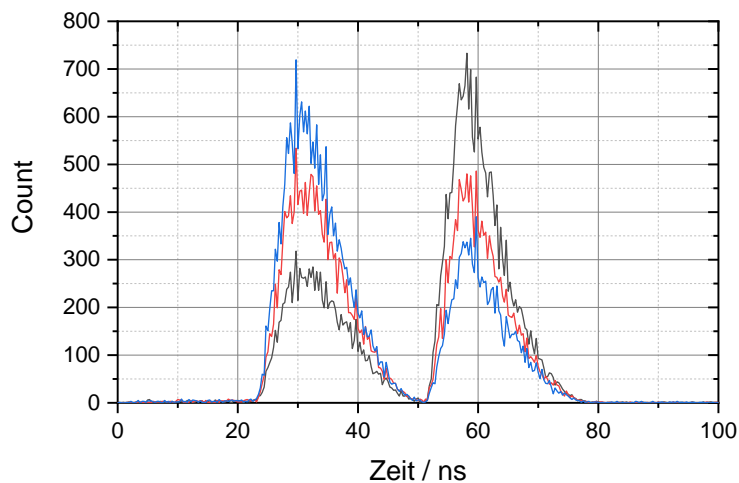


Abbildung 8.2: Histogramm von 40000 Einzelmessungen des ersten Szenarios: Eine Metallstange befindet sich in 3,5 m Distanz vor einem Target mit einer Entfernung von 7,7 m. Der Stab wurde in unterschiedlich starken Überdeckungen gemessen: geringe Überdeckung (grau), halbe Überdeckung (rot) und starke Überdeckung (blau).

8.1.2 Detektion hinter einem transparenten Medium

Es wurde eine Acrylglasplatte anstelle der Stange vor dem weißen Target aufgebaut (Abbildung 8.1 rechts). Die Glasplatte ist transparent und das Target ist dahinter detektierbar. Die Glasplatte wurde in verschiedenen Winkeln angestellt. In Abhängigkeit des Winkels wurden Messungen in einem Histogramm zusammengefasst. Die

Ergebnisse sind in Abbildung 8.3 dargestellt. Die Glasplatte verhält sich dabei ähnlich wie ein Spiegel. Bei einer exakten Ausrichtung der Glasplatte auf 0° Verkippung (schwarz) reflektiert die Glasplatte nahezu das vollständige Signal direkt zum Detektor zurück und weist damit ein ähnliches Verhalten wie ein Spiegel auf. Es ist ausschließlich ein Peak zu erkennen, der durch die Glasplatte hervorgerufen wird. Die Reflexion des Laserpulses an der Glasplatte macht den Detektor für weitere Detektionen blind. Sobald die Glasplatte jedoch nur minimal verkippert wird, ist das Target dahinter zu erkennen. Bei stärkerer Verkippung ist die Glasplatte nur noch wenig bis gar nicht zu erkennen (rot/braun). Durch die angestellte Glasplatte werden keine Photonen von dieser zurück zum Sensor reflektiert und es werden lediglich Reflektionen vom Target dahinter detektiert. Durch das Verschieben des Messfensters und Anwenden der Messfensterverzögerung könnte eine Glasplatte oder eine störende Reflektion ausgeblendet werden.

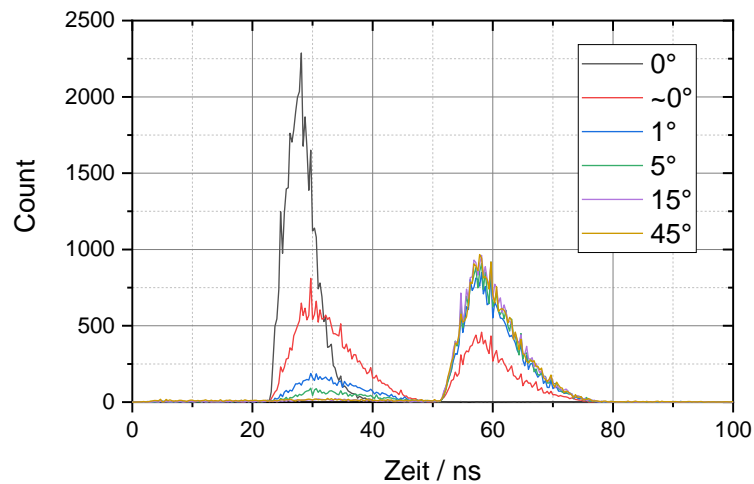


Abbildung 8.3: Histogramm des zweiten Szenarios. Das Target wird durch eine Acrylglasplatte betrachtet, deren Winkel variiert wird.

8.2 Hintergrundlichtunterdrückung

Eine Herausforderung für das Messsystem sind Sonnenlicht und starke Hintergrundstrahlung. Da im First-Photon-Verfahren immer das erste empfangene Photon während der Messung den Zeitstempel generiert, kann es passieren, dass nur Hintergrundphotonen detektiert werden. Eine Steigerung der Laserrate würde in diesem Fall keine Abhilfe schaffen. Es ist zu erreichen, dass die Hintergrundphotonen nicht zur Detektion führen und somit die Laserphotonen zum Auslösen des Sensors führen können. Hierzu gibt es systemseitig das Verfahren der Koinzidenz, welches in [52] behandelt wurde. Zudem gibt es die Möglichkeit, über Bandpassfilter nur den Wellenlängenbereich des Lasers durchzulassen. Dies hat jedoch Grenzen, da der Durchlassbereich nicht beliebig klein gehalten werden kann. Aufgrund von Temperaturdrift der Wellenlänge des Lasers muss hier ein gewisser Arbeitsbereich abgedeckt werden, sodass auch bei sehr schmalen Lasern der Durchlassbereich des Bandpassfilters deutlich größer gewählt werden muss.

Durch das Verfahren der Messfensterverzögerung kann eine Fehldetektion durch Hintergrundbeleuchtung, wie z. B. Sonnenlicht, verringert werden. Durch den verzögerten Start der Messung minimiert sich die Zeit, in der es durch ein Hintergrundphoton zu einer Fehlauslösung des Systems kommen kann. Somit wird die Detektionswahrscheinlichkeit der Laserphotonen gesteigert.

8.2.1 Bandpassfilter

Der Einsatz eines Bandpassfilters kann für die Reduktion der Detektion von Hintergrundereignissen sorgen. Da die Sonne auch im Wellenlängenbereich des Lasers von 905 nm emittiert [43], kann mit einem Bandpassfilter nur eine Reduktion erreicht werden und keine vollständige Unterdrückung. Im Optimalfall ist dazu der Durchlassbereich eines Filters so klein wie möglich zu wählen. Dies ist jedoch aufgrund von anderen Faktoren nicht immer möglich. So weist die im Owl-System verwendete Laserdiode einen Temperaturdrift von 0,28 nm/K auf [41]. Dadurch ergibt sich bei der Wahl eines 30 nm Bandpassfilters für die Zentralwellenlänge von 905 nm ein

möglicher Temperaturbereich von $\pm 54\text{ °C}$ um die Raumtemperatur von 25 °C herum. Wählt man einen 80 nm Bandpassfilter, kann ein Temperaturbereich von $\pm 143\text{ °C}$ um Raumtemperatur betrachtet werden. Bei der eingesetzten Laserdiode ist somit die gewünschte Anwendung und der damit verbundene Temperaturanstieg der Laserdiode zu beachten.

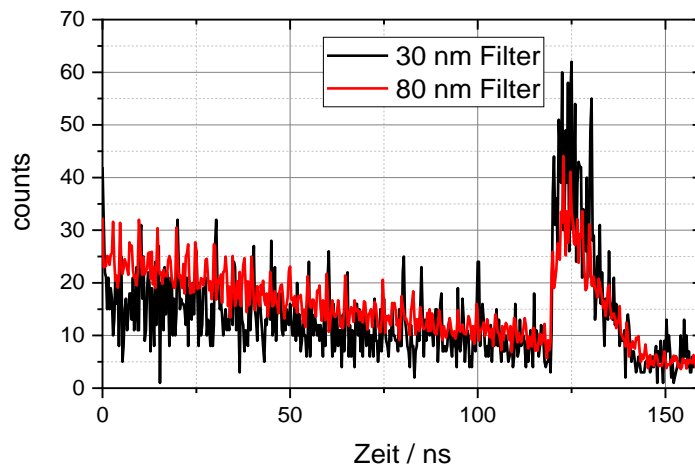


Abbildung 8.4: Aufgenommenes Histogramm des weißen Targets bei einer Entfernung von 18 m mit einem 30 nm (schwarz) und einem 80 nm (rot) Bandpassfilter bei einer Hintergrundbeleuchtung von etwa 6 klx des Sonnenlichtes

In Abbildung 8.4 ist die Reduktion des Hintergrundlichtes mit dem 30 nm Filter zu sehen. Aufgrund der geringeren Fehldetektionen, die durch das geringere Hintergrundlicht verursacht werden, fällt der Laserpeak um ca. 45% intensiver aus. Die Reduktion des Hintergrundlichtes mit Hilfe eines optischen Bandpassfilters ist eine gute Möglichkeit, das System zu verbessern. Dies ist jedoch in genauer Abstimmung mit dem Laser und dem späteren Anwendungsfall einzusetzen.

8.2.2 Sonnenlichtunterdrückung mit der Messfensterverzögerung

Die Messfensterverzögerung erreicht durch den verzögerten Start eine Reduzierung der Wahrscheinlichkeit, dass die Messung durch ein Hintergrundphoton gestoppt wird. Zugleich erhöht dies die Wahrscheinlichkeit, ein reflektiertes Laserphoton des

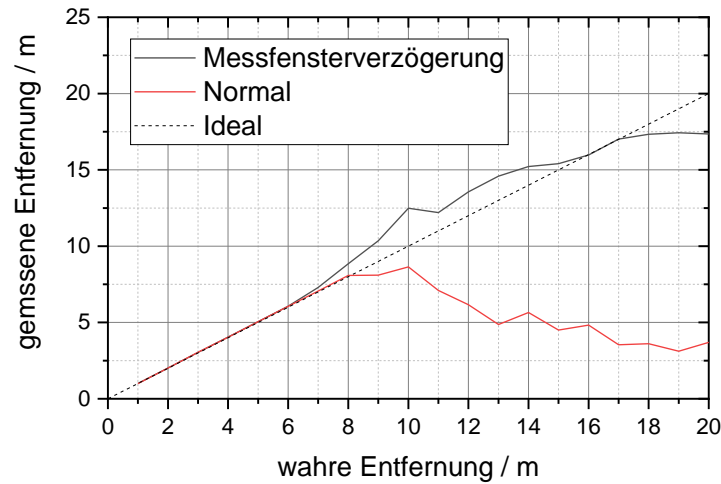
Objektes zu erfassen. Da jedoch die Position des Objektes nicht bekannt ist, wird wie in Abschnitt 5.2 beschrieben die Verzögerung schrittweise für 20 Schritte durchgeführt.



Abbildung 8.5: Messaufbau im Außenbereich mit dem Owl-System im Vordergrund und dem weißen Target im Hintergrund

Um realistische Messbedingungen zu schaffen, wurde ein wolkenloser Tag im Sommer gewählt. Die Mittagssonne erreichte dabei eine Beleuchtungsstärke von 120 kLx. Der Aufbau im Außenbereich mit dem Owl-System im Vordergrund und dem Target im Hintergrund ist in Abbildung 8.5 zu sehen. Der Messaufbau wurde vor der Messdurchführung fotografiert. Die Parameter des Owl-Systems und die Messbedingungen wurden mit Hilfe des in Abschnitt 5.5 vorgestellten Simulationstools nachgebildet. Die Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 8.6 a) und die Ergebnisse der Outdoor Messung in Abbildung 8.6 b) zusammengetragen. Für die Messungen wurde zusätzlich eine feste Koinzidenz der Tiefe 2 mit einer Koinzidenzzeit von 4 ns festgesetzt. Die Einstellung wurde sowohl mit als auch ohne Messfensterverzögerung gleich gehalten und in den Simulationen berücksichtigt. Ohne Koinzidenz war bei der Beleuchtungsstärke der Sonne keine Distanzbestimmung möglich.

a)



b)

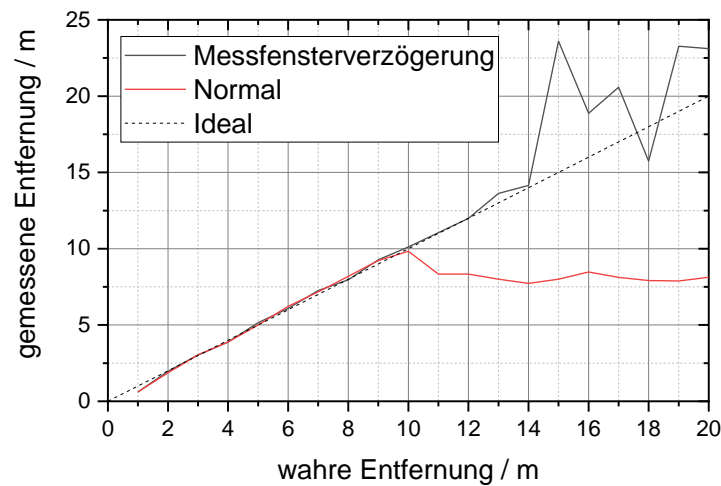


Abbildung 8.6: Simulationsergebnisse a) und Outdoormessungen b) für die Detektion eines weißen Targets, welches in verschiedenen Entfernungen positioniert und die Distanz ermittelt wurde. Dies wurde jeweils mit und ohne Messfensterverzögerung durchgeführt.

Die Ergebnisse in Abbildung 8.6 zeigen sowohl bei den Simulationsdaten als auch bei den Outdoormessungen eine erreichte Reichweitensteigerung mit Hilfe der Messfensterverzögerung. Die Reichweite konnte um bis zu 40 % bei gleicher Parameter-einstellung gegenüber der normalen Messung gesteigert werden.

8.3 Nebelmessungen

Direkte ToF-LiDAR-Sensoren im First-Photon-Verfahren sind sensitiv auf das erste empfangene Photon. Dabei spielt es keine Rolle, von welcher Quelle oder welchem Objekt das Signal stammt. Setzt man diese Sensoren im Standardbetriebsmodus in einer Umgebung ein, in der es starke Rückstreuungen auf dem Weg des Lichtes gibt, so kommt es zu fehlerhaften Detektionen und das System versagt. In diesem Fall sorgen z. B. Regen, Schnee oder auch Nebel für eine vorzeitige Auslösung des Sensors, sodass die reflektierten Photonen eines Objektes nicht mehr detektiert werden können.

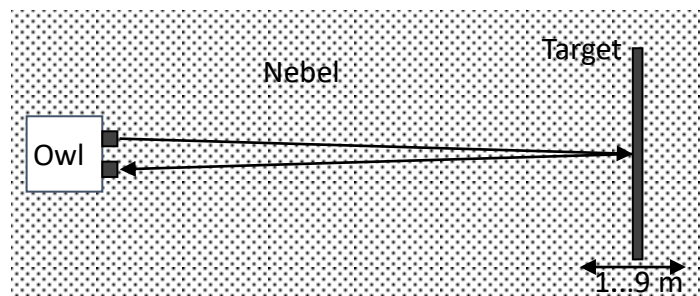


Abbildung 8.7: Schematische Darstellung des Aufbaus mit Messungen im Nebel

8.3.1 Aufbau und Durchführung

Zur weiteren Untersuchung der Messmöglichkeiten mit einem LiDAR-System wurden Messungen im *Heinz-Luck-Brandentdeckungslabor* der *Universität Duisburg Essen* durchgeführt. Der Fokus lag auf Messungen verschiedener Objektreflexionsgrade innerhalb von künstlichem Nebel. Der Raum kann vollkommen mit Paraffinnebel gefüllt werden.

Der Raum mit einer Länge und Breite von ungefähr 10 m und einer beliebig verfahrbaren Decke bot eine Messstrecke von bis zu 9 m (Abbildung 8.8). Aufgrund der baulichen Gegebenheiten konnte die Diagonalstrecke nicht genutzt werden. Der vollständige Messaufbau wurde innerhalb des Raumes platziert und der Paraffinnebel mit Hilfe von zwei handelsüblichen Nebelmaschinen aus dem Show- und

Lichttechnikbereich erzeugt. Der Nebel verteilte sich dabei innerhalb kürzester Zeit homogen. Ein Target mit schwarzer und weißer Oberfläche, sowie ein Retroreflektor wurden bei verschiedenen Dichten des Nebels in Distanzen von 1 m bis 9 m variiert.



Abbildung 8.8: Aufbau im Brandlabor ohne Nebel (links) und mit Nebel (rechts)

Durch ein Extinktionsmessgerät (Abbildung 8.9) war es möglich die Intensität des Nebels über die Zeit zu erfassen. Das Extinktionsmessgerät verfügt über eine Lichtquelle und eine Empfängereinheit. An einem 1 m langen Auslegearm ist ein Reflektor befestigt. Das Licht muss von der Quelle, über den Reflektor zurück zum Detektor eine Strecke von 2 m durch das Medium zurücklegen. Dabei wird die Transmission gemessen. Als Referenz wurde die Intensität ohne Nebel als 100 % festgelegt und die weiteren Messungen darauf bezogen. Es wurden drei verschiedene Nebeldichten betrachtet, die hier als „leichter Nebel“, „starker Nebel“ und „sehr starker Nebel“ bezeichnet werden.



Abbildung 8.9: Extinktionsmessgerät mit 1 m langem Auslegearm (rechts) und Messequipment (links)

8.3.2 Bestimmung der Nebelintensität

Abbildung 8.10 zeigt den Verlauf der Intensität des Nebels gemessen mit dem Extinktionsmessgerät. Die drei markierten Zeitpunkte entsprechen dabei den Aufnahmen in Abbildung 8.11. Zu den Zeitpunkten, an denen die Transmission in ihren Werten stark springt, wurde mit den Nebelmaschinen neuer Nebel in den Raum gebracht. Anschließend musste sich erst wieder eine homogene Verteilung ergeben. Die Intensität des Nebels nimmt daraufhin langsam ab, weswegen die Messreihen zeitlich sehr schnell hintereinander aufgenommen wurden.

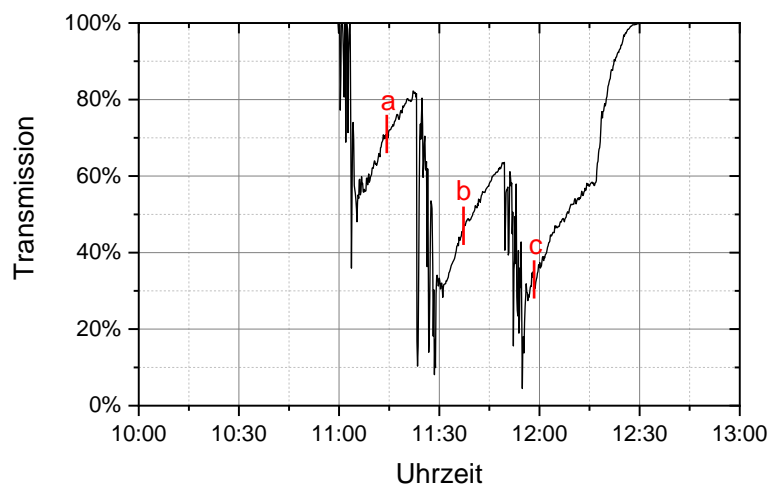


Abbildung 8.10: Verlauf der Dichte des Nebels gemessen mit einem Extinktionsmessgerät. Um 11:00 Uhr, 11:22 Uhr und 11:50 Uhr wurde die Nebelmaschine aktiviert.

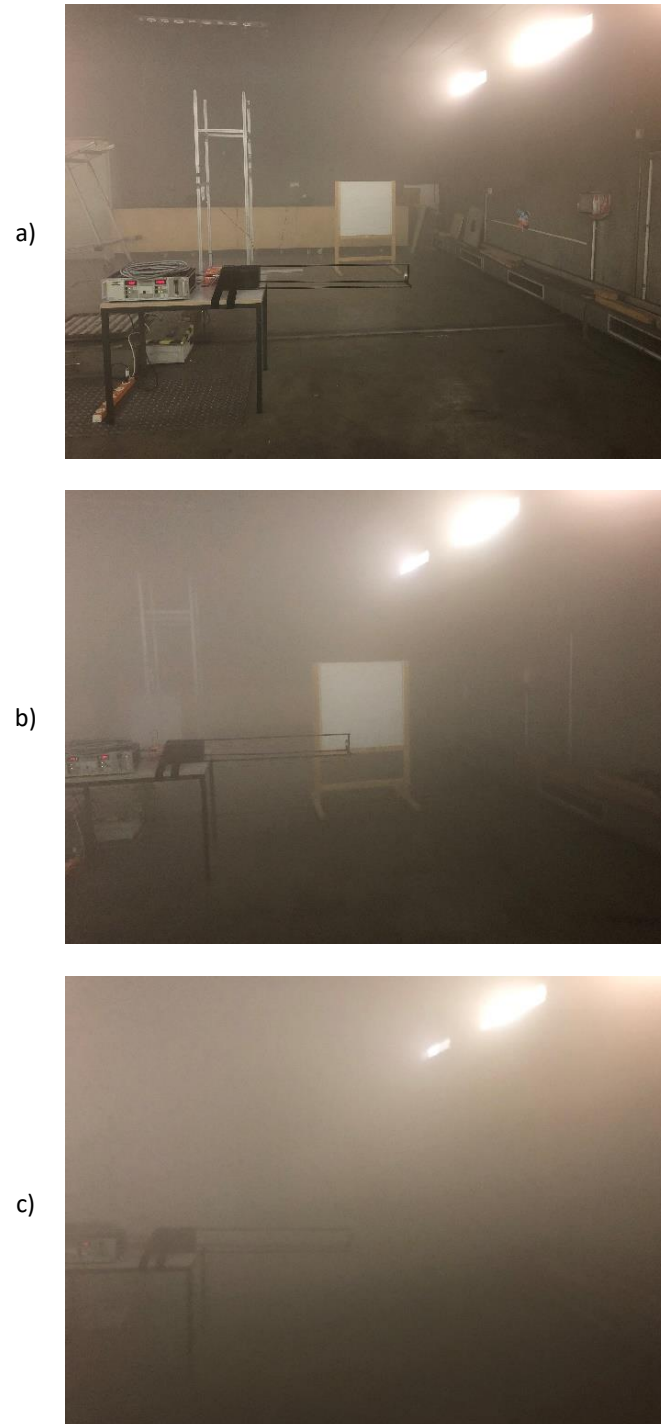


Abbildung 8.11: Nebelintensitäten a) 71% um 11:14 Uhr, b) 47% um 11:37 Uhr und c) 33% um 11:58 Uhr

8.3.3 Verhalten des Messsystems im Nebel

In einer Umgebung, in der wie im Nebel keine klare Sicht herrscht, kommt es zu Streuung und Dämpfung des Lichtes. Es kann somit bereits auf dem Weg zum Objekt vorzeitig zu einer Rückstreuung kommen und zu einem verfrühten Auslösen des Detektors. Es resultiert eine fehlerhafte Detektion. Die Herausforderung ist es, trotz der verfrühten Rückstreuungen die reflektierten Photonen des Objektes zu erkennen und die Distanz zu bestimmen.

Mit Hilfe der Standardmessung ohne Verzögerung (Abbildung 8.12) und der Messfensterverzögerung (Abbildung 8.13) wurden Messungen im Nebel durchgeführt. Gezeigt wird dabei die resultierende Eindringtiefe des Lasers aufgrund von direkter Rückstreuung auf den ersten Metern. Das Objekt befindet sich dabei in einer Distanz von 9 m und ist in dem Ausschnitt des Plots nicht sichtbar.

In den ersten Metern kann direkt ein starker Ausschlag im Histogramm aufgrund des zurückgestreuten Laserlichtes im Nebel erkannt werden. Resultierend durch das Abstandsgesetz und die Dämpfung innerhalb des Nebels kommt es schnell zu einer Abflachung des Signals. Bereits ab 3 m ist keine signifikante Rückstreuung mehr zu messen.

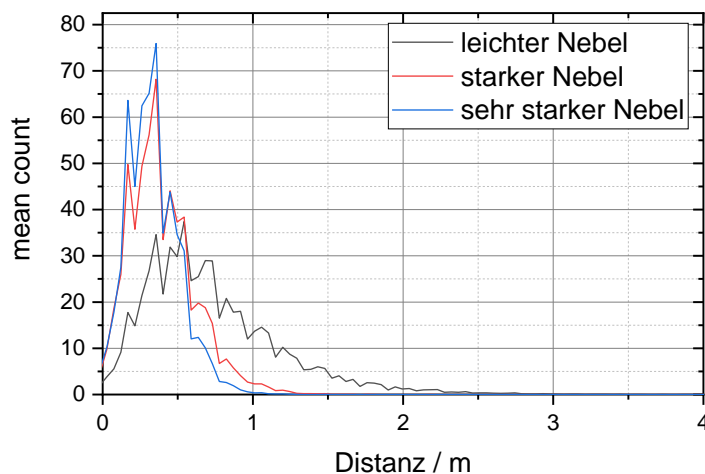


Abbildung 8.12: Eindringtiefe in den Nebel bei einer Standardmessung. Das Objekt bei 9 m befindet sich außerhalb der Skalierung.

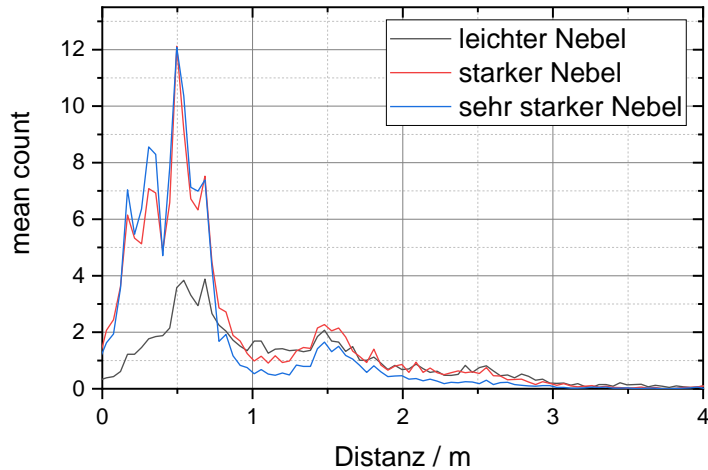


Abbildung 8.13: Eindringtiefe in den Nebel mit der Messfensterverzögerung

Da der Nebel ein weiches Objekt ohne klare Oberfläche darstellt, kommt es in verschiedenen Tiefen zu Streuung und Mehrfachreflektion. Es resultiert eine Verlängerung und Verschmierung des reflektierten Laserpulses. Die Flankensteilheit des Pulses wird dabei ähnlich eines Tiefpassfilter verringert. Messungen mit leichtem Nebel und ohne Nebel, aufgenommen mit der Messfensterverzögerung, sind in Abbildung 8.14 gezeigt. Das Signal des Objektes in 5 m mit Nebel fällt dabei aufgrund der Streuung und Dämpfung im Nebel deutlich geringer aus.

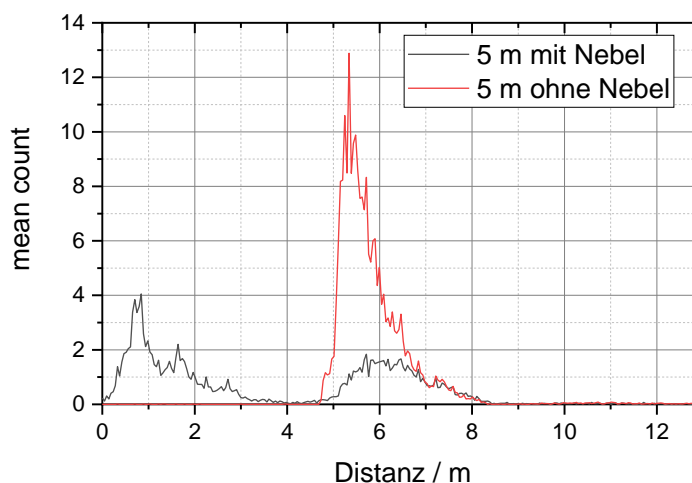


Abbildung 8.14: Messung eines Objektes in 5 m Entfernung durch Messfensterverzögerung im Vergleich mit und ohne Nebel

Mit der Messfensterverzögerung war die Detektion des Objektes, im Vergleich zu einer Standardmessung (Abbildung 8.15), jedoch möglich. Die Detektion des Objektes durch die Standardmessung war nicht möglich. Die Rückstreuung des Laserlichtes ist auf den ersten Metern im Nebel derart stark, dass der Detektor gesättigt ist. Aufgrund dessen ist der Detektor für nachfolgende Photonen nicht mehr sensitiv und eine anschließende Detektion des Objektes ist nicht mehr möglich. Eine Distanzbestimmung wird unmöglich. Durch die Messfensterverzögerung kommt es zu einer Gewichtung des hinteren Messbereiches und der Sensor bleibt auch für Photonen nach den ersten reflektierten Photonen sensitiv.

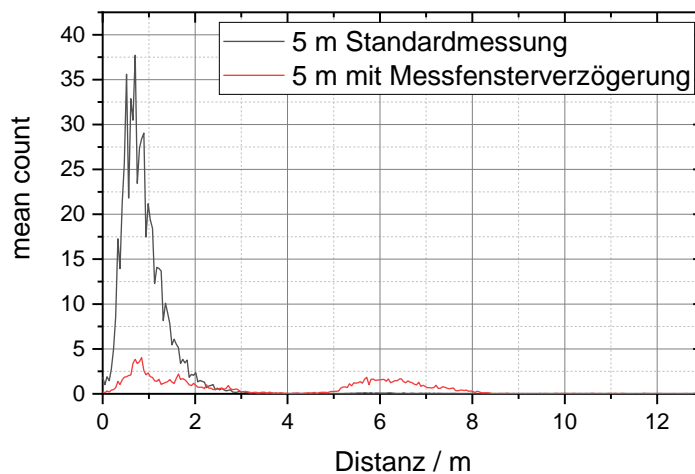


Abbildung 8.15: Vergleich Standardmessung und Messfensterverzögerung der Messung eines Objektes in 5 m Entfernung

Die Detektion des Objektes bleibt mit der Messfensterverzögerung auch im Nebel gewährleistet. Es können Photonen detektiert werden, ohne dass die Messung bereits im Vorhinein durch andere Ereignisse gestoppt wurde. Sie eignet sich somit als einfache Anpassung des Messverfahrens gut, um die anfängliche Rückstreuung im Nebel zu kompensieren.

8.3.4 Distanzauswertungen im Nebel

Es hat sich gezeigt, dass mit Hilfe der Messfensterverzögerung eine Erfassung des Objektes im Nebel möglich ist. In wiederholten Messungen konnte durch das starke Rückstreuverhalten im Nebel auf den ersten 3 m im Histogramm keine Objektdetektion erfasst werden. Für eine effektive Distanzauswertung wurde dieser Bereich ausgeblendet. Alle Messungen wurden mit der Messfensterverzögerung durchgeführt, da das Standardverfahren zu keinem Erfolg führte. Auswertungen zum weißen und schwarzen Target, sowie zu einem Retroreflektor sind in Abbildung 8.16 exemplarisch zusammengefasst.

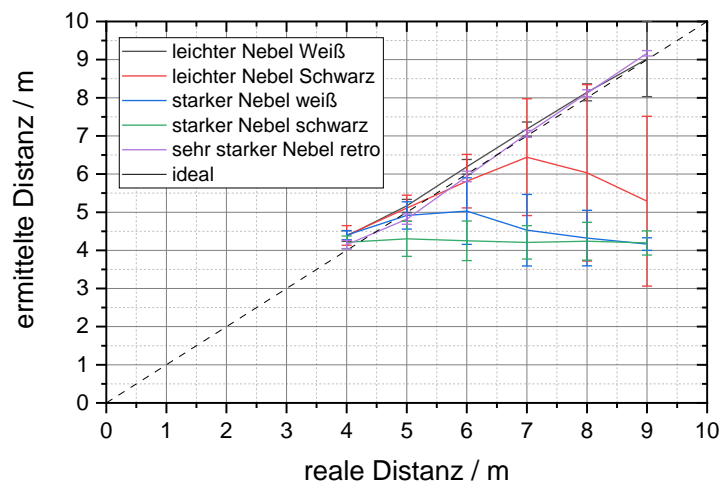


Abbildung 8.16: Auswertung der Distanzen bei Nebel mit weißem und schwarzem Target, sowie einem Retroreflektor

Die Distanzbestimmung für das weiße Target war innerhalb des leichten Nebels bis zur maximal möglichen Distanz innerhalb des Brandentdeckungslabor von 9 m möglich. Das schwarze Target wies hier jedoch bereits Schwierigkeiten auf, da zu wenig zurückgestreute Photonen des Targets auf dem Sensor ankommen. Die Distanzbestimmung war nur bis ca. 6 m erfolgreich möglich. Durch den dichteren Nebel (starker Nebel) war nur noch das weiße Target bis zu einer Entfernung von etwa 5 m detektierbar.

Die Detektion des Retroreflektors war im Gegensatz zu den anderen problemlos möglich. Selbst die Detektion bei sehr starkem Nebel in einer Distanz von 9 m war mit nur sehr geringem Fehler möglich. Da der Retroreflektor eine optimale Rückstreucharakteristiken aufweist, ist die Photonenrate so hoch, dass auch Distanzdetektionen über 9 m hinaus noch problemlos möglich wären. Dies konnte aufgrund der räumlichen Gegebenheiten jedoch nicht weiter ausgeführt werden.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel der Arbeit war es, ein Messkonzept zu entwickeln, um eine Reichweitenverbesserung eines LiDAR-Sensors zu erreichen. Spezieller Fokus lag dabei auf dem Konzept der Messfensterverzögerung, welche eine sichere Detektion bei Umwelteinflüssen erreichen sollte. Dabei wurde untersucht, wie das System mit Sonne und Niederschlag, wie z.B. Nebel, umgeht.

Zunächst wurden hierzu Untersuchungen der Statistik und eine Modellerweiterung für die Messfensterverzögerung durchgeführt, die verwendet wird, um die fehlerhaften Ankunftszeiten der Photonen durch Störeinflüsse, wie z.B. Hintergrundstrahlung oder Niederschlag, zu eliminieren. Hauptbestandteil ist dabei die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, da mit ihr die Ankunftsverteilung der Photonen innerhalb eines Histogramms beschrieben werden kann. Für das direkte ToF-Verfahren wurde das First-Photon-Verfahren verwendet und über Peak-Analyse im Histogramm die wahre Distanz eines Objektes ermittelt. Das in der Literatur als Time-Gating bekannte Verfahren diente als Vorarbeit für das Verfahren der Messfensterverzögerung, wobei die Erlang-Verteilung die Beschreibung der Statistik ankommender Photonen ist.

Bei gleichbleibender Laserrate mit Hintergrundlichteinfluss und in größeren Distanzen sinkt die Empfangswahrscheinlichkeit des Laserpulses bei längeren Laufzeiten T_{TOF} . Mit dem neuen Verfahren kann die Empfangswahrscheinlichkeit über den Messbereich variiert werden. Die Verzögerung des Messstarts führt zur Reichweitensteigerung und Reduktion von Fehldetektionen bei Nebelmessungen und zur Unterdrückung von Sonnenlicht.

Erst nach einer Messzeit t_{delay} wird die Messung gestartet. Durch die Möglichkeit sowohl die Wartezeit als auch die Anzahl der Wiederholungen individuell gestalten zu können, kann das System an die Anforderungen der Situation angepasst werden. Wird eine feste Verzögerung t_{delay} gewählt, ist es möglich, dass der Laserpuls nicht detektiert wird. Der Nahbereich ist blind und eine Distanzbestimmung ist unmöglich. Mit Zusammenfassung von mehreren Messungen können verschiedene Verzögerungszeiten abgebildet werden. Die Schrittweite der Verzögerung ist diskret und erhalten einen Gewichtungsfaktor entsprechend der Anzahl an Wiederholungen. Die PDF wird dementsprechend angepasst.

Bei Gleichverteilung der Messungen wird in jedem Schritt die gleiche Anzahl an Messungen durchgeführt. Die PDF weist Sprungstellen aufgrund von diskreten Verzögerungsschritten auf.

Soll nun der Hintergrundverlauf konstant gehalten werden, muss die Anzahl an Messungen in den einzelnen Verzögerungsschritten variiert werden. Dadurch kann der Hintergrund über einen Schwellenwert kompensiert werden. Die Detektionswahrscheinlichkeit bleibt über den Messbereich für gleiche Photonenraten konstant.

Real nimmt die Photonenrate gemäß des Abstandsgesetzes ab. Die Intensität nimmt quadratisch mit der Entfernung ab, wodurch ebenso die reflektierten Photonenrate eines Objektes sinkt. In den Messungen ergibt sich so eine lineare Erhöhung der Messungen in jedem Verzögerungsschritt.

Darüber hinaus lässt die Histogrammbildung die Detektion mehrerer Objekte hintereinander innerhalb eines Detektionsbereiches zu, solange die Objekte weit genug auseinander stehen, sodass die Signale einander nicht überdecken.

Weiterhin ermöglicht das direkte ToF die Multipath-Detektion von Laserlicht, das mehrere Wege vom Objekt zum Sensor und umgekehrt nehmen kann. Die Lichtlaufzeiten können durch die Akkumulation der einzelnen Zeitstempel unterschieden werden. Sind die Laufzeitunterschiede deutlich verschieden gegenüber der Pulsdauer, ist es möglich, die Pfade zu trennen. Bei Multiobjektdetektion kann es vorkommen, dass mehrere Objekte innerhalb eines Abbildungsbereichs eines Pixels sind. Untersucht wurde der Effekt an Objektkanten einer Stange vor einem weißen Target sowie einer Glasplatte vor dem Objekt. Mit dem direkten ToF-Verfahren konnten im Gegensatz zum indirekten Verfahren Mehrfachdetektionen durch wiederholte Messungen

nachgewiesen werden. Eine Herausforderung bleibt die Unterscheidung von Multipath- und Mehrfachdetektion.

Die statistischen Betrachtungen wurden in einem dafür entwickelten Simulationstool durchgeführt. Das reale Testsystem Owl, das am *Fraunhofer IMS* entwickelt wurde, wurde implementiert. Es können verschiedene Parametersätze betrachtet werden, wie z.B. Hintergrundbeleuchtung. Das Lasersystem kann angepasst werden. Die Messfensterverzögerung ist implementiert, sodass Verzögerungsschritte verändert werden können.

Für die Messungen wurde der LiDAR-Demonstrator Owl verwendet und weiterentwickelt. Der Demonstrator besteht aus Lasermodulen, Empfängeroptik und Evaluationsboard. Momentan wird der Demonstrator mit einem Zwei-Zeilen-Sensor betrieben, welcher ein $36^\circ \times 1^\circ$ FoV in jeder Zeile erreicht. Der Demonstrator ist mit dem verbauten Filter für den Wellenlängenbereich von 905 nm ausgelegt. Auf dem Eval-Board befinden sich die speziell gefertigte Platine, das Sensorboard und ein FPGA. Über einen Befehlssatz stehen verschiedene Einstellungen bereit, um die Messparameter anzupassen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Ansteuerungssoftware in LabVIEW geschrieben, die eine Oberfläche für Kundenpräsentationen sowie eine flexible Softwareintegration enthält, die für Labor- und Forschungszwecke entwickelt wurde. Die Rohdaten werden an einen PC übermittelt, um hohe Flexibilität in der Anwendung der Daten zu bieten. Eine Verarbeitung der Daten kann in der Anwendung des Demonstrators im FPGA oder im Sensor in Zukunft realisiert werden. Zur Visualisierung werden die Distanzinformationen in dem Webcam-Bild und im Polarplot bzw. als 2D-Punktwolke dargestellt. Ebenso steht das Rohdatenhistogramm zur Verfügung.

Letzterer Softwarezweig enthält eine Entwickleroberfläche, über die alle relevanten Sensordaten erfasst werden. Eine entscheidende Information bietet unter anderem die Anzahl von Messungen, während der ein Photon detektiert wurde und eine Beurteilung der Ausleuchtung der Szenerie getroffen werden kann. Für die Eliminierung des Hintergrundlichts gibt es die Möglichkeit den Sensor im Zählmodus ohne Laserlicht zu betreiben und daraus ein Graubild der zwei Zeilen zu erstellen. Zur Erstellung räumlicher Histogramme werden die Histogramme über einen Farbplot aufgetragen, sodass die Histogramme aller Pixel gleichzeitig sichtbar sind.

Die Empfängereinheit bildet der Chip, der das Laserlicht detektiert und die Laufzeit erfasst. Darin kommen die am *Fraunhofer IMS* entwickelten hochsensitiven SPADs zum Einsatz, die Quenching-Schaltung, Logik und Ausleseschaltung enthalten. Der Zwei-Zeilen-Sensor SPADeye2 enthält 192 nebeneinander angeordnete Pixel pro Zeile, pro Pixel gibt es vier hochsensitive SPADs. Es kann eine Auflösung von 312,5 ps, was einer Distanzauflösung von 4,7 cm entspricht, erreicht werden. Der TDC mit 12-Bit-Auflösung lässt einen Messbereich von 1,28 μ s zu. Der TDC ist für die Erfassung der Laufzeit zuständig und ausschlaggebend für die zeitliche Auflösung und daraus folgender Distanzauflösung des Systems. Zukünftig soll der Matrix-Sensor als Flächensensor eingesetzt werden mit 48×64 Pixeln. So kann mit diesem Sensor eine gute Auswertung mehrerer Pixel in beiden Dimensionen erreicht werden und eine Objekterkennung oder auch Objekttracking durchgeführt werden

Durch Time-Shifted Histogramming können mehrere TDCs parallel verwendet werden, um im optimalen Fall eine n -fache Zeitauflösung zu erreichen, wobei n die Zahl der parallel laufenden TDCs ist. Durch den Einsatz mehrerer TDCs wird die Zeit interpoliert und dadurch die zeitliche Auflösung gesteigert.

Erschwerte Bedingungen bei den Messungen können durch Wettereinflüsse oder Hindernisse im Weg des Laserlichtes zum Objekt sein. Die dadurch entstehenden Effekte wurden untersucht.

Im Falle von starkem Hintergrundlicht kann im First-Photon-Verfahren dieses den Detektor auslösen und es kommt zu Fehldetektion. Systemseitig gibt es das Verfahren der Koinzidenz, anderenfalls können Bandpassfilter eingesetzt werden oder die Messfensterverzögerung. Im letzten Fall minimiert sich die Zeit, in der ein Hintergrundphoton die Messung auslösen kann, da die Messung verzögert gestartet wird. Mit dem Bandpassfilter kann lediglich eine Reduktion des Einflusses von Hintergrundlicht erreicht werden, da die Sonne im Wellenlängenbereich des verwendeten Lasers von 905 nm emittiert. Optimal ist die Wahl eines schmalen Filters.

Bei der Messfensterverzögerung ist problematisch, dass der Abstand zum Objekt nicht bekannt ist. Dementsprechend werden 20 Verzögerungen schrittweise durchgeführt. Die Messungen wurden an einem wolkenlosen Tag im Sommer durchgeführt, an dem die Beleuchtungsstärke von 120 kLx erreicht werden kann. Die Koinzidenz wurde zu Tiefe 2 mit einer Koinzidenzzeit von 4 ns festgesetzt, da ohne

Koinzidenz bei der Beleuchtungsstärke keine Distanzbestimmung möglich war. Mit der Messfensterverzögerung konnte eine Reichweitensteigerung von 40% erzielt werden.

In Umgebungen mit starker Streuung und Dämpfung des Laserlichtes zum Beispiel in nebeliger oder regnerischer Umgebung, kommt es zu Fehldetektionen des schon frühzeitig zurückgestreuten Lichtes. Im *Heinz-Luck-Brandentdeckungslabor* der *Universität Duisburg Essen* wurden verschiedene Objektreflexionsgrade innerhalb von künstlichem Nebel gemessen. In dem 10 m × 10 m großen Raum kann eine Messstrecke von 9 m realisiert werden. Der Raum kann vollständig mit Paraffinnebel gefüllt werden. Vermessen wurden ein schwarzes und ein weißes Target sowie ein Retroreflektor. Bei verschiedenen Nebeldichten wurden die Objekte in den Distanzen von 1 m bis 9 m vermessen. Die Nebelintensität wurde über ein Extinktionsmessgerät mithilfe der Transmission über eine Strecke von 2 m ermittelt. Durch die Rückstreuung im Nebel entsteht bereits auf den ersten Metern ein starker Ausschlag im Histogramm. Dieser Ausschlag ist nach 3 m nicht mehr signifikant. Der Laserpuls wird in unterschiedlichen Distanzen gestreut, sodass die Signale verlängert und verschmiert sind. Nur mithilfe der Messfensterverzögerung kann der erste Peak der frühzeitigen Rückstreuung des Laserlichts im Nebel, der den Detektor sättigt und für spätere Reflexionen blind macht, ausgenommen werden und in „leichtem Nebel“ mit 71% Transmission die Distanz des weißen Targets bis zur maximal möglichen Distanz von 9 m bestimmt werden und das schwarze Target bis 6 m. Bei „starkem Nebel“ mit 33% Transmission konnte nur das weiße Target bis 5 m detektiert werden. Der Retroreflektor war bei allen Nebelverhältnissen in allen Distanzen detektierbar und die Detektion wäre auch über 9 m hinaus kein Problem.

Die Messungen zum Nebel können noch dahingegen erweitert werden, dass die Partikeldichte des Nebels bestimmt werden soll bzw. realen in der Natur vorkommendem Nebel herzustellen. Zudem kann neben dem Nebel auch Regen mit deutlich größeren Partikelgrößen untersucht werden.

10 Literaturverzeichnis

- [1] BOYLE, W. S. ; SMITH, G. E.: *Charge Coupled Semiconductor Devices*. In: *Bell System Technical Journal* 49 (1970), Nr. 4, S. 587–593
- [2] MENDIS, S. ; KEMENY, S. E. ; FOSSUM, E. R.: *CMOS active pixel image sensor*. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 41 (1994), Nr. 3, S. 452–453
- [3] REMONDINO, Fabio ; STOPPA, David: *TOF range-imaging cameras*. Heidelberg : Springer, 2013
- [4] ZHANG, Chao ; LINDNER, Scott ; ANTOLOVIC, Ivan Michel ; WOLF, Martin ; CHARBON, Edoardo: *A CMOS SPAD Imager with Collision Detection and 128 Dynamically Reallocating TDCs for Single-Photon Counting and 3D Time-of-Flight Imaging*. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 18 (2018), Nr. 11
- [5] VILLA, F. ; MARKOVIC, B. ; BRONZI, D. ; BELLISAI, S. ; BOSO, G. ; SCARCELLA, C. ; TOSI, A. ; DURINI, D. ; WEYERS, S. ; PASCHEN, U. ; BROCKHERDE, W.: *SPAD detector for long-distance 3D ranging with sub-nanosecond TDC*. In: *25th IEEE Photonics Conference : [2012 IEEE Photonics Conference (IPC) : 23-27 Sept. 2012 : Hyatt Regency, San Francisco Airport, Burlingame, CA, USA]*. [Piscataway, N.J.] : IEEE, 2012, S. 24–25
- [6] XIMENES, Augusto Ronchini ; PADMANABHAN, Preethi ; LEE, Myung-Jae ; YAMASHITA, Yuichiro ; YAUNG, D. N. ; CHARBON, Edoardo: *A 256×256 45/65nm 3D-stacked SPAD-based direct TOF image sensor for LiDAR applications with optical polar modulation for up to 18.6dB interference suppression*. In: FUJINO, Laura C.

- (Hrsg.): *2018 IEEE International Solid-State Circuits Conference : Digest of technical papers*. 1st edition. Piscataway, NJ : IEEE, 2018, S. 96–98
- [7] DURINI, Daniel ; PASCHEN, Uwe ; SCHWINGER, Alexander ; SPICKERMANN, Andreas: 11 - Silicon based single-photon avalanche diode (SPAD) technology for low-light and high-speed applications. In: NABET, Bahram (Hrsg.): *Photodetectors : Materials, devices and applications*. Amsterdam, Boston, Cambridge : Elsevier/WP Woodhead Publishing, 2016 (Woodhead Publishing series in electronic and optical materials, number 84), S. 345–371
- [8] TOSI, Alberto ; VILLA, Federica ; BRONZI, Danilo ; ZOU, Yu ; LUSSANA, Rudi ; TAMBORINI, Davide ; TISA, Simone ; DURINI, Daniel ; WEYERS, Sascha ; PASHEN, Uwe ; BROCKHERDE, Werner ; ZAPPA, Franco: Low-noise CMOS SPAD arrays with in-pixel time-to-digital converters. In: ITZLER, Mark A.; CAMPBELL, Joe C. (Hrsg.): *Advanced Photon Counting Techniques VIII* : SPIE, 2014 (SPIE Proceedings), 91140C
- [9] BEER, Maik ; SCHREY, Olaf M. ; NITTA, Christian ; BROCKHERDE, Werner ; HOSTICKA, Bedrich J. ; KOKOZINSKI, Rainer: 1×80 pixel SPAD-based flash LIDAR sensor with background rejection based on photon coincidence. In: *IEEE SENSORS 2017 : October 29-November 1, 2017, Glasgow, Scotland, UK, Scottish Event Campus (SEC) : 2017 conference proceedings*. Piscataway, NJ : IEEE, 2017, S. 1–3
- [10] ZOU, Yu ; BRONZI, Danilo ; VILLA, Federica ; WEYERS, Sascha: Backside illuminated wafer-to-wafer bonding single photon avalanche diode array. In: *10th Conference on Ph.D. Research in Microelectronics and Electronics (PRIME 2014) : June 30, 2014 - July 3, 2014, Grenoble, France*. Piscataway, NJ : IEEE, 2014, S. 1–4
- [11] VELODYNE LIDAR: *ULTRA Puck : High resolution real-time Lidar for autonomous systems*. Rev E. 2019 (Datasheet)
- [12] VELODYNE LIDAR: *Alpha Prime : Powering safe autonomy*. Rev 1. 2019 (Datasheet)
- [13] VELAS, Martin ; SPANEL, Michal ; SLEZIAK, Tomas ; HABROVEC, Jiri ; HEROUT, Adam: *Indoor and Outdoor Backpack Mapping with Calibrated Pair of Velodyne LiDARs*. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 19 (2019), Nr. 18
- [14] NICCLASS, Cristiano ; SOGA, Mineki ; MATSUBARA, Hiroyuki ; OGAWA, Masaru ; KAGAMI, Manabu: *A 0.18- μm CMOS SoC for a 100-m-Range 10-Frame/s*

- 200\$, \times\$, \$96-Pixel Time-of-Flight Depth Sensor. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 49 (2014), Nr. 1, S. 315–330
- [15] YOO, Han Woong ; DRUML, Norbert ; BRUNNER, David ; SCHWARZL, Christian ; THURNER, Thomas ; HENNECKE, Marcus ; SCHITTER, Georg: *MEMS-based lidar for autonomous driving*. In: *e & i Elektrotechnik und Informationstechnik* 135 (2018), Nr. 6, S. 408–415
- [16] VILLA, Federica ; LUSSANA, Rudi ; BRONZI, Danilo ; TISA, Simone ; TOSI, Alberto ; ZAPPA, Franco ; DALLA MORA, Alberto ; CONTINI, Davide ; DURINI, Daniel ; WEYERS, Sasha ; BROCKHERDE, Werner: *CMOS Imager With 1024 SPADs and TDCs for Single-Photon Timing and 3-D Time-of-Flight*. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 20 (2014), Nr. 6, S. 364–373
- [17] CONCA, Enrico ; RICCARDO, Simone ; SESTA, Vincenzo ; PORTALUPPI, Davide ; ZAPPA, Franco ; TOSI, Alberto: Design of a 16 x 16 fast-gated SPAD imager with 16 integrated shared picosecond TDCs for non-line-of-sight imaging. In: BULLER, Gerald S.; HOLLINS, Richard C.; LAMB, Robert A. (Hrsg.): *Emerging Imaging and Sensing Technologies for Security and Defence IV : 11 September 2019, Strasbourg, France*. Bellingham, Washington : SPIE, 2019 (Proceedings of SPIE. 5200-, volume 11163), S. 6
- [18] RUSKOWSKI, Jennifer ; THATTIL, Charles ; DREWES, Jan ; BROCKHERDE, Werner: 64x48 pixel backside illuminated SPAD detector array for LiDAR applications. In: RAZEGHI, Manijeh; LEWIS, Jay S.; KHODAPARAST, Giti A.; KHALILI, Pedram (Hrsg.): *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XVII* : SPIE, 2020 - 2020, S. 5
- [19] SÜSS, Andreas ; ROCHUS, Veronique ; ROSMEULEN, Maarten ; ROTTENBERG, Xavier: Benchmarking time-of-flight based depth measurement techniques. In: HE, Sailing; LEE, El-Hang; ELDADA, Louay A. (Hrsg.): *Smart Photonic and Optoelectronic Integrated Circuits XVIII* : SPIE, 2016 (SPIE Proceedings), S. 975118
- [20] ZARGHAMI, Majid ; GASPARINI, Leonardo ; PERENZONI, Matteo ; PANCHERI, Lucio: *High Dynamic Range Imaging with TDC-Based CMOS SPAD Arrays*. In: *Instruments* 3 (2019), Nr. 3, S. 38

- [21] PORTALUPPI, Davide ; CONCA, Enrico ; VILLA, Federica: *32 × 32 CMOS SPAD Imager for Gated Imaging, Photon Timing, and Photon Coincidence*. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24 (2018), Nr. 2, S. 1–6
- [22] VORNICU, I. ; CARMONA-GALAN, R. ; RODRIGUEZ-VAZQUEZ, A.: Photon counting and direct ToF camera prototype based on CMOS SPADs. In: *From dreams to innovation : ISCAS 2017 - IEEE International Symposium of Circuits & Systems : Baltimore, MD, USA, May 28-31, 2017 : 2017 conference proceedings*. Piscataway, NJ : IEEE, 2017, S. 1–4
- [23] HAKULI, Stephan ; LOTZ, Felix ; SINGER, Christina: *Handbuch Fahrerassistenzsysteme : Grundlagen, Komponenten und Systeme für aktive Sicherheit und Komfort*. 3., überarb. und erg. Aufl. WINNER, Hermann (Hrsg.). Wiesbaden : Springer Vieweg, 2015
- [24] SCHWARZ, Brent: *Mapping the world in 3D*. In: *Nature Photonics* 4 (2010), Nr. 7, S. 429–430
- [25] JOECKEL, Rainer ; STOBER, Manfred ; HUEP, Wolfgang: *Elektronische Entfernung- und Richtungsmessung und ihre Integration in aktuelle Positionierungsverfahren*. 5., neu bearb. und erw. Aufl. Heidelberg : Wichmann, 2008
- [26] JENOPTIK: *Laser-Entfernungsmesser für mobile und stationäre Systeme*. URL www.jenoptik.de/produkte/lidar-sensoren-technologien/laser-entfernungsmesser – Überprüfungsdatum 2019-12-28
- [27] TAKEUCHI, N. ; SUGIMOTO, N. ; BABA, H. ; SAKURAI, K.: *Random modulation cw lidar*. In: *Applied optics* 22 (1983), Nr. 9, S. 1382
- [28] MALLET, Clément ; BRETAR, Frédéric: *Full-waveform topographic lidar: State-of-the-art*. In: *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing* 64 (2009), Nr. 1, S. 1–16
- [29] YANG, Shao-Wen ; WANG, Chieh-Chih: *On Solving Mirror Reflection in LIDAR Sensing*. In: *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics* 16 (2011), Nr. 2, S. 255–265
- [30] GLENNIE, C. L. ; CARTER, W. E. ; SHRESTHA, R. L. ; DIETRICH, W. E.: *Geodetic imaging with airborne LiDAR: the Earth's surface revealed*. In: *Reports on progress in physics. Physical Society (Great Britain)* 76 (2013), Nr. 8, S. 86801

- [31] MANNINEN, Antti J. ; O'CONNOR, Ewan J. ; VAKKARI, Ville ; PETÄJÄ, Tuukka: *A generalised background correction algorithm for a Halo Doppler lidar and its application to data from Finland*. In: *Atmospheric Measurement Techniques* 9 (2016), Nr. 2, S. 817–827
- [32] KELLY, Maggi ; DI TOMMASO, Stefania: *Mapping forests with Lidar provides flexible, accurate data with many uses*. In: *California Agriculture* 69 (2015), Nr. 1, S. 14–20
- [33] GOUVEIA, Bruno Duarte ; PORTUGAL, David ; SILVA, Daniel C. ; MARQUES, Lino: *Computation Sharing in Distributed Robotic Systems: A Case Study on SLAM*. In: *IEEE Transactions on Automation Science and Engineering* 12 (2015), Nr. 2, S. 410–422
- [34] PÄSCHKE, E. ; LEINWEBER, R. ; LEHMANN, V.: *An assessment of the performance of a 1.5 μm Doppler lidar for operational vertical wind profiling based on a 1-year trial*. In: *Atmospheric Measurement Techniques* 8 (2015), Nr. 6, S. 2251–2266
- [35] SCHENK, T.: *Modeling and analysing systematic errors in airborne laser scanners*. USA, 2001
- [36] UWE STILLA, BORIS JUTZI, JOSEF REITBERGER, WEI YAO, PETER KRZYSZEK: *Full Waveform Laserscanning - Auswertemethoden und Anwendungen*. In: GODHOFF, Fenna; STAIGER, Rudolf (Hrsg.): *Terrestrisches Laserscanning : (TLS 2009) ; Yes, we Scan! ; Beiträge zum 91. DVW-Seminar am 19. und 20. November 2009 in Fulda*. Augsburg : Wißner, 2009 (Schriftenreihe des DVW, 60), S. 49–67
- [37] JEFF HECHT: *Lidar for Self-Driving Cars*, 29(1) 2018. In: *Optics & Photonics News*, S. 26–33
- [38] WANG, Heng ; WANG, Bin ; LIU, Bingbing ; MENG, Xiaoli ; YANG, Guanghong: *Pedestrian recognition and tracking using 3D LiDAR for autonomous vehicle*. In: *Robotics and Autonomous Systems* 88 (2017), S. 71–78. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921889015302633>
- [39] HIMMELSBACH, M., MÜLLER, A., LÜTTEL, T., WÜNSCHE, H.-J.: *LIDAR-based 3D object perception* (1st international workshop on cognition for technical systems)
- [40] HATA, Alberto ; WOLF, Denis: *Road marking detection using LIDAR reflective intensity data and its application to vehicle localization*. In: *IEEE 17th*

- International Conference on Intelligent Transportation Systems (ITSC), 2014 : 8 - 11 Oct. 2014, Qingdao, China*. Piscataway, NJ : IEEE, 2014, S. 584–589
- [41] OSRAM: *SPL PL90 : Technical Documentation*. v1.5. Regensburg, 11.07.2018
- [42] LASER COMPONENTS: *Impulslaserdioden bei 905 nm*. URL www.lasercomponents.com/de/produkt/impulslaserdioden-bei-905-nm/ – Überprüfungsdatum 2019-12-28
- [43] CHEN, C. Julian: *Physics of Solar Energy*. Hoboken : John Wiley & Sons, 2011
- [44] HAIST, Tobias: *Optische Phänomene in Natur und Alltag*. 0.91. Aufl., 2007
- [45] BLAIS, Francois: *Review of 20 years of range sensor development*. In: *Journal of Electronic Imaging* 13 (2004), Nr. 1, S. 231
- [46] BRONZI, D. ; BELLISAI, S. ; VILLA, F. ; SCARCELLA, C. ; BAGHAT SHEHATA, A. ; TOSI, A. ; PADOVINI, G. ; ZAPPA, F. ; TISA, S. ; DURINI, D. ; WEYERS, S. ; BROCKHERDE, W.: 3D sensor for indirect ranging with pulsed laser source. In: HUCKRIDGE, David A.; EBERT, Reinhard R. (Hrsg.): *Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications IX* : SPIE, 2012 (SPIE Proceedings), 85410T
- [47] LÖFFLER-MANG, Martin: *Optische Sensorik : Lasertechnik, Experimente, Light Barriers*. 1. Aufl. Wiesbaden : Vieweg + Teubner, 2012 (Fertigung)
- [48] BELLISAI, S. ; BRONZI, D. ; VILLA, F. A. ; TISA, S. ; TOSI, A. ; ZAPPA, F.: *Single-photon pulsed-light indirect time-of-flight 3D ranging*. In: *Optics express* 21 (2013), Nr. 4, S. 5086–5098
- [49] ILLADE-QUINTEIRO, Julio ; BREA, Víctor M. ; LÓPEZ, Paula ; CABELLO, Diego ; DOMÉNECH-ASENSI, Gines: *Distance measurement error in time-of-flight sensors due to shot noise*. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 15 (2015), Nr. 3, S. 4624–4642
- [50] BELLISAI, S. ; FERRETTI, L. ; VILLA, F. ; RUGGERI, A. ; TISA, S. ; TOSI, A. ; ZAPPA, F.: Low-power 20-meter 3D ranging SPAD camera based on continuous-wave indirect time-of-flight. In: *Advanced Photon Counting Techniques VI* : SPIE, 2012 (SPIE Proceedings), 83750E-83750E-7
- [51] TOSI, Alberto ; ZAPPA, Franco: MiSPiA: microelectronic single-photon 3D imaging arrays for low-light high-speed safety and security applications. In: LEWIS, Keith L.; HOLLINS, Richard C.; MERLET, Thomas J.; GRUNEISEN, Mark T.; DUSEK, Miloslav; RARITY, John G.; CARAPEZZA, Edward M. (Hrsg.): *Emerging Technologies in*

- Security and Defence; and Quantum Security II; and Unmanned Sensor Systems X* : SPIE, 2013 (SPIE Proceedings), 88990D
- [52] BEER, Maik: *SPAD basierte Sensoren für die laufzeitbasierte Distanzmessung bei hoher Hintergrundlichtintensität*. Duisburg, Universität Duisburg Essen. Dissertation. 2018
- [53] GLOBISCH, Sabine ; BANDORF, Ralf: *Lehrbuch Mikrotechnologie : Für Ausbildung, Studium und Weiterbildung ; mit 106 Tabellen, 292 Aufgaben und einem umfangreichen Internetangebot*. München : Fachbuchverl. Leipzig im Carl-Hanser-Verl., 2011
- [54] BRONZI, Danilo ; VILLA, Federica ; BELLISAI, Simone ; MARKOVIC, Bojan ; TISA, Simone ; TOSI, Alberto ; ZAPPA, Franco ; WEYERS, Sascha ; DURINI, Daniel ; BROCKHERDE, Werner ; PASCHEN, Uwe: Low-noise and large-area CMOS SPADs with timing response free from slow tails. In: *2012 proceedings of the European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC) : 17-21 Sept. 2012, Bordeaux Convention Center, Bordeaux*. Piscataway, NJ : IEEE, 2012, S. 230–233
- [55] KLÖs, Alexander: *Nanoelektronik : Bauelemente der Zukunft*. München : Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG, 2018
- [56] LUTZ, Gerhard: *Semiconductor Radiation Detectors*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2007
- [57] BRONZI, D. ; VILLA, F. ; BELLISAI, S. ; TISA, S. ; TOSI, A. ; RIPAMONTI, G. ; ZAPPA, F. ; WEYERS, S. ; DURINI, D. ; BROCKHERDE, W. ; PASCHEN, U.: Large-area CMOS SPADs with very low dark counting rate. In: RAZEGHI, Manijeh (Hrsg.): *Quantum Sensing and Nanophotonic Devices X* : SPIE, 2013 (SPIE Proceedings), 86311B
- [58] HERING, Ekbert ; BRESSLER, Klaus ; GUTEKUNST, Jürgen: *Elektronik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. 6., vollst. aktual. u. erw. Aufl. Berlin : Springer Vieweg, 2014 (Springer-Lehrbuch)
- [59] VIL, Anna ; ARBAT, Anna ; VILELLA, Eva ; DIEGUEZ, Angel: Geiger-Mode Avalanche Photodiodes in Standard CMOS Technologies. In: DUAN, Lingze; GOLLAPALLI, Ravi P. (Hrsg.): *Atmospheric Clock Transfer Based on Femtosecond Frequency Combs* : INTECH Open Access Publisher, 2012
- [60] BRIAN F. AULL, ANDREW H. LOOMIS, DOUGLAS J. YOUNG, RICHARD M. HEINRICHS, BRADLEY J. FELTON, PETER J. DANIELS, AND DEBORAH J. LANDERS: *Geiger-Mode*

- AvalanchePhotodiodes for Three-Dimensional Imaging*. In: *LINCOLN LABORATORY JOURNAL* 13 (2002), Nr. 2, S. 335–350
- [61] SEITZ, Peter ; THEUWISSEN, Albert JP.: *Single-Photon Imaging*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011 (Springer Series in Optical Sciences 160)
- [62] PEDROTTI, Frank L. ; PEDROTTI, Leno S. ; BAUSCH, Werner ; SCHMIDT, Hartmut: *Optik für Ingenieure : Grundlagen*. 4., bearb. Aufl. Berlin : Springer, 2008
- [63] COVA, S. ; GHIONI, M. ; LACAITA, A. ; SAMORI, C. ; ZAPPA, F.: *Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection*. In: *Applied optics* 35 (1996), Nr. 12, S. 1956–1976
- [64] FISHBURN, M. W.: *Fundamentals of CMOS Single-Photon Avalanche Diodes*
- [65] BRONZI, Danilo ; TISA, Simone ; VILLA, Federica ; BELLISAI, Simone ; TOSI, Alberto ; ZAPPA, Franco: *Fast Sensing and Quenching of CMOS SPADs for Minimal After-pulsing Effects*. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 25 (2013), Nr. 8, S. 776–779
- [66] GALLIVANONI, Andrea ; RECH, Ivan ; GHIONI, Massimo: *Progress in Quenching Circuits for Single Photon Avalanche Diodes*. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* (2010)
- [67] PALUBIAK, Darek P. ; DEEN, M. Jamal: *CMOS SPADs: Design Issues and Research Challenges for Detectors, Circuits, and Arrays*. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 20 (2014), Nr. 6, S. 409–426
- [68] EISELE, A. ; HENDERSON, R. ; SCHMIDTKE, B. ; FUNK, T. ; GRANT, L. ; RICHARDSON, J. ; FREUDE, W.: *185 MHz count rate, 139 dB dynamic range single-photon avalanche diode with active quenching circuit in 130 nm CMOS technology*. In: *Paper presented at International Image Sensor Workshop (IISW'11), Hokkaido, Japan, June 08-11, 2011* (2011), S. 43
- [69] MURPHY, T.: *Statistics of photon arrival time*. 2012 (Apollo Project Documentation)
- [70] HÄNSLER, Eberhard: *Statistische Signale : Grundlagen und Anwendungen*. 3. Aufl. Berlin : Springer, 2001
- [71] TIPLER, Paul Allen ; MOSCA, Gene ; KERSTEN, Peter: *Physik : Für Studierende der Naturwissenschaften und Technik*. 8., korrigierte und erweiterte Auflage, 2019

- [72] BUCHNER, Andre: *Simulation und Charakterisierung von SPAD-basierten 3D-Bildgebungsverfahren*. Duisburg, Universität Duisburg Essen. Masterarbeit. 2019
- [73] COMPUTAR: *M1214-MP : Technical Documentation*. 05.2018
- [74] PICO LAS: *LDP-AV 40-70 : Manual*. rev1905. Würselen
- [75] XILINX: *Zynq-7000 SoC Data Sheet: Overview*. v1.11.1. 02.07.2018

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung von Absorption, Reflexion und Transmission eines Laserpulses in der Atmosphäre nach [23].....	25
Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Flash-LiDAR-Systems	29
Abbildung 2.3: Beispielhafte Sensorik mit verschiedenen Strahltypen am Auto nach [23]: a) Multibeam starr, b) Multibeam-Sweep, c) Multibeam verteilt und d) Single-Beam-Scan	29
Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines Scanning-LiDAR als a) Linienscanner und b) Punktscanner	30
Abbildung 2.5: Dämpfungsrate von Licht verschiedener Wellenlängenbereiche in der Atmosphäre nach [23].....	32
Abbildung 2.6: Schematische Darstellung von Streuung eines Lichtsignals im Nebel nach [23].....	32
Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der passiven Triangulation nach [45].....	36
Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der aktiven Triangulation nach [45].....	37
Abbildung 3.3: Indirektes ToF mit Pulsmodulation nach [49]	39
Abbildung 3.4: Indirektes ToF mit Sinusmodulation nach [49].....	41
Abbildung 3.5: Das Prinzip der direkten ToF-Laufzeitmessung mit einem Laser L als Emitter und Sensor S als Detektor nach [3]	42

Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau einer SPAD in 0,35- μm -CMOS-Technologie nach [54].....	44
Abbildung 4.2: Bändermodell des pn-Übergangs nach [53] für: (a) p-dotiertes Gebiet (links) und n-dotiertes Gebiet (rechts) sind getrennt, (b) p- und n-dotiertes Gebiet sind in Kontakt mit Rekombination der Ladungsträger und (c) RLZ bildet sich aus und es befinden sich nur noch ortsfeste Ladungen durch Donatoren und Akzeptoren in der Zone	46
Abbildung 4.3: Exemplarischer Schichtaufbau einer Pin-Diode (a) und einer APD (b) [53]	47
Abbildung 4.4: Kennlinie einer Diode [58].....	48
Abbildung 4.5: Kennlinie einer Diode mit Betriebspunkten der SPAD nach [61] zur Empfangsbereitschaft (Punkt A), zum Durchbruch und makroskopischen Stromfluss (Punkt B) sowie während des Quenchings (Punkt C)	50
Abbildung 4.6: Spannungsverlauf mit Photonendetektionen für passives Quenching nach [68].....	53
Abbildung 4.7: Schaltung der SPAD für passives Quenching nach [66].....	53
Abbildung 4.8: Spannungsverlauf mit Photonendetektionen für aktives Quenching nach [68].....	55
Abbildung 4.9: Schaltung der SPAD für aktives Quenching nach [66]	55
Abbildung 5.1: Histogramm für eine konstante Hintergrundrate und ein Auftreffen des Laserpulses nach $T^2\text{ToF}$ nach [52]	58
Abbildung 5.2: Dichtefunktion der Erlang-Verteilung für $\lambda = 1$ und $n = 1, 2, 3, 4$..	60
Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des Verlaufs der Photonenrate (a) und dem daraus resultierenden Verlauf der PDF (b). Der Verlauf kann in drei Bereiche unterteilt werden: Vor dem Auftreffen (1), während des Auftreffens (2) und nach dem Auftreffen des reflektierten Laserpulses (3).....	61
Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Verzögerungsprinzips. Nach der Zeit t_{delay} wird die Messung gestartet. Jeder Schritt $i = 0 \dots k - 1$ wird mit dem Gewichtungsfaktor g^i versehen, damit die Wartezeit	

- in diskreten Schritten von t_{Step} von Schritt 0 bis zum Messschritt $k - 1$ variiert werden kann.63
- Abbildung 5.5: Darstellung $P(t, t_{\text{delay}})$ für verschiedene Verzögerungen von $t_{\text{delay}} = 0$ ns (schwarz) bis $t_{\text{delay}} = 50$ ns (blau) für den Fall des Starts der Messung vor dem Auftreffen des Laserpulses. Mit zunehmender Verzögerung wächst die Wahrscheinlichkeit ein Photon des Laserpulses zu empfangen.65
- Abbildung 5.6: Darstellung $P(t, t_{\text{delay}})$ für verschiedene Verzögerungen von $t_{\text{delay}} = 50$ ns (schwarz) bis $t_{\text{delay}} = 65$ ns (grün) für den Fall des Starts der Messung während des Auftreffens des Laserpulses. Die Wahrscheinlichkeitsdichte nimmt direkt zu Beginn ihren maximalen Wert an.66
- Abbildung 5.7: Darstellung $P(t, t_{\text{delay}})$ für verschiedene Verzögerungen von $t_{\text{delay}} = 70$ ns (schwarz) bis $t_{\text{delay}} = 100$ ns (blau) für den Fall des Starts der Messung nach dem Auftreffenden des Laserpulses. Die Wahrscheinlichkeitsdichte wird durch die Hintergrundrate bestimmt.66
- Abbildung 5.8: Mittlere PDF $P_1 t$ mit $k = 50$ Verzögerungsschritten bis zu einer Zeit von $T_{\text{max}} = 312,5$ ns. Die Schrittweite beträgt $t_{\text{Step}} = 6,25$ ns. Die PDF steigt mit diskreten Sprüngen bis zu einem Maximalwert an. Nach dem letzten Verzögerungsschritt nimmt sie einen exponentiellen Abfall an.....67
- Abbildung 5.9: Mittlere PDF $P_1 t$ für einen konstanten Hintergrundverlauf mit $k = 50$ Verzögerungsschritten bis zu einer Zeit von $T_{\text{max}} = 312,5$ ns. Die Schrittweite beträgt $t_{\text{Step}} = 6,25$ ns. Die PDF nimmt mit der Hintergrundrate bis zum letzten Verzögerungsschritt einen konstanten Verlauf an. Nach dem letzten Schritt fällt sie exponentiell ab.69
- Abbildung 5.10: n_{best} in Abhängigkeit der Hintergrundrate r_B für eine diskrete Schrittweite von $t_{\text{Step}} = 6,25$ ns70
- Abbildung 5.11: Multiobjektdetektion eines direkten ToF-Systems. Es kommt zur Rückstreuung des Laserlichtes von beiden Objekten, wodurch sich im Histogramm zwei getrennte Peaks ausbilden.72

Abbildung 5.12: Multipath-Situation eines direkten ToF-Systems. Pfad 1 bildet die gewünschte Laufzeit zur Detektion des Objektes ab. Pfad 2 entsteht über z. B. eine Streuung des Lichtes an der Wand und benötigt somit einen weiteren Weg. Es entsteht ein zweites späteres Signal, welches durch das direkte Verfahren jedoch vom gewünschten Signal unterscheidbar bleibt.	73
Abbildung 5.13: Weiterentwickelte Oberfläche des Simulationstools aus [72] mit Parametereingabe auf der linken Seite und Plots der Simulationsergebnisse auf der rechten Seite	74
Abbildung 6.1: Frontansicht des Demonstrators Owl.....	78
Abbildung 6.2: Lasermodul mit Schutzgehäuse und eingeklebter Treiberplatine mit Laserdiode	80
Abbildung 6.3: Bild des Eval-Boards mit eingesetztem SPADeye2-Sensor in der Mitte	81
Abbildung 6.4: Fenster des Polarplots bzw. der 2D-Punktwolke.....	82
Abbildung 6.5: Fenster des Rohdatenhistogramms.....	83
Abbildung 6.6: GUI der Entwickleroberfläche	84
Abbildung 6.7: Fenster des 2D-Histogramms. Die Pixel auf der X-Achse stellen den Öffnungswinkel und der Histogrammbin auf der Y-Achse die Entfernung dar. Die Anzahl an Counts in jedem Bin wird über die Farbcodierung (Z-Achse) dargestellt. Von Pixel 0 bis 191 handelt es sich um die obere, bei Pixel 192 bis 383 um die untere Zeile.....	85
Abbildung 6.8: Webcambild mit überlagerten 3D-Informationen	86
Abbildung 7.1: Fotografie des Chips in einem Gehäuse (links) und Mikroskopaufnahme (rechts) des Zwei-Zeilen-Chips (SPADeye2)..	89
Abbildung 8.1: Szenario 1 mit einer Stange vor einem Objekt zur Kantendetektion innerhalb eines Pixels (links) und Szenario 2 mit einer transparenten Acrylglasplatte, welche sich auf einem schwarzen Ständer befindet, vor einem Objekt (rechts)	92
Abbildung 8.2: Histogramm von 40000 Einzelmessungen des ersten Szenarios: Eine Metallstange befindet sich in 3,5 m Distanz vor einem Target mit einer Entfernung von 7,7 m. Der Stab wurde in unterschiedlich	

starken Überdeckungen gemessen: geringe Überdeckung (grau), halbe Überdeckung (rot) und starke Überdeckung (blau).	93
Abbildung 8.3: Histogramm des zweiten Szenarios. Das Target wird durch eine Acrylglasplatte betrachtet, deren Winkel variiert wird.	94
Abbildung 8.4: Aufgenommenes Histogramm des weißen Targets bei einer Entfernung von 18 m mit einem 30 nm (schwarz) und einem 80 nm (rot) Bandpassfilter bei einer Hintergrundbeleuchtung von etwa 6 klx des Sonnenlichtes.....	96
Abbildung 8.5: Messaufbau im Außenbereich mit dem Owl-System im Vordergrund und dem weißen Target im Hintergrund	97
Abbildung 8.6: Simulationsergebnisse a) und Outdoormessungen b) für die Detektion eines weißen Targets, welches in verschiedenen Entfernungen positioniert und die Distanz ermittelt wurde. Dies wurde jeweils mit und ohne Messfensterverzögerung durchgeführt.....	98
Abbildung 8.7: Schematische Darstellung des Aufbaus mit Messungen im Nebel ...	99
Abbildung 8.8: Aufbau im Brandlabor ohne Nebel (links) und mit Nebel (rechts) .	100
Abbildung 8.9: Extinktionsmessgerät mit 1 m langem Auslegearm (rechts) und Messelektronik (links)	100
Abbildung 8.10: Verlauf der Dichte des Nebels gemessen mit einem Extinktionsmessgerät. Um 11:00 Uhr, 11:22 Uhr und 11:50 Uhr wurde die Nebelmaschine aktiviert.	101
Abbildung 8.11: Nebelintensitäten a) 71% um 11:14 Uhr, b) 47% um 11:37 Uhr und c) 33% um 11:58 Uhr	102
Abbildung 8.12: Eindringtiefe in den Nebel bei einer Standardmessung. Das Objekt bei 9 m befindet sich außerhalb der Skalierung.	103
Abbildung 8.13: Eindringtiefe in den Nebel mit der Messfensterverzögerung	104
Abbildung 8.14: Messung eines Objektes in 5 m Entfernung durch Messfensterverzögerung im Vergleich mit und ohne Nebel.....	104
Abbildung 8.15: Vergleich Standardmessung und Messfensterverzögerung der Messung eines Objektes in 5 m Entfernung	105

Abbildung 8.16: Auswertung der Distanzen bei Nebel mit weißem und schwarzem Target, sowie einem Retroreflektor	106
Abbildung 0.1: Start der TDC-Zähler bei verzögertem Start	138
Abbildung 0.2: Stopp der TDC-Zähler bei verzögertem Start	138
Abbildung 0.3: Start der TDC-Zähler bei verzögertem Stopp	139
Abbildung 0.4: Stopp der TDC-Zähler bei verzögertem Stopp.....	140

Tabellenverzeichnis

Tabelle 7.1: Chip- und Testaufbauspezifikationen	88
Tabelle 0.1: Verlauf der TDC-Zähler bei verzögertem Start.	138
Tabelle 0.2: Verlauf der TDC-Zähler bei verzögertem Stopp.	140

Veröffentlichungen

- BEER, Maik ; SCHREY, Olaf M. ; HAASE, Jan F. ; RUSKOWSKI, Jennifer ; BROCKHERDE, Werner ; HOSTICKA, Bedrich J. ; KOKOZINSKI, Rainer: SPAD-based flash LiDAR sensor with high ambient light rejection for automotive applications. In: RAZEGHI, Manijeh (Hrsg.): *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XV : 28 January-1 February 2018, San Francisco, California, United States*. Bellingham, Washington, USA : SPIE, 2018 (Proceedings of SPIE, volume 10540), S. 85
- HAASE, Jan F. ; BEER, Maik ; RUSKOWSKI, Jennifer ; VOGT, Holger: Multi object detection in direct Time-of-Flight measurements with SPADs. In: *2018 PRIME : 14th Conference on PhD Research in Microelectronics and Electronics : July 2nd- July 5th, 2018, Prague, Czech Republic*. Piscataway, NJ : IEEE, 2018, S. 237–239
- BEER, Maik ; HAASE, Jan F. ; RUSKOWSKI, Jennifer ; KOKOZINSKI, Rainer: *Background Light Rejection in SPAD-Based LiDAR Sensors by Adaptive Photon Coincidence Detection*. In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 18 (2018), Nr. 12
- BEER, Maik ; THATTIL, Charles ; HAASE, Jan F. ; RUSKOWSKI, Jennifer ; BROCKHERDE, Werner ; KOKOZINSKI, Rainer: *SPAD-Based LiDAR Sensor in 0.35 μm Automotive CMOS with Variable Background Light Rejection*. In: *Proceedings 2* (2018), Nr. 13, S. 749

- BEER, Maik ; THATTIL, Charles ; HAASE, Jan F. ; BROCKHERDE, Werner ; KOKOZINSKI, Rainer: 2×192 Pixel CMOS SPAD-Based Flash LiDAR Sensor with Adjustable Background Rejection. In: *2018 25th IEEE International Conference on Electronics, Circuits and Systems (ICECS) : Bordeaux, France, December 9 -12, 2018*. [Piscataway, New Jersey] : IEEE, 2018, S. 17–20
- HAASE, Jan ; BEER, Maik ; SCHREY, Olaf ; RUSKOWSKI, Jennifer ; BROCKHERDE, Werner ; VOGT, Holger: Measurement concept for direct time-of-flight sensors at high ambient light. In: RAZEGHI, Manijeh; LEWIS, Jay S.; TOURNIÉ, Eric; KHODAPARAST, Giti A. (Hrsg.): *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XVI : 3-7 February 2019, San Francisco, California, United States*. Bellingham, Washington : SPIE, 2019 (Proceedings of SPIE. 5200-, volume 10926), S. 31
- HAASE, Jan F. ; BUCHNER, Andre ; GROLLIUS, Sara ; RUSKOWSKI, Jennifer ; VOGT, Holger: Measurement concept to reduce environmental impact in direct time-of-flight LiDAR sensors. In: RAZEGHI, Manijeh; LEWIS, Jay S.; KHODAPARAST, Giti A.; KHALILI, Pedram (Hrsg.): *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XVII* : SPIE, 2020 - 2020, S. 9
- BUCHNER, Andre ; HAASE, Jan F. ; RUSKOWSKI, Jennifer ; BROCKHERDE, Werner: Laser event distribution and timing circuit design constraints in direct TOF LiDAR applications. In: RAZEGHI, Manijeh; LEWIS, Jay S.; KHODAPARAST, Giti A.; KHALILI, Pedram (Hrsg.): *Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XVII* : SPIE, 2020 - 2020, S. 94

Erfindungsmeldungen (Patente)

- 2017
Vorrichtung und Verfahren zum Bestimmen einer Distanz zu einem Objekt
„Matched Filter ToF-Histogramming“
BEER, Maik ; Schrey ; BROCKHERDE, Werner ; HOSTICKA, Bedrich ; HAASE, Jan F. ;
RUSKOWSKI, Jennifer
- 2018
Verfahren zum Time-Gating in laufzeitbasierter Distanzmessung
„adaptive Messfensterverzögerung“
HAASE, Jan F. ; SCHREY, Olaf ; BEER, Maik
- 2018
Time-shifted Histogramming
“Time Shifted Histogramming”
HAASE, Jan F. ; SCHREY, Olaf ; BEER, Maik

Anhang

Anhang A: Time-shifted Histogramming

Im Folgenden finden sich Ergänzungen zu dem Abschnitt 7.2.

A.1 Verzögerter Start, gemeinsamer Stopp

Zum gewünschten Startzeitpunkt werden alle n TDCs um jeweils $i \cdot \Delta T$ verzögert gestartet (Abbildung 0.1). Somit bildet der erste TDC den wahren Startzeitpunkt ab. Nach der gewünschten Laufzeit werden alle TDCs zusammen gestoppt (Abbildung 0.2). Dabei ergibt sich die Feininterpolation am Übergang der unterschiedlichen Zählerstände. Siehe hierzu Tabelle 0.1. Die genaue Laufzeit berechnet sich zu:

$$t = \left[m + \frac{k_{\text{fine}}}{n} \right] \cdot \Delta T_{\text{TDC}} \quad (0.1)$$

Die TDCs starten dabei mit einer Zählerstellung von 0 und werden jeweils nach ΔT_{TDC} um 1 inkrementiert. Durch den verzögerten Start wird erreicht, dass ein Teil der TDCs um einen Zählerstand nachläuft. Anhand der Zahl der TDCs, welche noch nicht den gleichen Zählerstand wie der erste TDC erreicht haben, kann mittels Interpolation eine höhere Auflösung erreicht werden.

A.2 Verzögerter Stopp, gemeinsamer Start

Dies kann man genauso mit einem verzögerten Stopp nutzen. Dabei wird nicht das Startsignal verzögert, sondern jeweils das Stoppsignal verzögert. Hierzu werden alle TDCs gemeinsam gestartet (Abbildung 0.3) und nach einer gewissen Laufzeit nacheinander gestoppt (Abbildung 0.4). Das geschieht auch in Verzögerungen mit jeweils $i \cdot \Delta T$. Es ergibt sich:

$$t = \left[m + 1 - \frac{k_{\text{fine}}}{n} \right] \cdot \Delta T_{\text{TDC}} \quad (0.2)$$

Die Kombinatorik für die Zählerstände zur Feininterpolation ist in Tabelle 0.2 dargestellt. Die Feininterpolation kann über die Anzahl der TDCs erfolgen, die noch einen Zählerstand weiter gezählt haben als der erste TDC.

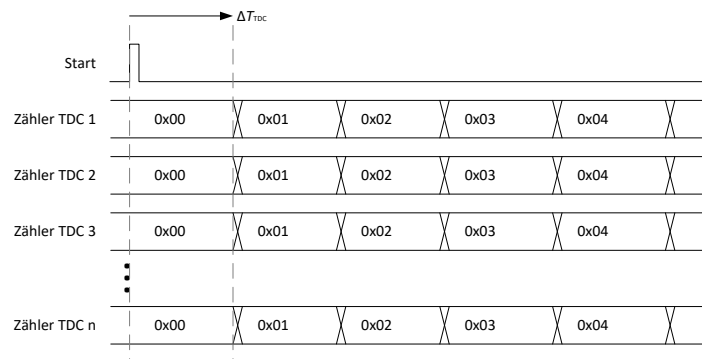


Abbildung 0.3: Start der TDC-Zähler bei verzögertem Stopp

DuEPublico

Duisburg-Essen Publications online

UNIVERSITÄT
DUISBURG
ESSEN

Offen im Denken

ub | universitäts
bibliothek

Diese Dissertation wird via DuEPublico, dem Dokumenten- und Publikationsserver der Universität Duisburg-Essen, zur Verfügung gestellt und liegt auch als Print-Version vor.

DOI: 10.17185/duepublico/74921

URN: urn:nbn:de:hbz:464-20211110-150344-8

Alle Rechte vorbehalten.