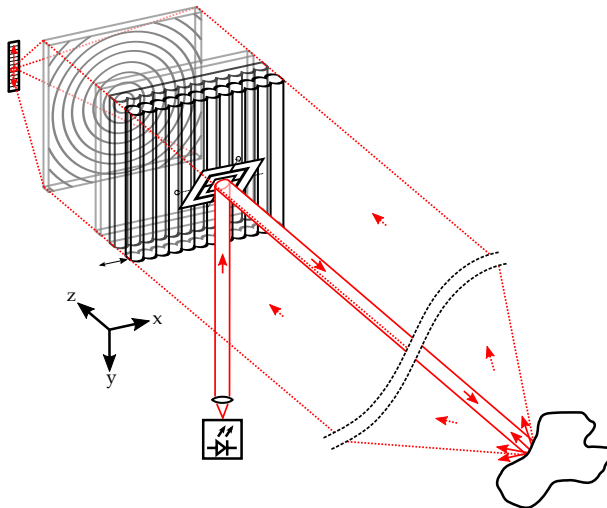


Time-of-Flight Laserkamera mit großer Empfangsapertur

Siegwart Bogatscher



Dieses Dokument wurde unter Verwendung von LyX und $\text{L}\text{A}\text{T}\text{E}\text{X}$ gesetzt.

Es wird den Autoren der Schriftsammlungen TeX Gyre Pagella, TeX Gyre Pagella Math und TeX Gyre Heros gedankt.



Diese Veröffentlichung ist im Internet unter folgender Creative Commons-Lizenz publiziert: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/>

Time-of-Flight Laserkamera mit großer Empfangsapertur

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS (Dr.-Ing.)

an der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
am Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Siegwart Bogatscher

geb. in: Sibiu (Rumänien)

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Juli 2014
Hauptreferent: Prof. Dr. rer. nat. Wilhelm Stork
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Cornelius Neumann

Karlsruhe, den 1. Mai 2015

Kurzfassung

Die vorliegende Dissertation beschäftigt sich mit der Verbesserung von 3D-Scannern, die ihre räumliche Umgebung nach dem Prinzip der Lichtlaufzeitmessung (englisch *Time-of-Flight*, ToF) erfassen. Dabei steht die Problematik der Erreichung einer großen Empfangsapertur bei gleichzeitig schnellem Scanvorgang und ingenieurwissenschaftlich sinnvoller Systemkomplexität im Mittelpunkt der Untersuchungen. Hintergrund dieser Zielsetzung ist die Erhöhung der Empfangsleistung und damit der Reichweite aktueller Systeme. Dieses Problem wird gegenwärtig durch den Einsatz teurer Galvanometerspiegel mit begrenzter Lebensdauer gelöst. Andere Ansätze beinhalten rotierende Polygonspiegel mit hohen Bauraumanforderungen und aufwändigen Luftlagern. Ein aktueller Lösungsansatz besteht darin ein Array aus synchron schwingenden, mikro-mechanischen Spiegeln zu realisieren. In der Literatur findet sich jedoch kein systematischer Vergleich verschiedener Systemkonzepte, in dem herausgearbeitet ist, unter welchen Rahmenbedingungen und wie kostengünstig deren Empfangsapertur vergrößert werden kann.

Solch ein Vergleich wird in dieser Arbeit durchgeführt, wobei die verwendete Vergleichsmetrik die erforderliche Waferfläche dreier unterschiedlicher Systemkonzepte darstellt. Eines dieser Konzepte wird schließlich in einem Demonstratoraufbau realisiert. Dieser Aufbau zeigt zum einen die Machbarkeit der Methode der *elektronischen Nachführung*. Zum anderen dient er als Analysewerkzeug der Vor- und Nachteile derselben. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird

die Methode der *translatorisch mechanischen Nachführung* theoretisch und experimentell untersucht.

Es wird gezeigt, dass der Hauptvorteil der elektronischen Nachführung die Entkopplung von Empfangsapertur und Scanfrequenz ist, während die translatorisch mechanische Nachführung eine Entkopplung von Empfangsapertur und Sichtfeld erlaubt. Das Ergebnis dieser Arbeit besteht in einem neuartigen Systemkonzept, in dem die elektronische und die translatorisch mechanische Nachführung miteinander kombiniert werden. Die mit diesem Ansatz erreichbare Empfangsapertur ist deutlich größer als diejenige aktueller Systeme, weil die Vorteile beider Nachführungsprinzipien ausgenutzt werden können. Gleichzeitig können prinzipbedingte Schwächen durch die Kombination vermieden oder vermindert werden. Durch den Verzicht auf Spiegelemente im Empfangszweig sind die Bauanforderungen im Vergleich zur Empfangsapertur sehr gering. Die Empfangsaperturvergrößerung kann mit dem neuen Systemkonzept mit moderatem Kostenaufwand umgesetzt werden.

English Abstract

This dissertation deals with the improvement of optical 3D laserscanners, which sense their spatial environment by using the *Time-of-Flight (ToF)* method. The main concern is the problem of achieving a large receiver aperture at fast scan rates at preferably low system complexity. The ultimate goal of these investigations is increasing the received signal strength, which leads to an extension of the range of state-of-the-art systems. Currently, this problem is solved by using expensive galvanometer scanners, which suffer from limited lifetime. Other approaches employ rotating polygon mirrors, requiring large installation space and costly bearings. A recent approach consists of an array of synchronously scanning micromirrors. In literature, however, there is no systematic comparison of different system concepts, considering the limitations and cost of increasing the receiver aperture.

Such a comparison is conducted for three different system concepts within this work. The underlying metric is the necessary wafer area for all components of each system concept. One of these concepts is realized and examined as a demonstrator setup. On the one hand this setup proves the feasibility of the method of *electronic steering* of the receiver aperture, on the other hand it serves as an analysis tool to identify its strengths and weaknesses. Further the method of *translational mechanical steering* is examined theoretically and experimentally.

It is shown that the main advantage of electronic steering is a decoupling of receiver aperture and scanning frequency. In contrast,

translational mechanical steering allows for a decoupling of receiver aperture and field of view. The result of this work is a new system concept, which combines electronic and translational mechanical steering. Due to the advantages of both steering methods, this approach offers a significantly larger achievable receiver aperture as compared to current systems. At the same time, inherent weaknesses of both methods can be eliminated or reduced by their combination. By avoiding mirrors in the receiver path very compact setups are possible. Finally, the receiver aperture increase of the new system concept can be accomplished with moderate cost increase.

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. rer. nat. Wilhelm Stork am Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT). Ihm möchte ich für die Übernahme des Hauptreferates danken, besonders aber für die Flexibilität, die ich als Familienvater genießen durfte, sowie für seine weitsichtige fachliche Betreuung, durch die er mir das selbständige ingenieurwissenschaftliche Arbeiten und das erfinderische Denken vermittelte. Danken möchte ich auch Prof. Dr. rer. nat. Cornelius Neumann für die freundliche und spontane Übernahme des Korreferates.

Allen meinen Kollegen am ITIV danke ich für das offene und freundliche Arbeitsklima, das von Kollegialität und Engagement – auch über das notwendige Maß hinaus – geprägt war. Thorsten Beuth danke ich dabei für die zahlreichen fachlichen Diskussionen und Rückmeldungen, die ich als sehr wertvoll empfinde. Gleichermaßen möchte ich Nico Heußner für die konstruktive Zusammenarbeit, insbesondere im Bereich Laserschutz, danken. Frank Hartmann danke ich für seine ausgesprochen hohe Diskussions- und Hilfsbereitschaft.

Den Mitarbeitern Dr.-Ing. Andreas Streck und Maik Fox der Firma *ELOVIS GmbH* danke ich für die kooperative Zusammenarbeit innerhalb des gemeinsamen Forschungsprojektes *SARI* und darüber hinaus. Auch allen weiteren Projektpartnern, darunter Armin Wagner und Sebastian Meinzer der *ELOVIS GmbH*, Gerhard Sommer

von *E&K Automation* sowie Gael Pillard von *Bosch Sensortec*, möchte ich für die Zusammenarbeit danken.

Für die finanzielle Unterstützung und die Ermöglichung vieler Weiterbildungsmöglichkeiten, danke ich der *Karlsruhe School of Optics & Photonics (KSOP)*.

Ganz besonders bin ich allerdings meinen Eltern dankbar, deren liebevolle Erziehung, Ermutigung und Unterstützung mich dazu befähigt hat, meinen beruflichen Weg zu gehen. Auch meine drei Schwestern, Heike, Dorothea und Claudia, haben daran einen wesentlichen Anteil. Das größte Geschenk auf dieser Welt sind jedoch für mich meine Frau Anette und meine beiden Kinder Alina und Elias. Nicht nur für ihre vielen zeitlichen Opfer, sondern vor allem für die Liebe und Unterstützung, die ich von ihnen empfangen darf, werde ich für immer eine tiefe Dankbarkeit empfinden.

Meine größte Dankbarkeit gehört Gott, der für mich die Quelle der Inspiration und Schubkraft ist. Das Vorrecht von seiner Gnade leben zu dürfen, genieße ich jeden Tag neu.

Karlsruhe, im Oktober 2014

Siegwart Bogatscher

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	i
English Abstract	iii
Danksagung	v
Inhaltsverzeichnis	xii
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Eigener wissenschaftlicher Beitrag	3
1.3 Gliederung der Arbeit	4
2 Grundlagen	7
2.1 Definitionen	7
2.1.1 Distanzauflösung	7
2.1.2 Wiederholungsgenauigkeit	7
2.1.3 Messungsgenauigkeit	8
2.1.4 Empfangsleistung	8
2.1.5 Optische Effizienz einer Empfangsoptik	9
2.1.6 Signal-Rausch-Verhältnis	10
2.1.7 Noise Equivalent Power (NEP)	10
2.2 Rauschverhalten von Lawinenphotodioden	12
2.2.1 Bandbreite	13
2.2.2 Rauscheinflüsse in Zusammenhang mit der Lawinenphotodiode	14

2.2.3	Rauscheinflüsse in Zusammenhang mit dem Verstärker	17
2.2.4	Resultierender Rauschstrom	18
2.2.5	Signal-Rauschverhältnis	19
2.3	Optische 3D-Messverfahren	20
2.3.1	Triangulation	20
2.3.2	Weglängenmessung	26
2.4	Übersicht Strahlablenkungsprinzipien	39
2.4.1	Unidirektionale Rotation	39
2.4.2	Bidirektionale Rotation bzw. Schwingung	40
2.4.3	Translation	41
2.4.4	Elektronische Nachführung	42
2.5	Mikromechanische Schwingenspiegel	44
2.5.1	Elektrostatisch angetriebene Mikrospiegel	44
2.5.2	Elektromagnetisch angetriebene Mikrospiegel	46
2.6	Fourier-Optik	46
2.6.1	Die zweidimensionale räumliche Fourier-Transformation	47
2.6.2	Beugung im Fernfeld	47
3	Stand der Technik	51
3.1	Vergleich optischer Distanzsensoren	51
3.1.1	Definition von Gütefaktoren für Distanzsensoren	51
3.1.2	Vergleich von Distanzsensoren aus Forschung und Industrie	53
3.2	3D-Sensorik in der mobilen Robotik	68
3.2.1	Allgemeine Anforderungen an Distanzsensoren	69

3.2.2	Anforderungen an Distanzsensoren in der mobilen Robotik	70
3.3	Kritik am Stand der Technik	71
4	Systemkonzept	75
4.1	Anwendungsszenario	75
4.2	Zielspezifikation	78
4.3	Auswahl zwischen aktiver und passiver Distanzmessung	79
4.4	Auswahl zwischen Triangulation und Weglängenmessung	80
4.5	Auswahl zwischen Laufzeitmessung und Interferometrie	82
4.6	Auswahl zwischen FMCW-Verfahren, Puls- und Phasenlaufzeitmessung	82
4.6.1	FMCW-Verfahren	83
4.6.2	Auswahl zwischen Puls- und Phasenlaufzeitmessung	83
4.7	Auswahl zwischen Scan- und Schnappschussverfahren	86
4.7.1	Vergleichsmethodik	87
4.7.2	Vergleich basierend auf Energieeffizienz	91
4.7.3	Vergleich basierend auf Laserschutz	95
4.7.4	Diskussion	104
4.7.5	Schlussfolgerung	107
4.8	Auswahl des Systemkonzepts	107
4.8.1	Systemkonzept 1 – zweiachsige mechanische Nachführung	108
4.8.2	Systemkonzept 2 – zweiachsige elektronische Nachführung	108

4.8.3	Systemkonzept 3 – Hybrid aus mechanischer und elektronischer Nachführung	109
4.8.4	Systemkonzept 4 – Hybrid aus translatorisch mechanischer und elektronischer Nachführung	110
4.8.5	Empfangsaperturabhängige Herstellungskosten	111
4.8.6	Auswahl des zu realisierenden Systemkonzepts	116
5	Systemdesign auf Basis der elektronischen Nachführung	121
5.1	Design der Sendeeinheit	122
5.1.1	Lasertreiber	122
5.1.2	Laserschutz im Regelbetrieb	123
5.1.3	Laserschutz im Fehlerfall des Mikrospiegels	126
5.2	Design der Empfangseinheit	133
5.2.1	Auswahl der Detektor-Verstärker-Kombination	133
5.2.2	Auswahl des Multiplexers	137
5.3	Design der Empfangsoptik	140
5.3.1	Designprozess	142
5.3.2	Auswahl des Linsentyps	143
5.3.3	Optikdesign für Linienarray Detektorkonzept	144
5.3.4	Filterauswahl	148
5.4	Design der Scaneinheit	150
5.4.1	Auswahl des Mikrospiegels	150
5.4.2	Ansteuerung des Mikrospiegels	151
5.4.3	Ansteuerung des Galvanometerspiegels	155
5.5	Mechanikdesign	155
5.5.1	Toleranzanalyse	155

5.5.2	Optikhalterung	156
5.5.3	Optomechanischer Gesamtaufbau	158
5.6	Signalverarbeitung	158
5.6.1	Taktverwaltung	160
5.6.2	Optimierungsmöglichkeiten der Signalverarbeitung	163
5.7	Demonstratoraufbau	165
5.7.1	Distanzabhängige Wiederholungengenauigkeit	165
5.7.2	Winkelabhängige Wiederholungengenauigkeit	167
5.8	Bewertung der Ergebnisse	167
5.8.1	Stärken der elektronischen Nachführung .	169
5.8.2	Schwächen der elektronischen Nachführung	171
5.8.3	Einordnung in den Gesamtkontext	172

6 Machbarkeitsanalyse der translatorisch mechanischen

Nachführung	173	
6.1	Konkretisierung der Problemstellung	174
6.2	Bestimmung der Spotgröße	176
6.2.1	Berechnung der Spotgröße	176
6.2.2	Messung der Spotgröße	190
6.2.3	Simulation der Spotgröße	191
6.2.4	Vergleich zwischen Berechnung, Messung und Simulation	197
6.3	Analyse der optischen Effizienz	197
6.3.1	Berechnung der optischen Effizienz	199
6.3.2	Messung der optischen Effizienz	201
6.3.3	Simulation der optischen Effizienz	206
6.3.4	Vergleich zwischen Berechnung, Messung und Simulation	207
6.4	Bewertung der Ergebnisse	207

6.4.1	Auslegung einer translatorisch mechanischen Nachführungsoptik	207
6.4.2	Einordnung in den Gesamtkontext	211
7	Fazit	213
A	Appendix	215
A.1	Empfangsapertur eines Schwingspiegels für Systemkonzept 1	215
A.2	Empfangsapertur eines Schwingspiegels für Systemkonzept 3	217
A.3	Spezifikation des Demonstratoraufbaus zur Untersuchung der elektronischen Nachführung	219
A.4	Spezifikation des Messaufbaus zur Analyse der translatorisch mechanischen Strahlablenkung	219
B	Index	223
	Literaturverzeichnis	237
	Eigene wissenschaftliche Arbeiten	261
	Betreute studentische Arbeiten	265

1. Einleitung

1.1. Motivation

Die stetig voranschreitende Automatisierung industrieller Fertigungsverfahren und Lieferketten kann nur mit dem zunehmenden Einsatz robotischer Systeme bewerkstelligt werden. Bereits Aristoteles philosophierte über die Vorzüge autonom arbeitender Werkzeuge.

„Wenn jedes Werkzeug auf Geheiß, oder auch vorausahnend, das ihm zukommende Werk verrichten könnte, [...], so bedürfte es weder für den Werkmeister der Gehilfen, noch für die Herren der Sklaven.“ – Aristoteles, ~320 v. Chr.

Nach nunmehr über 2300 Jahren startet die Bundesregierung das Technologieprogramm „AUTONOMIK für die Industrie 4.0“, das ein offensichtliches Zeichen dafür ist, wie nahe die Menschheit dieser Vision bereits heute ist [2]. Dies wurde während der „AUTONOMIK Innovation Days“ folgendermaßen zusammengefasst:

„Maschinen kommunizieren miteinander, initiieren neue Aufträge, Werkstücke werden selbständig erkannt.“ – B. Zypries (Parlamentarische Staatssekretärin, Bundesministerium für Wirtschaft und Energie), 17.06.2014

Die Realisierung derart komplexer technischer Vorgänge setzt allerdings unzählige Innovationen und Vorarbeiten in den Bereichen Mechanik, Antriebstechnik, Elektronik, Regelungs- und Steuerungstechnik, Sensorik und künstlicher Intelligenz voraus. Wie sich bei

einem Vorläufer des oben erwähnten Technologieprogramms herausstellte, kommt der Sensorik eine Schlüsselrolle bei der sicheren und konstruktiven Interaktion eines Roboters mit seiner Umgebung zu [1]. Insbesondere die 3D-Sensorik ist von zentraler Bedeutung, weil sie die wichtigste Informationsquelle für Navigations- und Positionieraufgaben darstellt. Obwohl bei der Entwicklung verschiedenster 3D-Sensoren in den letzten Jahrzehnten enorme Fortschritte gemacht wurden, ist man vor allem im Bereich der Lichtlaufzeitmessung noch weit davon entfernt von einer Sättigung zu sprechen. Vielmehr ergeben sich durch den breiteren Einsatz von Robotern sowohl in neuen als auch in etablierten Marktsegmenten verstärkt spezialisierte Anforderungsprofile, die sich häufig nicht vollständig mit den Möglichkeiten aktueller 3D-Sensoren decken. Ein Beispiel hierfür ist die autonome *Indoor-Navigation* mobiler Roboter, für die 2D-Laserscanner in vielen Forschungsprojekten künstlich um eine zweite Scanachse erweitert werden müssen [131]. Andere Marktsegmente, wie der gegenwärtig rasant wachsende Trend des 3D-Druckens, sorgen für eine ebenso rasante Weiterentwicklung und Preisreduktion verschiedenartiger 3D-Scanner [37]. Ein weiteres Beispiel für die neuartigen Anforderungsprofile ist die aktuelle Entwicklung von Smartphones mit integrierter 3D-Sensorik [3]. Erste Prototypen dieser Smartphones wurden bereits versuchsweise in mobile Roboter integriert.

Bei der Auslegung eines 3D-Sensors ist eine Vielzahl sich gegenseitig beeinflussender Parameter und externer Einflüsse zu beachten. Eine Vergrößerung der Licht sammelnden Fläche, die in dieser Arbeit mit *Empfangsapertur* A_{Rx} bezeichnet wird, ist eine der Möglichkeiten zur Vergrößerung der erreichbaren Messdistanz bzw. zur Verbesserung der Messgenauigkeit bei unveränderter Messdistanz. Dieser Vergrößerung sind jedoch aus vielerlei Gründen Grenzen gesetzt. Diese hängen – je nach Sensortyp – mit der Massenträgheit

schwingender Spiegel oder mit den Abbildungseigenschaften der eingesetzten Optiken zusammen. Aufgrund dieser wechselseitigen Abhängigkeiten führt die Vergrößerung der Empfangsapertur konventioneller 3D-Scanner entweder zu einer Reduzierung der Scanfrequenz oder des Akzeptanzwinkelbereichs, der nachfolgend mit *Sichtfeld* bezeichnet wird. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich damit, diese gegenseitigen Abhängigkeiten durch konzeptuelle Änderungen zu verringern oder vollständig aufzulösen. Das übergeordnete Ziel dieser Entkopplung der Empfangsapertur von den begrenzenden Systemparametern ist es die dadurch entstehenden Designfreiheiten zu einer Maximierung der Empfangsapertur zu nutzen. Da jedoch eine isolierte Optimierung der Systemperformanz unter Vernachlässigung der durch eventuellen zusätzlichen Aufwand entstehenden Kosten nicht zu ingenieurwissenschaftlich sinnvollen Resultaten führen würde, wird durchgängig ein Augenmerk auf die mit den Konzeptänderungen erreichbare Kostenreduktion gelegt.

1.2. Eigener wissenschaftlicher Beitrag

Der wichtigste Beitrag der vorliegenden Arbeit zum Stand der Technik besteht in der Erarbeitung eines neuartigen Systemkonzepts, in dem die Methoden der *elektronischen* und die der *translatorisch mechanischen Nachführung* vorteilhaft miteinander kombiniert werden. Die wesentlichen Vorteile dieses Systemkonzepts liegen darin die Stärken der beiden eingesetzten Nachführungsprinzipien optimal auszunutzen und gleichzeitig die größten prinzipbedingten Schwächen zu mindern oder zu vermeiden. Die jeweiligen Stärken liegen exakt in der Entkopplung zwischen Empfangsapertur und Scanfrequenz (elektronische Nachführung) sowie zwischen Empfangsapertur und Sichtfeld (translatorisch mechanische Nachführung). Der ingenieurwissenschaftliche Mehrwert liegt in einer Vergrößerung

der Empfangsapertur im Vergleich zu konventionellen Scannersystemen ohne dabei Sichtfeld oder Scanfrequenz reduzieren bzw. Kosten signifikant erhöhen zu müssen. Dieser Beitrag mündete in einer Erfindungsmeldung, die vom Karlsruher Institut für Technologie (KIT) angenommen wurde und sich gegenwärtig im Patentierungsprozess befindet [BSSW14].

Darüber hinaus wurden im Rahmen dieser Arbeit folgende Beiträge zum Stand der Technik geleistet:

- Nach bestem Wissen wurde die erste vollständig funktionstüchtige Realisierung der elektronischen Nachführung in einem mikroskopspiegelbasierten 3D-Scanner erreicht [BSF⁺13, BSF⁺14]. Diese bestand aus einem hybriden Systemkonzept, in dem eine Achse elektronisch und die andere mechanisch nachgeführt wurde, siehe Kapitel 5.
- Der Vergleich der Energieeffizienz bzw. der durch Laserschutz begrenzten maximalen Laserleistung zwischen scannenden Sensoren und Schnappschuss-Sensoren ist ein Beitrag, der auch für die Entscheidungsfindung auf konzeptioneller Ebene in anderen Arbeiten hilfreich ist [BHHS14].
- Des Weiteren haben sich Beiträge im Bereich der Laserschutz-Überwachung mikroskopspiegelbasierter Scannersysteme ergeben [BGB⁺12]. Aufgrund mangelnder Verfügbarkeit schneller Notausschaltungen, die den Fall eines fehlerhaften Verhaltens des Mikroskopspiegels innerhalb weniger Mikrosekunden detektieren und den Laser zuverlässig ausschalten, wurde solch eine Schaltung entwickelt und getestet.

1.3. Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen gegliedert.

In Kapitel 2 werden die Definitionen und Grundlagen, die in den darauffolgenden Kapiteln benötigt werden, vorgestellt. Kapitel 3 beinhaltet den Stand der Technik, eine Kritik desselben sowie die Anforderungen an 3D-Sensoren in der mobilen Robotik.

In Kapitel 4 wird zunächst ein konkretes Anwendungsszenario eingeführt, für das ein Systemdesign entworfen werden soll. Anschließend wird eine passende Zielspezifikation für den Kernbestandteil des Anwendungsszenarios – den zu entwickelnden Demonstratoraufbau – gelistet. Es folgt eine systematische Konzeptfindung nach der *top-down Methode*. Aus den vier am besten geeigneten Systemkonzepten wird schließlich ein realisierbares Konzept ausgewählt, in dem die Methode der elektronischen Nachführung demonstriert und untersucht werden soll.

Das Systemdesign der einzelnen Systemkomponenten und des Gesamtaufbaus dieses Systemkonzepts wird in Kapitel 5 behandelt. Abschließend wird der realisierte Demonstratoraufbau und die damit erzielte Messgenauigkeit diskutiert und bewertet.

Die Analysen in Kapitel 6 konzentrieren sich auf die Machbarkeit der translatorisch mechanischen Strahlableitung, die bei der Bewertung der Ergebnisse am Ende von Kapitel 5 als zweckmäßige Ergänzung zur elektronischen Nachführung identifiziert wurde. Auch am Ende von Kapitel 6 erfolgt eine Bewertung der erarbeiteten Ergebnisse und eine Einordnung in den Gesamtkontext dieser Arbeit.

Kapitel 7 schließt die Arbeit mit einem Fazit ab.

2. Grundlagen

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Definitionen sind in diesem Kapitel aufgeführt.

2.1. Definitionen

2.1.1. Distanzauflösung

Die Distanzauflösung δ_d ist das kleinste Änderungsintervall der Messdistanzen, die ein Distanzsensor erfassen kann.

2.1.2. Wiederholungsgenauigkeit

Die *Wiederholungsgenauigkeit* $\pm\sigma(d)$ ist die statistische Abweichung gemessener Distanzwerte d_m von deren Mittelwert $\overline{d_m}$. Systematische Messfehler werden somit nicht von der Wiederholungsgenauigkeit beschrieben. In vielen Fällen wird die Wiederholungsgenauigkeit als wichtigster Parameter für eine erste Abschätzung der Systemperformance eines Distanzsensors verwendet. In der Literatur existieren mehrere Definitionen. Eine der am meisten verbreiteten Definitionen, die in der Praxis eingesetzt wird, ist die *korrigierte empirische Standardabweichung* σ eines Stichprobenumfangs aus N gemessenen Abstandswerten d_m . Dieser Definition liegt die Annahme zugrunde, dass die Zufallsvariable d_m normalverteilt ist. Die Wiederholungsgenauigkeit wird wie folgt berechnet

$$\sigma(d) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{i=1}^N (d_{m,i} - \overline{d_m})^2}, \quad (2.1)$$

wobei $\overline{d_m}$ der Mittelwert des Stichprobenumfangs ist. Dieser berechnet sich nach der Vorschrift

$$\overline{d_m} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N d_{m,i}.$$

Die Wiederholungsgenauigkeit beschreibt in dieser Arbeit immer den Bereich $\pm\sigma$. In der Regel werden jedoch die Vorzeichen aufgrund der einfacheren Notation weggelassen.

2.1.3. Messungenauigkeit

Die *Messungenauigkeit* (engl. *measurement inaccuracy*), *Messunsicherheit* (engl. *measurement uncertainty*) oder *Abstandsungenauigkeit* (engl. *range inaccuracy*) $\pm\sigma_r(d)$ eines 3D-Sensors ist die statistische Abweichung gemessener Distanzwerte d_m von der realen Messdistanz d . Systematische Messfehler beeinflussen die Messungenauigkeit, jedoch nicht die Wiederholungsgenauigkeit. Ist ein Distanzsensor vollständig kalibriert, so stimmen Wiederholungsgenauigkeit und Messungenauigkeit überein.

2.1.4. Empfangsleistung

Die optische Empfangsleistung eines aktiven optischen Sensors P_{Rx} entspricht nach [15] folgender Gleichung

$$P_{Rx} = \eta_{Tx} \cdot \eta_{Rx} \cdot \eta_{opt} \cdot P_{Tx} \cdot \frac{\rho \cdot A_{Rx}}{\pi \cdot d^2} \cdot \cos \theta. \quad (2.2)$$

Die Bedeutung der Symbole sind in nachfolgender Auflistung wiedergegeben:

η_{Tx}	Optische Transmissionseffizienz im Sendezweig unter Berücksichtigung aller atmosphärischen und sonstigen Transmissionsverluste
η_{Rx}	Optische Transmissionseffizienz im Empfangszweig unter Berücksichtigung aller atmosphärischen Verluste
η_{opt}	Optische Effizienz der Empfangsoptik, definiert nach Abschnitt 2.1.5
P_{Tx}	Emittierte Ausgangsleistung des Lasers
ρ	Lambertscher Reflektionskoeffizient der streuenden Oberfläche des Messobjekts
A_{Rx}	Licht sammelnde Fläche der Empfangsoptik bzw. <i>Empfangsapertur</i>
d	Messdistanz
θ	Winkel zwischen Beleuchtungsstrahl und dem Lot der streuenden Oberfläche des Messobjekts

Trifft diese Empfangsleistung P_{Rx} auf eine Photodiode bzw. eine Lawinenphotodiode, so wird ein proportionaler Photostrom i_s generiert.

$$i_s = M \cdot S \cdot P_{Rx}, \quad (2.3)$$

wobei M für den durchschnittlichen Multiplikationsfaktor der Ladungsträgermultiplikation in der Lawinenzone und S für die spektrale Empfindlichkeit des Detektors steht.

2.1.5. Optische Effizienz einer Empfangsoptik

Die optische Effizienz einer Empfangsoptik wird als das Verhältnis zwischen der auf dem Detektor auftreffenden optischen Leistung

P_{Rx} und der in die Empfangsapertur einfallenden Empfangsleistung P_{in} definiert.

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{P_{\text{Rx}}}{P_{\text{in}}} \quad (2.4)$$

2.1.6. Signal-Rausch-Verhältnis

Es existieren mehrere Definitionen für das Signal-Rausch-Verhältnis (englisch *Signal-to-noise ratio*, *SNR*). In der Optik wird das SNR häufig als Verhältnis zwischen dem Photostrom i_s , der durch das Signal im Detektor generiert wird, und dem quadratischen Mittel bzw. Effektivwert des Rauschstroms i_n definiert.

$$\text{SNR} = \frac{i_s}{\sqrt{i_n^2}} \quad (2.5)$$

Diese Definition wird daher auch in dieser Arbeit verwendet.

2.1.7. Noise Equivalent Power (NEP)

Unter *Noise Equivalent Power (NEP)* wird die optische Signal-Empfangsleistung eines optoelektronischen Detektors verstanden, die ein Signal-Rausch-Verhältnis von eins in einer Ausgangsbandbreite von $B = 1$ Hz erzeugt [105]. Die Ausgangsbandbreite wird oft auch als Beobachtungsbandbreite oder Messbandbreite bezeichnet und entspricht der reziproken doppelten Beobachtungsdauer oder Messdauer ΔT .

$$B = \frac{1}{2 \cdot \Delta T} \quad (2.6)$$

Bei bekannter Rauschleistungsdichte p_n (Einheit $W/\sqrt{\text{Hz}}$) kann das NEP eines Detektors wie folgt berechnet werden.

$$\text{NEP}_{\text{det}}^2 = \int_0^B |p_n|^2 df \quad (2.7)$$

$$= p_n^2 \cdot B \quad (2.8)$$

Alternativ kann das NEP auch aus dem quadratischen Mittel des durch den Detektor verursachten Rauschstroms $i_{n,\text{det}}$ berechnet werden.

$$\text{NEP}_{\text{det}} = \frac{\sqrt{i_{n,\text{det}}^2}}{S \cdot M} \quad (2.9)$$

Analog lässt sich das NEP des zugehörigen Verstärkers aus dem Gesamt rauschstrom aller Rauscheinflüsse des Verstärkers $i_{n,\text{amp}}$ bestimmen.

$$\text{NEP}_{\text{amp}} = \frac{\sqrt{i_{n,\text{amp}}^2}}{S \cdot M} \quad (2.10)$$

Da auch die Rauschströme $i_{n,\text{det}}$ und $i_{n,\text{amp}}$ nicht miteinander korreliert sind, kann das NEP der Kombination aus Detektor und Verstärker durch Addition der quadratischen Mittel berechnet werden

$$\text{NEP}_{\text{ges}} = \sqrt{\text{NEP}_{\text{det}}^2 + \text{NEP}_{\text{amp}}^2} = \frac{\sqrt{i_n^2}}{S \cdot M}, \quad (2.11)$$

wobei i_n dem Gesamt rauschstrom entspricht. Dieser Wert entspricht der kleinsten detektierbaren Leistung des Empfängers.

Mit Gl. (2.5) und (2.2) lässt sich nun der Zusammenhang zwischen Signal-Rausch-Verhältnis und NEP herstellen.

$$\text{SNR} = \frac{i_s}{\sqrt{i_n^2}} = \frac{S \cdot M \cdot P_{\text{Rx}}}{S \cdot M \cdot \text{NEP}_{\text{ges}}} = \frac{P_{\text{Rx}}}{\text{NEP}_{\text{ges}}} \quad (2.12)$$

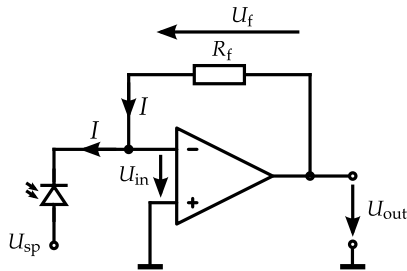


Abb. 2.1.: Photodiode oder Lawinenphotodiode in einer typischen Transimpedanzverstärkerschaltung auf Basis eines Operationsverstärkers. An der Lawinenphotodiode ist die negative Sperrspannung U_{sp} angelegt. Im Rückkoppelzweig befindet sich der Koppelwiderstand R_f , der auch als *Transimpedanz* bezeichnet wird. Der durch Signal und Rauschen erzeugte Strom I wird durch den Verstärker in die Ausgangsspannung U_{out} gewandelt.

2.2. Rauschverhalten von Lawinenphotodioden

In diesem Abschnitt werden Einflussparameter auf das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) eines aktiven optischen Sensors beschrieben. Dabei sei vorausgesetzt, dass eine Lawinenphotodiode (englisch *avalanche photodiode*, *APD*) als Detektor zum Einsatz kommt. Diese APD wird mit einer typischen Transimpedanzverstärkerschaltung nach Abb. 2.1 betrieben. Als Lichtquelle wird ein idealer, kollimierter Laser mit der optischen Sendeleistung P_{Tx} angenommen. Die Empfangsoptik wird als ideal angenommen und sei koaxial mit der optischen Achse der Sendeeinheit angeordnet. Der Zusammenhang zwischen Sendeleistung und Empfangsleistung ist durch Gl. (2.2) gegeben. Die optische Empfangsleistung P_{Rx} wird durch die Lawinenphotodiode gemäß Gl. (2.3) in einen Photostrom i_s gewandelt, welcher additiv mit dem Photostrom des Hintergrundlichts I_{bg} überlagert wird.

$$I = I_{bg} + i_s \quad (2.13)$$

Geht man von einem idealen Operationsverstärker aus, so wird die Spannung U_{in} durch den Verstärker auf null reguliert. Dies hat zur Folge, dass ein virtuelles Massepotential am negativen Eingang des Operationsverstärkers anliegt. Die Ausgangsspannung U_{out} ergibt sich somit zu

$$U_{\text{out}} = U_f = R_f \cdot I. \quad (2.14)$$

In der Realität weist ein Operationsverstärker ein endliches Verstärkungs-Bandbreite-Produkt auf und fügt dem Signal Rauschen hinzu. Eine eingehende Betrachtung dieser Prozesse ist in [52] zu finden. Gegenstand dieses Abschnitts ist es einen Überblick über die verschiedenen Rauscheinflüsse zu geben und die wesentlichen Einflussparameter auf das Signal-Rausch-Verhältnis zu geben, die in späteren Kapiteln benötigt werden.

2.2.1. Bandbreite

Eine detaillierte Betrachtung der Bandbreite solch einer Transimpedanzverstärkerschaltung, die auch eng mit der Stabilität verknüpft ist, ist recht umfangreich und kann bspw. in [52] gefunden werden. Im Zusammenhang der Betrachtungen dieser Arbeit reicht es jedoch das prinzipielle Vorgehen bei der Bestimmung der bandbreitenabhängigen Rauschstromkomponenten zu skizzieren.

Der erste Schritt besteht dabei in der Identifikation der Rauschquellen und der zugehörigen spektralen Rauschdichten $e_{n,x}$, wobei x hier als Platzhalter für eine beliebige Rauschquelle verwendet wird. Da am Ausgang des Verstärkers eine Spannung gemessen wird, werden diese häufig als Spannungsquellen modelliert. Weiterhin müssen die frequenzabhängigen Verstärkungsfaktoren $A_{n,x}(f)$ dieser Rauschdichten ermittelt werden, die bspw. durch die Kombination von Streukapazitäten mit dem hohen Koppelwiderstand zu-

stande kommen. Folgende Integration liefert das quadratische Mittel des Rauschspannungsbeitrags am Ausgang.

$$\overline{u_{n,x}^2} = \int_0^{\infty} |e_{n,x} \cdot A_{n,x}(f)|^2 df \quad (2.15)$$

Da für SNR-Betrachtungen meist das Verhältnis der Ströme gebildet wird, kann der zugehörige Rauschstrom gemäß

$$\overline{i_{n,x}^2} = \frac{\overline{u_{n,x}^2}}{R_f} \quad (2.16)$$

berechnet werden.

2.2.2. Rauscheinflüsse in Zusammenhang mit der Lawinenphotodiode

Zur Berechnung des Signal-Rausch-Verhältnisses ist ein Verständnis der Komponenten, aus denen das Rauschen am Ausgang des Verstärkers zusammengesetzt ist, erforderlich. Die Rauscheinflüsse in Zusammenhang mit der Lawinenphotodiode werden in diesem Abschnitt besprochen. Da alle diese Einflüsse vom Typ des sogenannten *Schrotrauschens* sind, wird dieses zunächst allgemein erläutert.

Elektrisches Schrotrauschen

Elektrisches Schrotrauschen kommt aufgrund der quantisierten Natur elektrischer Ladungen dann zustande, wenn diese eine Potentialbarriere überwinden müssen. Solch eine Potentialbarriere kann bspw. die Raumladungszone einer in Sperrrichtung betriebenen Diode sein. Eine Herleitung des Schrotrauschens ist in [136] enthalten.

Das quadratische Mittel des Schrotrauschstroms $i_{n,sh}$ eines Stroms I ¹ innerhalb der Beobachtungsbandbreite B entspricht

$$\overline{i_{n,sh}^2} = 2e \cdot I \cdot B. \quad (2.17)$$

Dabei ist e die Elementarladung mit $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ As.

Photonenrauschen

Schrotrauschen tritt auch bei der Übertragung optischer Signale auf. In diesem Fall ist der Ursprung die quantisierte Natur des Lichts, die mit dem Begriff des Photons beschrieben wird. Daher wird das Schrotrauschen von optischen Signalen auch häufig als *Photonenrauschen* bezeichnet.

2.2.2.1. Signalstromabhängiges Rauschen

Das signalstromabhängige Rauschen stellt den unteren Grenzwert dar, unter den das Gesamtrauschen des Systems nicht fallen kann [69]. Daher spricht man auch von einem schrotrauschbegrenzten System, wenn das signalstromabhängige Rauschen dominiert.

$$\overline{i_{n,s}^2} = 2e \cdot S \cdot P_{Rx} \cdot M^2 \cdot F(M) \cdot B \quad (2.18)$$

Dabei steht $F(M)$ für das Überschussrauschen aufgrund von statistischen Schwankungen des Multiplikationsfaktors M .

2.2.2.2. Rauschen aufgrund von Umgebungslicht

Die empfangene Strahlungsleistung des Umgebungslichts P_{bg} stellt eine weitere Schrotrauschkomponente dar. Generierte Elektronen-Loch-Paare werden auch in der Lawinenzone der APD verstärkt [69].

¹Innerhalb dieses Unterabschnitts werden schnell veränderliche Ströme oder Wechselströme mit i und Gleichströme mit I bezeichnet.

$$\overline{i_{n,bg}^2} = 2e \cdot S \cdot P_{bg} \cdot M^2 \cdot F(M) \cdot B \quad (2.19)$$

2.2.2.3. Dunkelstrom der Lawinenphotodiode

Auch der Dunkelstrom ist ein Rauschstrom, der durch Schrotrauschen zustande kommt. Grund für die Namensgebung ist die statistische Generation von Elektronen-Loch-Paaren in einer Raumladungszone selbst bei völliger Dunkelheit und damit bei Abwesenheit eines Photostroms [64].

Der Dunkelstrom besteht aus einem Oberflächenanteil I_{ds}

$$\overline{i_{n,ds}^2} = 2e \cdot I_{ds} \cdot B \quad (2.20)$$

und einem Volumenanteil I_{dv} , welcher die Lawinenzone der APD durchläuft und dadurch zusätzlich verstärkt wird.

$$\overline{i_{n,dv}^2} = 2e \cdot I_{dv} \cdot M^2 \cdot F(M) \cdot B \quad (2.21)$$

2.2.2.4. Gesamter Rauschstrom in Zusammenhang mit der Lawinenphotodiode

Unter der Annahme, dass die einzelnen Rauscheinflüsse unkorreliert sind, können die quadratischen Mittel der einzelnen Rauschströme zum Gesamtrauschstrom der Lawinenphotodiode $i_{n,det}$ aufsummiert werden.

$$\overline{i_{n,det}^2} = \overline{i_{n,s}^2} + \overline{i_{n,bg}^2} + \overline{i_{n,ds}^2} + \overline{i_{n,dv}^2} \quad (2.22)$$

2.2.3. Rauscheinflüsse in Zusammenhang mit dem Verstärker

Zu den Rauscheinflüssen der Lawinenphotodiode kommen die Rauscheinflüsse der Verstärkerschaltung hinzu.

2.2.3.1. Thermisches Rauschen

Thermisches Rauschen, was auch als *Johnson-Rauschen* oder als *Widerstandsrauschen* bekannt ist, beschreibt das Wärmerauschen aufgrund der temperaturabhängigen statistischen Stöße von Elektronen mit Phononen in einem Widerstand [136].

$$\overline{i_{n,\text{th}}^2} = \frac{4k_{\text{B}} \cdot T \cdot B}{R_{\text{f}}} \quad (2.23)$$

Dabei ist

k_{B} die Boltzmann-Konstante mit $k_{\text{B}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$,

T die absolute Temperatur in K und

R_{f} der ohmsche Widerstandswert des betrachteten Widerstands, im Fall von Abb. 2.1 der Koppelwiderstand.

2.2.3.2. Eingangsstromrauschen

Das Schrotrauschen aufgrund des Eingangsstroms I_{b} in den Operationsverstärker ergibt sich zu

$$\overline{i_{n,i}^2} = 2e \cdot I_{\text{b}} \cdot B. \quad (2.24)$$

2.2.3.3. Eingangsspannungsrauschen

Da die Rauschdichte des Eingangsspannungsrauschens frequenzabhängig ist, wird sie üblicherweise mit fünf charakteristischen Regionen beschrieben, bevor die Gesamtkomponente durch Integration

über die Bandbreite bestimmt wird [52]. An dieser Stelle ist solch eine detaillierte Betrachtung nicht notwendig. Daher wird das quadratische Mittel des Eingangsspannungsrauschens lediglich in eine äquivalente Stromkomponente umgerechnet.

$$\overline{i_{n,e}^2} = \frac{\overline{u_{n,e}^2}}{R_f} \quad (2.25)$$

2.2.3.4. Gesamter Rauschstrom in Zusammenhang mit dem Verstärker

Unter der Annahme, dass die einzelnen Rauscheinflüsse unkorreliert sind, können die quadratischen Mittel der einzelnen Rauschströme zum Rauschstrom in Zusammenhang mit dem Verstärker $i_{n,amp}$ aufsummiert werden.

$$\overline{i_{n,amp}^2} = \overline{i_{n,th}^2} + \overline{i_{n,i}^2} + \overline{i_{n,e}^2} \quad (2.26)$$

2.2.4. Resultierender Rauschstrom

Analog zu den vorherigen Unterabschnitten kann der Gesamt-rauschstrom der Detektor-Verstärker-Kombination durch Addition der quadratischen Mittel berechnet werden.

$$\overline{i_n^2} = \overline{i_{n,det}^2} + \overline{i_{n,amp}^2} \quad (2.27)$$

$$= \overline{i_{n,s}^2} + \overline{i_{n,bg}^2} + \overline{i_{n,ds}^2} + \overline{i_{n,dv}^2} + \overline{i_{n,th}^2} + \overline{i_{n,i}^2} + \overline{i_{n,e}^2} \quad (2.28)$$

$$= \frac{4k_B \cdot T \cdot B}{R_f} + \overline{i_{n,e}^2} \quad (2.29)$$

$$+ 2e \cdot B \cdot \left(I_b + I_{ds} + M^2 F(M) \cdot \left(S \cdot P_{Rx} + S \cdot P_{bg} + I_{dv} \right) \right)$$

2.2.5. Signal-Rauschverhältnis

Das Signal-Rausch-Verhältnis kann nun durch Einsetzen der Gleichungen (2.3) und (2.27) in Gleichung (2.5) bestimmt werden.

$$\text{SNR} = \sqrt{\frac{S \cdot P_{\text{Rx}}^2}{2e \cdot B \cdot [F(M) \cdot P_{\text{Rx}} + N_{\text{el}}]}} \quad (2.30)$$

wobei zur Vereinfachung folgende Definition analog zu [69] eingeführt wurde

$$N_{\text{el}} = \frac{2k_{\text{B}}T}{e \cdot R_{\text{f}} \cdot S \cdot M^2} + \frac{I_{\text{b}} + I_{\text{ds}}}{S \cdot M^2} + F(M) \cdot \left(P_{\text{bg}} + \frac{I_{\text{dv}}}{S} \right) + \frac{\overline{i_{\text{n,e}}^2}}{2e \cdot B \cdot S} \quad (2.31)$$

N_{el} entspricht einer äquivalenten Rauschleistung, die mit der Rauschleistung sämtlicher Rauscheinflüsse, außer derjenigen des signalstromabhängigen Rauschens, identisch ist. Gl. (2.30) kann für zwei Grenzfälle vereinfacht werden, die im Folgenden aufgeführt sind.

2.2.5.1. Schrotrauschbegrenzttes Signal-Rausch-Verhältnis

Das bestmögliche Signal-Rausch-Verhältnis kann dann erreicht werden, wenn das signalstromabhängige Rauschen dominiert ($F(M) \cdot P_{\text{Rx}} \gg N_{\text{el}}$). In diesem Fall wird das Signal als schrotrauschbegrenzt bezeichnet [69] und Gl. (2.30) vereinfacht sich zu

$$\text{SNR} = \sqrt{\frac{S \cdot P_{\text{Rx}}}{2e \cdot B \cdot F(M)}} \propto \sqrt{P_{\text{Rx}}} \quad (2.32)$$

2.2.5.2. Elektronikrauschbegrenztes Signal-Rausch-Verhältnis

Der zweite Grenzfall wird bei sehr geringen Signalpegeln erreicht ($F(M) \cdot P_{\text{Rx}} \ll N_{\text{el}}$). In diesem Fall dominieren die Rauscheinflüsse der Verstärkerschaltung und das SNR ist proportional zur Empfangsleistung [69]

$$\text{SNR} = \sqrt{\frac{S \cdot P_{\text{Rx}}^2}{2e \cdot B \cdot N_{\text{el}}}} \propto P_{\text{Rx}}. \quad (2.33)$$

2.3. Optische 3D-Messverfahren

Es existieren viele verschiedene Möglichkeiten, um 3D-Messverfahren zu klassifizieren. In dieser Arbeit ist die in Abb. 2.2 dargestellte Aufteilung zweckmäßig. Optische 3D-Messverfahren können in aktive und passive Verfahren klassifiziert werden. Unabhängig davon können nahezu alle aus heutiger Sicht technisch relevanten Verfahren in zwei grundsätzliche Kategorien eingeteilt werden: Triangulation und Weglängenmessung. Alle triangulationsbasierte Sensoren haben eine Winkelmessung gemein, aus der über einfache geometrische Berechnungen die Messdistanz berechnet wird. Im Gegensatz dazu können Weglängen auch über die Laufzeit ausgesendeter Signale oder über Interferenzeffekte gemessen werden. Diese beiden Prinzipien werden im Folgenden näher untersucht.

2.3.1. Triangulation

Das Triangulationsprinzip besteht vor allem durch seine Einfachheit und kann sowohl passiv als auch aktiv durchgeführt werden. Der grundlegende, vereinfachte Aufbau eines aktiven Triangulationssensors ist in Abb. 2.3 dargestellt. Eine Lichtquelle beleuchtet ein Messobjekt, welches Licht in Richtung der Empfangseinheit streut und/oder reflektiert. Mit einer Sammellinse wird das empfangende

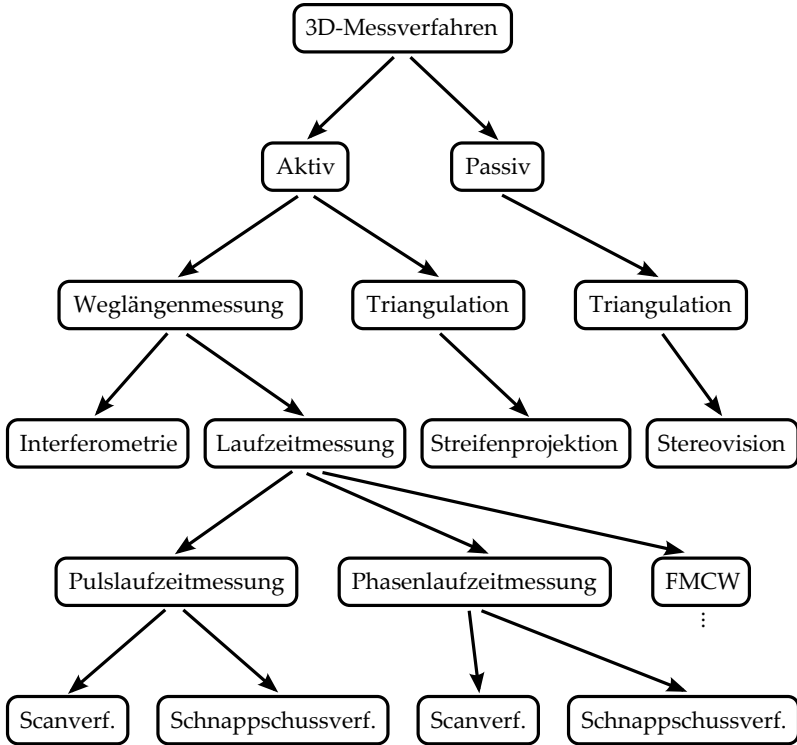


Abb. 2.2.: Übersicht über ausgewählte, weit verbreitete optische 3D-Messverfahren.

Licht auf ein *positionssensitives Detektorarray (PSD)* abgebildet. Über die winkelabhängige Verschiebung des Fokus auf dem Detektorarray Δy wird der Triangulationswinkel ϑ näherungsweise gemäß

$$\tan \vartheta = \frac{\Delta y}{f_{\text{eff}}} \quad (2.34)$$

2. Grundlagen

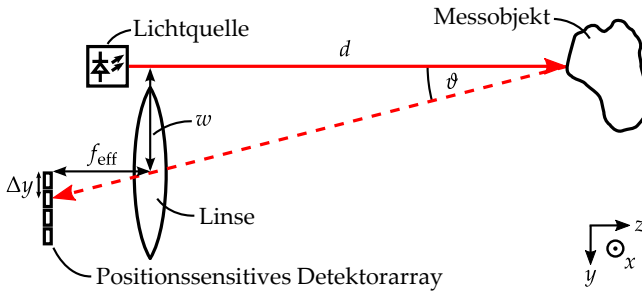


Abb. 2.3.: Grundlegender, vereinfachter Aufbau eines aktiven Triangulationsensors.

bestimmt, wobei f_{eff} der effektiven Brennweite der Abbildungslinse entspricht. Die Messdistanz d wird anschließend über den Zusammenhang

$$d = \frac{w}{\tan \vartheta} = \frac{w \cdot f_{\text{eff}}}{\Delta y} \quad (2.35)$$

mit der Basisweite w bestimmt. Bei konstant angenommener Winkelauflösung δ_ϑ lässt sich aus Gleichung (2.35) ableiten, dass eine Methode zur Verbesserung der Messgenauigkeit die Vergrößerung der Basisweite w ist. Wird die Basisweite vergrößert, so vergrößert sich auch der Winkel ϑ und damit die maximale Messdistanz. Dieser Zusammenhang ist nach der Kleinwinkelnäherung des Tangens jedoch nur bis etwa $\vartheta = 10^\circ$ mit einer Abweichung von maximal 1% linear. Eine Vergrößerung der Basisweite w geht zusätzlich immer mit der ungewünschten Vergrößerung des erforderlichen Bauraums einher.

Eine zweite Möglichkeit zur Verbesserung der Messauflösung ist die Minimierung der Winkelauflösung δ_ϑ . Diese ist jedoch aufgrund

von Beugung durch das Auflösungsvermögen der Abbildungslinse begrenzt. Das Auflösungsvermögen einer Linse δ_y ist gegeben durch

$$\delta_y \approx \frac{0,61 \cdot \lambda}{A_N}, \quad (2.36)$$

wobei λ für die Wellenlänge des verwendeten Lichts und A_N für die *numerische Apertur* steht. Eine Vergrößerung der numerischen Apertur würde also eine genauere Distanzmessung zur Folge haben. Der Zusammenhang zwischen der *effektiven Blendenzahl* k_{eff} und der numerischen Apertur ist über den Zusammenhang

$$k_{\text{eff}} = \frac{1}{2 \cdot A_N} \quad (2.37)$$

gegeben [19]. Eine Minimierung der effektiven Blendenzahl entspricht somit einer Optimierung der Distanzgenauigkeit. Mit dem nutzbaren Linsendurchmesser D , dem Abstand zwischen Linse und Bildebene d_i und der Vergrößerung der Abbildungslinse $m = -d_i/d$ ist die effektive Blendenzahl wie folgt definiert.

$$k_{\text{eff}} = \frac{f_{\text{eff}}}{D} \cdot (1 - m) \quad (2.38)$$

Aus der Linsengleichung einer sphärischen Linse in Luft ($n_{\text{Lu}} \approx 1$)

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \cdot \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n - 1) \cdot d_L}{n \cdot R_1 \cdot R_2} \right] \quad (2.39)$$

wird deutlich, dass die Beträge der Krümmungsradien der Linse R_1, R_2 reduziert werden müssen, um die Brennweite f zu reduzieren. Dabei steht n für den Brechungsindex des Materials der Linse und d_L für die zentrale Linsendicke. Bei gegebenem Linsendurchmesser D kann der Krümmungsradius jedoch nicht unterhalb des Wertes der Kugellinse $|R_i| = D/2, i = 1, 2$ liegen. Damit ist die

kleinste theoretisch realisierbare Blendenzahl $k = 0,5$. Das Auflösungsvermögen der Abbildungslinse stellt somit eine fundamentale Begrenzung der Distanzgenauigkeit triangulationsbasierter Distanzsensoren dar.

Es gibt im Wesentlichen drei grundsätzliche Begrenzungen für die Messgenauigkeit von triangulationsbasierten Sensoren [119]:

1. Die Basislänge w begrenzt den Messwinkel ϑ .
2. Das Auflösungsvermögen δ_y der verwendeten Optik begrenzt die Winkelgenauigkeit δ_ϑ .
3. Ab einem bestimmten maximalen Winkel ϑ_{\max} liegen Teile des Objekts in Schattenbereichen und werden unmessbar.

Es existieren viele unterschiedliche Ausprägungen triangulationsbasierter Messverfahren, bspw. Konfokaltechnik, Trilateration, Stereovision, Lichtschnittverfahren, Streifenprojektion etc. Im Folgenden werden exemplarisch zwei Verfahren, die eine dreidimensionale räumliche Vermessung ermöglichen, erläutert.

2.3.1.1. Stereovision

Die passive triangulationsbasierte Methode der sogenannten *Stereovision* ist eine der einfachsten Distanzmessmethoden überhaupt. Deshalb ist sie sehr häufig in der Natur, z.B. beim Menschen, zu finden. Der grundsätzliche Aufbau eines 3D-Sensors auf Basis von Stereovision ist in Abb. 2.4 schematisch dargestellt. Er besteht aus mindestens zwei nebeneinander angeordneten Kameras, die das Messobjekt jeweils aus einem anderen Blickwinkel aufnehmen. Die unterschiedlichen Blickwinkel verursachen eine distanzabhängige Verschiebung der beiden Bilder zueinander. Zusätzlich werden auch Teilbereiche der Bilder in Abhängigkeit der Form des Objekts zueinander verschoben.

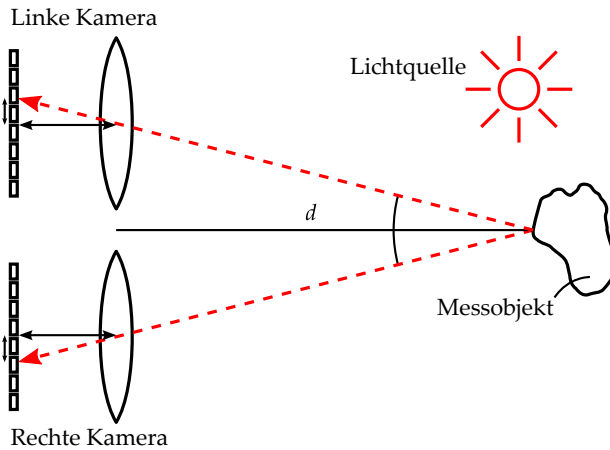


Abb. 2.4.: Prinzipieller Aufbau eines 3D-Sensors auf Basis von Stereovision, bestehend aus zwei nebeneinander angeordneten Kameras. Die Messdistanz wird über die Verschiebung korrespondierender Bildpunkte berechnet.

Stereovision ist aufgrund ihrer Einfachheit besonders kostengünstig realisierbar. Ein Problem stellt jedoch das sogenannte *Korrespondenzproblem* dar [92]. Besonders bei kontrastarmen Messobjekten ist das Finden korrespondierender Bildpunkte schwierig. Da die Umgebungsbeleuchtung in der Regel nicht homogen ist, wirken sich Schattenwürfe unterschiedlich auf die beiden Bilder aus. Dadurch wird das Korrespondenzproblem weiter verschärft. Eine Lösung für das Korrespondenzproblem ist der Einsatz einer Lichtquelle im Signalpfad. Eines dieser aktiven Verfahren ist die sogenannte *Streifenprojektion*, die im nächsten Abschnitt erläutert wird.

2.3.1.2. Streifenprojektion

Als Streifenprojektion wird ein aktives triangulationsbasiertes Messverfahren zur Erfassung dreidimensionaler Objekte bezeichnet. Dabei wird ein Streifenmuster auf das Messobjekt projiziert. Dieses

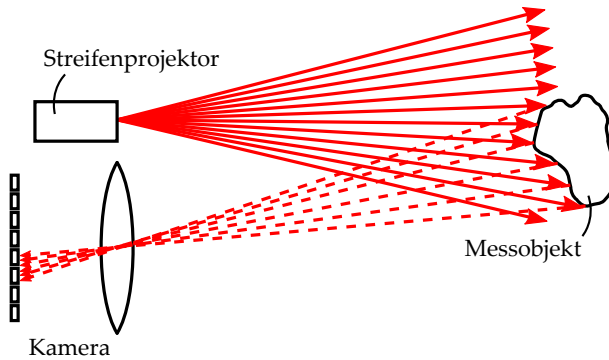


Abb. 2.5.: Prinzipieller Aufbau eines Streifenprojektionssensors.

wird vom Messobjekt gestreut und/oder reflektiert und von mindestens einer Kamera aufgenommen. Hauptsächlich wird die Streifenprojektion zur Formvermessung von Objekten und nicht zur Distanzmessung eingesetzt. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 2.5 illustriert.

2.3.2. Weglängenmessung

Im Gegensatz zur Triangulation findet bei der Weglängenmessung keine Winkelmessung statt. In der Regel wird eine möglichst koaxiale Anordnung der optischen Achsen von Sender und Empfänger angestrebt. In Abschnitt 2.3.2.1 werden zunächst drei Laufzeitmessverfahren zur Ermittlung der Messdistanz in einem einzigen Messpunkt diskutiert. Anschließend werden in Abschnitt 2.3.2.2 zwei Verfahren zur Erweiterung der in Abschnitt 2.3.2.1 besprochenen Laufzeitmessverfahren vorgestellt. Dies ermöglicht die 3D-Vermessung von Objekten.

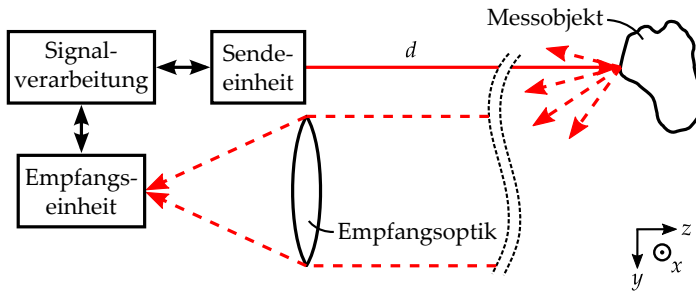


Abb. 2.6.: Grundlegender Aufbau eines Weglängen messenden Distanzsensors.

2.3.2.1. Verfahren zur Ermittlung der Distanz über Laufzeitmessung

Die für diese Arbeit relevanten Verfahren im Bereich der Weglängenmessung basieren auf der Laufzeitmessung. Daher wird in diesem Zusammenhang auf eine Betrachtung der interferometrischen Verfahren verzichtet. Mithilfe der Laufzeitmessung eines Signals kann der zurückgelegte Weg bei bekannter Ausbreitungsgeschwindigkeit bestimmt werden. Im Zusammenhang dieser Arbeit wird ausschließlich die Lichtlaufzeitmessung betrachtet. Im Fall von Luft als Ausbreitungsmedium ist die Lichtgeschwindigkeit $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s. Wird die Umlaufzeit τ gemessen, so kann aus folgendem Zusammenhang die Messdistanz berechnet werden.

$$d = \frac{c \cdot \tau}{2} \quad (2.40)$$

Der allen Systemen in diesem Bereich zugrundeliegende Aufbau ist in Abb. 2.6 dargestellt. Ein derartiges System besteht aus einer Sendeeinheit, einer Empfangsoptik, einer Empfangseinheit sowie einer Signalverarbeitungseinheit.

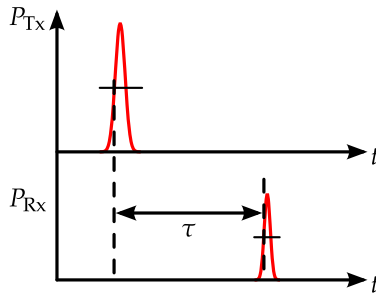


Abb. 2.7.: Zeitlicher Verlauf einer Pulslaufzeitmessung. Der gestreute und/oder reflektierte gesendete Puls wird nach der Pulslaufzeit τ in abgeschwächter Form vom Empfänger registriert.

Im Folgenden werden die Verfahren Pulslaufzeitmessung, Phasenlaufzeitmessung und FMCW vorgestellt.

2.3.2.1.1. Pulslaufzeitmessung Das Prinzip der Pulslaufzeitmessung basiert auf der direkten Zeitmessung. Daher wird dieses Verfahren oft auch als direkte Laufzeitmessung (engl. *direct Time-of-Flight, ToF*) bezeichnet. Für eine Einzelpunktmessung wird im einfachsten Fall lediglich ein einziger Puls vom Sender transmittiert. Dieser Puls wird von einem Messobjekt im Abstand d zurückgestreut und/oder reflektiert und vom Empfänger in abgeschwächter Form registriert. Dabei entspricht die gemessene Zeitdifferenz zwischen Sendepuls und Empfangspuls der Umlaufzeit τ . Die gesuchte Messdistanz kann abschließend gemäß Gl. (2.40) berechnet werden. Der zeitliche Verlauf des Messvorgangs ist in Abb. 2.7 dargestellt. Um trotz der unterschiedlichen Spitzenleistungen der beiden Pulse immer relativ zum Pulsmaximum gleiche Schwellwerte für die genaue Zeitmessung garantieren zu können, wird ein sogenannter *Constant Fraction Discriminator (CFD)* eingesetzt.

Messungenauigkeit der Pulslaufzeitmessung Die Messungenauigkeit der Pulslaufzeitmessung hängt direkt mit der Genauigkeit der Messung der Pulslaufzeit zusammen. Diese Zeitmessung kann umso genauer durchgeführt werden, je größer die Flankensteilheit des ausgesendeten und empfangenen Pulses zum Zeitpunkt der Messung ist. Koskinen et al. hat den Zusammenhang

$$\sigma_{\text{tof}} = \frac{c \cdot T_r}{2 \cdot \text{SNR} \cdot \sqrt{n_{\text{tof}}}} \quad (2.41)$$

in [69] hergeleitet. Dabei steht T_r für die Anstiegszeit des Pulses. Eine kurze Anstiegszeit T_r kann nur mit einer hohen Bandbreite² $B_{\text{tof}} \propto 1/T_r$ erreicht werden. Dies ist ein wesentlicher Begrenzungsfaktor für die erreichbare Messgenauigkeit. Weiterhin steht n_{tof} für die Anzahl der Pulse bzw. Einzelpunktmessungen innerhalb einer Pixelmesszeit T_{Px} . Mit der Pulswiederholrate (englisch *pulse repetition rate*) f_{pr} gilt der Zusammenhang $n_{\text{tof}} = f_{\text{pr}} \cdot T_{\text{Px}}$.

Um die anderen Einflussparameter auf die Messungenauigkeit ermitteln zu können, setzen wir Gl. (2.32) bzw. Gl. (2.33) in Gl. (2.41) ein. Im Fall eines schrotrauschbegrenzten Signal-Rausch-Verhältnisses erhält man

$$\sigma_{\text{tof}} = c \cdot A_{\text{tof}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot F(M)}{S \cdot B_{\text{tof}} \cdot P_{\text{Rx}} \cdot f_{\text{pr}} \cdot T_{\text{Px}}}} \propto \frac{1}{\sqrt{P_{\text{Rx}}}}, \quad (2.42)$$

wobei $A_{\text{tof}} = 0,175$ eine Konstante ist. Ist das Signal-Rausch-Verhältnis durch das Rauschen der Elektronik begrenzt, so ergibt sich für die Messungenauigkeit folgender Ausdruck.

$$\hat{\sigma}_{\text{tof}} = \frac{c \cdot A_{\text{tof}}}{P_{\text{Rx}}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot N_{\text{el}}}{S \cdot B_{\text{tof}} \cdot f_{\text{pr}} \cdot T_{\text{Px}}}} \propto \frac{1}{P_{\text{Rx}}} \quad (2.43)$$

²Für eine Definition der Anstiegszeit von 10...90% gilt der Zusammenhang $B_{\text{tof}} \approx 0,35/T_r$.

Der entscheidende Unterschied zwischen Gl. (2.42) und (2.43) ist die unterschiedliche Abhängigkeit von der Empfangsleistung P_{Rx} . Diese Zusammenhänge werden noch in Abschnitt 4.7 benötigt.

Die Verbesserung der Varianz einer Messgröße σ^2 durch Mittelung von N stochastisch unabhängigen Messungen gehorcht nach [100] dem Zusammenhang

$$\sigma_N^2 = \frac{\sigma^2}{N}. \quad (2.44)$$

Damit verbessert sich die Standardabweichung σ gemäß

$$\sigma_N = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad (2.45)$$

um den Faktor \sqrt{N} .

Aus diesen Überlegungen und aus der Tatsache, dass die Messungengenauigkeit des Pulslaufzeitverfahrens zwischen den beiden Grenzfällen σ_{tof} und $\hat{\sigma}_{\text{tof}}$ liegt, lässt sich schlussfolgern, dass es in den meisten Fällen effektiver ist, die Signalleistung zu erhöhen, als über mehrere Messungen zu mitteln. Es gibt mehrere Möglichkeiten die Signalleistung zu erhöhen. Die Erhöhung der Sendeleistung P_{Tx} ist nur eine davon. Nach Gl. (2.2) besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Empfangsapertur A_{Rx} und Empfangsleistung $P_{\text{Rx}} \propto A_{\text{Rx}}$. Darum ist das Vergrößern der Empfangsapertur eine andere effektive Methode zum Reduzieren der Messungengenauigkeit. Dies gilt auch für das Phasenlaufzeitverfahren, das im nächsten Abschnitt diskutiert wird.

2.3.2.1.2. Phasenlaufzeitmessung Im Gegensatz zur Pulslaufzeitmessung wird bei der Phasenlaufzeitmessung eine indirekte Messung der Lichtlaufzeit über eine Phasenmessung durchgeführt. Daher wird dieses Verfahren oft auch als indirekte Time-of-Flight

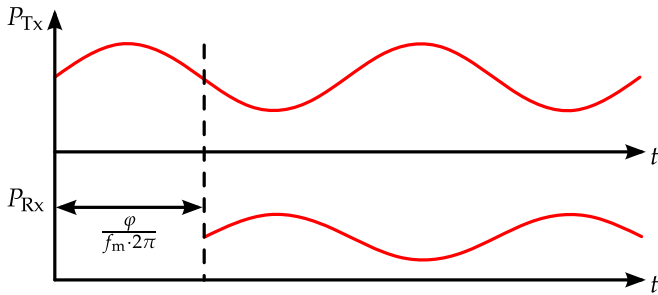


Abb. 2.8.: Zeitlicher Verlauf einer Phasenlaufzeitmessung. Die Phasenverzögerung φ zwischen gesendetem und empfangendem Signal entspricht der Umlaufzeit $\tau = \varphi / (f_m \cdot 2\pi)$.

Methode bezeichnet. Dabei kommt eine, in der Regel sinusförmige, Amplitudenmodulation der ausgesendeten optischen Leistung P_{Tx} mit der Modulationsfrequenz f_m zum Einsatz. Die Phase φ zwischen ausgesendetem und empfangenem Signal entspricht der Umlaufzeit τ über den Zusammenhang

$$\tau = \frac{\varphi}{f_m \cdot 2\pi} \cdot \quad (2.46)$$

Der zeitliche Verlauf dieser Phasenmessung ist in Abb. 2.8 schematisch dargestellt. Aufgrund der Periodizität des Signals im Zeitbereich gilt Gl. 2.46 nur innerhalb eines Eindeutigkeitsbereiches L_E bzw. einer Schwingungsperiode 2π . Aus diesem Grund muss der Eindeutigkeitsbereich zur Berechnung der absoluten Messdistanz d bekannt sein.

$$d = \frac{c}{2 \cdot f_m} \cdot \left(\frac{\varphi}{2\pi} + n_E \right), \quad n_E = 0, 1, 2, \dots \quad (2.47)$$

Es gibt verschiedene Methoden, um den Index des Eindeutigkeitsbereiches n_E zu bestimmen. Eine Möglichkeit ist die Verwendung zwei verschiedener Modulationsfrequenzen und damit die Mes-

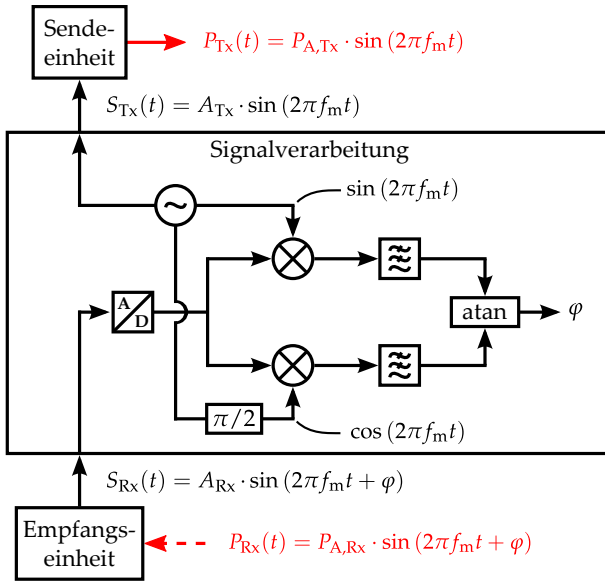


Abb. 2.9.: Blockschaltbild eines Quadraturdemodulators.

sung von zwei unterschiedlichen Phasenwerten [74]. Dies bedeutet jedoch nicht, dass zwingend zwei getrennte Module zur Phasenmessung benötigt werden [99]. Durch die Verwendung zweier Modulationsfrequenzen wird der vergrößerte, effektive Eindeutigkeitsbereich

$$L_{E,\text{eff}} = \frac{L_{E,1} \cdot L_{E,2}}{|L_{E,1} - L_{E,2}|} \quad (2.48)$$

definiert.

Quadraturdemodulation Eine Möglichkeit die Phase aus dem gemessenen Signal zu berechnen ist die sogenannte *Quadraturdemodulation*. Das Funktionsprinzip eines Quadraturdemodulators ist in Abb. 2.9 als Blockschaltbild dargestellt. Ausgehend von einem idea-

len Sendesignal

$$S_{Tx}(t) = A_{Tx} \cdot \sin(2\pi f_m t) , \quad (2.49)$$

weist das Empfangssignal $S_{Rx}(t)$ im Idealfall lediglich eine Phasenverzögerung φ und eine Reduktion der Amplitude auf.

$$S_{Rx}(t) = A_{Rx} \cdot \sin(2\pi f_m t + \varphi) \quad (2.50)$$

Um die Phasenverzögerung zu ermitteln, wird das Empfangssignal nun mit der *Inphasenkomponente* $\cos(2\pi f_m t)$ sowie der *Quadraturkomponente* $\sin(2\pi f_m t)$ multipliziert bzw. gemischt, siehe Abb. 2.9. Unter Verwendung der Additionstheoreme $\cos(x \pm y) = \cos x \cdot \cos y \mp \sin x \cdot \sin y$ und $\sin(x \pm y) = \sin x \cdot \cos y \pm \cos x \cdot \sin y$ erhält man die Gleichungen

$$\sin(2\pi f_m t + \varphi) \cdot \sin(2\pi f_m t) = \frac{1}{2} \cdot (\cos \varphi - \cos(4\pi f_m t + \varphi)) \quad (2.51)$$

und

$$\sin(2\pi f_m t + \varphi) \cdot \cos(2\pi f_m t) = \frac{1}{2} \cdot (\sin \varphi - \sin(4\pi f_m t + \varphi)) , \quad (2.52)$$

die jeweils einen Term mit der Differenz und einen mit der Summe der Modulationsfrequenz enthalten. Da die Phaseninformation unter anderem auch im Gleichanteil enthalten ist, ist es zweckmäßig die hochfrequenten Terme über Tiefpassfilter herauszufiltern, siehe Abb. 2.9. Abschließend wird der Quotient der beiden Signalkomponenten gebildet und über den arctan die Phase φ berechnet.

$$\arctan\left(\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi}\right) = \varphi \quad (2.53)$$

Dabei müssen die Vorzeichen der beiden Signalkomponenten gesondert ermittelt werden, da diese bei der Quotientenbildung entfallen können.

Messungsgenauigkeit der Phasenlaufzeitmessung Die Messungsgenauigkeit der Phasenlaufzeitmessung hängt von der Phasenauflösung δ_φ ab. Typische Quadraturdemodulatoren erreichen Werte von $\delta_\varphi \approx 3$ mrad. Dies entspricht etwa 0,5‰ des Eindeutigkeitsbereichs. Bei einer Modulationsfrequenz von $f_m = 100$ MHz ergibt sich somit ein Eindeutigkeitsbereich von

$$d_E = \frac{c}{2 \cdot f_m} = 1,5 \text{ m.}$$

Unter idealen Bedingungen ließe sich damit eine Distanzauflösung von $\delta_d \approx 0,75$ mm erreichen. Dieser Wert wird jedoch in der Realität aufgrund von Rauschen und systematischen Messfehlern nicht erreicht. Bei konstanter Phasenauflösung kann die Messungsgenauigkeit durch Reduzieren des Eindeutigkeitsbereichs $d_E \propto 1/f_m$ bzw. Erhöhen der Modulationsfrequenz f_m verringert werden. Analog zur Messungsgenauigkeit des Pulslaufzeitverfahrens ergibt sich die Messungsgenauigkeit der Phasenlaufzeit nach [69] zu

$$\sigma_{cw} = \frac{c}{4\pi \cdot f_m \cdot \text{SNR} \cdot \sqrt{n_{cw}}} \cdot \quad (2.54)$$

Die Anzahl der unabhängigen Phasenmessungen innerhalb der Pixeldauer ist $n_{cw} = B_{cw} \cdot T_{Px}$, wobei B_{cw} die Bandbreite des Empfängers ist. Die Modulationsfrequenz f_m kann unabhängig von der Bandbreite des Empfängers B_{cw} gewählt werden. Durch das oben beschriebene Heruntermischen der Phaseninformation ins Basisband kann die Empfängerbandbreite nach der Mischung deutlich geringer als die Modulationsfrequenz sein. Sie muss lediglich das

Shannon-Nyquist-Theorem erfüllen, d.h. sie muss mindestens doppelt so hoch wie die höchste Frequenz einer Phasenänderung, die registriert werden soll, sein.

Analog zur Betrachtung des Pulslaufzeitverfahrens setzen wir nun Gl. (2.32) bzw. Gl. (2.33) in Gl. (2.54) ein. Damit ist die Messungsgenauigkeit im Fall eines schrotrauschbegrenzten Signal-Rausch-Verhältnisses

$$\sigma_{\text{cw}} = \frac{c \cdot A_{\text{cw}}}{f_m} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot F(M)}{S \cdot P_{\text{Rx}} \cdot T_{\text{Px}}}} \propto \frac{1}{\sqrt{P_{\text{Rx}}}}. \quad (2.55)$$

Die Konstante A_{cw} hat nach [69] den Wert $A_{\text{cw}} = 0,08$. Ist das Signal-Rausch-Verhältnis vom Rauschen der Elektronik begrenzt, so erhält man den Zusammenhang

$$\hat{\sigma}_{\text{cw}} = \frac{c \cdot A_{\text{cw}}}{f_m \cdot P_{\text{Rx}}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot N_{\text{el}}}{S \cdot T_{\text{Px}}}} \propto \frac{1}{P_{\text{Rx}}}. \quad (2.56)$$

Das Bemerkenswerte an Gl. (2.55) und (2.56) ist, dass die Messungsgenauigkeit unabhängig von der Empfängerbandbreite B_{cw} ist. Dies kann ausgenutzt werden, um ein kostengünstiges und trotzdem leistungsfähiges System zu realisieren.

2.3.2.1.3. FMCW Der Name des FMCW-Verfahrens kommt von vom englischen *Frequency Modulated Continuous Wave*. Da der Begriff ursprünglich aus der RADAR-Technik stammt, wird das Verfahren deshalb im Deutschen auch alternativ *Frequenzmoduliertes Dauerstrich-Laser-RADAR* genannt. Beim FMCW-Verfahren wird die optische Frequenz einer Laserdiode $f_{\text{Tx}}(t)$ periodisch im Bereich Δf und mit einer Periode T_m verändert. Häufig wird dabei eine Sägezahnfunktion gewählt. Das von einem Messobjekt gestreute und/oder reflektierte Signal kommt zeitverzögert $f_{\text{Rx}}(t) = f_{\text{Tx}}(t -$

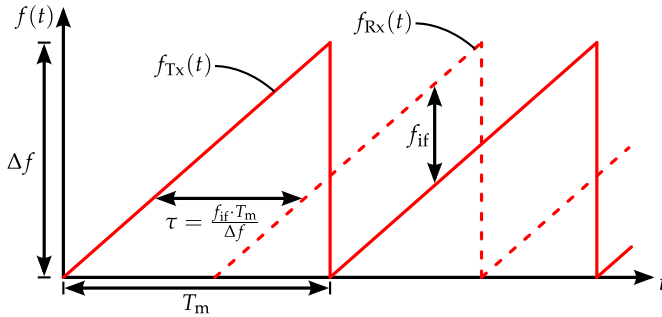


Abb. 2.10.: Zeitlicher Verlauf des FMCW-Verfahrens.

τ) am Empfänger an und wird vor der Detektion kohärent mit dem gesendeten Signal überlagert. Da optische Detektoren das Betragsquadrat der elektrischen Feldamplitude bilden, findet bei der Detektion eine Frequenzmischung statt. Die Summenfrequenz liegt weit oberhalb der Bandbreite verfügbarer Detektoren, so dass die detektierte Frequenz der Differenzfrequenz oder Zwischenfrequenz (englisch *intermediate frequency*) $f_{if} = f_{Rx} - f_{Tx}$ entspricht. Diese Zwischenfrequenz f_{if} hängt über den Zusammenhang

$$f_{if} = \frac{\Delta f \cdot \tau}{T_m} \quad (2.57)$$

von der Lichtlaufzeit τ ab [15]. Durch einsetzen von Gl. (2.40) lässt sich somit die Messdistanz

$$d = \frac{c \cdot f_{if} \cdot T_m}{2\Delta f} \quad (2.58)$$

bestimmen. Der zeitliche Verlauf des Verfahrens ist in Abb. 2.10 dargestellt.

Messungsgenauigkeit des FMCW-Verfahrens Die Messungsgenauigkeit des FMCW-Verfahrens kann frei über die Steilheit der Fre-

quenzrampe $\Delta f/T_m$ gewählt werden. Dadurch ist es möglich sub-Picosekunden genaue Zeitmessungen durchzuführen [15]. Entsprechend sind sub-Millimeter Distanzgenauigkeiten realisierbar. Limitierend wirkt unter anderem das Phasenrauschen des verwendeten Lasers [14].

2.3.2.2. Verfahren zur Erfassung der räumlichen Struktur

Alle bisher diskutierten Laufzeitmessverfahren sind darauf ausgelegt nur Distanzen in einem Punkt zu messen, können jedoch um bis zu zwei räumliche Dimensionen zu 3D-Messverfahren erweitert werden. Jedes dieser Verfahren kann als Scan- oder Schnappschussverfahren umgesetzt werden. Die grundsätzlichen Unterschiede dieser beiden Verfahren sollen in diesem Abschnitt kurz erläutert werden.

2.3.2.2.1. Scanverfahren Grundprinzip eines jeden Scanners ist eine Strahlableitung des Sende- und Empfangsstrahls und damit die sequentielle Vermessung des Sichtfelds, d.h. alle Bildpunkte werden nacheinander vermessen. Ein beispielhaftes Scanmuster ist in Abb. 2.11 illustriert. Eine Übersicht über verschiedene Strahlableitungsprinzipien wird in Abschnitt 2.4 gegeben.

2.3.2.2.2. Schnappschussverfahren Die parallele Aufnahme aller Bildpunkte innerhalb des Sichtfelds, die in dieser Arbeit als *Schnappschussverfahren* bezeichnet wird, ist das Gegenstück zum Scanverfahren. Dies ist in Abb. 2.12 Sowohl das Scan- als auch das Schnappschussverfahren hat Vor- und Nachteile. Beide werden in Abschnitt 4.7 genauer miteinander verglichen.

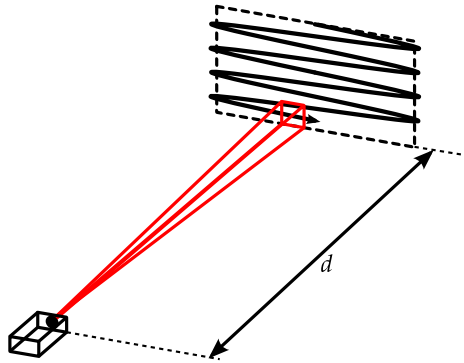


Abb. 2.11.: Beispielhaftes zeilenförmiges Scanmuster innerhalb des Sichtfelds eines Scanners.

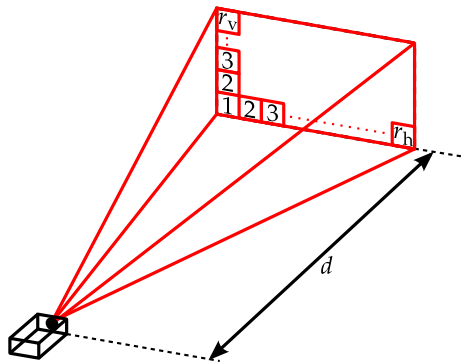


Abb. 2.12.: Illustration der parallelen Aufnahme des gesamten Bildfelds nach dem Schnapsschussverfahren.

2.4. Übersicht Strahlablenkungsprinzipien

Es gibt zahlreiche Möglichkeiten die Strahlablenkung eines Scanners zu realisieren. In diesem Abschnitt soll ein Ausschnitt dieser Strahlablenkungsprinzipien diskutiert werden. Eine tiefergehende Betrachtung der zugrundeliegenden mechanischen Probleme, die hierbei auftreten, geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Daher wird in diesem Abschnitt nur kurz auf folgende Arten der Strahlablenkung eingegangen:

- Unidirektionale Rotation
- Bidirektionale Rotation
- Translation
- Elektronische Nachführung

Zur räumlichen Vermessung werden zwei Scanachsen benötigt. Ein konkretes Systemkonzept kann daher grundsätzlich aus einer beliebigen Kombination zweier o.g. Strahlablenkungsprinzipien bestehen. Daraus wird die Vielfalt an denkbaren Systemkonzepten ersichtlich.

2.4.1. Unidirektionale Rotation

Der zentrale Vorteil eines Scanners auf Basis unidirektional rotierender Spiegel ist die Verknüpfung einer großen Empfangsapertur, eines großen Winkelbereichs (bis zu 360°) und einer hohen Scangeschwindigkeit. Im industriellen Umfeld sind daher 2D-Scanner mit rotierenden Polygonspiegeln sehr weit verbreitet. Ein Alleinstellungsmerkmal unter den mechanischen Strahlablenkungsverfahren ist zusätzlich das Entfallen von zeit- und energieintensiven Richtungswechseln der Bewegung. Die technischen Probleme von Scannern mit rotierenden Spiegeln sind nachfolgend aufgelistet:

- Mit steigender Rotationsgeschwindigkeit steigen bei gleichbleibenden Anforderungen an die Positionsgenauigkeit die Anforderungen an die Stabilität der Rotationsgeschwindigkeit.
- Zur Schwingungsdämpfung und zum Schutz vor mechanischen Stößen sind Lager notwendig. Die kostengünstigste Variante stellt dabei das Kugellager dar, welches jedoch verschleißbehaftet ist. Dadurch haben die Lager nur eine begrenzte Lebensdauer. Die besten Lager nach dem aktuellen Stand der Technik sind Luftlager und Magnetlager, die jedoch deutlich aufwändiger und kostenintensiver sind [75].
- Durch die Bauraumanforderungen des Rotationsspiegels ist es schwierig, diese einachsige Strahlableitung platzsparend mit einer zweiten Scanachse zu einem 3D-Laserscanner zu erweitern. Eine Kombination eines Rotations- und eines Kippspiegels zur einem 3D-Scanner wurde bspw. von der Firma *SICK* patentiert [95].

2.4.2. Bidirektionale Rotation bzw. Schwingung

Hauptunterschied zur unidirektionalen Rotation ist das Vorhandensein von Richtungswechseln bei der bidirektionalen Rotation. Aus diesem Grund ist auch der Begriff „Schwingspiegel“ gebräuchlich. Bekanntestes Beispiel hierfür sind die konventionellen *Galvanometerspiegel*; mittlerweile haben aber auch scannende Mikrospiegel eine große Verbreitung erreicht. Bei allen Schwingspiegeln tritt aufgrund der Elastizität des Trägermaterials eine dynamische Deformation δ_{dyn} auf, die eine Begrenzung des maximalen Durchmessers eines Schwingspiegels D_{Sp} bzw. der maximalen Scanfrequenz f_{scan}

darstellt. Im Fall einer sinusförmigen Schwingung hängt diese dynamische Deformation nach [27] gemäß

$$\delta_{\text{dyn}} \propto \frac{D_{\text{Sp}}^5 \cdot \ddot{a}}{h_{\text{Sp}}^2} \propto \frac{D_{\text{Sp}}^5 \cdot \alpha_{\text{scan}} \cdot f_{\text{scan}}^2}{h_{\text{Sp}}^2} \quad (2.59)$$

mit dem Spiegeldurchmesser D_{Sp} , der Spiegeldicke h_{Sp} , dem Scanbereich α_{scan} und der Scanfrequenz f_{scan} zusammen. Diese Gleichung zeigt deutlich, dass das Erhöhen der Spiegeldicke zur Kompensation einer Vergrößerung des Spiegeldurchmessers nicht skaliert. Daher können Galvanometerspiegel mit größeren Spiegeldurchmessern aufgrund ihrer Komplexität nur Nischenbereiche abdecken.

Ein naheliegender Ansatz zur Vergrößerung der erreichbaren Empfangsapertur mithilfe der mechanisch deutlich robusteren scannenden Mikrospiegel ist deren Anordnung in einem Array [111]. Dieser Ansatz wird in Abschnitt 4.8 mit alternativen Ansätzen verglichen.

2.4.3. Translation

Translatorisch bewegliche Scanner, die in der Literatur auch unter dem Begriff *Agile Beam Steering* (englisch *Agile Strahlablenkung*) bekannt sind, haben bislang keine große Bekanntheit im Bereich der 3D-Messtechnik erlangt. Größeres Interesse an der translatorisch mechanischen Strahlablenkung wurde erst Anfang der Neunziger Jahre des letzten Jahrhunderts geweckt [60], als die ersten hochqualitativen Mikrolinsenarrays hergestellt werden konnten. Der zugrundeliegende Ansatz ist es, Mikrolinsenarrays in einem 4f-Aufbau einzusetzen, um eine große Winkelablenkung einer großen Apertur mit möglichst kleiner Translation zu erreichen [51, 47]. Für den Fall einer einachsigen Strahlablenkung können sogenannte *Lentikularlinsenar-*

rays eingesetzt werden. Das Grundprinzip sowie eine mögliche Umsetzung mit herstellbaren Mikrolinsenarrays ist in Abb. 2.13 gezeigt und erläutert. Der Zusammenhang zwischen lateraler Verschiebung s und Ablenkwinkel β ist durch folgende Gleichung gegeben

$$s = f_{\text{ml}} \cdot \tan(\beta) . \quad (2.60)$$

Wird die laterale Verschiebung größer als der halbe Mikrolinsendurchmesser D_{ml} , so überschreitet der Zwischenfokus den Rand der Feldlinse und kann somit nicht mehr im Mikrolinsenkanal verbleiben. Daher berechnet sich der maximale Ablenkwinkel β_{max} dieses Strahlableitungsprinzips mit $k_{\text{min}} = f_{\text{ml}}/D_{\text{ml}} \approx 1$ zu

$$\beta_{\text{max}} = \arctan\left(\frac{D_{\text{ml}}}{2 \cdot f_{\text{ml}}}\right) \approx 26,5^\circ . \quad (2.61)$$

Aufgrund der notwendigen Richtungswechsel der Bewegung sind zwar nicht so hohe Scanfrequenzen wie bei der unidirektionalen Rotation möglich; jedoch kann dieses Strahlableitungsprinzip bspw. in der langsamen Scanachse eines 3D-Scanners integriert werden. Dazu kann das Translationsprinzip für die Strahlableitung der schnellen Scanachse mit einem der anderen Strahlableitungsprinzipien kombiniert werden. Durch den Einsatz von Transmissionsoptiken und durch den Bewegungsbereich kann das Translationsprinzip sehr platzsparend umgesetzt werden. Mit Tauchspulenantrieben stehen günstige translatorische Antriebskonzepte zur Verfügung.

2.4.4. Elektronische Nachführung

Das Prinzip der *elektronischen Nachführung* ist in Abb. 4.4 skizziert. Es wurde im Jahr 2003 von der Firma *Denso* patentiert [36], allerdings ist dieses Patent nicht mehr aktiv, so dass es frei zur allgemeinen Nutzung ist. Es handelt sich hierbei um eine Methode,

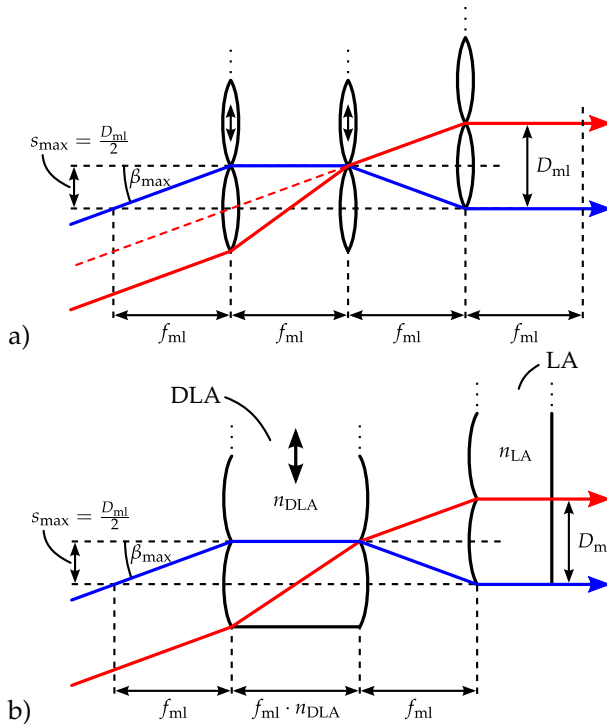


Abb. 2.13.: a) Prinzip der translatorisch mechanischen Strahlablenkung mit Lentikularlinsenarrays im Fall des maximalen Ablenkwinkels β_{\max} . Die Randstrahlen eines kollimierten Einfallsstrahls im Bereich eines Linsendurchmessers D_{ml} sind in rot bzw. in blau gezeichnet. Das erste Linsenarray fokussiert den Einfallstrahl in die Feldebene im Abstand f_{ml} , in der sich das Feldlinsenarray gleicher Brennweite f_{ml} befindet. Dieses bildet die zugehörige Mikrolinse des ersten Mikrolinsenarrays auf die zugehörige Mikrolinse des dritten Mikrolinsenarrays ab, so dass ein „Mikrolinsekanal“ entsteht, den der Einfallstrahl im Idealfall nicht verlassen kann. Die Linse des dritten Mikrolinsenarrays kollimiert den abgelenkten divergenten Strahl. Eine laterale Verschiebung des dritten Mikrolinsenarrays relativ zu den ersten beiden Arrays verändert den Ablenkwinkel. Eingezeichnet ist die maximale Verschiebung $s_{\max} = D_{ml}/2$. In b) ist eine mögliche Umsetzung mit einem doppelseitig strukturierten Linsenarray (DLA) und einem einseitig strukturierten Linsenarray (LA) gezeigt.

die Richtungsabhängigkeit der Empfangscharakteristik ohne mechanisch bewegliche Bauteile zu verändern. Dies geschieht dadurch, dass zu jedem Zeitpunkt ein Teilbereich eines Detektorarrays durch einen Multiplexer mit der eigentlichen Signalverarbeitung des Distanzsensors verbunden wird. Dieser Teilbereich kann aus einem oder mehreren Detektoren bestehen. Größter Vorteil ist die Unabhängigkeit von mechanisch beweglichen Komponenten im Empfangszweig. Dadurch wird ein extrem schnelles Scannen großer Empfangsaperturen in Empfangsrichtung möglich, welches lediglich durch die Umschaltdauer des Multiplexers limitiert ist. Das Prinzip der elektronischen Nachführung kann besonders vorteilhaft mit einem mikroskopiebasierten Scanner im Sendezweig kombiniert werden, welcher seine Kompaktheit und die hohen Scanfrequenzen gerade im Sendezweig ausspielen kann.

2.5. Mikromechanische Schwingspiegel

In diesem Abschnitt werden die zwei Antriebsprinzipien *mikromechanischer Schwingspiegel* (kurz *Mikrospiegel*), die für diese Arbeit relevant sind, kurz beschrieben. Ein weiterführender Überblick, der bspw. auch piezoelektrische und thermomechanische Antriebe behandelt, ist in [114] zu finden. Weiterhin findet eine Beschränkung auf Torsionsaktoren statt.

2.5.1. Elektrostatisch angetriebene Mikrospiegel

Das am weitesten verbreitete Antriebsprinzip mikromechanischer Schwingspiegel basiert auf der *elektrostatischen Kraft* \vec{F}_{el} [114]. Stellt

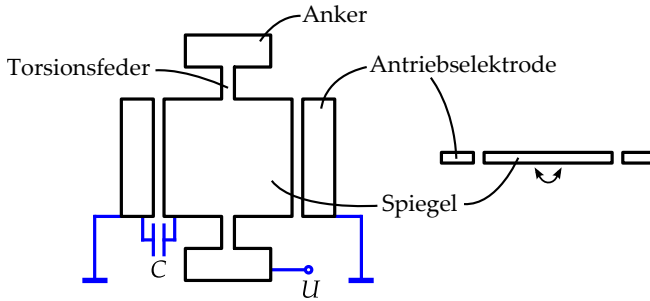


Abb. 2.14.: Schematische Darstellung eines elektrostatisch angetriebenen Mikrospiegels in der Aufsicht (links) bzw. im Querschnitt (rechts).

man sich zwei Leiter im Abstand x , einem Potentialunterschied U und der Kapazität C vor, so ziehen sich beide Leiter mit der Kraft

$$\vec{F}_{\text{el}} = -\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} \cdot C \cdot U^2 \right) \quad (2.62)$$

an. Diese Kraft kann ausgenutzt werden, um einen Torsionsaktor, wie in Abb. 2.14 dargestellt, zu seiner Ruhelage hin zu beschleunigen. Der hier dargestellte Aufbau kann zwar nur für resonante Anregung eingesetzt werden, jedoch wurden mittlerweile auch quasistatisch ansteuerbare Mikrospiegel auf Basis dieses Antriebsprinzips realisiert [65, 63]. Einer der größten Vorteile elektrostatisch angetriebener Mikrospiegel sind die großen Auslenkwinkel, die sich mit ihnen erreichen lassen [115]. Ein Nachteil sind jedoch die erforderlichen höheren Spannungen, die zusammen mit dem indirekten Anschwingverhalten die Komplexität der Ansteuerung im Vergleich zu elektromagnetisch angetriebenen Mikrospiegeln erhöhen.

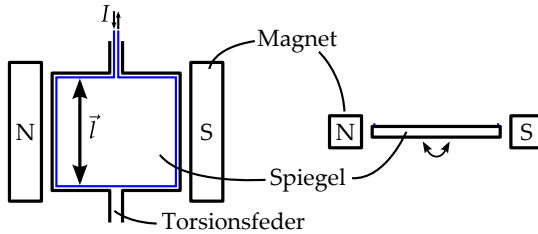


Abb. 2.15.: Schematische Darstellung eines elektromagnetisch angetriebenen Mikrospiegels in der Aufsicht (links) bzw. im Querschnitt (rechts).

2.5.2. Elektromagnetisch angetriebene Mikrospiegel

Alternativ ist es möglich einen Mikrospiegel mit der *Lorentzkraft* \vec{F}_L aus seiner Ruheposition auszulenken. Wie in Abb. 2.15 dargestellt wird dazu in der Regel ein externes, statisches Magnetfeld der magnetischen Flussdichte \vec{B} angelegt und ein Strom I in die elektrische Leiterbahn auf der Spiegeloberfläche eingeprägt. Die auf die Leiterbahn wirkende Kraft ist

$$\vec{F}_L = I \cdot \vec{l} \times \vec{B}. \quad (2.63)$$

Vorteil dieses Antriebsprinzips ist, dass sowohl statische als auch resonante Auslenkungen bereits ohne Modifikationen möglich sind. Weiterhin ist die Ansteuerung unkompliziert, da auf hohe Spannungen verzichtet werden kann. Ein Nachteil ist die Größe des Permanentmagnets und die im Vergleich zum elektrostatischen Antrieb etwas geringeren Auslenkwinkel.

2.6. Fourier-Optik

Die Fourier-Optik ist ein Werkzeug zur Analyse optischer Systeme unter Berücksichtigung der Welleneigenschaften des Lichts. Die hier

vorgestellten Definitionen und Grundlagen kommen in den Berechnungen in Kapitel 6 zum Einsatz.

2.6.1. Die zweidimensionale räumliche Fourier-Transformation

Die zweidimensionale räumliche Fourier-Transformation $\mathcal{F}\{g\}$ einer komplexwertigen Funktion g zweier unabhängiger Variablen x und y ist wie folgt definiert [50]

$$\mathcal{F}\{g\} = \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \cdot e^{-j2\pi(f_x x + f_y y)} dx dy. \quad (2.64)$$

Diese Transformation $\mathcal{F}\{g\}$ ist eine komplexwertige Funktion zweier Variablen f_x und f_y , welche im Folgenden als Raumfrequenzen bezeichnet werden. Analog dazu wird die inverse Fourier-Transformation $\mathcal{F}^{-1}\{G\}$ einer Funktion $G(f_x, f_y)$ wie folgt definiert

$$\mathcal{F}^{-1}\{G\} = \iint_{-\infty}^{\infty} G(f_x, f_y) \cdot e^{-j2\pi(f_x x + f_y y)} df_x df_y. \quad (2.65)$$

2.6.2. Beugung im Fernfeld

Nach Maxwells Entdeckung, dass Licht eine elektromagnetische Welle ist, brachte Kirchhoff mit seinem sogenannten *Helmholtz-Kirchhoff-Integraltheorem* das Prinzip der Huygensschen Elementarwellen [39] mit der aus den Maxwell-Gleichungen ableitbaren Helmholtz-Gleichung in Zusammenhang [67]. Wenn die *Sommerfeldsche Strahlungsbedingung* erfüllt ist, so kann daraus die sogenannte *Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsgleichung* abgeleitet werden [40, 50]. Für die Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsgleichung gibt es zum einen

die *Fresnel-Näherung* im Nahfeld und die *Fraunhofer-Näherung* im Fernfeld.

2.6.2.1. Fraunhofer-Näherung im Fernfeld

Im Folgenden wird eine beugende Apertur in der Ebene (x, y) mit einer komplexen Feldverteilung $E(x, y)$ in der dazu parallelen Fernfeldebene (\tilde{x}, \tilde{y}) im Abstand z_0 betrachtet. Die Raumfrequenzen f_X und f_Y seien folgendermaßen definiert.

$$f_X = \frac{\tilde{x}}{\lambda \cdot n \cdot z_0}, \quad f_Y = \frac{\tilde{y}}{\lambda \cdot n \cdot z_0} \quad (2.66)$$

Die Fraunhofer-Näherung der Fresnel-Kirchhoffschen Beugungsgleichung im Fernfeld [40]

$$E_F(f_X, f_Y) = \tilde{A}(\tilde{x}, \tilde{y}) \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y) \cdot \exp\{-j2\pi(f_X x + f_Y y)\} dx dy \quad (2.67)$$

entspricht mit der Wellenzahl $k_0 = 2\pi/\lambda$ bis auf den Vorfaktor

$$\tilde{A}(\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{n}{j\lambda z_0} \cdot \exp\{jk_0 z_0 n\} \cdot \exp\left\{jk_0 n \cdot \frac{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2}{2z_0}\right\} \quad (2.68)$$

der zweidimensionalen räumlichen Fourier-Transformierten der komplexen Feldverteilung $E(x, y)$

$$E_F(f_X, f_Y) = \tilde{A}(\tilde{x}, \tilde{y}) \cdot \mathcal{F}\{E(x, y)\} \quad (2.69)$$

2.6.2.2. Fourier-transformierende Eigenschaft einer Linse

Nun wird das Fernfeld mittels einer konvexen, dünnen Linse in die hintere Brennebene (\hat{x}, \hat{y}) im Abstand $z_0 = f$ zur Linse verschoben, wobei davon ausgegangen wird, dass die Brennebene sich im Medi-

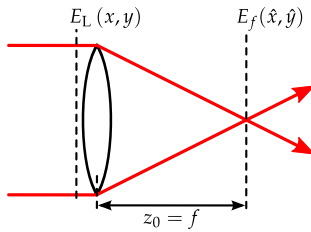


Abb. 2.16.: Eingangsfeld $E_L(x, y)$ unmittelbar vor einer konvexen, dünnen Linse. Das Feld in der Brennebene der Linse wird mit $E_f(\hat{x}, \hat{y})$ bezeichnet.

um Luft befindet ($n \approx 1$). Dadurch wird der Zusammenhang zwischen den Raumfrequenzen und den Raumkoordinaten der Brennebene

$$f_X = \frac{\hat{x}}{\lambda \cdot f}, \quad f_Y = \frac{\hat{y}}{\lambda \cdot f}. \quad (2.70)$$

Das komplexe Eingangsfeld $E_L(x, y)$ sei, wie in Abb. 2.16 skizziert, unmittelbar vor der Linse positioniert.

Das Fraunhofer Beugungsbild $E_f(\hat{x}, \hat{y})$ des Eingangsfeldes kann mit folgender Gleichung berechnet werden [50]:

$$E_f(\hat{x}, \hat{y}) = \frac{\exp\left\{jk_0 \cdot \frac{\hat{x}^2 + \hat{y}^2}{2f}\right\}}{j\lambda f} \quad (2.71)$$

$$\begin{aligned} & \times \iint_{-\infty}^{\infty} E_L(x, y) \cdot \exp\left\{\frac{-jk_0}{f}(x\hat{x} + y\hat{y})\right\} dx dy \\ & = \frac{\exp\left\{jk_0 \cdot \frac{\hat{x}^2 + \hat{y}^2}{2f}\right\}}{j\lambda f} \quad (2.72) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \iint_{-\infty}^{\infty} E_L(x, y) \cdot \exp\{-j2\pi(f_X x + f_Y y)\} dx dy \\ & = \frac{\exp\left\{jk_0 \cdot \frac{\hat{x}^2 + \hat{y}^2}{2f}\right\}}{j\lambda f} \cdot \mathcal{F}\{E_L(x, y)\} \quad (2.73) \end{aligned}$$

3. Stand der Technik

3.1. Vergleich optischer Distanzsensoren

3.1.1. Definition von Gütefaktoren für Distanzsensoren

3.1.1.1. Allgemeiner Gütefaktor

Die Messungenauigkeit eines 3D-Sensors ist stark von Parametern wie Messdauer, Sichtfeld, etc. abhängig. Aus diesem Grund können 3D-Sensoren anhand dieses Parameters nicht direkt miteinander verglichen werden. Daher ist die Definition eines *allgemeinen Gütefaktors* Q_a für 3D-Distanzsensoren notwendig, um die Vergleichbarkeit unterschiedlicher 3D-Sensoren zu ermöglichen. Besl hat 1988 solch einen Gütefaktor eingeführt und eine Vielzahl unterschiedlicher 3D-Sensoren anhand dieses Gütefaktors miteinander verglichen [23]. Der Gütefaktor von Besl Q_{Besl} setzt sich aus der Messdauer eines Pixels $T_{\text{Px}} = 1/f_{\text{Px}}$, dem vom Sensor erfassten Messvolumen $V = L_x \cdot L_y \cdot L_z$ und der Messungenauigkeit σ_x, σ_y und σ_z zu

$$Q_{\text{Besl}} = \frac{1}{\sqrt{T_{\text{Px}}}} \cdot \left(\frac{L_x \cdot L_y \cdot L_z}{\sigma_x \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z} \right)^{1/3} \quad (3.1)$$

zusammen. Für die meisten 3D-Sensoren gilt die Vereinfachung, dass die Messunsicherheit in Blickrichtung des Sensors σ_r die laterale Messunsicherheit übertrifft. In diesem Fall kann der Gütefaktor wie folgt vereinfacht werden

$$Q_{\text{Besl}} \approx \frac{L_r}{\sigma_r \cdot \sqrt{T_{\text{Px}}}}, \quad (3.2)$$

wobei L_r dem Messbereich in Blickrichtung des Sensors entspricht.

Im Sinne der Unabhängigkeit von der konkreten Anwendung ist es wichtig, dass ein Sensor mit einem größeren Blickwinkel (α_h, α_v) genau so performant wie ein Sensor mit besserer Winkelauflösung (δ_h, δ_v), aber gleicher lateraler Auflösung (r_h, r_v), bewertet wird. Dies wird durch die Definition der horizontalen bzw. vertikalen Auflösung (Einheit Pixel) $r_h = \alpha_h / \delta_h$ bzw. $r_v = \alpha_v / \delta_v$ gewährleistet.

Ein Problem der Definition von $Besl$ liegt in der deutlich kürzeren Pixeldauer sequentiell messender Sensoren $T_{Px,seq}$ im Vergleich zur Pixeldauer parallel messender Sensoren $T_{Px,par}$ bei gleicher lateraler Auflösung

$$T_{Px,seq} = \frac{T_{Fr}}{r_h \cdot r_v} = \frac{T_{Px,par}}{r_h \cdot r_v}. \quad (3.3)$$

Dadurch werden Scanner im Vergleich zu Schnappschusssensoren begünstigt. Um dies zu vermeiden wird in dieser Arbeit anstelle der Pixeldauer T_{Px} der Term $T_{Fr}/r_h \cdot r_v$ verwendet.

Der Gütefaktor Q_{Besl} ist vollständig unabhängig von der Anwendung. Um jedoch verschiedene Gruppen von Sensoren besser voneinander abgrenzen zu können ist es sinnvoll den hier verwendeten allgemeinen Gütefaktor Q_a in Abhängigkeit der Messdistanz d auszudrücken. In dieser Arbeit wird daher folgender allgemeiner Gütefaktor $Q_a(d)$ verwendet

$$Q_a(d) = \frac{L_r}{\sigma(d)} \cdot \sqrt{\frac{r_h \cdot r_v}{T_{Fr}}}. \quad (3.4)$$

Durch die Distanzabhängigkeit wird ein direkter Vergleich von Sensoren für den Nahbereich mit Sensoren für den Fernbereich vermieden. Anstelle der Messgenauigkeit σ_r wird in der Definition von Q_a die Wiederholungsgenauigkeit σ verwendet.

Wie bereits in [23] erwähnt kann dieser allgemeine Gütefaktor nicht als hinreichendes Bewertungskriterium für verschiedene Messprinzipien herangezogen werden. Vielmehr soll er bisherige technische Entwicklungen vergleichbar machen. Dadurch können nur Tendenzen der Performanz verschiedener 3D-Messmethoden in unterschiedlichen Distanzbereichen abgeleitet werden. Um eine belastbare Aussage über die Systemperformanz von 3D-Sensoren machen zu können, müsste man diese bei gleicher Umgebungshelligkeit, an identischen Messobjekten charakterisieren. Weitere wichtige Faktoren wie bspw. der Energieverbrauch oder die Systemkosten müssten zusätzlich in einem belastbaren Gütefaktor berücksichtigt werden. Um eine Vergleichbarkeit zwischen aktiven und passiven 3D-Messmethoden zu gewährleisten, wird in dieser Arbeit darauf verzichtet, den Leistungsverbrauch im Gütefaktor zu berücksichtigen.

3.1.1.2. Kostenmäßiger Gütefaktor

Um die allgemeine Performanz eines Distanzsensors Q_a in Relation zu seinen Kosten C bewerten zu können, wird in dieser Arbeit ein kostenmäßiger Gütefaktor Q_C wie folgt definiert

$$Q_C = \frac{Q_a}{C}. \quad (3.5)$$

3.1.2. Vergleich von Distanzsensoren aus Forschung und Industrie

Anhand des in Abschnitt 3.1.1.1 definierten allgemeinen Gütefaktors Q_a werden in diesem Abschnitt ausgewählte, am Markt verfügbare Distanzsensoren miteinander verglichen. Mithilfe dieser Analyse werden vier Distanzbereiche, in denen typischerweise ein bestimmtes Messprinzip den höchsten Gütefaktor erreicht, identifi-

ziert. Weiterhin werden typische Anwendungen dieser Distanzbereiche diskutiert.

Die Auswahl der verglichenen Distanzsensoren stellt einen Auszug typischer, am Markt verbreiteter Produkte, sowie aktueller Forschungsprojekte, dar. Das Ergebnis des Vergleichs ist in Abb. 3.1 zusammenfassend dargestellt. Die verwendeten Spezifikationswerte sind in Tab. 3.1 bis 3.4 wiedergegeben.

Bei allen Sensoren wurde jeweils die höchstmögliche Framerate bzw. Scanrate gewählt. Zielsetzung dieses Vergleichs ist es nicht, bestimmte Produkte positiv im Vergleich zu anderen darzustellen, sondern vielmehr die typische Performanz verschiedener Messverfahren in unterschiedlichen Distanzbereichen zu visualisieren. Um einen fairen Produktvergleich zu ermöglichen, müssten insbesondere die Kosten berücksichtigt werden. Da die Kosten jedoch stark schwanken und von äußeren Rahmenbedingungen und strategischen Entscheidungen beeinflusst werden, ist ein Kostenvergleich in diesem Zusammenhang nicht sinnvoll.

3.1. Vergleich optischer Distanzsensoren

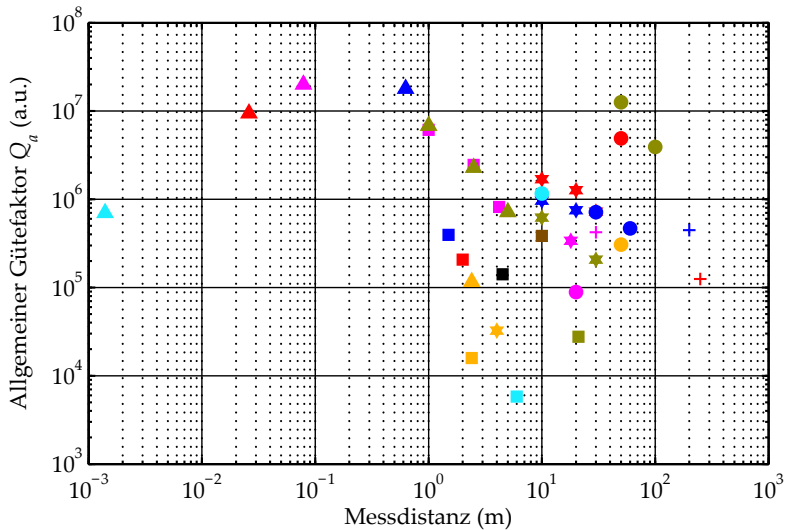
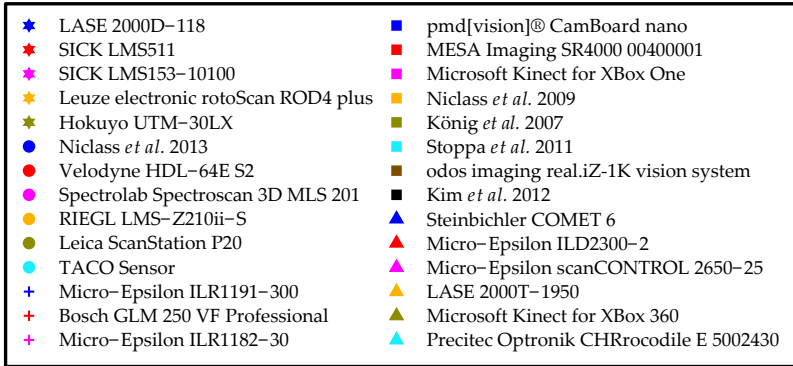


Abb. 3.1.: Vergleich ausgewählter Distanzsensoren anhand des in Gleichung (3.4) definierten allgemeinen Gütefaktors Q_a in Abhängigkeit des Messabstands. Die verschiedenen Messverfahren sind folgendermaßen gekennzeichnet: 2D-Laserscanner basierend auf Laufzeitmessung (★), 3D-Laserscanner basierend auf Laufzeitmessung (●), 1D-Distanzsensoren basierend auf Laufzeitmessung (+), 3D-Kameras basierend auf Laufzeitmessung im Schnappschussverfahren (■) und 1D-, 2D- bzw. 3D-Distanzsensoren basierend auf dem Triangulationsprinzip (▲).

Hersteller und Modell	L_r (cm)	$r_h \times r_v$ (Pix)	f_{Fr} (Hz)	σ (μm)/ d (cm)
Steinbichler COMET 6	11,8	4896×3264	0,833	24/62,8
Micro-Epsilon ILD2300-2	0,2	1×1	20000	30/2,6
Micro-Epsilon scanCONTROL 2650-25	2,5	640×1	4000	2/7,85
Precitec Optr: CHRrocodile E 5002430	0,01	1×1	4000	0,009/0,14

Tab. 3.1.: Spezifikationswerte der Sensoren in Abb. 3.1 verglichenen Distanzsensoren im Nächstbereich.

Hersteller und Modell	R (%)	L_r (m)	$r_h \times r_v$ (Pix)	f_{Fr} (Hz)	σ (mm)/ d (m)
pmd[vision]® CamBoard nano	70	1,5	160×120	90	5/1,5
MESA Imaging SR4000 00400001	99 ^a	1,9	176×144	30	8/2
Microsoft Kinect für Xbox One [96]		3,4	512×424	60	15/4,2
Microsoft Kinect für Xbox 360 [134]	^b	4,5	640×480	30	19/5
LASE 2000T-1950	90	0,9	200×1	30	0,6/2,4
Kim et al. 2012 [66]	^c	4,5	480×270	11	38/4,5
Niclass et al. 2009 [88]	^d	2,4	60×48	22	38/2,4

^aDieser Wert steht nicht für den Remissionsgrad, sondern für den Reflektionskoeffizienten des verwendeten Retroreflektors.

^b2,2 $\mu\text{W}/\text{cm}^2\cdot\text{nm}$

^cWeiß

^dWeiß

Tab. 3.2.: Spezifikationswerte der Sensoren in Abb. 3.1 verglichenen Distanzsensoren im Nahbereich.

Hersteller und Modell	R (%)	L_r (m)	$r_h \times r_v$ (Pix)	f_{Fr} (Hz)	σ (cm)/d(m)
LASE 2000D-118	10	20	1140×1	100	0,9/20
SICK LMS511	10	30	1140×1	100	1,4/30
SICK LMS153-10100	10	17,5	1080×1	50	1,2/18
Leuze electronic rotoScan ROD4 plus	10	4	528×1	50	2/4
Hokuyo UTM-30LX	90	29,9	1080×1	40	3/30
TACO Sensor [113]	10	9,3	240×160	20	0,7/10
Stoppa et al. 2011 [127]	^a	6	80×60	5	16/6
König et al. 2007 [68]	50	23	64×8	50	11/21
odos imaging real.i.Z-1K vision system		9,5	1280×1024	50	20/10

^aWeiß

Tab. 3.3.: Spezifikationswerte der Sensoren in Abb. 3.1 verglichenen Distanzsensoren im mittleren Bereich.

Hersteller und Modell	R (%)	L_r (m)	$r_h \times r_v$ (Pix)	f_{Fr} (Hz)	σ (cm)/ d (m)
Velodyne HDL-64E S2	10	50	4000×64	15	2/50
Spectrolab SpectroScan 3D MLS 201		20	256×128	6	$10/20^a$
RIEGL LMS-Z210ii-S	10	46	1×500	20	1,5/50
Micro-Epsilon ILR1182-30	10	29,9	1×1	50	0,05/30
Micro-Epsilon ILR1191-300	10	199,5	1×1	2000	2/200
Bosch GLM 250 VF Professional		250	1×1	0,25	0,1/250
Leica ScanStation P20	10	99,6	$1 \times 2,5 \cdot 10^6$	0,05	0,9/100
Niclass et al. 2013 [89]	9	59,6	360×96	10	7,5/60

^aDieser Wert entspricht der Auflösung

Tab. 3.4.: Spezifikationswerte der Sensoren in Abb. 3.1 verglichenen Distanzsensoren im Fernbereich.

Eine mögliche Aufteilung in verschiedene Distanzbereiche, in denen jeweils ein Messverfahren den höchsten Gütefaktor aufweist, ist in Abb. 3.2 dargestellt. Im Folgenden werden diese vier Distanzbereiche näher erläutert.

Nächstbereich ($d = 0 \dots 1$ m):

Im Nächstbereich kann der höchste Gütefaktor mit dem Triangulationsprinzip erreicht werden. Die gemessenen Winkel wachsen bei gleichbleibender Winkelauflösung umgekehrt proportional zur Messdistanz an. Daraus folgt, dass die beste Signalqualität bei kleinen Messdistanzen erreicht werden kann. Vor allem im industriellen Umfeld sind 1D- und 2D-Triangulationssensoren stark verbreitet. Sie werden üblicherweise für Objektinspektion bzw. -identifikation, Toleranzanalyse, Qualitätssicherung, Positionierung von Maschinen, etc. eingesetzt. Besonders die weitgehende Unabhängigkeit von den verwendeten Oberflächenmaterialien macht diese Technik für industrielle Anwendungen interessant. Hochpräzise Profilvermessungen mit bis zu Nanometergenauigkeit werden häufig mithilfe der *chromatisch konfokalen Abstandsmessung* durchgeführt, die erstmals von Molesini et al. gezeigt wurde [83]. Diese Methode hat ihre Stärken vor allem in der Vermessung von Oberflächenprofilen von Gläsern sowie deren Schichtdickenmessung [81].

3D Triangulationssensoren im Nächstbereich wurden zwar in der Forschung untersucht [42], konnten jedoch bisher keine große Verbreitung am Markt erreichen. Neuartige triangulationsbasierte Ansätze wie bspw. *Leap Motion* zielen vor allem auf Gestenerkennung und -steuerung ab [59].

Nahbereich ($d = 0,5 \dots 4$ m):

Triangulationssensoren, die bis vor kurzem auch den Nahbereich dominiert haben, wurden in den letzten Jahren mehr und mehr von Lichtlaufzeitsensoren zurückgedrängt. Ein eindrucksvolles Beispiel

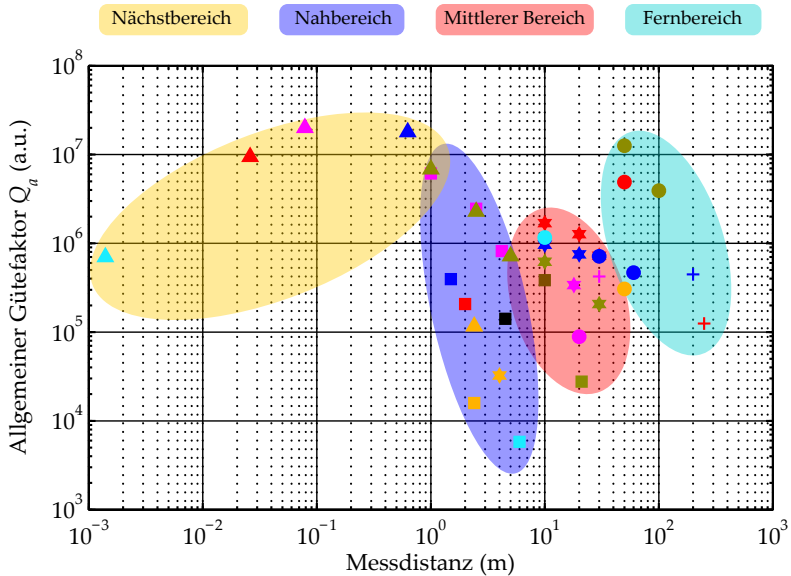


Abb. 3.2.: Aufteilung der in Abb. 3.1 dargestellten Distanzsensoren in unterschiedliche Distanzbereiche, in denen jeweils ein Messverfahren die höchsten Gütefaktoren erreicht. Die Legende ist in Abb. 3.1 dargestellt. Es ist deutlich erkennbar, dass die Gütefaktoren im nahen bis mittleren Distanzbereich eine Größenordnung niedriger als diejenigen in den anderen Distanzbereichen sind. Einer der Gründe ist, dass die zurückgestreute Lichtleistung quadratisch mit der Messdistanz abnimmt, jedoch nur linear mit der Empfangsapertur ansteigt. Die dadurch entstehende Problematik der Kombination aus schnellen Scanverfahren und großer Empfangsapertur ist eines der zentralen Themen im nahen bis mittleren Distanzbereich. Die Systeme mit hohen Gütefaktoren im Fernbereich haben die Kombination aus großer Empfangsapertur und schnellem Scanverfahren durch erhöhte Systemkomplexität erkaufte. Daher ist das Kernthema dieser Arbeit eine kostengünstige Kombination aus großer Empfangsapertur und schnellen Scanverfahren.

hierfür stellt die *Kinect* der Firma *Microsoft* dar. Die erste Generation dieses 3D-Sensors (*Kinect für Xbox 360*) basierte noch auf einem Triangulationsverfahren, welches in der Literatur oft *structured light* bezeichnet wird, siehe [120]. Die zweite Generation (*Kinect für Xbox One*) setzt auf ein Lichtlaufzeitverfahren, siehe [17, 96]. Haupteinsatzzweck der *Kinect* ist Gesten- und Mimikerkennung für Unterhaltungsanwendungen im Heimbereich.

Der Grund für den Erfolg von Lichtlaufzeitsensoren liegt vor allem an der konsequenten Reduktion der Herstellungskosten array-basierter *Photomischdetektoren* (*PMD*). Dies wurde durch die Entwicklung von Demodulations-Pixeln auf CMOS-Basis (*complementary metal oxide semiconductor*) ermöglicht [25], welche die Herstellung in der aufwändigeren CCD-Technologie (*charge-coupled device*) ablöste [117, 72, 24]. Diese oft auch als *PMD-Kameras* oder *ToF-Kameras* bezeichneten 3D-Sensoren erreichen aufgrund der parallelen Messung einer großen Anzahl von Pixeln besonders hohe Gütefaktoren [54]. Triangulationsbasierte Sensoren haben bereits eine technologische Reife erlangt, die an die physikalischen Grenzen des Messprinzips stößt, siehe Abschnitt 2.3.1. Dies ist bei der Weglängenmessung, deren Messgenauigkeit nach Abschnitt 2.3.2 von anderen Parametern abhängt, noch nicht der Fall.

Ähnlich wie im Nächstbereich ist der Nahbereich von einer Vielzahl an Anwendungsfeldern geprägt, die hier nur auszugsweise wiedergegeben werden können. Neben dem Konsumentensegment werden *PMD-Kameras* in zunehmendem Maße in der Robotik, in der Automatisierungstechnik oder bspw. für Gestensteuerung im Fahrzeug eingesetzt.

Trotz des übergeordneten Trends hin zu *PMD-Kameras* verschiedener Art, existieren auch scannerbasierte Ansätze, die sich vor allem die Möglichkeiten von scannenden *MEMS* Mikrospiegeln zunutze machen. Erste scannende Mikrospiegel wurden bereits 1980

realisiert [98]. Nach zwei Jahrzehnten Weiterentwicklung und Optimierung erreichten scannende Mikrospiegel eine bemerkenswerte technologische Reife [115]. Insbesondere die Schockfestigkeit [45] sowie die kommerzielle Verfügbarkeit scannender Mikrospiegel eröffneten neue Möglichkeiten in der Sensorik. Im Jahr 2001 wurde von Amann et al. vorgeschlagen, 3D-Scanner auf Basis von scannenden Mikrospiegeln zu bauen [15]. Erste Distanzsensoren setzten lediglich einen einzelnen Mikrospiegel als Sende- und Empfangsapertur ein [122, 143]. Um die Empfangsapertur zu vergrößern, wurden später mehrere synchron schwingende Mikrospiegel in einem Array angeordnet [111]. Eine Weiterentwicklung dieses Ansatzes wurde innerhalb des europäischen Verbundprojektes *TACO (Three-dimensional Adaptive Camera with Object Detection and Foveation)* realisiert [132, 113]. Dieser Ansatz wird in Abschnitt 4.8 näher untersucht. Unter dem Gesichtspunkt aktueller Forschungsaktivitäten und Entwicklungsfortschritte [112, 110] ist davon auszugehen, dass in den nächsten Jahren weitere technologische Verbesserungen im Bereich der scannenden Mikrospiegel folgen werden.

Das klassische stereoskopische Messverfahren wird aufgrund seiner Einfachheit nach wie vor nicht nur im Nahbereich eingesetzt. Wesentlicher Nachteil dieses Verfahrens ist jedoch das Korrespondenzproblem - die Zuordnung gleicher Bereiche in zwei aus unterschiedlicher Perspektive aufgenommener Bilder [92]. Die Ersetzung einer der beiden Kameras durch eine Lichtquelle bzw. einen Projektor – das sogenannte Lichtschnittverfahren – bietet eine Lösung für das Korrespondenzproblem. Ein 3D-Vermessungssystem auf Basis dieses Verfahrens sowie eines scannenden Mikrospiegels wurde 2012 von Wakayama et al. gezeigt [139].

Mittlerer Bereich ($d = 3 \dots 30$ m):

Im mittleren Distanzbereich werden häufig scannende Lichtlaufzeitsensoren eingesetzt. Konventionelle Sensoren bauen auf rotierenden Polygonspiegeln auf, bspw. *SICK LMS511*. In diesem Distanzbereich konnten auf Photomischdetektoren basierende PMD-Kameras bisher nicht Fuß fassen, da ihre maximale Messdistanz bei günstigen Umgebungslichtbedingungen etwa bei 10 m liegt. Mit Scannern hingegen können aus mehreren Gründen größere Entfernungen gemessen werden. Eine Möglichkeit der Vergrößerung der Reichweite von Scannern ist die Reduzierung der Pixelrate. Während die Pixelrate der zweiten Generation der *Kinect* von *Microsoft* bis zu 6,5 MPix/s beträgt, liegt die Pixelrate des *SICK LMS511* bei maximal 114 kPix/s. Durch eine Reduzierung der Messgeschwindigkeit wird jedoch auch der Gütefaktor reduziert, siehe Abb. 3.2. Eine andere Methode ist die Parallelisierung der Messung, die bspw. beim *Velodyne HDL-64E S2* zum Einsatz kommt. Dieses System betreibt 64 Laser sowie 64 Detektoren parallel [118]. Nachteil dieser Methode ist eine deutlich erhöhte Systemkomplexität. Weiterhin lässt sich durch eine schmalbandige Filterung der Laserwellenlänge, die in vielen Fällen bei Scannern einfacher zu integrieren ist, eine effiziente Fremdlichtunterdrückung erreichen. Nicht zuletzt erzeugt eine gezielte Beleuchtung des Messobjekts durch einen kollimierten scannenden Laserstrahl ein Empfangssignal mit höherer Empfangsleistung und damit ein höheres Signal-zu-Rausch Verhältnis im Vergleich zu Schnappschuss-Sensoren.

3D-Distanzsensoren auf Basis scannender MEMS Mikrospiegel werden in aktuellen Forschungsprojekten, wie bspw. dem europäischen Verbundprojekt *MiniFaros* [44], untersucht. Ziel dieses Projekts ist es, einen kostengünstigen Weitwinkel-Sicherheitsscanner für Kleinfahrzeuge zu entwickeln, der lediglich einen scannenden MEMS Mikrospiegel als Strahlableitungselement [57, 55, 58], so-

wie eine omnidirektionale Linse [10], beinhaltet. Eine alternative Möglichkeit zur Vergrößerung der Empfangsapertur eines auf scannenden MEMS Mikrosiegeln aufbauenden 3D-Distanzsensors ist der Einsatz eines getaperten Glasfaserbündels. Dieser Ansatz wurde vom *Army Research Laboratory (ARL)* experimentell untersucht [125, 124, 84] und von der Firma *Spectrolab* zu einem Produkt weiterentwickelt. Der resultierende *SpectroScan 3D MLS 201* ist das erste Produkt in diesem Segment [130]. Eine Besonderheit dieses Systems ist der Verzicht auf einen *Time-to-Digital-Converter (TDC)*, das Kernstück pulslaufzeitbasierter Distanzsensoren. Dies wird durch die Verwendung eines sehr schnellen 8 bit Analog-Digital-Wandlers mit einer Abtastrate von 1,5 GS/s ermöglicht. Obwohl diese Bauteile momentan noch teuer sind, ist bekannt, dass die Stückzahlen von schnellen Analog-Digital-Wandlern die Stückzahlen von TDCs aufgrund der vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten weit übersteigen. Daher ist davon auszugehen, dass dieser Ansatz in absehbarer Zukunft deutlich günstiger als der klassische Ansatz sein wird. Allerdings ist die resultierende Distanzauflösung durch die Abtastrate in diesem Fall auf 10 cm begrenzt.

Schnappschusssensoren, die auf dem Prinzip der Pulslaufzeit aufbauen, sind ebenfalls Gegenstand intensiver Forschung und Entwicklung. Erste Vorarbeiten fanden bereits Anfang der 90er Jahre statt [70]. 1997 zeigte Myllylä et al. eine erste Implementierung einer 3×3 Detektor- und TDC-Matrix [86]. Dieser Ansatz wurde in den darauffolgenden Jahren weiterentwickelt, so dass Messdistanzen bis in den Fernbereich hinein möglich wurden [11]. Die Entwicklungsrichtung hin zu großen Messdistanzen machte Wellenlängen um 1550 nm erforderlich. Die dafür erforderlichen Detektormaterialien, bspw. InGaAs, sind jedoch deutlich teurer als siliziumbasierte Detektoren im Wellenlängenbereich unter 1100 nm. Daher spielen diese Distanzsensoren für typische Anwendungen im mittleren

Distanzbereich keine große Rolle. Ein relativ junges Schnappschussverfahren ist die sogenannte *Multiple Double Short Time Integration (MDSI)* [80, 79]. Der größte Vorteil dieses Verfahrens liegt in der Unterdrückung von Umgebungslicht. Eine erste MDSI-Kamera wurde von König et al. präsentiert [35, 68]. Die Firma *odos imaging* hat mit dem *real.iZ-1K vision system* ein erstes Produkt, das auf dieser Technik basiert, auf den Markt gebracht.

Neben den bereits erwähnten Sicherheitsscannern [9] sind weitere wichtige Anwendungsfelder im mittleren Distanzbereich Hinderniserkennung, Umgebungserfassung für selbstfahrende Autos [73], Fahrerassistenzsysteme, Navigation bzw. Navigationsunterstützung, etc. Auf das Anwendungsfeld der mobilen Robotik wird in Abschnitt 3.2 näher eingegangen.

Fernbereich ($d > 30$ m):

Aktuelle Distanzsensoren im Fernbereich setzen ausschließlich auf Lichtlaufzeitverfahren. Eine der häufigsten Anwendungen, das sogenannte *Airborne LiDAR*, ist die Vermessung der Atmosphäre oder der Struktur der Erdoberfläche von einem Flugzeug oder Helikopter aus, wobei die absolute Position des Sensors, bspw. durch *GPS (Global positioning system)*, erfasst wird. Die Positionsdaten werden genutzt, um eine globale Darstellung der Messdaten erreichen zu können. Bereits 1964 wurden erste Flugmissionen mit Distanzsensoren durchgeführt [102]. Die Distanzgenauigkeit dieser Sensoren wurde in den darauffolgenden Jahrzehnten derart verbessert, dass mittlerweile der Zustand der Blätter in Waldgebieten sowie viele andere Details zur Vegetation auf der Erdoberfläche messtechnisch erfasst werden können [43]. Um höhere Gütefaktoren zu erreichen, werden seit Kurzem die konventionellen Galvanometer-Scanspiegel durch akustooptische Deflektoren ersetzt [31]. Diese Methode erhöht die mechanische Robustheit des Scanners und ermöglicht das Auftei-

len eines Sendestrahls in mehrere unabhängige Sendestrahlen. Um diese Aufteilung auch empfangsseitig nutzen zu können, wird ein 2D-Detektorarray eingesetzt.

Beim *terrestrischen Laserscanning* ist der Distanzsensor während der Messung statisch fixiert. Anwendungen findet diese Methode bspw. in der Architektur oder in der schnellen Erfassung von Katastrophenszenarien. Da ein großer Winkelbereich bei terrestrischen Laserscannern von großer Bedeutung ist, werden ausschließlich mechanisch bewegliche Bauteile wie z.B. rotierende oder schwingende Spiegel eingesetzt. Terrestrische Laserscanner haben Framezeiten von $T_{Fr} = 20$ s bis zu mehr als $T_{Fr} = 60$ min und sind daher auf statische Szenen angewiesen. Ein weiterer Nachteil sind hohe Systemkosten. Für Anwendungen, bei denen höhere Frameraten erforderlich sind, bspw. Raumfahrt oder automatische Betankungssysteme von Flugzeugen, wird wie bereits oben erwähnt eine Parallelisierung von Einzelmessungen angestrebt. Eine von vielen Möglichkeiten, dies bei einem terrestrischen Laserscanner zu erreichen, ist eine Aufweitung des Strahls in einer Achse und die gleichzeitige Erfassung mehrerer Pixel mit einem Liniendetektorarray [28].

Scanner erreichen nach wie vor die höchsten Gütefaktoren im Fernbereich. Aktuelle Entwicklungen im Bereich der *Geigermode-Lawinenphotodioden* (oder Geigermode-APD), die auch unter der Bezeichnung *SPAD* (engl. *single photon avalanche diode*) bekannt sind, erreichen jedoch vielversprechende Ergebnisse. Die Wurzeln dieser Technik reichen bis auf die erste Beschreibung des *Elektronenzählrohrs* von Geiger und Müller im Jahr 1913 zurück [46]. Renker und Lorenz geben einen guten Überblick über die Geschichte, die Eigenschaften und die Probleme von Geigermode-APDs [103, 104]. Die Möglichkeit, präzise Lichtlaufzeitmessungen mit Geigermode-APDs durchzuführen, ist bereits früh erkannt und erforscht worden [29]. Die Erforschung und Verbesserung wurde jedoch erst kürzlich,

mit der Möglichkeit Geigermode-APDs in CMOS-Technologie zu fertigen, intensiviert [107]. Typische 3D-Scanner setzen eine einzelne Geigermode-APD und zwei Galvanometer-Scanspiegel zur Strahlblenkung ein [76, 93]. Weiterentwicklungen dieser Systeme ermöglichen Messungen bis in den Kilometer-Bereich hinein [78, 77].

Um höhere Gütefaktoren mithilfe von Geigermode-APDs zu erreichen, wird wieder die Methode der Parallelisierung von Einzelmessungen eingesetzt. Es gibt mindestens zwei Ansätze für den Aufbau eines SPAD-Arrays:

- Abbildend: Jede APD wird einzeln mit der darauffolgenden Schaltung verbunden,
- Nicht-abbildend: Gruppen von APDs werden über eine Parallelschaltung zusammengefasst.

Im Falle eines abbildenden SPAD-Arrays ist es möglich, auf mechanisch bewegliche Bauteile zu verzichten [87]. Dieser Ansatz wird häufig auch als *Flash-LiDAR* bezeichnet. Erste Flash-LiDAR Produkte bieten bspw. die Firmen *Spectrolab* und *Advanced Scientific Concepts (ASC)* an [126].

Scanner werden, vor allem wegen der besseren Fremdlichtunempfindlichkeit, auch in Zukunft eine wichtige Rolle im Fernbereich spielen. Ein aktueller 3D-Scanner basierend auf SPAD-Array mit rotierendem Polygonspiegel wurde von Niclass et al. vorgestellt [89].

3.2. 3D-Sensorik in der mobilen Robotik

Mobile Robotik ist ein schnell wachsender Markt, der durch eine Vielzahl von Anwendungen geprägt ist. Ein Überblick über autonome mobile Roboter ist in [121] wiedergegeben. Die Anwendungen reichen vom Transport einfacher Gegenstände im industriellen Umfeld bis hin zu Robotern, die Aufgaben in der unmittelbaren

Nähe von Menschen erledigen oder sogar mit diesen interagieren. Zuverlässige, schnelle und präzise 3D-Sensoren sind eine der wichtigsten Voraussetzungen für derart komplexe Aufgabenstellungen. Anwendungen wie Hinderniserkennung und -vermeidung (engl. *obstacle recognition and avoidance*) oder lokale Pfadplanung (engl. *local path-planning*) können mit Sensoren aus dem Nahbereich in die Realität umgesetzt werden. Roboternavigation (engl. *robot navigation*) bzw. Konturnavigation sind Anwendungen, für die im Idealfall 3D-Sensoren mit einer Reichweite bis tief in den mittleren Distanzbereich hinein eingesetzt werden [141]. Eine der am häufigsten in der Forschung untersuchten Anwendungen ist das sogenannte *simultaneous localization and mapping (SLAM)* [33, 16]. Zielsetzung dieser Anwendung ist die Erkundung und Kartierung einer unbekanntenen Umgebung durch einen mobilen Roboter.

3.2.1. Allgemeine Anforderungen an Distanzsensoren

Es gibt keinen 3D-Sensor, der in allen der folgenden Bereiche Stärken aufweist:

- Große Empfangsapertur (hohe Reichweite)
- Hohe Framerate
- Geringe Messungenauigkeit
- Hohe laterale Auflösung
- Großes Sichtfeld
- Niedrige Kosten
- Gute Fremdlichtunterdrückung
- Gute mechanische Stabilität

- Energieeffizienz
- Geringer Bauraum

Dies ist selbst theoretisch nicht möglich, da bspw. eine große Empfangsapertur eine gewisse Baugröße des Sensors voraussetzt. Ein naheliegender Ansatz ist es daher, mobile Roboter mit unterschiedlichen Distanzsensoren auszustatten, deren Stärken sich gegenseitig ergänzen. In vielen Fällen sind einige der aufgelisteten Bereiche jedoch nicht von großer Bedeutung. Deshalb kann ein 3D-Sensor, trotz seiner Schwächen in für die Anwendung unwichtigen Bereichen, eine hervorragende Lösung sein, wenn er Stärken in den für die Anwendung wichtigen Bereichen aufweist. Aus diesem Grund müssen die wichtigsten Anforderungen im Bereich der mobilen Robotik identifiziert werden, bevor eine Eignung konkreter Distanzsensoren beurteilt werden kann. Dies geschieht im nächsten Abschnitt.

3.2.2. Anforderungen an Distanzsensoren in der mobilen Robotik

Da eine große Bandbreite von Anwendungen in der mobilen Robotik existiert, kann keine allgemein gültige Gewichtung der Anforderungen gefunden werden. Bspw. gibt es mobile Roboter, die sich auf unebenem Terrain fortbewegen und folglich 3D-Sensoren mit hoher Schockfestigkeit benötigen. Andere mobile Roboter wiederum bewegen sich auf ebenem Boden innerhalb von Gebäuden und können auf eine hohe Schockfestigkeit verzichten. Ein beispielhaftes System ist in Abb. 3.3 dargestellt. Die folgende Auflistung ist für derartige mobile Roboter ausgelegt. Sie ist nach Wichtigkeit sortiert, erhebt allerdings keinen Anspruch auf allgemeine Gültigkeit:

1. Niedrige Kosten
2. Große Empfangsapertur (hohe Reichweite)



Abb. 3.3.: Mobiler Roboter *youBot* der Firma KUKA mit 2D-Laserscanner *Hokuyo URG-04LX-UG01* sowie 3D-Sensor *Asus Xtion PRO LIVE* am Knickarm montiert.

3. Energieeffizienz
4. Hohe Framerate
5. Gute Fremdlichtunterdrückung
6. Geringe Messungenauigkeit
7. Großes Sichtfeld
8. Hohe laterale Auflösung
9. Geringer Bauraum
10. Gute mechanische Stabilität

3.3. Kritik am Stand der Technik

In diesem Abschnitt werden nur die Probleme innerhalb des mittleren Distanzbereichs besprochen, da die langfristige Zielsetzung des

innerhalb dieser Arbeit entworfenen 3D-Scannern eine zuverlässige 3D-Messung in diesem Bereich ist. 1D- bzw. 2D-Distanzsensoren werden in diesem Abschnitt nicht betrachtet.

In der Forschung werden mangels guter 3D-Sensoren im mittleren Distanzbereich oft Zwischenlösungen eingesetzt. Ein typisches Beispiel ist ein modifizierter 2D-Laserscanner, welcher mithilfe eines Motors um eine Achse geschwenkt oder rotiert wird [131]. Obwohl derartige Ansätze für Forschungszwecke sinnvoll sind, können sie langfristig nicht als Lösung dienen.

3D-Sensoren, deren Messbereich bis in den mittleren Distanzbereich hinein reicht, sind PMD-Kameras, MDSI-Kameras, Flash LiDAR Systeme sowie mikroskopspiegelbasierte 3D-Scanner. Im Folgenden werden die Probleme und Herausforderungen dieser Kategorien erläutert.

PMD-Kameras PMD-Kameras haben mittlerweile eine hohe Marktverbreitung im Nahbereich erreicht, haben jedoch prinzipielle Probleme bei der Fremdlichtunterdrückung [101]. Die komplette Ausleuchtung des Messobjektes verursacht Messfehler, die durch die Überlagerung von Mehrfachreflektionen, insbesondere bei Objektkonkavitäten, zustande kommen [38]. Zusätzlich ist die Detektordynamik durch dieses Beleuchtungsprinzip im Vergleich zu Scannern deutlich geringer. Ein weiterer Nachteil ist die geringere Energieeffizienz im Vergleich zu Scannern, siehe Abschnitt 4.7. Aufgrund dieser Probleme ist die praktische Messdistanz von ToF-Kameras unter günstigen Bedingungen auf ca. 10 m begrenzt. Dies ist einer der Gründe, warum die Hersteller von ToF-Kameras sich in den letzten Jahren verstärkt auf den Nächst- bis Nahbereich konzentrieren [8].

MDSI-Kameras Das Prinzip der *Multiple Double Short Time Integration (MDSI)* ist sehr vielversprechend, vor allem hinsichtlich der Fremdlichtunterdrückung. Allerdings sind die Kosten der ersten Produkte aufgrund des Einsatzes von Laserdiodenarrays sehr hoch. Auch MDSI-Kameras haben eine deutlich geringere Energieeffizienz als 3D-Scanner, siehe Abschnitt 4.7.

Flash LiDAR Systeme Flash LiDAR Systeme sind traditionell für Distanzen im mittleren bis Fernbereich ausgelegt, in dem Distanzauflösungen von 5 . . . 10 cm und kleine Sichtfelder ausreichend sind [11]. Die Messgenauigkeit für kleinere Messdistanzen kann zwar verbessert werden, jedoch sind hierfür aufwändigere TDCs notwendig, die entsprechende Kosten verursachen. Ein grundsätzlicher Nachteil nicht-scannender Pulslaufzeit-Sensoren liegt in der deutlich niedrigeren zulässigen durchschnittlichen Laserleistung im Vergleich zu scannenden Pulslaufzeit-Sensoren, siehe Abschnitt 4.7.4.2. Dieser Nachteil ließe sich durch den Einsatz eines Laserdiodenarrays ausgleichen, was jedoch wiederum die Komplexität und Kosten erhöhen würde.

Mikrospiegelbasierte 3D-Scanner Mikrospiegelbasierte 3D-Sensoren haben im Allgemeinen noch keine Produktreife erreicht. Zwar ist mit dem *SpectroScan 3D MLS 201* von *Spectrolab* mittlerweile ein erstes Produkt am Markt erhältlich, dies weist jedoch noch eine recht grobe Distanzauflösung auf. Ansonsten gibt mit den bereits erwähnten Forschungsprojekten interessante Ansätze, die allerdings bislang zu geringe Empfangsaperturen erreichen.

4. Systemkonzept

Ziel dieses Kapitels ist die systematische Erarbeitung eines Systemkonzepts, welches den in Abschnitt 3.2.2 aufgeführten Anforderungen an 3D-Sensoren in der mobilen Robotik genügt. In einem ersten Schritt wird das Anwendungsszenario, für das der 3D-Sensor ausgelegt sein soll, konkretisiert. Basierend auf diesem Anwendungsszenario wird in Abschnitt 4.2 eine Zielspezifikation für den 3D-Sensor erarbeitet. Die darauffolgenden Abschnitte bestehen gemäß der *top-down Methode* aus Entscheidungen, die sich vom Abstrakten zum Konkreten hin bewegen. Abb. 2.2 dient als Grundlage für die konzeptionellen Entscheidungen, die anschließend zu einem konkreten Systemkonzept verfeinert werden.

4.1. Anwendungsszenario

Als konkretes Anwendungsszenario dient die Aufnahme einer Palette mit einem *fahrerlosen Transportsystem (FTS)*, siehe Abb. 4.1. Ziel ist es, die Ladungsträgeraufnahme schnell und fehlerlos abzuwickeln. Die grobe Position des Ladungsträgers sei mithilfe eines beliebigen Navigationssystems bekannt. Aktuell werden meistens Distanzdaten eines horizontal scannenden 2D-Linienscanners zur Bestimmung der genauen Lage und Position der Palette relativ zum FTS herangezogen. Nach dieser Positionsbestimmung wird der Bewegungspfad bis zur Palette berechnet. Dieser kann je nach Fortbewegungstyp des FTS unterschiedlich aussehen. Ist die Positionsbestimmung unpräzise, so müssen mehrere Korrekturzyklen durch-



Abb. 4.1.: Ladungsträgeraufnahme mit einem fahrerlosen Transportsystem.

geführt werden. Dies ist in Abb. 4.2 schematisch dargestellt. Jeder dieser Korrekturzyklen erfordert mindestens eine weitere Messung und kostet aufgrund des längeren Pfades Zeit.

Eine korrekte Lageerkennung des Ladungsträgers setzt eine hohe Formtreue desselben voraus. Ein Problem, das in besonderem Maß beim Einsatz eines 2D-Distanzsensors auftritt, ist die fehlerhafte Lageerkennung aufgrund von beschädigten Paletten. Dieses Problem könnte durch den Einsatz eines 3D-Sensors gelöst werden, siehe Abb. 4.3. Durch die Vermessung des gesamten Ladungsträgers stehen wesentlich mehr Stützdaten zur Verfügung. Mithilfe dieser Stützdaten können lokale Unregelmäßigkeiten in der Palette ausgeglichen werden.

Ein weiteres Problem, das häufig während der Ladungsträgeraufnahme auftritt, ist das Auftreten von Unregelmäßigkeiten bei der Ladung selbst. Bspw. kann ein Überhängen von Säcken die Vermessung der Palette mit einem 2D-Distanzsensor unter Umständen unmöglich machen. Mit einem 3D-Sensor könnte in diesem Fall entweder eine korrekte Lageerkennung mithilfe der Stützdaten oder ein

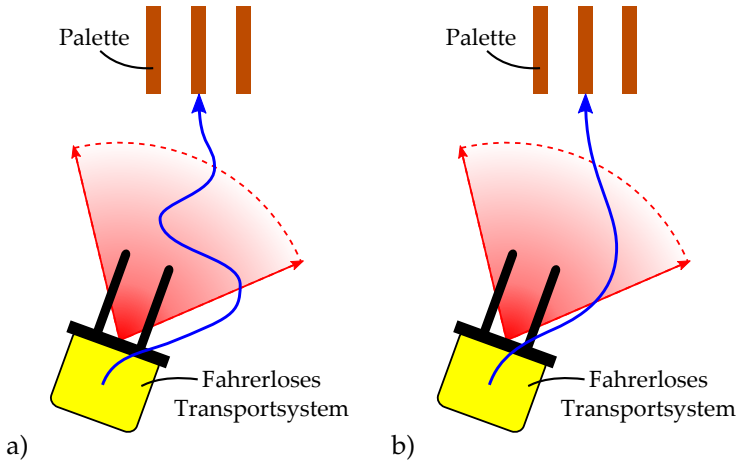


Abb. 4.2.: Illustration eines fahrerlosen Transportsystems bei der Ladungsträgeraufnahme. Im Fall a) weist der lokale Pfad (in blau dargestellt) viele Korrekturzyklen auf. Der optimale lokale Pfad ist schematisch in b) dargestellt.

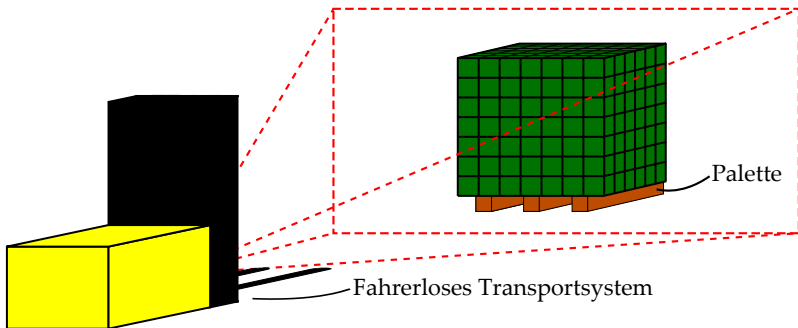


Abb. 4.3.: Illustration eines fahrerlosen Transportsystems mit einem 3D-Sensor (Sichtfeld in rot angedeutet) zur Erfassung des gesamten Ladungsträgers.

Erkennen des Überhängens erreicht werden. Damit ließe sich ein ungewolltes Zerstören der Säcke bei der Ladungsträgeraufnahme verhindern.

In dieser Arbeit soll eine sogenannte *Europoolpalette*, die nach DIN EN 13698 Teil 2 eine Breite von 1 m aufweist, zuverlässig erkannt werden, siehe [5].

4.2. Zielspezifikation

Das typische Vorgehen bei der Ladungsträgeraufnahme ist eine Annäherung mithilfe eines beliebigen Navigationssystems bis auf ca. $d = 2$ m Abstand von der Palette. In diesem Abstand wird eine Messung des Ladungsträgers durchgeführt. Dabei muss das Sichtfeld des 3D-Sensors den Ladungsträger zumindest in seiner kompletten Breite erfassen können. Dies wird mit einem horizontalen Sichtfeld von $\alpha_h \geq 2 \cdot \arctan(1/(2.2))^\circ \approx 28^\circ$ erreicht. Da die Richtung des Ladungsträgers vor der Messung nur grob bekannt ist, wurde ein horizontales Sichtfeld von $\alpha_h = 40^\circ$ gewählt. Die kleinste horizontale Struktur einer Europoolpalette liegt beträgt laut DIN EN 13698 40 mm. Um diese Struktur noch problemlos auflösen zu können, wurde eine horizontale Auflösung von $r_h = 200$ Pix gewählt. Daraus ergibt sich eine horizontale Winkelauflösung von $\delta_h = \alpha_h/r_h \approx 3,5$ mrad bzw. eine horizontale Pixelgröße von 7 mm im Abstand $d = 2$ m.

Die kleinste vertikale Struktur einer Europoolpalette beträgt 22 mm. Mit einer vertikalen Auflösung von $r_v = 140$ Pix und einem vertikalen Sichtfeld von $\alpha_v = 20^\circ$ wird eine vertikale Winkelauflösung von $\delta_v = \alpha_v/r_v \approx 2,5$ mrad erreicht. Dies entspricht einer Pixelgröße von ca. 5 mm in $d = 2$ m Entfernung. Die Zielspezifikation ist zusammenfassend in Tab. 4.1 dargestellt.

Parameter	Wert
Horizontales Sichtfeld α_h	40°
Vertikales Sichtfeld α_v	20°
Messbereich L_r	5 m
Horizontale Auflösung r_h	200 Pix
Vertikale Auflösung r_v	140 Pix
Framerate f_{Fr}	10 Hz
Wiederholungsgenauigkeit σ	$\leq \pm 1$ cm
Empfangsapertur A_{Rx}	400 mm ²

Tab. 4.1.: Zielspezifikation des 3D-Sensors innerhalb dieser Arbeit.

4.3. Auswahl zwischen aktiver und passiver Distanzmessung

Die grundlegende Entscheidung zwischen einer aktiven oder passiven Distanzmessung wirkt sich stark auf die Art des Systemkonzepts aus. Ein Vorteil der passiven Messung ist der geringere Energiebedarf und die Kostenersparnis, die durch den Verzicht auf eine Lichtquelle erreicht wird. Während eine passive Distanzmessung nur mit triangulationsbasierten Messprinzipien umgesetzt werden kann, stehen im Fall einer aktiven Distanzmessung sämtliche Messprinzipien zur Verfügung. Bekanntestes Beispiel für eine passive Distanzmessung ist die Stereovision, siehe auch Abschnitt 2.3.1.1. Eines der größten Probleme dieses Verfahrens ist das sogenannte Korrespondenzproblem [92], die Zuordnung von korrespondierenden Bildpunkten in den beiden Bildern. Dies steht in Zusammenhang mit der fehlenden Beleuchtung des Sichtfelds durch den Sensor, da die Umgebungsbeleuchtung in vielen Fällen unterschiedliche Schattenwürfe in den beiden Bildern verursacht. Dadurch wird die Zuordnung zugehöriger Bildpunkte erschwert. Ein weiterer Nach-

teil einer passiven Distanzmessung ist das Versagen der Messmethode in schlecht ausgeleuchteten Bereichen. Dies kann sowohl die Sicherheit als auch die Funktionalität von mobilen Robotern stark einschränken. Würde man eine Umgebung mit ausreichend heller sowie homogener Beleuchtung schaffen, so würden die erforderlichen Beleuchtungskosten und der Energiebedarf deutlich höher als die Kosten und der Energiebedarf einer Lichtquelle für die aktive Distanzmessung ausfallen.

Aus den genannten Gründen passt die aktive Distanzmessung besser zu den Anforderungen mobiler Roboter aus Abschnitt 3.2.2.

4.4. Auswahl zwischen Triangulation und Weglängenmessung

In Abschnitt 3.1.2 wurde gezeigt, dass triangulationsbasierte Distanzsensoren hauptsächlich im Nächstbereich (Messdistanz $d = 0 \dots 1$ m) eingesetzt werden. Im Nahbereich ($d = 0,5 \dots 4$ m), der für die beschriebene Anwendung die größte Rolle spielt, wird sowohl Triangulation als auch Weglängenmessung eingesetzt.

Die zwei wesentlichen Begrenzungsmerkmale der Messgenauigkeit triangulationsbasierter Sensoren ist nach Abschnitt 2.3.1 die erreichbare Winkelauflösung δ_θ und die bauraumbedingte Basislänge w .

Ein weiteres Begrenzungsmerkmal, das in der Realität eine wichtige Rolle spielt, ist der Messbereich L_r . Triangulationsbasierte Distanzsensoren haben typischerweise einen stark eingeschränkten Messbereich. Beispiele hierfür liefern die Spezifikationsdaten am Markt erhältlicher Systeme in den Tabellen 3.1 und 3.2. Der vereinfachte Triangulationssensor, der in Abb. 2.3 dargestellt ist, hat lediglich eine geometrisch bedingte minimale Messdistanz d_{\min} . Die maximale Messdistanz d_{\max} ist aufgrund der Parallelität der optischen Achsen von Sende- und Empfangsoptik nicht durch geome-

trische Begrenzungen, sondern durch die Winkelauflösung δ_ϑ begrenzt. Nachteil dieser Anordnung ist eine verringerte Distanzgenauigkeit aufgrund der kleinen Winkel bei großen Abständen. Deshalb wird die optische Achse der Empfangsanordnung in der Regel um einen Winkel ϑ_0 geneigt. Dies verbessert die Messauflösung, reduziert jedoch gleichzeitig den geometrisch erfassbaren Messbereich. Eine weitere Begrenzung, die insbesondere bei der dreidimensionalen Erfassung von Messobjekten zutage tritt, ist das Auftreten von Schattenbereichen aufgrund der unterschiedlichen Blickrichtungen zwischen Sender und Empfänger. Innerhalb der prinzipbedingten geometrisch-optischen Grenzen haben Triangulationssensoren jedoch bereits eine technologische Reife erlangt, die an die physikalischen Grenzen heranreicht.

Dies ist bei der Weglängenmessung, deren Messungenauigkeit nach Abschnitt 2.3.2 von anderen Parametern abhängt, noch nicht der Fall. Aufgrund der stetigen Verbesserung von Laufzeitsensoren kommt die Weglängenmessung im Nahbereich und darüber hinaus in zunehmendem Maße zum Einsatz. Die wesentlichen Einflussparameter für die Messungenauigkeit σ sind die Genauigkeit der Zeitmessung δ_t , die erreichbare Empfangsapertur A_{R_x} und die maximal zulässige optische Sendeleistung P_{T_x} . Die Kosten der wesentlichen Komponenten von Lichtlaufzeitsensoren, die bisher der Grund für den Einsatz von 3D-Triangulationssensoren waren, sind in den letzten Jahren drastisch gefallen, so dass dieser Nachteil mittlerweile vernachlässigbar ist. Erkennbar ist das unter anderem auch daran, dass das Nachfolgemodell der triangulationsbasierten *Kinect für Xbox 360* der Firma *Microsoft* auf dem Prinzip der Lichtlaufzeitmessung basiert (*Kinect für Xbox One*).

Aufgrund der oben genannten Faktoren, insbesondere aber der Problematik des begrenzten Messbereichs von Triangulationssenso-

ren, ist es sinnvoller, für die Zielspezifikation in Abschnitt 4.2 die Weglängenmessung zu wählen.

4.5. Auswahl zwischen Laufzeitmessung und Interferometrie

Der nächste Schritt zur Konkretisierung des Systemkonzepts ist nach Abb. 2.2 die Entscheidung zwischen Laufzeitmessung und Interferometrie. Ein Vergleich zwischen beiden Messmethoden wurde von Seitz veröffentlicht [119]. Darin wird unter anderem erläutert, dass der Eindeutigkeitsbereich interferometrischer Messverfahren mit sichtbarem Licht oder nahem Infrarot im μm -Bereich liegt. Damit lassen sich kleine Distanzen mit nm-Genauigkeit hervorragend messen. Es ist zwar auch möglich, den Messbereich interferometrischer Messverfahren bis in den cm-Bereich hinein zu vergrößern [22], jedoch steigt der erforderliche Aufwand und die Systemkosten dadurch an. Andere Gründe, die gegen den Einsatz von interferometrischen Distanzmessungen im Nahbereich sprechen, sind die hohen Toleranzanforderungen an die mechanischen Komponenten. Daher ist die Entscheidung für die Laufzeitmessung eindeutig.

4.6. Auswahl zwischen FMCW-Verfahren, Puls- und Phasenlaufzeitmessung

Nachdem die Anforderungen der Anwendung prinzipiell am besten mit einem Lichtlaufzeitverfahren erfüllt werden, gilt es nun, das am besten geeignete zu identifizieren. Das FMCW-Verfahren wird aufgrund seiner Andersartigkeit gesondert betrachtet. Anschließend werden Puls- und Phasenlaufzeitverfahren miteinander verglichen.

4.6.1. FMCW-Verfahren

Prinzipiell ist das FMCW-Verfahren sehr gut zur Vermessung dreidimensionaler Objekte geeignet. Kürzlich wurde ein derartiges System demonstriert, das bei $d = 4$ m Messdistanz Messungenauigkeiten im Mikrometerbereich erreicht [21]. Allerdings reicht die Messrate bzw. Pixelrate dieses Systems von 2 kHz nicht für die Zielspezifikation in Tabelle 4.1 aus. Messraten von bis zu 100 kHz wurden bislang demonstriert [91]. Der Frequenzhub Δf kann bis zu mehreren Terahertz betragen, was sogar Messungenauigkeiten im Nanometerbereich ermöglicht [108].

Alle diese Systeme enthalten jedoch teure Laser sowie aufwändige Stabilisierungs- und Kalibrationskomponenten zur Linearisierung des Frequenzsweeps [20]. Da es sich um ein kohärentes Messverfahren handelt, das sehr eng mit der Interferometrie verwandt ist, werden zusätzlich teure faserbasierte Komponenten wie Isolatoren/Zirkulatoren, Kollimatoren etc. benötigt [18]. Das FMCW-Verfahren zeigt großes Potential, ist aber nach heutigem Stand zu teuer für den Einsatz in einem mobilen Roboter gemäß den Anforderungen aus Abschnitt 3.2.2. Dies könnte sich in Zukunft durch die Integration faseroptischer Komponenten auf einem Chip ändern [123, 61].

4.6.2. Auswahl zwischen Puls- und Phasenlaufzeitmessung

Der Vergleich der Messungenauigkeit zwischen Puls- und Phasenlaufzeit, der in diesem Abschnitt durchgeführt wird, wurde von Koskinen et al. durchgeführt und veröffentlicht [69]. In diesem Abschnitt werden zwei Distanzsensoren nach Abb. 2.6 miteinander verglichen. Einer dieser Sensoren basiert auf der Pulslaufzeitmessung, der andere auf Phasenlaufzeitmessung. Sowohl die gesendete als auch die empfangene optische Durchschnittsleistung $\overline{P_{Tx}}$ bzw.

$\overline{P_{\text{Rx}}}$ beider Sensoren ist identisch. Bildet man den Quotienten aus Gl. (2.42) und (2.55), so erhält man

$$\frac{\sigma_{\text{tof}}}{\sigma_{\text{cw}}} = \frac{2f_{\text{m}}}{B_{\text{tof}}}. \quad (4.1)$$

Das bedeutet, dass die Phasenlaufzeitmessung im Falle eines schrotrauschbegrenzten Signal-Rausch-Verhältnisses und bei gleicher Signalleistung und bei $f_{\text{m}} = B_{\text{tof}}$ eine doppelt so gute Messgenauigkeit wie die Pulslaufzeitmessung erreicht. Dieser Vorteil relativiert sich jedoch aufgrund des *Shannon-Nyquist-Theorems*, da die Modulationsfrequenz zunächst vom Empfänger abgetastet werden muss. Wird die Messdistanz vergrößert, so sinkt die optische Durchschnittsleistung beider Sensoren und ab einer gewissen Distanz tritt der Fall ein, dass die Phasenlaufzeitmessung nicht mehr schrotrauschbegrenzt ist. In diesem Fall ändert sich das Verhältnis der Messungenauigkeiten nach Gl. (2.42) und (2.56) zu

$$\frac{\sigma_{\text{tof}}}{\sigma_{\text{cw}}} = \sqrt{F(M)} \cdot \frac{2f_{\text{m}}}{B_{\text{tof}}} \cdot \sqrt{\frac{P_{\text{Rx,cw}}}{N_{\text{el,cw}}}} \quad (4.2)$$

und es ist aufgrund der Rauscheinflüsse nicht mehr möglich eine generelle Aussage zu machen. Wird die Messdistanz weiter erhöht, so tritt irgendwann der Fall ein, dass auch das Pulslaufzeitverfahren nicht mehr schrotrauschbegrenzt ist. Mit Gl. (2.43) und (2.56) ändert sich daher das Verhältnis der Messungenauigkeiten zu

$$\frac{\hat{\sigma}_{\text{tof}}}{\hat{\sigma}_{\text{cw}}} = 2\sqrt{\frac{N_{\text{el,tof}}}{N_{\text{el,cw}}}} \cdot \frac{2f_{\text{m}}}{B_{\text{tof}}} \cdot \sqrt{\frac{f_{\text{pr}}}{B_{\text{tof}}}}. \quad (4.3)$$

Dieser Term enthält zusätzlich zu Gl. (4.1) neben den äquivalenten Rauschleistungen für Puls- und Phasenlaufzeitverfahren $N_{\text{el,tof}}$ bzw. $N_{\text{el,cw}}$ die Pulswiederholrate f_{pr} . Beim Pulslaufzeitverfahren kann nun die kleinstmögliche Pulswiederholrate gewählt wer-

den, was die Messungengenauigkeit einer Einzelmessung verringert ($n_{\text{tof}} = T_{\text{Px}} \cdot f_{\text{pr}} = 1$).

Allgemein kann gesagt werden, dass es in den meisten Fällen sinnvoll ist, die verfügbare Signalenergie im Zeitbereich zu konzentrieren. Dies ist bei der Phasenlaufzeitmethode nicht möglich, weil die Modulationsfrequenz die Anzahl der Schwingungsperioden (anders ausgedrückt die Anzahl der Pulse) fest vorgibt. Das Prinzip der Konzentration von Signalenergie gilt jedoch nicht nur für den Zeitbereich, sondern gleichzeitig auch für den Ortsbereich. Dies wird im nächsten Abschnitt berücksichtigt.

Bei kleinen Messdistanzen, bei denen ein schrotrauschbegrenztes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht wird, ist die Phasenmessung nach Gl. (4.1) gleichwertig mit der Pulslaufzeit zu bewerten. Je größer die Messdistanz wird, desto besser ist jedoch das Pulslaufzeitverfahren im Vergleich zum Phasenlaufzeitverfahren.

Ein anderer, wichtiger Aspekt ist die erforderliche Bandbreite der Signalverarbeitung, welche stark mit deren Kosten zusammenhängt. Möchte man bspw. eine Messauflösung von $\delta_d = 1$ mm erreichen, so entspricht dies einer Zeitauflösung von $\delta_t \approx 6,7$ ps. Würde man versuchen, diese Auflösung mit einem einfachen Zähler messtechnisch zu erfassen, so bräuchte dieser eine Zählrate von $1/\delta_t \approx 150$ GHz. Eine derart hohe Zählrate ist momentan nicht umsetzbar. Allerdings gibt es eine Lösung für dieses Problem, die auf dem Durchlaufen von mehreren bekannten und gleich langen Verzögerungstrecken basiert [90]. Dadurch kann die notwendige Zählerfrequenz um die Anzahl an Verzögerungstrecken reduziert werden. Mit dieser Methode wurden bereits Systeme auf Basis der Pulslaufzeitmessung realisiert, die eine Millimeter-Messungengenauigkeit erreichen [94]. Die dafür notwendigen *Time-to-Digital-Converter (TDC)* bilden den Kern derartiger Distanzsensoren und werden in der Regel als anwendungsspezifische integrierte Schaltungen (englisch

application-specific integrated circuit, ASIC) realisiert. Diese erreichen mittlerweile eine Zeitauflösung von $\delta_t = 10$ ps bei einer Frequenz der Referenz-Clock von nur 5 MHz [62]. Dafür sind jedoch mehrere Stufen von Verzögerungstrecken notwendig. Die aufgrund der sogenannten virtuellen Frequenz von ca. 150 GHz erforderliche exakte zeitliche Abstimmung aller Signallaufzeiten erhöht die Designkomplexität und die Kosten der Chips. Eine Quadraturdemodulation weist aufgrund der Signalmischung keine derart hohen Anforderungen an Signallaufzeiten und Bandbreiten auf. Daher basieren die meisten Low-Cost-Distanzsensoren auf dem Prinzip der Phasenlaufzeitmessung [34].

Aus den oben genannten Gründen wurde in dieser Arbeit die Phasenlaufzeitmessung gewählt.

4.7. Auswahl zwischen Scan- und Schnappschussverfahren

In diesem Abschnitt sollen die zwei wesentlichen Verfahren zur räumlichen Erfassung von Messobjekten – das Scanverfahren und das Schnappschussverfahren – diskutiert und verglichen werden. Der Inhalt dieses Abschnitts wurde in [BHHS14] veröffentlicht. Diese Betrachtung kann aus folgendem Grund nicht ganz losgelöst vom vorhergehenden Abschnitt durchgeführt werden. Im vorhergehenden Abschnitt wurde das Prinzip der Konzentration der Energie im Zeitbereich eingeführt. In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass dieses Prinzip auch im Ortsbereich gilt, und dass beide Bereiche gleichzeitig berücksichtigt werden müssen. Aus diesem Grund kann auf eine Betrachtung des Pulslaufzeitverfahrens nicht verzichtet werden.

Häufig wird die Auswahl zwischen Scan- und Schnappschussverfahren auf Basis des bereits erworbenen Wissens und bereits vorhandenen technologischen Fähigkeiten getroffen. Dieses Vorgehen

resultiert nicht immer in einer optimalen Lösung, da möglicherweise grundlegende Probleme zu spät erkannt werden oder eine andere Methode erforderlich machen.

Im Folgenden wird gezeigt, dass scannende Phasenlaufzeitsensoren eine bessere Energieeffizienz erreichen können als Phasenlaufzeitsensoren auf Basis des Schnappschussverfahrens. Weiterhin wird eine Laserschutzevaluation typischer Systeme durchgeführt, die die wesentlichen Unterschiede in der zulässigen Laserleistung verdeutlicht.

4.7.1. Vergleichsmethodik

4.7.1.1. Scannender Sensor

In diesem Abschnitt wird unter einem scannenden Sensor ein idealisiertes System gemäß Abb. 2.11 verstanden. Das Beleuchtungsprofil sei quadratisch und genau von der Größe eines Pixels im Raum. Der Einfachheit halber sei das Strahlprofil im Inneren eines Pixels homogen und außerhalb des Pixels null. Das Sichtfeld wird linienförmig mit einem horizontal bidirektionalen und vertikal linearen Scanmuster beleuchtet. Die horizontale Scanbewegung sei sinusförmig während die vertikale linear sei. Pro Frame wird das Scanmuster genau einmal durchlaufen. Am Ende des Frames erfolgt ein Rücklauf (englisch *retrace* oder *flyback*) des Scanspiegels zur Startposition.

Das Empfangskonzept des Scanners basiert auf dem Ansatz der *elektronischen Nachführung* [BSF⁺14], siehe auch Abb. 4.4. Aufgrund der kontinuierlichen Bewegung des Scanspiegels wird der Fokus in der Bildebene nicht zu jedem Zeitpunkt nur ein Detektorelement beleuchten. Im schlimmsten Fall verteilt sich die Empfangsleistung auf vier Detektorelemente. Da es hier jedoch um einen grundsätzlichen Vergleich und noch nicht um technologische Details geht, wird die-

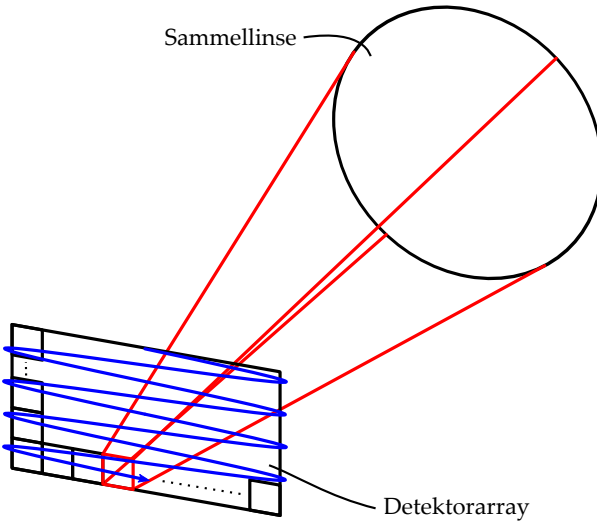


Abb. 4.4.: Prinzip der elektronischen Nachführung. Ein zweidimensionales Detektorarray wird mit einem linienförmigen Scanmuster ausgeleuchtet. Das gerade beleuchtete Pixel ist in rot dargestellt. Synchron zur Ausleuchtung wird jeweils der beleuchtete Detektor mit der darauffolgenden Signalverarbeitung verbunden. Dadurch wird eine kontinuierliche Distanzmessung ermöglicht.

ser Faktor innerhalb von Abschnitt 4.7 der Einfachheit halber vernachlässigt.

Die Zugehörigkeit eines Parameters zum scannenden Sensor wird im Folgenden mit einem hochgestellten s markiert, z.B. steht P_{Tx}^s für die optische Sendeleistung des scannenden Sensors.

4.7.1.2. Schnappschuss-Sensor

Unter einem Schnappschuss-Sensor wird in diesem Abschnitt ein idealisiertes System mit einer Beleuchtung des gesamten Sichtfelds für jede einzelne Distanzmessung verstanden. Dies ist in Abb. 2.12

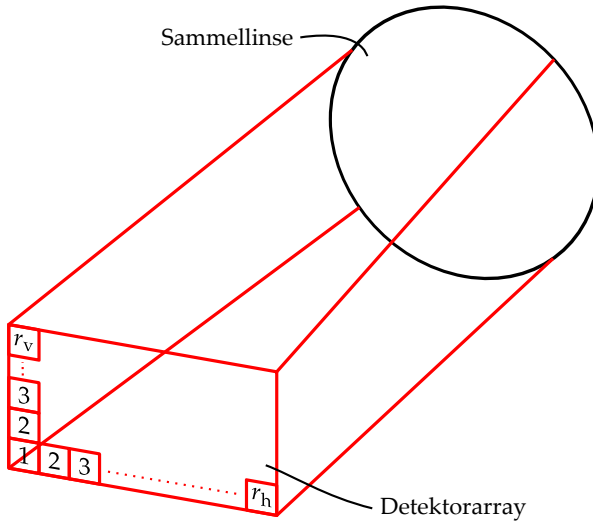


Abb. 4.5.: Empfangsprinzip eines Schnappschuss-Sensors. Das zweidimensionale Detektorarray wird für jede Messung komplett ausgeleuchtet.

illustriert. Wie beim scannenden Sensor wird die Beleuchtung innerhalb des Sichtfelds als homogen und außerhalb zu null angenommen. Empfangsseitig wird daher auch das gesamte zweidimensionale Detektorarray beleuchtet, siehe Abb. 4.5.

Die Zugehörigkeit eines Parameters zum Schnappschuss-Sensor wird im Folgenden mit einem hochgestellten f markiert¹, z.B. P_{Tx}^f für die optische Sendeleistung des Schnappschuss-Sensors.

¹Dies kommt vom englischen Begriff *flashing*, der im Deutschen mit „blitzen“ übersetzt werden kann, und ist angelehnt an den Blitz einer herkömmlichen Fotokamera.

4.7.1.3. Strahlausbreitung

Um einen Vergleich zwischen scannenden und Schnappschuss-Sensoren durchführen zu können, muss auch die Vergleichbarkeit der Strahlausbreitung sichergestellt sein. Das bedeutet, dass die Annahme gerechtfertigt sein muss, dass aus der Gleichheit der über eine Framedauer gemittelten optischen Sendeleistungen $\overline{P_{Tx}^s} = \overline{P_{Tx}^f} = \overline{P_{Tx}}$ auch die Gleichheit der über eine Framedauer gemittelten optischen Empfangsleistungen $\overline{P_{Rx}^s} = \overline{P_{Rx}^f} = \overline{P_{Rx}}$ folgt. Damit diese Annahme gerechtfertigt ist, müssen

- die Messdistanzen $d^s = d^f = d$,
- die Sichtfelder $\alpha_h^s = \alpha_h^f = \alpha_h$ bzw. $\alpha_v^s = \alpha_v^f = \alpha_v$,
- die Empfangsaperturen $A_{Rx}^s = A_{Rx}^f = A_{Rx}$,
- die Größe der Detektorarrays,
- die horizontalen $r_h^s = r_h^f = r_h$ sowie vertikalen $r_v^s = r_v^f = r_v$ Auflösungen und
- die Frameraten $f_{Fr}^s = f_{Fr}^f = f_{Fr}$

beider Sensoren identisch sein. Außerdem haben beide Detektorarrays eine identische Anzahl an Detektorelementen

$$N_{det} = r_h \cdot r_v. \quad (4.4)$$

Die Systemparameter, die sich bei beiden Ansätzen unterscheiden, sind

- die Pixeldauer $T_{Px}^s \neq T_{Px}^f$,
- die Empfangsleistung $T_{Rx}^s \neq P_{Rx}^f$ und
- die Messgenauigkeit $\sigma^s \neq \sigma^f$.

Generell ist die Pixeldauer des Scanners T_{Px}^{s} aufgrund der sequentiellen Messung einen Faktor N_{det} kürzer als die Pixeldauer des Schnappschuss-Sensors T_{Px}^{f} . Es ergibt sich folgendes Verhältnis

$$\frac{T_{\text{Px}}^{\text{s}}}{T_{\text{Px}}^{\text{f}}} = \frac{1}{N_{\text{det}}} . \quad (4.5)$$

Entsprechend ist das Verhältnis der Pulswiederholraten im Fall der Pulslaufzeitmessung

$$\frac{f_{\text{pr}}^{\text{s}}}{f_{\text{pr}}^{\text{f}}} = N_{\text{det}} . \quad (4.6)$$

4.7.2. Vergleich basierend auf Energieeffizienz

Im vorliegenden Abschnitt wird ein Vergleich der erreichbaren Distanzgenauigkeit beider Systeme bei gleicher mittlerer optischer Sendeleistung $\overline{P_{\text{Tx}}^{\text{s}}} = \overline{P_{\text{Tx}}^{\text{f}}} = \overline{P_{\text{Tx}}}$ durchgeführt. Dieser Vergleich gibt Auskunft darüber, wie effizient die verfügbare Signalenergie bei beiden Ansätzen – Scanner und Schnappschuss-Sensor – eingesetzt wird. Dazu werden zwei weitere Annahmen benötigt:

1. Um einen grundsätzlichen Vergleich zu ermöglichen, der vorerst von technologischen Details losgelöst ist, wird angenommen, dass der Energieverbrauch aller Systemkomponenten, die bei beiden Ansätzen vorhanden sind, identisch ist.
2. Weiterhin wird angenommen, dass der Energieverbrauch aller Systemkomponenten, die nur bei einem der beiden Ansätze vorhanden sind, vernachlässigbar gegenüber der mittleren optischen Signalleistung $\overline{P_{\text{Tx}}}$ ist. Diese Annahme betrifft insbesondere den Scanspiegel des scannenden Sensors. Diese Annahme gilt nicht für 3D-Scanner auf Basis konventioneller Galvanometer-Scanspiegel oder rotierender Polygonspiegel. Bei derartigen Systemen wurde in der Vergangenheit

häufig der zusätzliche Energieverbrauch durch die Scaneinheit als wesentlicher Nachteil bemängelt [11]. Dies ist jedoch seit der Einführung scannender mikromechanischer Schwingspiegel (englisch *Scanning MEMS Micromirrors*, *Micro-Electro-Mechanical Systems*) nicht mehr gültig. Tatsächlich verdrängen Ansätze auf Basis scannender Mikrospiegel in zunehmendem Maße konventionelle Scanner-Technologien in mehreren Bereichen wegen ihres geringen Energieverbrauchs. Beispiele hierfür sind Endoskope, Laserprojektoren, Ophthalmoskope uvm. [116].

Damit entscheidet allein die erreichbare Distanzgenauigkeit über die Energieeffizienz.

4.7.2.1. Pulslaufzeitmessung

Damit die mittlere optische Sendeleistung identisch ist, muss das Verhältnis der Spitzenleistungen der Pulse im Fall der Pulslaufzeitmessung dem Zusammenhang

$$\frac{P_{\text{Tx}}^{\text{s}}}{P_{\text{Tx}}^{\text{f}}} = \frac{1}{N_{\text{det}}} \quad (4.7)$$

gehörten. Aufgrund der räumlichen Konzentration der Signalenergie ist die Empfangsleistung P_{Rx}^{s} des Scanners in einem Pixel proportional zur Sendeleistung P_{Tx}^{s} .

$$P_{\text{Rx}}^{\text{s}} \propto P_{\text{Tx}}^{\text{s}} \quad (4.8)$$

Im Fall eines Schnappschuss-Sensors verteilt sich die Signalenergie jedoch auf dem gesamten Detektorarray und es gilt

$$P_{\text{Rx}}^{\text{f}} \propto \frac{P_{\text{Tx}}^{\text{f}}}{N_{\text{det}}}. \quad (4.9)$$

Kombiniert man Gl. (4.7), (4.8) und (4.9), so ergibt sich das Verhältnis der Empfangsleistungen für Pulslaufzeit-Sensoren

$$\frac{P_{\text{Rx}}^{\text{s}}}{P_{\text{Rx}}^{\text{f}}} = 1. \quad (4.10)$$

Falls das Signal-Rausch-Verhältnis schrotrauschbegrenzt ist, gilt mit Gl. (2.42) für das Verhältnis der Messungenauigkeiten R_{tof}

$$R_{\text{tof}} = \frac{\sigma_{\text{tof}}^{\text{s}}}{\sigma_{\text{tof}}^{\text{f}}} = \sqrt{\frac{P_{\text{Rx}}^{\text{f}} \cdot f_{\text{pr}}^{\text{f}} \cdot T_{\text{Px}}^{\text{f}}}{P_{\text{Rx}}^{\text{s}} \cdot f_{\text{pr}}^{\text{s}} \cdot T_{\text{Px}}^{\text{s}}}}. \quad (4.11)$$

Einsetzen von Gl. (4.5), (4.6) und (4.10) ergibt

$$R_{\text{tof}} = \frac{\sigma_{\text{tof}}^{\text{s}}}{\sigma_{\text{tof}}^{\text{f}}} = \sqrt{\frac{N_{\text{det}}}{N_{\text{det}}}} = 1. \quad (4.12)$$

Ist das Signal-Rausch-Verhältnis durch das Rauschen der Elektronik begrenzt, bleibt dieses Verhältnis unverändert.

$$\hat{R}_{\text{tof}} = \frac{\hat{\sigma}_{\text{tof}}^{\text{s}}}{\hat{\sigma}_{\text{tof}}^{\text{f}}} = \frac{P_{\text{Rx}}^{\text{f}}}{P_{\text{Rx}}^{\text{s}}} \cdot \sqrt{\frac{f_{\text{pr}}^{\text{f}} \cdot T_{\text{Px}}^{\text{f}}}{f_{\text{pr}}^{\text{s}} \cdot T_{\text{Px}}^{\text{s}}}} = 1 \quad (4.13)$$

Dies bedeutet, dass es im Fall der Pulslaufzeitmessung keinen wesentlichen Unterschied zwischen dem Ansatz des Scanners und des Schnappschuss-Sensors gibt.

4.7.2.2. Phasenlaufzeitmessung

Im Fall der Phasenlaufzeitmessung ist die optische Spitzenleistung des Scanners identisch mit der des Schnappschuss-Sensors.

$$\frac{P_{Tx}^s}{P_{Tx}^f} = 1 \quad (4.14)$$

Da die Gleichungen (4.8) und (4.9) ihre Gültigkeit auch für die Phasenlaufzeitmessung behalten, verändert sich das Verhältnis der Empfangsleistungen zu

$$\frac{P_{Rx}^s}{P_{Rx}^f} = N_{det} \cdot \quad (4.15)$$

Analog zu den oben ausgeführten Betrachtungen wird nun das Verhältnis der Messungenauigkeiten R_{cw} des Scanners und des Schnappschuss-Sensors für den Fall eines schrotrauschbegrenzten Signal-Rausch-Verhältnisses

$$R_{cw} = \frac{\sigma_{cw}^s}{\sigma_{cw}^f} = \sqrt{\frac{P_{Rx}^f \cdot T_{Px}^f}{P_{Rx}^s \cdot T_{Px}^s}} = 1 \quad (4.16)$$

und für den Fall eines elektronikrauschbegrenzten Signal-Rausch-Verhältnisses

$$\hat{R}_{cw} = \frac{\hat{\sigma}_{cw}^s}{\hat{\sigma}_{cw}^f} = \frac{P_{Rx}^f}{P_{Rx}^s} \cdot \sqrt{\frac{T_{Px}^f}{T_{Px}^s}} = \frac{1}{\sqrt{N_{det}}} \quad (4.17)$$

gebildet. Während das schrotrauschbegrenzte unverändert ist, fällt \hat{R}_{cw} mit der Wurzel der Bildpunkte ab. Das bedeutet, dass der Scanner im Fall eines elektronikrauschbegrenzten Signal-Rausch-Verhältnisses eine bessere Energieeffizienz als der Schnappschuss-Sensor erreicht.

4.7.3. Vergleich basierend auf Laserschutz

Die in Abschnitt 4.7.2 geforderte Gleichheit der mittleren Sendeleistung wird nun aufgehoben und es wird die maximal zulässige Sendeleistung ermittelt. Dies wird durch eine Evaluation der *Grenzwerte zugänglicher Strahlung (GZS)* nach Klasse 1M der verglichenen Systeme auf Basis des Laserschutzstandards IEC-60825-1 [7] erreicht. Diese Laserschutzklasse setzt voraus, dass keine optischen Instrumente wie Mikroskope, Teleskope, etc. während der Bestrahlung benutzt werden. Die berechneten Grenzwerte werden schließlich benutzt, um die erreichbare Messauflösung für Scanner und Schnappschuss-Sensoren auf Basis der Puls- bzw. Phasenlaufzeitmessung zu bestimmen.

4.7.3.1. Berechnungsprinzipien

Um die maximal zulässige Emissionsleistung der Sendeeinheiten beider Systeme ermitteln zu können, müssen zwei unterschiedliche Evaluationsprinzipien eingesetzt werden, die in den folgenden beiden Unterabschnitten erläutert werden.

4.7.3.1.1. Scanverfahren Die Berechnungsmethode für scannende Systeme wurde in mehreren Veröffentlichungen im Detail erklärt [FFS⁺12, HBS14, HBDS14, BHS14]. Der grundlegende Ansatz nimmt einen kollimierten Strahl an, der über das Sichtfeld gescannt wird, in dem sich eine Messblende – ein Äquivalent für das menschliche Auge – befindet. Jedes Überstreichen der Messblende durch den scannenden Strahl erzeugt einen Puls hinter derselben. Es entsteht ein Pulszug im Zeitbereich, der die Basis für die eigentliche Gefährdungsbeurteilung darstellt. Dies wird in [HBDS14] näher erläutert. Auf die erzeugten Pulse bzw. den Pulszug werden die drei Kriterien für gepulste Laser, wie im Laserschutzstandard [7] gefor-

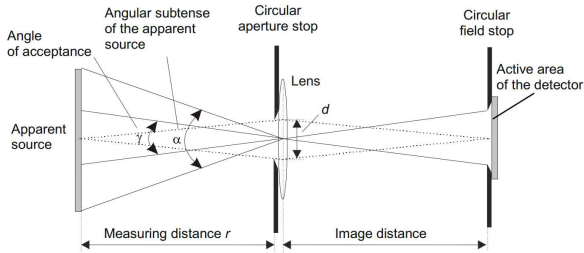


Abb. 4.6.: Messaufbau zur Ermittlung der Winkelausdehnung der scheinbaren Quelle nach Bedingung 1 und 3.

dert, angewendet. Von den drei berechneten GZS-Werten gilt der niedrigste, der die Situation der jeweiligen größten Gefährdung für das menschliche Auge erfasst. In diesem Abschnitt wird der Einfachheit halber nur dieser finale GZS-Wert präsentiert.

4.7.3.1.2. Schnappschussverfahren Die Betrachtungen in diesem Abschnitt basieren auf der Annahme, dass die Sendeeinheit des Schnappschuss-Sensors nur eine einzige divergent emittierende Lichtquelle beinhaltet. Lichtquellenarrays sind daher nicht Bestandteil dieser Überlegungen. Gemäß Kapitel „7.5.3.4 Method used for arbitrary sources“ in dem technischen Bericht [6] zum Laserschutzstandard werden beliebige Quellen mithilfe des Messaufbaus in Abb. 4.6 untersucht. Dieser Messaufbau wurde mit der Raytracing-Software *Zemax* implementiert und für die Auswertung eingesetzt. In diesem Kontext wurde Laserschutzklasse 1M gewählt, um die höchstmöglichen Grenzwerte sowohl für scannende als auch für Schnappschuss-Sensoren zu ermitteln. Die Verwendung einer Lupe, die bei der Evaluation nach Laserschutzklasse 1 zusätzlich erforderlich wäre, würde in vielen Fällen in einer höheren Gefährdung und damit in geringeren GZS-Werten resultierenden.

Um die Winkelausdehnung der *scheinbaren Quelle* α zu ermitteln, wird die Energie $Q(d_i, \gamma)$, die von der Retina aufgenommen wird, sowohl für variierende Bilddistanzen d_i (siehe *Image distance* in Abb. 4.6) als auch für variierende Akzeptanzwinkel γ berechnet. Dabei wird der Akzeptanzwinkel im Bereich $\gamma = \alpha_{\min} \dots \alpha_{\max} = 1,5 \dots 100$ mrad verändert. Die variierenden Bilddistanzen d_i repräsentieren verschiedene Akkomodationszustände der Augenlinse. Wie vom Laserschutzstandard vorgeschrieben, wird diese Energie anschließend durch den zugehörigen Grenzwert zugänglicher Strahlung geteilt, um den sogenannten *Gefährdungsfaktor* $GF(d_i, \gamma)$ zu bestimmen.

$$GF(d_i, \gamma) = \frac{Q(d_i, \gamma)}{GZS(\gamma)} \quad (4.18)$$

Der zum höchsten Gefährdungsfaktor zugehörige Akzeptanzwinkel γ wird anschließend als Winkelausdehnung der scheinbaren Quelle angenommen. In den nachfolgenden Berechnungen war dieser Wert immer identisch mit $\alpha_{\min} = 1,5$ mrad, siehe Abb. 4.7. Damit korrespondiert die gefährlichste Zustand mit dem kleinstmöglichen Fokus auf der Retina.

4.7.3.2. Systemparameter

Die GZS-Werte eines scannenden bzw. eines Schnappschuss-Distanzsensors sind sowohl von dem eingesetzten Lichtlaufzeitverfahren, als auch von anderen Systemparametern abhängig. Daher ist ein allgemeingültiger Vergleich, wie er in Abschnitt 4.7.2 angestrebt wurde, hier nicht möglich. Die Werte der identischen Systemparameter sind in Tab. 4.2 angegeben. Die Zeitdauer für das Rückstellen des Mikrospiegels zur Startposition wird zu 10% der Zeitdauer eines Frames T_{Fr} angenommen. Weiterhin sei vorausgesetzt, dass der Laser während des Rückstellens und in den Umkehrbereichen der horizontalen Spiegelschwingung ausgeschaltet ist. Der aktive Winkel-

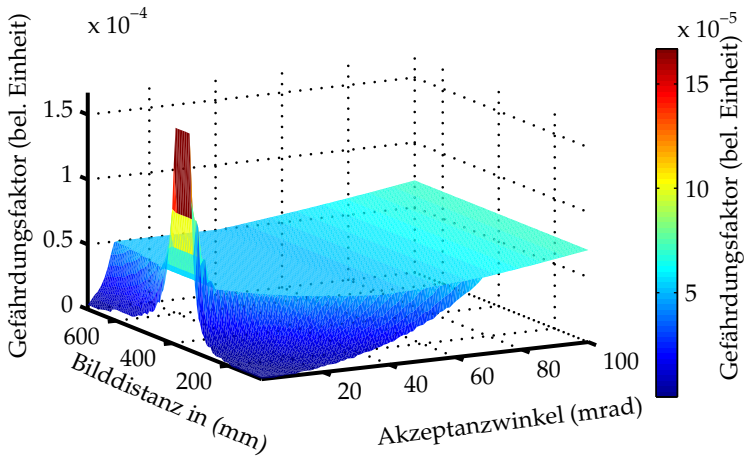


Abb. 4.7.: Berechneter Gefährdungsfaktor im Fall der Pulslaufzeitmessung in Abhängigkeit des Akzeptanzwinkels γ und der Bildabstand d_i . Die höchste Gefährdung tritt bei $\alpha_{\min} = 15 \text{ mrad}$ und $d_i = f_L$ auf, wobei f_L die Brennweite der eingesetzten Linse ist. Im Fall der Phasenlaufzeitmessung (nicht dargestellt) ergibt sich ein ähnliches Verhalten, jedoch ist der Unterschied der Gefährdung zwischen α_{\min} und α_{\max} deutlich größer.

Systemparameter	Wert
Wellenlänge λ	900 nm
Aspektverhältnis a_r	16/9
Framerate f_{Fr}	25 Hz
Horizontales Sichtfeld α_h	40°
Vertikale Bildauflösung r_v	52 ... 1060 Pix
Horizontale Bildauflösung r_h	92 ... 1884 Pix

Tab. 4.2.: Typische Werte der Systemparameter, die beim scannenden und beim Schnappschuss-Sensor identisch sind.

bereich beträgt 90% der vollen Oszillationsamplitude der Spiegelschwingung. Deshalb muss der optische Scanbereich (Vollwinkel) $\alpha_{h,\max} = 40^\circ / 0,9 \approx 44,4^\circ$ betragen, um ein horizontales Sichtfeld von $\alpha_h = 40^\circ$ zu ermöglichen. Der Durchmesser des kreisrunden Mikrospiegels beträgt $D_{\text{Sp}} = 2 \text{ mm}$.

Nachfolgend werden die Berechnungsprinzipien aus diesem Abschnitt auf jeweils zwei exemplarische 3D-Sensoren auf Basis der Puls- bzw. Phasenlaufzeitmethode angewendet. Nimmt man eine typische Modulationsfrequenz von $f_m = 100 \text{ MHz}$ für den Phasenlaufzeitsensor an, so kann die korrespondierende Halbwertsbreite eines Pulses T_{FWHM} (englisch *Full-Width at Half Maximum, FWHM*) für den Pulslaufzeitsensor gemäß Gl. (4.1) berechnet werden. Dafür wird zunächst die Anstiegszeit T_r berechnet.

$$\frac{\sigma_{\text{tof}}}{\sigma_{\text{cw}}} \stackrel{!}{=} 1 = \frac{2f_m}{B_{\text{tof}}} \Rightarrow T_r \approx \frac{0,35}{B_{\text{tof}}} = 1,75 \text{ ns}$$

Mit der Definition der Anstiegszeit

$$T_r = t_{90} - t_{10} \quad (4.19)$$

und unter Annahme eines Gaußpulses mit

$$0,1 = \exp\left(\frac{-t_{10}^2}{2\sigma_g^2}\right) \quad (4.20)$$

bzw.

$$0,9 = \exp\left(\frac{-t_{90}^2}{2\sigma_g^2}\right) \quad (4.21)$$

sowie einer Halbwertsbreite T_{FWHM} von

$$T_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2 \ln(2)} \cdot \sigma_g \quad (4.22)$$

gilt folgender Zusammenhang zwischen Halbwertsbreite T_{FWHM} und Anstiegszeit T_r

$$T_{\text{FWHM}} = \frac{2 \cdot \sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{-\ln(0,1)} - \sqrt{-\ln(0,9)}} \cdot T_r \approx 1,4 \cdot T_r \approx 2,5 \text{ ns.} \quad (4.23)$$

Unter Verwendung dieser Werte ist sichergestellt, dass das Verhältnis der Messungenauigkeiten im Falle eines schrotrauschbegrenzten Signal-Rausch-Verhältnisses und bei gleichen mittleren Sendeleistungen genau eins ist.

4.7.3.3. Pulslaufzeitmessung

Die berechnete zulässige Spitzenleistung der Lasers P_{Tx} als Funktion der Bildauflösung N_{det} ist für den scannenden und den Schnappschuss-Pulslaufzeitsensor in Abb. 4.8 dargestellt.

Um eine Aussage über das Verhältnis der Messungenauigkeiten für den scannenden und den Schnappschuss-Sensor R_{tof} ableiten zu können, werden die berechneten Emissionsleistungen P_{Tx}^{s} und P_{Tx}^{f} unter Berücksichtigung von Gl. (4.8) und (4.9) in Gl. (4.11) eingesetzt. Damit ändert sich R_{tof} zu

$$R_{\text{tof}} = \frac{\sigma_{\text{tof}}^{\text{s}}}{\sigma_{\text{tof}}^{\text{f}}} = \sqrt{\frac{P_{\text{Rx}}^{\text{f}}}{P_{\text{Rx}}^{\text{s}}}} = \sqrt{\frac{P_{\text{Tx}}^{\text{f}}}{N_{\text{det}} \cdot P_{\text{Tx}}^{\text{s}}}}. \quad (4.24)$$

Analog dazu wird \hat{R}_{tof} für den Fall des elektronikrauschbegrenzten Signal-Rausch-Verhältnisses berechnet.

$$\hat{R}_{\text{tof}} = \frac{P_{\text{Rx}}^{\text{f}}}{P_{\text{Rx}}^{\text{s}}} = \frac{P_{\text{Tx}}^{\text{f}}}{N_{\text{det}} \cdot P_{\text{Tx}}^{\text{s}}} \quad (4.25)$$

Die zwei berechneten Verhältnisse sind in Abb. 4.9 als Funktion der Bildauflösung N_{det} dargestellt.

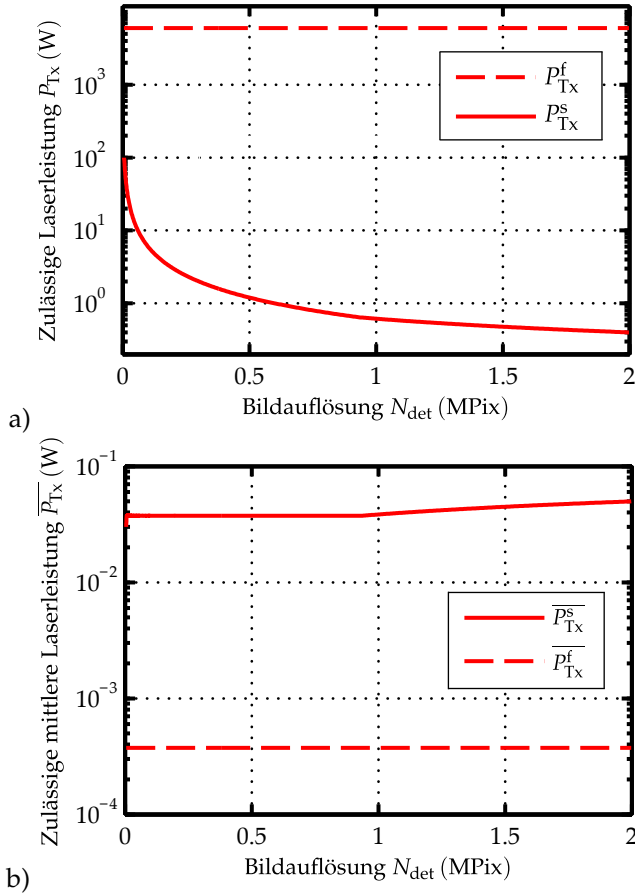


Abb. 4.8.: a) Berechnete zulässige Spitzenleistung des Lasers P_{Tx} als Funktion der Bildauflösung N_{det} für den scannenden und den Schnappschuss-Pulslaufzeitsensor.
 b) Berechnete zulässige mittlere Laserleistung $\overline{P_{\text{Tx}}}$ als Funktion der Bildauflösung N_{det} für den scannenden und den Schnappschuss-Pulslaufzeitsensor.

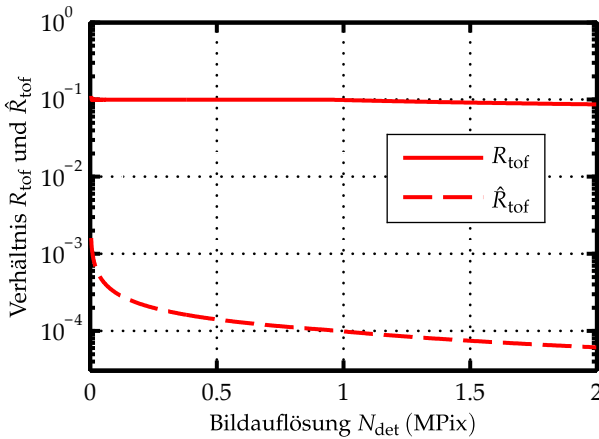


Abb. 4.9.: Verhältnis R_{tof} und \hat{R}_{tof} als Funktion der Bildauflösung N_{det} unter Berücksichtigung der maximal zulässigen Sendeleistung.

4.7.3.4. Phasenlaufzeitmessung

Ein Parameter, der einen großen Einfluss auf die Laserschutz-evaluation eines Phasenlaufzeit-Sensors hat, ist der Modulationsindex. In diesem Fall wurde ein Modulationsindex von 1 gewählt, so dass einzelne Schwingungen der Amplitudenmodulation aus Sicht des Laserschutzes als Pulse interpretiert werden. Die berechnete zulässige Spitzenleistung der Lasers P_{Tx} als Funktion der Bildauflösung N_{det} ist für den scannenden und den Schnappschuss-Phasenlaufzeitsensor in Abb. 4.10 dargestellt.

Analog zum Vorgehen im Fall der Pulslaufzeitmessung wird nun die Auswirkung der berechneten maximal zulässigen Sendeleistungen auf die Verhältnisse

$$R_{\text{cw}} = \frac{\sigma_{\text{cw}}^{\text{s}}}{\sigma_{\text{cw}}^{\text{f}}} = \sqrt{\frac{P_{\text{Rx}}^{\text{f}} \cdot N_{\text{det}}}{P_{\text{Rx}}^{\text{s}}}} = \sqrt{\frac{P_{\text{Tx}}^{\text{f}} \cdot N_{\text{det}}}{P_{\text{Tx}}^{\text{s}} \cdot N_{\text{det}}}} = \sqrt{\frac{P_{\text{Tx}}^{\text{f}}}{P_{\text{Tx}}^{\text{s}}}} \quad (4.26)$$

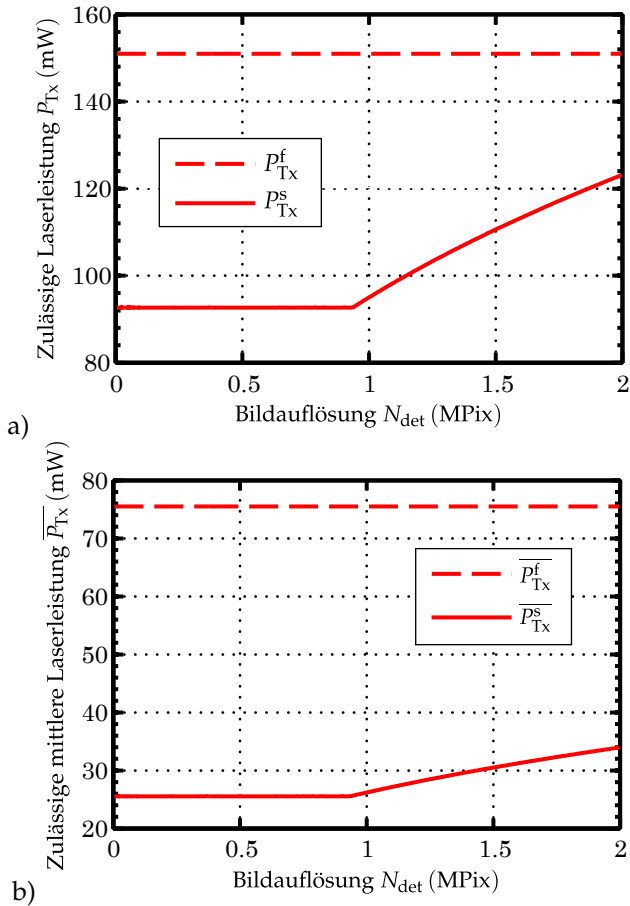


Abb. 4.10.: a) Berechnete zulässige Spitzenleistung des Lasers P_{Tx} als Funktion der Bildauflösung N_{det} für den scannenden und den Schnappschuss-Phasenlaufzeitsensor.
 b) Berechnete zulässige mittlere Laserleistung $\overline{P_{\text{Tx}}}$ als Funktion der Bildauflösung N_{det} für den scannenden und den Schnappschuss-Phasenlaufzeitsensor.

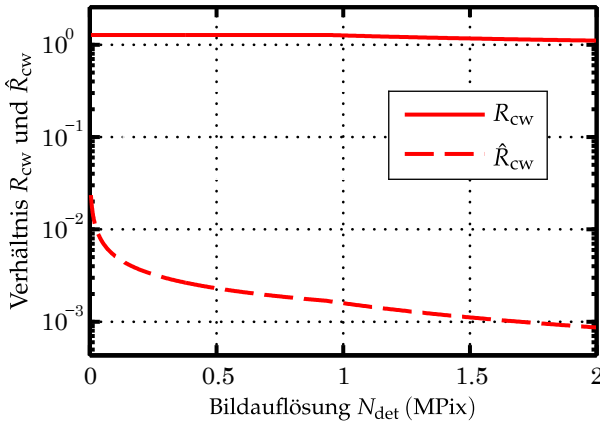


Abb. 4.11.: Verhältnis R_{cw} und \hat{R}_{cw} als Funktion der Bildauflösung N_{det} unter Berücksichtigung der maximal zulässigen Sendeleistung.

und

$$\hat{R}_{\text{cw}} = \frac{\hat{\sigma}_{\text{cw}}^s}{\hat{\sigma}_{\text{cw}}^f} = \frac{P_{\text{Rx}}^f}{P_{\text{Rx}}^s} \cdot \sqrt{N_{\text{det}}} = \frac{P_{\text{Tx}}^f \cdot \sqrt{N_{\text{det}}}}{P_{\text{Tx}}^s \cdot N_{\text{det}}} = \frac{P_{\text{Tx}}^f}{\sqrt{N_{\text{det}}} \cdot P_{\text{Tx}}^s} \quad (4.27)$$

ausgewertet. Die Resultate sind in Abb. 4.11 dargestellt.

4.7.4. Diskussion

4.7.4.1. Energieeffizienz

Ein Konzentrieren der verfügbaren Signalenergie im Zeit- bzw. Ortsbereich führt zunächst zu einer höheren Signalleistung einer Einzelmessung. Mit dieser Erhöhung ist eine lineare Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses verbunden, was sich wiederum als lineare Reduzieren der Messungenauigkeit auswirkt. Das Gegenteil des Konzentrierens der Signalenergie ist ein Verteilen im Zeit- und/oder Ortsbereich. Dies kann mit dem Mitteln mehrerer Ein-

zelmessungen mit geringerem Signal-Rausch-Verhältnis gleichgesetzt werden. Ein lineares Reduzieren der Signalleistung pro Einzelmessung verursacht eine lineare Verringerung des Signal-Rausch-Verhältnisses sowie eine lineare Erhöhung der Messungengenauigkeit. Wie bereits in Abschnitt 2.3.2.1.1 erwähnt, beträgt die Verbesserung der Standardabweichung einer Messung durch Mitteln von N stochastisch unabhängigen Messungen allerdings lediglich \sqrt{N} . Daher ist das Konzentrieren von Signalenergie im Zeit- und/oder Raumbereich effizienter als das Mitteln mehrerer Messungen, was die erreichbare Messungengenauigkeit pro Photon betrifft.

Ein scannender Pulslaufzeitsensor konzentriert die Signalenergie im Ortsbereich. Mit einem Schnappschuss-Pulslaufzeitsensor lässt sich die Energie im Zeitbereich in einen Puls pro Frame konzentrieren. Aus diesem Grund gilt für das Verhältnis der erreichbaren Messungengenauigkeiten bei gleicher mittlerer Sendeleistung wie oben gezeigt $R_{\text{tof}} = \hat{R}_{\text{tof}} = 1$.

Im Fall der Phasenlaufzeit verteilt ein Schnappschuss-Sensor die Signalenergie sowohl im Orts- als auch im Zeitbereich. Aus diesem Grund braucht ein Schnappschuss-Phasenlaufzeitsensor mehr Energie als ein scannender Phasenlaufzeitsensor, um die gleiche Messgenauigkeit zu erreichen, siehe auch Abschnitt 4.7.3.4.

4.7.4.2. Laserschutz

Mit dem Ergebnis, dass die Energieeffizienz eines scannenden und eines Schnappschuss-Pulslaufzeitsensors identisch ist, wird deutlich, dass in diesem Fall andere Kriterien – wie bspw. die maximal zulässige Sendeleistung aufgrund von Laserschutz – an Bedeutung gewinnen. Abb. 4.8 b) zeigt deutlich, dass die maximal zulässige mittlere Sendeleistung eines typischen scannenden Pulslaufzeitsensors beinahe zwei Größenordnungen höher als die maximal zu-

lässige mittlere Sendeleistung eines vergleichbaren Schnappschuss-Sensors ist. Zwar könnte die maximal zulässige Sendeleistung des Schnappschuss-Sensors durch Verwenden eines Arrays von Lichtquellen erhöht werden; allerdings würde dies auch die Systemkomplexität und die Kosten erhöhen.

Die maximal zulässige Sendeleistung des betrachteten Schnappschuss-Phasenlaufzeitsensors ist etwa zwei bis dreimal höher als diejenige des scannenden Phasenlaufzeitsensors, siehe Abb. 4.10 b). Trotzdem erreicht der scannende Phasenlaufzeitsensor die gleiche ($R_{cw} \approx 1$) bzw. eine geringere Messungenauigkeit ($\hat{R}_{cw} \ll 1$), siehe Abb. 4.11.

4.7.4.3. Umlaufzeitbedingung

Eine weitere, fundamentale Begrenzung aller 3D-Scanner, die beim Vergleich zwischen scannenden und Schnappschuss-Sensoren relevant ist, wird hier kurz erläutert. In jedem Fall muss die Umlaufzeitbedingung

$$\tau < T_{Px} \quad (4.28)$$

erfüllt sein. Dies bedeutet, dass die Umlaufzeit τ kürzer als die Pixeldauer T_{Px} sein muss, damit Uneindeutigkeiten bei der Laufzeitmessung ausgeschlossen sind. Diese Bedingung kann entweder in einen maximalen Messbereich $L_{r,max}$ oder eine maximale Framerate $f_{Fr,max}$ umgerechnet werden. Für Scanner gilt daher

$$L_{r,max} < \frac{c}{2 \cdot f_{Px,max}} = \frac{c}{2 \cdot r_h \cdot r_v \cdot f_{Fr,max}}, \quad (4.29)$$

wohingegen Schnappschuss-Sensoren deutlich höhere Frameraten bzw. größere Messbereiche ermöglichen

$$L_{r,max} < \frac{c}{2 \cdot f_{Px,max}} = \frac{c}{2 \cdot f_{Fr,max}}. \quad (4.30)$$

Bspw. wäre der Messbereich eines Scanners mit gleicher Bildauflösung und Framerate wie der Schnappschuss-Sensor der *Kinect für Xbox One* [96] auf

$$L_{r,\max} < \frac{3 \cdot 10^8 \text{m/s}}{2 \cdot 512 \cdot 424 \cdot 60 \text{Hz}} \approx 11,5 \text{m}$$

limitiert. Für die Zielspezifikation dieser Arbeit spielt die Umlaufzeitbedingung jedoch keine Rolle, siehe Abschnitt 4.2.

4.7.5. Schlussfolgerung

Unabhängig von der Auswahl der Phasenlaufzeitmethode in Abschnitt 4.6 fällt die Auswahl in diesem Abschnitt auf das Scanverfahren. Das Ergebnis der deutlich höheren zulässigen mittleren Sendeleistung im Fall des scannenden Pulslaufzeitsensors im Vergleich zum Schnappschuss-Pulslaufzeitsensor kann zwar nicht auf alle Systeme verallgemeinert werden, verdeutlicht jedoch, dass dies zumindest für viele Systeme gültig ist. Im Fall der ausgewählten Phasenlaufzeitmethode weist das Scanverfahren eine bildauflösungsabhängige bessere Energieeffizienz im Vergleich zum Schnappschussverfahren auf.

4.8. Auswahl des Systemkonzepts

In diesem Abschnitt werden die in Abschnitt 2.4 vorgestellten Strahlableitungsprinzipien zu vier möglichen Systemkonzepten kombiniert, mit denen die Anforderungen an 3D-Sensoren in der mobilen Robotik aus Abschnitt 3.2.2 erfüllt werden können. Nach einem Vergleich wird schließlich eins dieser Konzepte für die konkrete Umsetzung, welche in Kapitel 5 beschrieben ist, ausgewählt.

Alle vier Konzepte machen sich die Vorteile scannender Mikrospiegel zunutze. Der Sendezweig aller Konzepte ist nahezu iden-

tisch und besteht aus einer kollimierten Laserquelle und einem scannenden Mikrospiegel. Die nachfolgende Diskussion beschränkt sich daher hauptsächlich auf die Unterschiede im Empfangszweig. Hier ist eine Aufteilung in mechanisch robuste und weniger robuste Konzepte sinnvoll. Die Gründe für diese Aufteilung werden in Unterabschnitt 4.8.6 näher erläutert. Zur Kategorie der mechanisch robusten Systeme gehören die Systemkonzepte 1 bis 3. Diese wurden in [BSF⁺14] veröffentlicht. Weitere Details in diesem Abschnitt wurden in [BSF⁺13] veröffentlicht. Systemkonzept 4 ist einziger Bestandteil der Kategorie der mechanisch weniger robusten Systeme.

4.8.1. Systemkonzept 1 – zweiachsige mechanische Nachführung

Das wesentliche Merkmal von Systemkonzept 1 ist ein Array aus synchron schwingenden Mikrospiegeln, das die Empfangsapertur bildet. Eine seitliche Ansicht auf den Aufbau des Konzepts ist in Abb. 4.12 schematisch dargestellt. Ein großer Vorteil des Mikrospiegelarrays ist die Entkopplung von Empfangsapertur und Spiegeldurchmesser. Dadurch ist die erreichbare Empfangsapertur nicht mehr durch Gl. (2.59) begrenzt. Eine Realisierung dieses Systemkonzepts war Gegenstand des europäischen Verbundprojekts *TACO* [113].

4.8.2. Systemkonzept 2 – zweiachsige elektronische Nachführung

Im Unterschied zu Systemkonzept 1 befinden sich bei Systemkonzept 2 wie in Abb. 4.13 dargestellt keine mechanisch beweglichen Bauteile mehr im Empfangszweig des Aufbaus. Wesentliches Merkmal ist das 2D-Detektorarray, über dessen selektive Auswahl einzelner Detektoren wie in Abb. 4.4 exemplarisch dargestellt, das Bewe-

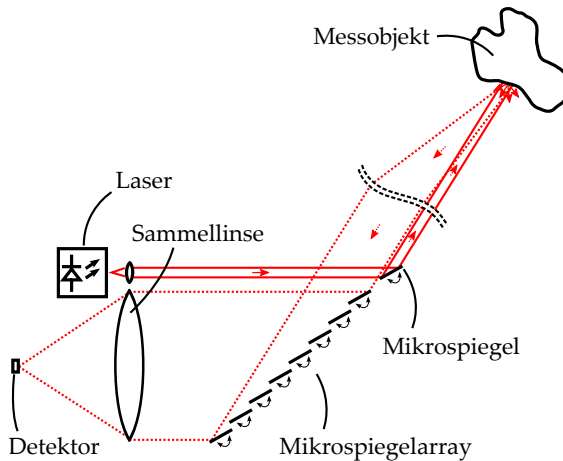


Abb. 4.12.: Schematische Darstellung von Systemkonzept 1 – zweiachsige mechanische Nachführung. Der Aufbau besteht aus einer kollimierten Laserquelle, einem Sendespiegel (Mikrospiegel), einem Mikrospiegelarray, einer Sammellinse und einem Detektor.

gungsmuster des durch die Sammellinse ausgebildeten Fokus verfolgt werden kann. Die Empfangsapertur skaliert in diesem Fall mit dem Durchmesser der Sammellinse und der Größe des 2D-Detektorarrays.

4.8.3. Systemkonzept 3 – Hybrid aus mechanischer und elektronischer Nachführung

Systemkonzepte 1 und 2 können auch in einem hybriden Konzept kombiniert werden, wenn eine der beiden Scanachsen mechanisch und die andere elektronisch nachgeführt wird. Dieses Systemkonzept 3 ist in Abb. 4.14 schematisch dargestellt. Ein Vorteil dieses Konzepts ist die geringere Komplexität sowohl des Mikrospiegels als auch des Detektorarrays. Eine Realisierung solch eines einachsigen

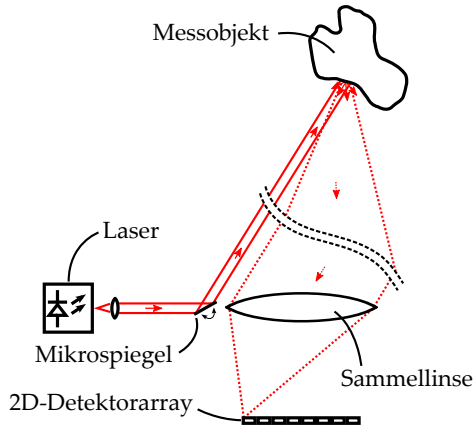


Abb. 4.13.: Schematische Darstellung von Systemkonzept 2 – zweiachsige elektronische Nachführung. Der Aufbau besteht aus einer kollimierten Laserquelle, einem Sendespiegel (Mikrospiegel), einer Sammellinse und einem 2D-Detektorarray.

gen Mikrospiegelarrays mit einer großen Empfangsapertur wurde von Sandner et al. vorgestellt [111].

4.8.4. Systemkonzept 4 – Hybrid aus translatorisch mechanischer und elektronischer Nachführung

Systemkonzept 4 ist wie Systemkonzept 3 ein hybrides Systemkonzept. Hier wird allerdings das Prinzip der Translation mit der elektronischen Nachführung kombiniert. Der grundsätzliche Aufbau ist in Abb. 4.15 schematisch dargestellt. Wie bei den ersten drei Konzepten gibt es keine prinzipielle Begrenzung der Empfangsapertur. Da im Empfangszweig von Systemkonzept 4 ausschließlich Transmissionsoptiken eingesetzt werden, weist der Gesamtaufbau sehr geringe Platzanforderungen auf.

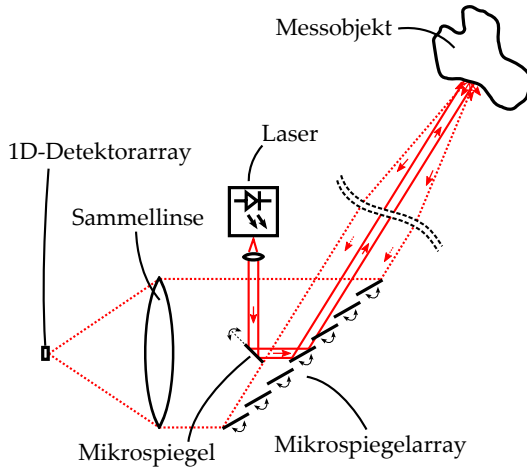


Abb. 4.14.: Schematische Darstellung von Systemkonzept 3 – Hybrid aus mechanischer und elektronischer Nachführung. Der Aufbau besteht aus einer kollimierten Laserquelle, einem Sendespiegel (Mikrospiegel), einem Mikrospiegelarray, einer Sammellinse und einem 1D-Detektorarray. Das Mikrospiegelarray wird als mechanische Nachführung in einer Scanachse verwendet, während das 1D-Detektorarray als elektronische Nachführung in der orthogonalen Scanachse zum Einsatz kommt.

4.8.5. Empfangsaperturabhängige Herstellungskosten

Die zwei wichtigsten Anforderungen in Abschnitt 3.2.2 sind geringe Kosten und eine große Empfangsapertur. Daher sind die von der Empfangsapertur abhängigen Systemkosten ein wichtiger Parameter, der in diesem Abschnitt untersucht werden soll. Die wesentlichen Unterschiede zwischen Systemkonzept 1, 2 und 3 sind die Größe der Detektoren bzw. der Detektorarrays und die Größe der Fläche der Mikrospiegel bzw. Mikrospiegelarrays. Diese Komponenten haben alle gemeinsam, dass sie mit einem CMOS-kompatiblen Prozess hergestellt werden und daher ähnliche Kostenstrukturen aufweisen. Alle anderen Kostenunterschiede zwischen Systemkonzept

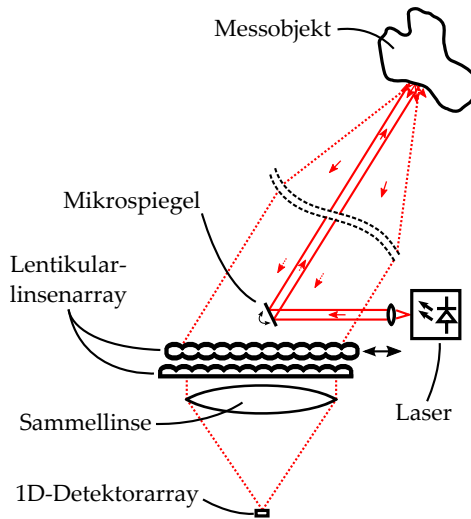


Abb. 4.15.: Schematische Darstellung von Systemkonzept 4 – Hybrid aus translatorisch-mechanischer und elektronischer Nachführung. Der Aufbau besteht aus einer kollimierten Laserquelle, einem Sendespiegel (Mikrospiegel), einem doppelseitig und einem einseitig strukturierten Lentikularlinsenarray, einer Sammellinse und einem 1D-Detektorarray. Die translatorische Bewegung eines der beiden Lentikularlinsenarrays dient als mechanische Nachführung, während das 1D-Detektorarray als elektronische Nachführung in der orthogonalen Scanachse zum Einsatz kommt.

1 bis 3 sind in erster Näherung vernachlässigbar. Deshalb kann innerhalb der Kategorie der mechanisch robusten Systemkonzepte ein Vergleich zwischen den aperturabhängigen Kosten eine grobe Abschätzung über die Unterschiede der Systemkosten liefern.

Da die Kosten pro Wafer in der Halbleiter-Massenfertigung ein guter Referenzpunkt für die Bauteilkosten sind, geht man im Allgemeinen davon aus, dass die Bauteilkosten proportional mit der erforderlichen Fläche des Bauteils und seiner Peripherie auf dem Wafer zusammenhängen.

In diesem Vergleich werden nun alle erforderlichen Waferflächen für sende- bzw. empfangsseitige Mikrospiegel sowie Detektoren unter gleicher Gewichtung aufsummiert und miteinander verglichen. Berücksichtigt man den zusätzlichen Fabrikationsaufwand durch Tiefenätzen von mechanischen Strukturen mit Dicken im Bereich $100\ \mu\text{m}$ [63], so wird deutlich, dass die Vergrößerung der Fläche eines Mikrospiegelarrays teurer als die Vergrößerung der Fläche eines Detektorarrays sein muss. Dies bedeutet eine Vereinfachung zugunsten von Systemkonzept 1 und 3.

Die Systemkonzepte 1 bis 3 weisen auch deutliche Unterschiede hinsichtlich ihrer Abhängigkeit vom erforderlichen Sichtfeld des Sensors auf. Generell verringert sich die Empfangsapertur mit steigendem Sichtfeld. Daher ist der maximale Öffnungswinkel α_h bzw. α_v des Sichtfelds immer der ausschlaggebende Parameter für die erforderliche Waferfläche. Der horizontale bzw. vertikale Halbwinkel des Sichtfelds wird im Folgenden mit $\beta_h = \alpha_h/2$ bzw. $\beta_v = \alpha_v/2$ bezeichnet. Die Empfangsapertur für Systemkonzept i wird mit $A_{R_{X,i}}$ bezeichnet.

Um den Unterschied der erforderlichen Waferflächen $A_{w,i}$ zu ermitteln, werden zunächst identische Empfangsaperturen

$$A_{R_{X,1}} = A_{R_{X,2}} = A_{R_{X,3}} = A_{R_X} \quad (4.31)$$

vorausgesetzt.

Die Winkelabhängigkeit von Systemkonzept 1 $A_{R_{X,1}}(\beta_h, \beta_v)$, die in Appendix A.1 hergeleitet ist, ergibt

$$A_{R_{X,1}}(\beta_h, \beta_v) = \frac{\Gamma_{\text{MEMS},1} \cdot A_{\text{MEMS},1} \cdot \cos\left(\frac{\beta_h}{2}\right) \cdot \cos(\beta_v - \beta_0)}{\sqrt{2} \cdot \left[\cos\left(\frac{\beta_v - \beta_0}{2}\right) + \sin\left(\frac{\beta_v - \beta_0}{2}\right) \right]}, \quad (4.32)$$

wobei $\Gamma_{\text{MEMS},i}$ hier für den Füllfaktor aller MEMS-Bauteile mit der gesamten Waferfläche $A_{\text{MEMS},i}$ von Systemkonzept i ist. β_0 ist die Verschiebung des Winkelbereichs, um eine größere Empfangsapertur zu erreichen, siehe Appendix A.1. Löst man Gl. (4.32) nach $A_{\text{MEMS},1}$ auf, so erhält man

$$A_{\text{MEMS},1}(\beta_h, \beta_v) = \frac{A_{\text{rec}} \cdot \sqrt{2} \cdot \left[\cos\left(\frac{\beta_v - \beta_0}{2}\right) + \sin\left(\frac{\beta_v - \beta_0}{2}\right) \right]}{\Gamma_{\text{MEMS},1} \cdot \cos\left(\frac{\beta_h}{2}\right) \cdot \cos(\beta_v - \beta_0)} \quad (4.33)$$

Die Detektorfläche von Systemkonzept 1 $A_{\text{det},1}$ ist für alle Winkelbereiche β konstant. Daher gilt für die Waferfläche von Systemkonzept 1

$$A_{w,1}(\beta_h, \beta_v) = A_{\text{MEMS},1}(\beta_h, \beta_v) + A_{\text{det},1}. \quad (4.34)$$

Sind die Kostenunterschiede zwischen MEMS- und Detektorfabrikation bekannt, so kann dies mit in Gl. (4.34) mit entsprechenden Vorfaktoren berücksichtigt werden. Da eine detaillierte Analyse in diesem Zusammenhang nicht erforderlich ist, werden diese Vorfaktoren vernachlässigt.

Da Systemkonzept 2 keine MEMS-Waferfläche im Empfangszweig benötigt, ist die Fläche $A_{\text{MEMS},2}$ konstant. Allerdings ändert sich die erforderliche Fläche des Detektorarrays gemäß

$$A_{\text{det},2}(\beta_h, \beta_v) = w_{\text{det},2}(\beta_h) \cdot h_{\text{det},2}(\beta_v), \quad (4.35)$$

mit der Breite $w_{\text{det},2} = 2f_{\text{eff}} \cdot \tan(\beta_h)$ und Länge des Detektorarrays $h_{\text{det},2} = 2f_{\text{eff}} \cdot \tan(\beta_v)$. Die Brennweite der Empfangsoptik sei f_{eff} . Die Lücke zwischen einzelnen Detektorelementen wird in dieser Betrachtung vernachlässigt. Die erforderliche Waferfläche von Systemkonzept 2 in Abhängigkeit des Sichtfelds wird dadurch

$$A_{w,2}(\beta_h, \beta_v) = A_{\text{MEMS},2} + A_{\text{det},2}(\beta_h, \beta_v). \quad (4.36)$$

Da Systemkonzept 3 ein Hybrid aus Systemkonzept 1 und 2 ist, ist die Sichtfeldabhängigkeit zwischen Detektorfläche und MEMS-Waferfläche aufgeteilt. Es gilt der Zusammenhang

$$A_{\text{Rx},3}(\beta_{\text{h}}, \beta_{\text{v}}) = \frac{\Gamma_{\text{MEMS},3} \cdot A'_{\text{MEMS},3} \cdot \cos(\beta_{\text{h}}) \cdot \cos(\beta_{\text{v}} - \beta_0)}{\sqrt{2} \cdot \left[\cos\left(\frac{\beta_{\text{v}} - \beta_0}{2}\right) + \sin\left(\frac{\beta_{\text{v}} - \beta_0}{2}\right) \right]}. \quad (4.37)$$

In diesem Fall ist die gesamte MEMS-Waferfläche die Summe aus der MEMS-Waferfläche im Sendezweig $A_{\text{MEMS},2}$ und der MEMS-Waferfläche im Empfängerzweig $A'_{\text{MEMS},3}$. $A_{\text{MEMS},3} = A_{\text{MEMS},2} + A'_{\text{MEMS},3}$. Die Sichtfeldabhängigkeit von $A'_{\text{MEMS},3}$ ist

$$A'_{\text{MEMS},3}(\beta_{\text{h}}, \beta_{\text{v}}) = \frac{A_{\text{rec}} \cdot \sqrt{2} \cdot \left[\cos\left(\frac{\beta_{\text{v}} - \beta_0}{2}\right) + \sin\left(\frac{\beta_{\text{v}} - \beta_0}{2}\right) \right]}{\Gamma_{\text{MEMS},3} \cdot \cos(\beta_{\text{h}}) \cdot \cos(\beta_{\text{v}} - \beta_0)}. \quad (4.38)$$

In diesem Fall skaliert die MEMS-Waferfläche hauptsächlich mit dem vertikalen Öffnungswinkel des Sichtfelds β_{v} , wohingegen die Fläche des Detektorarrays $A_{\text{det},3}$ vom horizontalen Öffnungswinkel des Sichtfelds β_{h} abhängt.

$$A_{\text{det},3}(\beta_{\text{h}}) = w_{\text{det},3}(\beta_{\text{h}}) \cdot h_{\text{det},3} \quad (4.39)$$

Dabei ist $w_{\text{det},3} = 2f \cdot \tan(\beta_{\text{h}})$ und $h_{\text{det},3} = h_{\text{det},2}$. Die gesamte erforderliche Waferfläche von Systemkonzept 3 ergibt sich zu

$$A_{\text{w},3}(\beta_{\text{h}}, \beta_{\text{v}}) = A_{\text{MEMS},3}(\beta_{\text{v}}) + A_{\text{det},3}(\beta_{\text{h}}). \quad (4.40)$$

Um nun einen groben Kostenvergleich zwischen diesen drei Systemkonzepten durchführen zu können, wird das Verhältnis η_i der

erforderlichen Waferfläche und der Empfangsapertur für Systemkonzept i wie folgt definiert:

$$\eta_i = \frac{A_{w,i}}{A_{R_x,i}}. \quad (4.41)$$

Eine beispielhafte Berechnung mit den Werten aus Tab. 4.3 ist in

Parameter	Wert
$A_{\text{det},1}$	$\pi \cdot (50 \mu\text{m})^2$
$A_{\text{MEMS},2}$	12,25 mm ²
$h_{\text{det},3}$	100 μm
$\Gamma_{\text{MEMS},1}$	0,5
$\Gamma_{\text{MEMS},3}$	0,5
β_0	20°
A_{R_x}	100 mm ²
$k_{\text{eff}} = f_{\text{eff}}/D$	1
$a_{r,\text{ang}} = \beta_h/\beta_v$	2

Tab. 4.3.: Werte für die beispielhafte Berechnung der erforderlichen Waferfläche von Systemkonzept 1 bis 3 unter Voraussetzung identischer Empfangsapertur und Sichtfeld.

Abb. 4.16 dargestellt.

4.8.6. Auswahl des zu realisierenden Systemkonzepts

Wie bereits oben erwähnt hängen die Kosten eines Bauteils sehr stark mit der erforderlichen Waferfläche zusammen. Daher können anhand von Abb. 4.16 mehrere Aussagen über die Unterschiede dieses Kostenfaktors gemacht werden. Zum einen wird deutlich, dass Systemkonzept 2 für kleine Öffnungswinkel des Sichtfelds die kos-

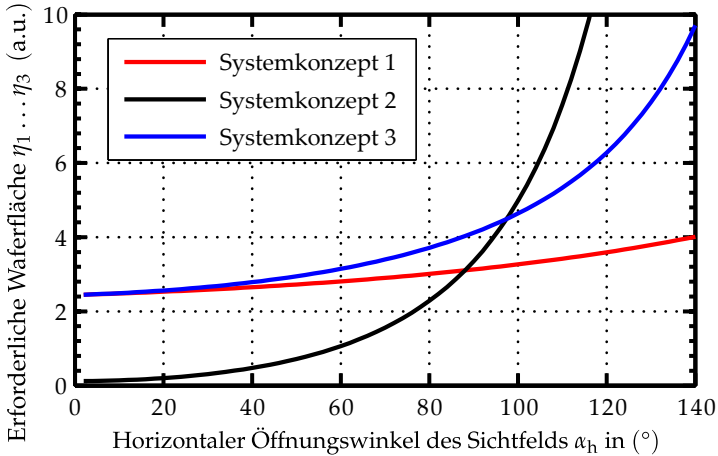


Figure 4.16.: Erforderliche Waferfläche von Systemkonzept 1 bis 3 $\eta_1 \dots \eta_3$ in Abhängigkeit des horizontalen Sichtfelds α_h unter der Voraussetzung gleicher Empfangsapertur A_{R_x} . Dieses Parameter kann als grober Kostenvergleich dienen. Für kleine Öffnungswinkel des Sichtfelds ist Systemkonzept 2 die kostengünstigste Lösung, wohingegen Systemkonzept 1 die günstigste Lösung für große Öffnungswinkel des Sichtfelds darstellt. Da Systemkonzept 3 ein Hybrid aus Systemkonzept 1 und 2 ist, liegt dessen Kurve zwischen den beiden anderen Kurven.

tengünstigste Lösung ist. Ab einem bestimmten Grenzwinkel ist jedoch Systemkonzept 1 die günstigste Lösung. Dieser Grenzwinkel ist stark vom Aspektverhältnis $a_{r,ang}$ der horizontalen und vertikalen Öffnungswinkel abhängig. Da Systemkonzept 3 ein Hybrid aus Systemkonzept 1 und 2 ist, liegt dessen Kurve zwischen den beiden anderen Kurven.

Berücksichtigt man den horizontalen Öffnungswinkel des Sichtfelds aus der Zielspezifikation von $\alpha_h = 40^\circ$, so ist es mit Systemkonzept 2 am günstigsten, die Empfangsapertur zu vergrößern. Geht man von einer erreichbaren minimalen Blendenzahl von

$k_{\min} \approx f/D = 0,8$ aus, so berechnet sich die erforderliche Größe des Detektorarrays mit

$$w_{\text{det}} = 2f \cdot \tan(\beta_{\text{h}})$$

und

$$h_{\text{det}} = 2f \cdot \tan(\beta_{\text{v}})$$

zu

$$A_{\text{det}} = w_{\text{det}} \times h_{\text{det}} \approx 13,1 \times 6,4 \text{ mm}^2 .$$

Ein Array aus Lawinenphotodioden mit diesen oder ähnlichen Abmessungen was zum Zeitpunkt der Auswahl des Systemkonzepts nicht am Markt verfügbar.

Daher wurde analysiert, welche Zwischenschritte bis zu einer Verfügbarkeit des gewünschten Detektorarrays unternommen werden können. Im Kontext dieser Analyse stellte sich heraus, dass das Prinzip der elektronischen Nachführung – obwohl durchaus bekannt – bislang sogar wie nie zum Einsatz kommt. Aus diesem Grund rückte die Frage der Machbarkeit der elektronischen Nachführung in den Mittelpunkt dieser Arbeit. Da die elektronische Nachführung nicht nur in Systemkonzept 2, sondern auch in Systemkonzept 3 und 4 enthalten ist, fiel die Wahl auf eines dieser beiden. Dabei erschien eine getrennte Untersuchung der jeweiligen technischen Probleme beider Systemkonzepte sinnvoll:

1. In einem ersten Schritt sollte Systemkonzept 3 in leicht veränderter Form (siehe Abb. 4.17) als Gesamtsystem realisiert werden. Ziel dieses Aufbaus war es die Machbarkeit bzw. die Grenzen der Methode der elektronischen Nachführung zu überprüfen. Dies ist der Inhalt von Kapitel 5.
2. In einem zweiten Schritt sollte sowohl theoretisch als auch experimentell ermittelt werden, wie groß die Empfangsapertur

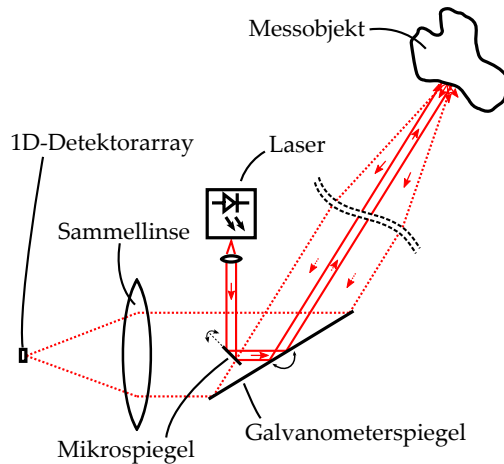


Abb. 4.17.: Modifiziertes Systemkonzept 3 – Hybrid aus mechanischer und elektronischer Nachführung. Die Änderung im Vergleich zu Abb. 4.14 besteht darin, dass anstelle des Mikrospiegelarrays ein konventioneller Galvanometerspiegel eingesetzt wird. Grund für diese Änderung ist die Tatsache, dass kein passendes Mikrospiegelarray am Markt erhältlich ist.

von Systemkonzept 4 prinzipiell gemacht werden kann. Diese Thematik wird in Kapitel 6 betrachtet.

5. Systemdesign auf Basis der elektronischen Nachführung

In diesem Kapitel wird das Systemdesign eines Demonstratoraufbaus nach Systemkonzept 3 (siehe Abb. 4.17) vorgestellt. Der zu entwickelnde 3D-Laserscanner soll zum einen die Zielspezifikation aus Abschnitt 4.2 erfüllen, dient aber gleichzeitig auch als Testaufbau zur Analyse der Machbarkeit bzw. der Grenzen des Prinzips der elektronischen Nachführung, siehe Abschnitt 2.4.4. Es wird auf die wichtigsten Systemkomponenten eingegangen und deren Einfluss auf die Systemperformanz diskutiert.

Vor der detaillierten Betrachtung der Systemkomponenten wird ein Überblick über den grundlegenden Aufbau eines 3D-Scanners nach Systemkonzept 3 gegeben. Dieser in Abb. 5.1 dargestellte Aufbau, ist als Erweiterung des grundlegenden Aufbaus eines Weglängen messenden Distanzsensors aus Abb. 2.6 zu verstehen. Obwohl der Aufbau nur um eine Scaneinheit zu einem 3D-Scanner erweitert wird, sind die notwendigen Änderungen an anderen Systemkomponenten, im Vergleich zu einem nicht scannenden Distanzsensor, tiefgreifender als zunächst ersichtlich.

Die Inhalte dieses Kapitels wurden in dem, vom *Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF)* unter dem Förderkennzeichen 13N11364 geförderten, Forschungsprojekt *Schnell-scannender Laser-Rangefinder für adaptive Robotik in Industrie und Logistik (SARI)* gemeinsam mit dem Projektpartner *ELOVIS GmbH* erarbeitet. Die eigenen Beiträge hierbei liegen in der Evaluation des Laserschutzes (Abschnitt 5.1.2 und 5.1.3), im Design und der Realisierung der

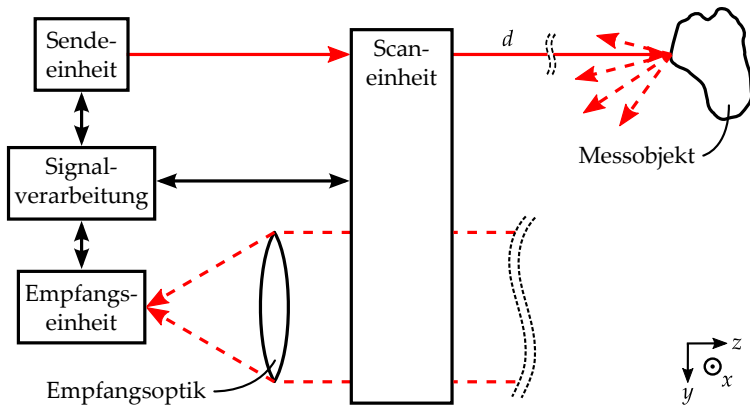


Abb. 5.1.: Grundlegender Aufbau eines 3D-Scanners nach Systemkonzept 3.

Empfangsoptik (Abschnitt 5.3), der Scaneinheit (Abschnitt 5.4) und des optomechanischen Aufbaus (Abschnitt 5.5). Die Integration aller Systemkomponenten sowie die Inbetriebnahme des Demonstratoraufbaus (Abschnitt 5.7) wurde in direkter Zusammenarbeit mit *ELOVIS* durchgeführt.

5.1. Design der Sendeeinheit

Aufgabe der Sendeeinheit eines 3D-Scanners ist es, das von der Signalverarbeitung erzeugte elektrische Sendesignal $S_{Tx}(t)$ in ein amplitudenmoduliertes optisches Signal $P_{Tx}(t)$ zu wandeln. Die dazu notwendige Lichtquelle und deren maximal zulässige Leistung wird in diesem Abschnitt diskutiert.

5.1.1. Laser und Lasertreiber

Üblicherweise werden Laser als Lichtquellen in scannenden optischen Sensoren eingesetzt. Die Gründe für diese Auswahl können

vielfältig sein. Im Fall der Phasenlaufzeitmessung spielt die Kohärenz des Lasers zwar keine überaus wichtige Rolle, allerdings kann die damit verbundene Schmalbandigkeit im Wellenlängenbereich ausgenutzt werden, um durch schmalbandige optische Filter das Signal-Rausch-Verhältnis bzw. die Fremdlichtunterdrückung zu verbessern. Dies wird in Abschnitt 5.3.4 näher betrachtet. Einer der wichtigsten Vorteile eines kollimierten Lasers ist der geringe Divergenzwinkel des Strahls, welcher die Grundvoraussetzung für eine hochauflösende räumliche Abtastung ist. Eine weitere für die Phasenlaufzeitmessung wichtige Eigenschaft von Lasern ist die erreichbare Modulationsbandbreite, die deutlich höher als die Modulationsbandbreite aller anderen Lichtquellen ist.

Auf eine Betrachtung der Vielzahl unterschiedlicher Lasertypen wird an dieser Stelle verzichtet und bspw. auf [135] verwiesen. Der kostengünstigste Lasertyp ist die einfache Halbleiter-Laserdiode auf Basis einer *Fabry-Pérot-Kavität*, die aus diesem Grund in dieser Arbeit zum Einsatz kommt. Ausschlaggebend für die erreichbare, analoge Modulationsbandbreite, bei gleichzeitig hoher Laserleistung, ist im Fall der kostengünstigen, direkten Modulation der Lasertreiber. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Hochleistungs-Lasertreiber mit analoger Modulationsbandbreite bis zu ca. 100 MHz eingesetzt [129]. Dieser beruht auf den Arbeiten von Streck [128] und wurde mittlerweile in das Produkt *DYNALASE-DLM* der Firma *ELOVIS GmbH* überführt.

5.1.2. Laserschutz im Regelbetrieb

Wie bereits in Abschnitt 4.7 deutlich geworden ist, spielt der Laserschutz, der die zulässige optische Sendeleistung P_{Tx} begrenzt, eine entscheidende Rolle für die erreichbare Messgenauigkeit. In diesem Unterabschnitt wird zunächst die zulässige Emissionsleistung des

Lasers in einem Scanner mit den Systemparametern, die zur Zielspezifikation aus Abschnitt 4.2 passen, für unterschiedliche Emissionswellenlängen λ_{las} berechnet. Anschließend wird eine begründete Auswahl der Emissionswellenlänge der verwendeten Laserdiode λ_{las} getroffen.

5.1.2.1. Berechnung der zulässigen Laserleistung

Die Berechnungsmethode der zulässigen Emissionsleistung eines scannenden kollimierten Lasers nach dem Laserschutzstandard [7] ist im technischen Bericht [6] weiter ausgeführt. Diese wurde in mehreren Veröffentlichungen im Detail erklärt und anhand von Beispielrechnungen verdeutlicht [FFS⁺12, HBS14, HBDS14, BHS14]. Im Standard werden scannende Laser anhand von gepulsten Quellen modelliert. Zusätzlich erhöht die Modulation der Strahlungsleistung des Lasers, die im Falle eines Phasenlaufzeitsensors durchgeführt wird, die Anzahl der Pulse. Eine Möglichkeit, wie die Methoden im Laserschutzstandard auf diesen Fall angewandt werden können, ist in [BHS14] ausgeführt.

Die nachfolgenden Berechnungen der zulässigen Pulsspitzenleistung wurden für Laserschutzklasse 1 durchgeführt und in [BSF⁺14] veröffentlicht. Abgesehen von der Emissionswellenlänge des Lasers wurden die Berechnungen für die Spezifikationswerte des Demonstratoraufbaus durchgeführt. Diese sind in Tab. A.1 angegeben. Die maximal zulässige Pulsspitzenleistung für $\lambda_{\text{las}} = 808 \text{ nm}$ ist $P_{\text{Tx}}(808 \text{ nm}) = 40,3 \text{ mW}$. Erhöht man die Wellenlänge zu bspw. $\lambda_{\text{las}} = 905 \text{ nm}$ erhöht sich auch die zulässige Pulsspitzenleistung auf $P_{\text{Tx}}(905 \text{ nm}) = 63 \text{ mW}$. Da elektromagnetische Strahlung oberhalb vom $\lambda = 1,4 \mu\text{m}$ in der Cornea absorbiert wird, steigt die zulässige Pulsspitzenleistung im Bereich der Telekommunikationswellenlängen um $\lambda_{\text{las}} = 1550 \text{ nm}$ weiter auf $P_{\text{Tx}}(1550 \text{ nm}) = 299 \text{ mW}$ an.

5.1.2.2. Auswahl der Laserwellenlänge

Um eine für den Menschen möglichst störungsfreie Messung durchführen zu können, wird der Bereich der sichtbaren Wellenlängen in der optischen Messtechnik oft vermieden. An der langwelligen Seite des sichtbaren Bereichs schließt sich der Bereich des nahen Infrarot an. Dieser ist in die Bereiche *IR-A* ($0,78 \dots 1,4 \mu\text{m}$) und *IR-B* ($1,4 \dots 3 \mu\text{m}$), aufgeteilt. Während die Cornea des menschlichen Auges für Wellenlängen des Bereichs IR-A transparent ist, werden Wellenlängen innerhalb und oberhalb von Bereich IR-B von der Cornea absorbiert. Die Auswahl der Laserwellenlänge λ_{las} kann nicht losgelöst von der Detektion bzw. dem verwendeten Detektor getroffen werden. Im Wellenlängenbereich unterhalb von $\lambda = 1100 \text{ nm}$ wird üblicherweise Silizium (Si) als Detektormaterial eingesetzt. Im Bereich IR-B kommt häufig das Material *Indium-Gallium-Arsenid* (*InGaAs*) zum Einsatz. Die Empfindlichkeit von InGaAs $S_{\text{InGaAs}}(1550 \text{ nm}) \approx 1,1 \text{ A/W}$ ist etwa doppelt so hoch wie die Empfindlichkeit siliziumbasierter Detektoren $S_{\text{Si}}(808 \text{ nm}) \approx 0,55 \text{ A/W}$. Unter Annahme identischer Lambertscher Reflektionskoeffizienten ist die Empfangsleistung im Bereich der Telekommunikationswellenlängen deutlich höher als im IR-A-Bereich.

$$\frac{P_{\text{Rx}}(1550 \text{ nm})}{P_{\text{Rx}}(808 \text{ nm})} \approx \frac{299}{40,3} \cdot \frac{1,1}{0,55} \approx 15$$

Dieser Vorteil wird jedoch durch zwei Faktoren neutralisiert. Der erste ist die stark eingeschränkte Verfügbarkeit einmodiger Hochleistungslaserdioden im Wellenlängenbereich um $\lambda = 1550 \text{ nm}$. In der klassischen Anwendung der Informationsübertragung über Glasfasern spielt weniger die Leistung der Laserdiode, sondern mehr deren Linienbreite eine wichtige Rolle. In der Regel wird die Leistung über faserbasierte Verstärker erreicht. Der zweite Faktor

sind die deutlich höheren Kosten von InGaAs-Detektoren im Vergleich zu Si-Detektoren. Dieser Kostenunterschied liegt aktuell typischerweise bei einem Faktor 6. Berücksichtigt man darüber hinaus die zusätzlichen Kosten für den Lasertreiber, der bei Hochleistungslaserdioden deutlich höhere Ströme treiben muss [128], so ergibt sich folgende Schlussfolgerung: Bei der Wahl der Laserwellenlänge wird eine Entscheidung zwischen einem kostengünstigen und einem kostenintensiven Ansatz getroffen. Beide Ansätze erreichen näherungsweise ähnliche Preis-Leistungs-Verhältnisse und sind damit technisch relevant. Aufgrund der Anforderungen, die dieser Arbeit zugrunde liegen, fällt die Wahl auf die Wellenlänge $\lambda_{\text{las}} = 808 \text{ nm}$. Die Ergebnisse lassen sich jedoch problemlos auf andere Wellenlängenbereiche übertragen.

5.1.3. Laserschutz im Fehlerfall des Mikrospiegels

Die Grundvoraussetzung der Berechnung der zulässigen Laserleistung im vorhergehenden Abschnitt basiert auf der Annahme, dass der Mikrospiegel im Sendezweig kontinuierlich mit seiner nominalen Frequenz und Oszillationsamplitude schwingt. Bei einer Reduzierung von Frequenz oder Amplitude – oder gar bei einem Versagen des Mikrospiegels – würde eine Gefährdung über die vom Laserschutzstandard festgelegten Grenzwerte hinaus auftreten. Dieser Situation ist nach Abschnitt 6.11 „Scanning safeguard“ (englisch für „Sicherheitsvorrichtung bei richtungsveränderlicher Strahlung“) in [7] durch eine Sicherungsvorrichtung, die im Englischen auch mit *Scanning safeguard* oder *Scan-fail device* bezeichnet wird, vorzubeugen. Im Folgenden wird diese Sicherheitsvorrichtung mit „Notauschaltung“ bezeichnet. Der Inhalt dieses Abschnitts wurde im Rahmen der studentischen Arbeit [Gie12] erarbeitet und in [BGB⁺12] veröffentlicht.

Die Aufgabe einer Notausschaltung ist das Erkennen eines Scanversagens und das Ausschalten des Lasers. Die Summe aus Erkennungs- und Ausschaltzeit wird nachfolgend als Reaktionszeit T_{Re} bezeichnet.

Die Reaktionszeit für einen nicht scannenden, kollimierten Laserstrahl mit einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{las}} = 808 \text{ nm}$, einer Dauerstrichsendeleistung von $P_{\text{Tx}} = 50 \text{ mW}$ und einem Strahldurchmesser, der kleiner als 7 mm ist, muss nach [7] folgendermaßen berechnet werden:

$$T_{\text{Re}} = \frac{7,7 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{0,002 \cdot (808-700)} \text{ J}}{50 \text{ mW}} \approx 2,5 \mu\text{s}. \quad (5.1)$$

Diese Reaktionszeit ist für den Fall eines instantanen Stillstands des Mikrospiegels gültig. Solch eine Situation ist insbesondere bei elektrostatischen Mikrospiegeln nicht unrealistisch, siehe Abschnitt 5.4.2.1. Die schnellsten kommerziell erhältlichen Notausschaltungen in diesem Bereich haben Reaktionszeiten im einstelligen Millisekundenbereich [85], was für deren typische Anwendungen im Bereich der Absicherung von Lasershows völlig ausreichend ist. Aufgrund dieser Tatsache wurde innerhalb dieser Arbeit eine analoge Schaltung entwickelt und getestet, um die Durchführbarkeit und den Aufwand solch einer Notausschaltung anhand eines Testaufbaus zu untersuchen.

5.1.3.1. Systemkonzept einer schnellen Notausschaltung

5.1.3.1.1. Funktionsprinzip Der wichtigste Parameter für die Notausschaltung ist der Betrag der Momentanwinkelgeschwindigkeit $|\omega(t)|$ des Mikrospiegels. Da die Momentanwinkelgeschwindigkeit $\omega(t)$ eines Mikrospiegels nicht direkt gemessen werden

kann, muss das Winkelsignal $\theta(t)$ gemessen und differenziert werden. Mit dem zeitabhängigen Winkelsignal $\theta(t)$

$$\theta(t) = \theta_0 \cdot \sin(2\pi \cdot f_{\text{scan}} \cdot t) = \theta_0 \cdot \sin(\omega_0 \cdot t) , \quad (5.2)$$

einer Schwingungsamplitude θ_0 und der nominalen Winkelgeschwindigkeit ω_0 , ergibt sich die Momentanwinkelgeschwindigkeit $\omega(t)$ zu

$$\dot{\theta}(t) = \omega(t) = \theta_0 \cdot \omega_0 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) . \quad (5.3)$$

Das sinusförmige Signal kommt einer realen Oszillation eines resonant schwingenden Mikrospiegels sehr nahe. Um zu jedem Zeitpunkt den Laserschutz gewährleisten zu können, darf $|\omega(t)|$ einen kritischen Schwellwert ω_{\min} nur für sehr kurze Zeit unterschreiten. Neben dem zwingend erforderlichen Geschwindigkeitsvergleich mit ω_{\min} kann optional ein Winkelvergleich mit beliebig wählbaren Schwellen $\pm\theta_a$ durchgeführt werden. Der Winkelvergleich dient dazu, die Umkehrbereiche der Sinusschwingung zu identifizieren. Aufgrund der niedrigen Momentanwinkelgeschwindigkeit in den Umkehrbereichen wird der Laser häufig über eine Blende in diesen Außenbereichen blockiert oder ausgeschaltet. Der Winkelbereich $-\theta_a \dots +\theta_a$ wird daher als aktiver Bereich bezeichnet. Je kleiner der sogenannte *duty cycle* θ_a/θ_0 gemacht wird, desto höher ist die zulässige Laserleistung.

5.1.3.1.2. Abklingverhalten im Fehlerfall Bei einem fehlerhaften Verhalten des Mikrospiegels, das bspw. von einer fehlerhaften Ansteuerung verursacht sein kann, kommt es in der Regel zu einem Abklingen der Schwingung, siehe Abb. 5.2. Dieses Abklingen ist von der Güte des Mikrospiegels abhängig und kann mehrere Sekunden bis Minuten andauern [56]. Für die Dimensionierung der Notausschaltung kann jedoch nicht davon ausgegangen werden, dass die-

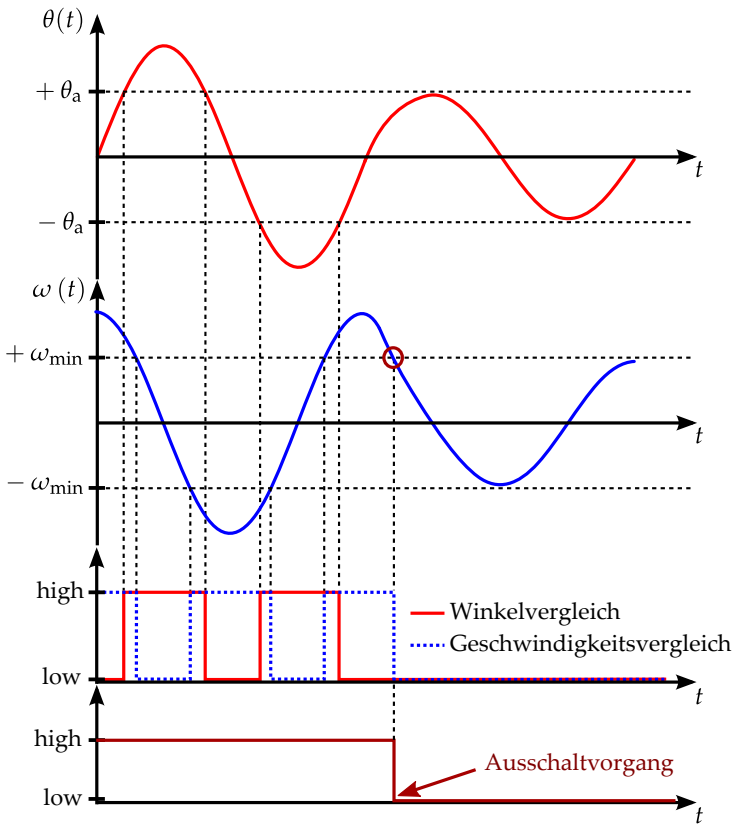


Abb. 5.2.: Illustration des Funktionsprinzips einer Notausschaltung zur Überwachung der Mikrospiegelschwingung. In rot ist ein beispielhafter Abklingvorgang der Schwingung eines Mikrospiegels $\theta(t)$ dargestellt. Weiterhin ist dessen differenziertes Signal $\omega(t)$ (blau) und die digitalen Signale, die durch den Winkelvergleich und den Geschwindigkeitsvergleich erzeugt werden. Über eine logische ODER-Verknüpfung beider Signale wird das „low“-aktive Fehlersignal aktiviert, welches den Ausschaltvorgang des Lasers initiiert.

ser Abklingvorgang in jedem Fall lange andauert. Zum einen ist es möglich, dass eine Torsionsfeder des Spiegels bricht und dieser aufgrund von Kollisionen plötzlich zum Stillstand kommt. Ein zweiter möglicher Fehlerfall könnte eine antiresonante Anregung des Spiegels durch einen Phasensprung in der Ansteuerungseinheit sein.

5.1.3.1.3. Winkelmessung Aus diesem Grund ist eine möglichst verzögerungsfreie und präzise Positions- bzw. Winkelmessung ein essentieller Bestandteil einer schnellen Notausschaltung. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, dies zu erreichen [133]: Die Auslenkung eines Mikrospiegels kann durch Platzieren piezoresistiver Sensoren auf die Torsionsfedern gemessen werden [142, 53]. Dies verändert jedoch auch die Resonanzcharakteristik des Bauteils, was ein Redesign mit sich zieht. Eine andere Möglichkeit, den Winkel elektrostatisch angetriebener Mikrospiegel zu messen, ist die Messung der dynamischen Änderung der Kapazität der Antriebselektroden [109, 71, 56]. Diese Methode erreicht jedoch aufgrund gravierender Nichtlinearitäten geringere Genauigkeiten und erfordert optimierte Kammstrukturen [133]. Die zum Zeitpunkt der Untersuchung am Markt verfügbaren Mikrospiegel waren noch nicht mit einer integrierten Positionssensorik ausgestattet. Daher wurde auf eine optische Methode zur Messung der Spiegelauslenkung, die sich durch ihre Einfachheit und Flexibilität auszeichnet, zurückgegriffen. Die Position des Strahls wurde anhand des Differenzsignals jeweils zweier Elemente einer Quadrantenphotodiode ermittelt. Dies wird in [BGB⁺12] näher erläutert.

5.1.3.1.4. Systemkonzept und Testaufbau Das Blockdiagramm des Systemkonzepts solch einer Notausschaltung ist in Abb. 5.3 wiedergegeben. Bei der konkreten Realisierung stellt sich die Frage, an welcher Stelle analog-digital gewandelt werden soll. Es ist

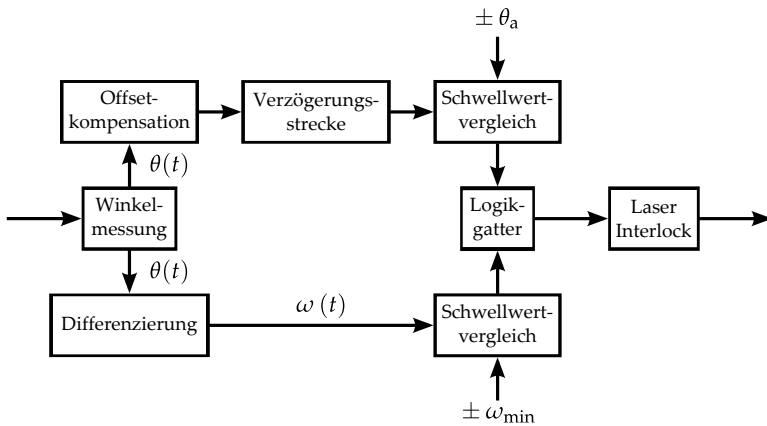


Abb. 5.3.: Blockdiagramm des Systemkonzepts einer Notausschaltung zur Überwachung der Mikrospiegelschwingung. Die erste Komponente führt eine schnelle Messung des Auslenkwinkels $\theta(t)$ durch. Anschließend wird in zwei parallelen Pfaden zum einen das Winkelsignal $\theta(t)$ und zum anderen dessen Ableitung $\omega(t)$ verarbeitet. Dabei stellt eine Verzögerungsstrecke in dem schnellen Pfad die Synchronität sicher. Im oberen Pfad wird mit dem Winkelvergleich festgestellt, ob der Spiegel sich gerade im aktiven oder passiven Bereich der Schwingung befindet. Im unteren Pfad wird die Momentanwinkelgeschwindigkeit überprüft. Beide Signale werden über Logikgatter miteinander verknüpft, wodurch sich das Fehlersignal für den Interlock des Lasers ergibt.

möglich die Schaltung analog oder digital zu implementieren. Für den Testaufbau wurde eine Implementierung gewählt, in der die Analog-Digital-Wandlung beim Schwellwertvergleich mithilfe von Hochgeschwindigkeits-Komparatoren durchgeführt wird. Dadurch kann auf schnelle Analog-Digital-Wandler verzichtet werden und die Anzahl der Bauelemente wird gering gehalten. Ein Bild des Testaufbaus ist in Abb. 5.4 wiedergegeben.

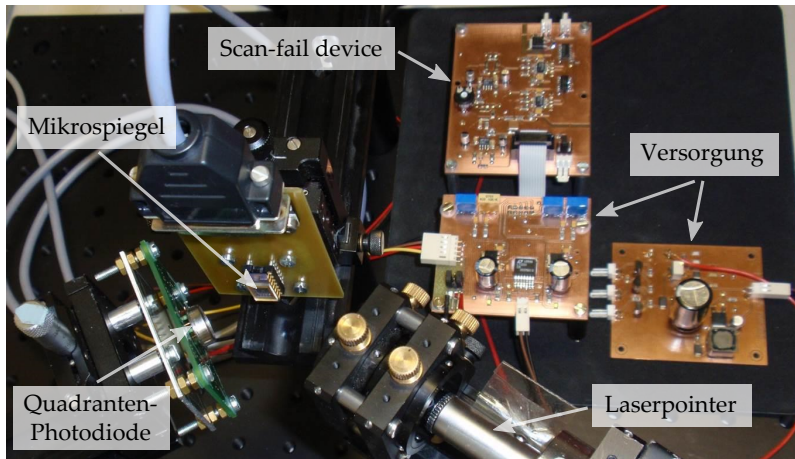


Abb. 5.4.: Bild des Testaufbaus zur Charakterisierung der entwickelten Notausschaltung.

5.1.3.2. Ergebnisse

Die Funktionalität und die Laufzeitverzögerung jeder Komponente der Notausschaltung sowie der optischen Winkelmessung wurden mithilfe eines *digitalen Speicheroszilloskops (DSO)* messtechnisch ermittelt. Die Laufzeitverzögerung für die Winkelmessung betrug $\tau_{\text{win}} \approx 230 \text{ ns}$, die des Differenzierers $\tau_{\text{diff}} \approx 1,24 \mu\text{s}$, die der Offset-Kompensation $\tau_{\text{off}} < 5 \text{ ns}$, die aller Logikgatter $\tau_{\text{gat}} \approx 210 \text{ ns}$ und die des Laser Interlocks $\tau_{\text{int}} \approx 330 \text{ ns}$. Die Laufzeit der Komparatoren betrug aufgrund von Komparator-Prellen $\tau_{\text{kom}} \approx 1,48 \mu\text{s}$, was insbesondere bei im Vergleich zur Komparatorbandbreite langsamen Signalen auftritt. Komparator-Prellen kann jedoch durch Hinzufügen einer kleinen Hysterese eliminiert werden. In diesem Fall beträgt die Laufzeit solch eines Komparators $\tau_{\text{kom}} < 100 \text{ ns}$. Dies konnte auch in den Fällen gemessen werden, in denen kein Prellen auftrat. Damit

ergibt sich die erreichbare Reaktionszeit aus der Summe der Laufzeiten im langen (unteren) Pfad.

$$T_{\text{Re}} = \tau_{\text{win}} + \tau_{\text{diff}} + \tau_{\text{kom}} + \tau_{\text{gat}} + \tau_{\text{int}} \approx 2,2 \mu\text{s}$$

Den größten zeitlichen Anteil nimmt die Laufzeit des Differenzierers $\tau_{\text{diff}} \approx 1,24 \mu\text{s}$ ein. Diese ist über die äußere Beschaltung des Operationsverstärkers einstellbar. Wird sie jedoch reduziert, so wird vorhandenes Rauschen mehr verstärkt. Daher sollte sie so groß wie möglich gewählt werden.

Mit diesem Ergebnis wird deutlich, dass es möglich ist eine schnelle Notausschaltung für mikroskopspiegelbasierte Scanner im IR-A-Bereich mit Standardkomponenten und Hochgeschwindigkeits-Komparatoren, die heutzutage nicht mehr besonders teuer sind, zu realisieren.

5.2. Design der Empfangseinheit

Aufgabe der Empfangseinheit eines 3D-Scanners ist es das von einem Messobjekt zurückgestreute und/oder reflektierte optische Empfangssignal $P_{\text{Rx}}(t)$ in ein elektrisches Signal $S_{\text{Rx}}(t)$ zu wandeln, siehe Abb. 5.5. Die Auswahl eines passenden Detektortyps und dessen Beschaltung hat einen großen Einfluss auf das auftretende Rauschen und bedarf deswegen eines sorgfältigen Designs.

5.2.1. Auswahl der Detektor-Verstärker-Kombination

Die wesentlichen Grundlagen dieses Abschnitts wurden in der studentischen Arbeit [41] erarbeitet. Die Auswahl des Detektortyps kann nicht getrennt von der Auswahl des Detektorarrays und der Auswahl des Verstärkers betrachtet werden, weil nur alle drei gemeinsam ein funktionstüchtiges Empfangsmodul bilden kön-

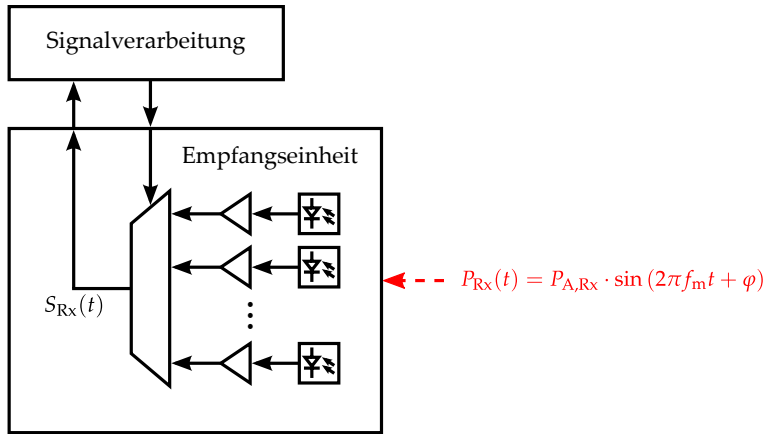


Abb. 5.5.: Aufbau der Empfangseinheit, bestehend aus einem Detektorarray, Transimpedanzverstärkern und einem Multiplexer. Optische Signale sind mit roten, elektrische mit schwarzen Pfeilen gezeichnet.

nen. Aufgrund der hohen Bandbreitenanforderungen kommen ausschließlich PIN-Photodioden oder APDs als Detektortyp in Frage. Da die Empfangsleistung P_{Rx} nach Gl. (2.2) quadratisch mit zunehmender Messdistanz d abnimmt, wirkt sich die minimal detektierbare optische Leistung der Detektor-Verstärker-Kombination sehr stark auf die erreichbare Messdistanz bzw. die erreichbare Messgenauigkeit bei gegebener Messdistanz aus. Da eine Reduzierung des SNR durch Fremdlicht in diesem Abschnitt nicht betrachtet wird, wird eine geringe Messgenauigkeit von $\sigma = \pm 3$ mm bei einer Messdistanz von $d = 5$ m zugrunde gelegt. Bei einer Modulationsfrequenz von $f_m = 100$ MHz, einer Empfängerbandbreite $B_{cw} = 2$ MHz und einer Pixeldauer von $T_{Px} = 3 \mu s$ erfordert dies gemäß Gl. (2.54) ein minimales SNR von

$$SNR_{\min} = \frac{c}{4\pi \cdot f_m \cdot \sigma \cdot \sqrt{B_{cw} \cdot T_{Px}}} \approx 32,5.$$

Zur Evaluation verschiedener Detektortypen sowie Verstärker wurde ein MATLAB-Skript auf Basis der Gleichungen aus Abschnitt 2.1, 2.2 und der Rauschbetrachtungen aus [52] geschrieben. Der Kern dieses Skripts berechnet das Signal-Rausch-Verhältnis aus der Empfangsleistung und dem NEP einer Detektor-Verstärker-Kombination. Das NEP wird anhand der Herstellerangaben in den Datenblättern berechnet.

Auf einen umfassenden Vergleich mehrerer Verstärker sowie Detektoren wird an dieser Stelle verzichtet und auf [41] verwiesen. In diesem Zusammenhang genügt eine vergleichende Darstellung des SNR des ausgewählten APD-Arrays *8AA0.4-9 SMD* der Firma *First Sensor* mit einem 2D-Array aus PIN-Photodioden vom Typ *PS7-5*, das auch von *First Sensor* hergestellt wird.. Beide Detektorarrays werden bei diesem Vergleich mit dem Verstärker *AD8099* von *Texas Instruments* betrieben. Dieser bietet trotz seines relativ hohen Rauschens aufgrund eines hohen Verstärkungs-Bandbreite-Produktes von $f_c = 3,8$ GHz die beste Kombination aus Verstärkung, Bandbreite und Rauscheigenschaften. Details dazu sind in [41] zu finden. Bei der Wahl der Systemparameter, die in Tab. (5.1) aufgelistet sind, wurde bereits der Laserschutz und die Zielspezifikation dieser Arbeit berücksichtigt. Das damit erreichbare SNR in Abhängigkeit der Messdistanz ist in Abb. 5.6 dargestellt. Dieser Vergleich zeigt zum einen, dass die größere Empfangsapertur eines 2D-Arrays aus PIN-Photodioden das deutlich größere NEP nicht kompensieren kann. Dies gilt auch für andere Aufbauvarianten wie z.B. Linienarray oder Einzeldetektoren. Daher ist der Einsatz von großflächigen PIN-Photodioden in einem 3D-Scanner mit großer Empfangsapertur nicht sinnvoll. Zum anderen wird deutlich, dass das erforderliche minimale SNR von dem Ansatz des Linien-APD-Arrays erreicht wird ($\text{SNR} \approx 33,2 > \text{SNR}_{\min}$). Das NEP einer auf APDs basierenden Detektor-Verstärker-Kombination weist aufgrund der internen

5. Systemdesign auf Basis der elektronischen Nachführung

Systemparameter	APD-Array	PIN-Array
Emissionswellenlänge des Lasers λ_{las}	808 nm	808 nm
Lambertscher Reflektionskoeff. ρ	0,3	0,3
Pulsspitzenleistung des Lasers P_{Tx}	56,5 mW	56,5 mW
Modulationsfrequenz f_m	100 MHz	100 MHz
Abtastfrequenz f_s	250 MHz	250 MHz
Horizontale Bildauflösung r_h	200	200
Vertikale Bildauflösung r_v	140	140
Framerate f_{Fr}	10 Hz	10 Hz
Mikrospiegeldurchmesser D_{mm}	2 mm	2 mm
Scanfrequenz (schnelle Achse) f_{fa}	1 kHz	1 kHz
Scanfrequenz (langsame Achse) f_{sa}	5 Hz	5 Hz
Horizontales Sichtfeld α_h	29,2°	29,2°
Vertikales Sichtfeld α_v	20,6°	20,6°
Aktiver Teil des hor. Sichtfelds H_a	100%	100%
Aktiver Teil des vert. Sichtfelds V_a	86%	86%
Anzahl von Detektorelementen N_{det}	8 × 1	9 × 5
Empfangsapertur A_{Rx}	400 mm ²	1963 mm ²
Aktive Chipfläche A_{act}	3,24 mm ²	315 mm ²
Optische Effizienz η_{opt}	60%	60%
Äquivalente Rauschleistung NEP_{ges}	0,8 nW	3,47 μ W

Tab. 5.1.: Systemparameter zweier Detektor-Verstärker-Kombinationen. In der Spalte „APD-Array“ sind die Werte für das Linien-APD-Array *8AA0.4-9 SMD* aufgelistet. In der Spalte „PIN-Array“ wird ein 2D-Array aus der PIN-Photodiode *PS7-5* angenommen. In beiden Fällen wird der Verstärker *AD8099* eingesetzt.

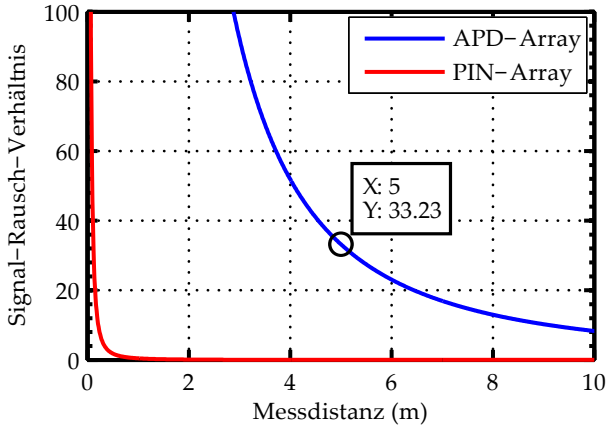


Abb. 5.6.: Vergleich des erreichbaren Signal-Rausch-Verhältnisses zweier Detektor-Verstärker-Kombinationen. Es ist klar ersichtlich, dass sich mit dem PIN-Array keine nennenswerte Systemperformanz erreichen lässt. Die zugehörigen Systemparameter sind in Tab. 5.1 angegeben.

Lawinenverstärkung deutlich niedrigere Werte auf. Trotz der Problematik des höheren Rauschens bietet die APD das weitaus bessere Gesamtergebnis.

5.2.2. Auswahl des Multiplexers

Die Inhalte dieses Abschnitts wurden in [41] erarbeitet und in [BSF⁺14] publiziert.

Aufgrund der resonanten Schwingung des Mikrospiegels bewegt sich der Fokus des Empfangsstrahls mit einem sinusförmigen Geschwindigkeitsprofil über das Detektorarray hinweg. Um eine kontinuierliche Distanzmessung zu ermöglichen, muss zu jedem Zeitpunkt der maximal beleuchtete Detektor mit der Signalverarbeitung verbunden sein. Dies ist die Aufgabe des Multiplexers. Dieser Um-

schaltvorgang zwischen verschiedenen Detektoren kann als elektronisches Schwenken der Empfangscharakteristik verstanden werden.

5.2.2.1. Analogmultiplexer

Vorzugsweise werden für derartige Aufgaben halbleiterbasierte Analogmultiplexer aufgrund ihrer im Vergleich zu Relais-basierten Lösungen um Größenordnungen höheren Lebensdauer eingesetzt. Das Funktionsprinzip von CMOS-basierten Multiplexern ist ein analoger Schalter, der auch *Transfer-Gate* genannt wird, und aus einer Parallelanordnung aus einem p-Kanal- und einem n-Kanal-MOSFET bestehen. Dadurch können sowohl positive wie auch negative Signale bzw. Spannungen propagieren. Eine attraktive Unterkategorie sind gepufferte Analogmultiplexer (englisch *buffered analog multiplexer* oder alternativ *video multiplexer-amplifier*), die einen internen Puffer zur Unterdrückung von hochfrequenten Oszillationen aufweisen. Derartige Störungen werden durch Kapazitätsänderungen des Multiplexers, die beim Umschalten auftreten, verursacht. Analogmultiplexer verursachen jedoch auch zusätzliches Rauschen und begrenzen die Signalbandbreite. Deshalb ist es wünschenswert die Anzahl von Multiplexerstufen auf einem Minimum zu halten. Dies kann nur durch eine Minimierung der Anzahl der Detektorelemente erreicht werden, was bei gegebener Detektorlänge eine Erhöhung der aktiven Fläche jedes Einzeldetektors zur Folge hat. Dadurch steigt jedoch auch die Diodenkapazität, was die Bandbreite reduziert. Daher ist der Kompromiss zwischen Rauschreduzierung und Bandbreitenvergrößerung bei einem 2D-Detektorarray deutlich schwieriger zu finden. Eine weitere Problematik, die vor allem bei Detektorarrays mit vielen Einzeldetektoren auftritt, ist die Platzierung der Transimpedanzverstärker, die möglichst nahe am Detektor sitzen sollten.

5.2.2.2. Umschaltverhalten des Multiplexers

Eine zeitliche Abweichung zwischen dem optimalen Umschaltzeitpunkt beim Übergang des Fokus zwischen zwei Detektoren und dem tatsächlichen Umschaltzeitpunkt führt zu einem zusätzlichen Einbruch des Empfangssignals. Eine Möglichkeit diese Situation zu vermeiden wäre eine Messung der Spiegelposition, die bereits in Abschnitt 5.1.3 angesprochen wurde. Dadurch könnte eine zeitliche Verschiebung der optimalen Umschaltzeitpunkte aufgrund von Temperatur- bzw. Luftfeuchtigkeitsschwankungen, die bspw. die Oszillationsamplitude leicht beeinflussen, kompensiert werden.

Eine weitere, wichtige Thematik, die beim Design berücksichtigt werden muss, ist die ungewollte Verschiebung des Spots durch den Triangulationseffekt, siehe Abschnitt 5.3.3. Mit dieser distanzabhängigen Spotverschiebung geht auch eine distanzabhängige Verschiebung der optimalen Umschaltzeitpunkte einher, die vor allem bei kleinen Messdistanzen zum Tragen kommt. Es gibt mehrere Möglichkeiten, um dieses Problem zu lösen:

- Zum einen kann der Effekt durch ein koaxiales Anordnen der optischen Achsen von Sender- und Empfänger vermieden werden. Im Fall von Systemkonzept 3 und 4 kann die Problematik daher auch in die mechanisch nachgeführte Achse verlagert werden. Im Demonstratoraufbau wurde dies jedoch aus den in Abschnitt 5.3.3 genannten Gründen vermieden.
- Dank der Flexibilität der Umschaltansatzes könnte man auch zwei Detektoren gleichzeitig auslesen und das bessere von beiden Empfangssignalen für die Quadraturdemodulation verwenden. Dieser Ansatz erhöht die Komplexität der Beschaltung und auch der Signalverarbeitung, bietet aber auf der anderen Seite auch die Möglichkeit durch die Bildung des Mittelwerts beider Empfangssignale (z.B. vor der Quadraturde-

modulation) das im Umschaltbereich halbierte SNR um den Faktor $\sqrt{2}$ zu verbessern.

- Alternativ könnten die Umschaltzeitpunkte auch aus den Abstandsdaten aus dem vorhergehenden Frame berechnet werden. Diese Strategie kann allerdings nicht bei allen Anwendungen zum Einsatz kommen.

Im Demonstratoraufbau wurde jede der 8 APDs des Detektorarrays *8AA0.4-9 SMD* mit einem eigenen Transimpedanzverstärker (*AD8099*) ausgestattet. Als Multiplexer diente der *MAX4312* vom *Maxim Integrated*, der eine akzeptable Umschaltzeit von ca. 40 ns aufweist.

Mangels kommerziell verfügbarer Mikrospiegel mit integrierter Positionssensorik wurden die Umschaltzeitpunkte im Demonstratoraufbau von einem Triggerpuls des Mikrospiegeltreibers abgeleitet. Deshalb können im Demonstratoraufbau keinerlei Temperatur- oder Luftfeuchtigkeitsschwankungen kompensiert werden. Bei den durchgeführten Funktionstests traten dadurch allerdings keine Unregelmäßigkeiten auf. Das gemessene Umschaltverhalten des Funktionsmusters ist in Abb. 5.7 wiedergegeben. Darin lässt sich auch die tatsächliche Umschaltdauer von ca. 60 ns ablesen.

5.3. Design der Empfangsoptik

Teile dieses Abschnitts wurden in [BSF⁺14] veröffentlicht. Das Designziel des Optikdesigns besteht nach Abschnitt 3.2.2 darin, die Lichtmenge, die auf die aktive Fläche des Detektors fokussiert wird, mit möglichst kostengünstigen Komponenten zu maximieren. Dies wird durch eine Maximierung der effektiven Empfangsapertur $A_{\text{Rx,eff}}$ erreicht. Unter der effektiven Empfangsapertur wird das

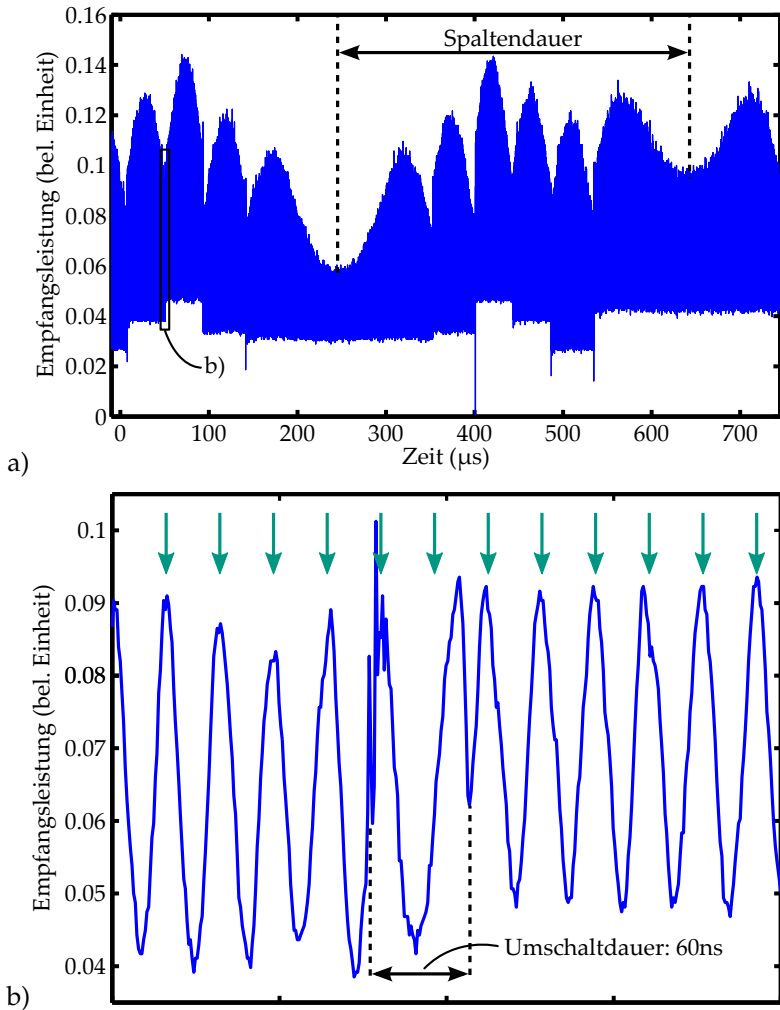


Abb. 5.7.: Gemessenes Empfangssignal $S_{R_x}(t)$ des Demonstratoraufbaus im Zeitbereich. Die in a) erkennbare Leistungsvariation kommt zum einen durch die unterschiedlichen Offset-Spannungen der APDs und zum anderen durch das Umschaltverhalten zustande. Diese Hüllkurve tritt aufgrund der bidirektionalen Mikrospiegelschwingung mit dem Spaltentakt alternierend spiegelverkehrt auf. In b) ist ein Ausschnitt von a) der Dauer 400 ns gezeigt, in dem die tatsächliche Umschaltdauer von ca. 60 ns erkennbar ist.

Produkt aus Empfangsapertur und optischer Transmissionseffizienz η_{opt} verstanden.

$$A_{\text{Rx,eff}} = A_{\text{Rx}} \cdot \eta_{\text{opt}} \quad (5.4)$$

5.3.1. Designprozess

Da die Länge des Detektorarrays mit $w_{\text{det}} = 4 \text{ mm}$ vorgegeben ist, lässt sich der maximale vertikale Durchmesser der Sammellinse bei einer minimalen realisierbaren Blendenzahl von $k_{\text{min}} \approx 1$ über

$$D_v = \frac{w_{\text{det}}}{2k_{\text{min}} \tan(\beta_v)} \approx 11,3 \text{ mm}$$

berechnen. Unter Umständen können auch noch kleinere Blendenzahlen erreicht werden, jedoch steigen auch die Aberrationen bei derart lichtstarken Optiken drastisch an. Dies wiederum verringert die optische Effizienz η_{opt} , da die Spotgröße die Detektorgröße übertrifft. Somit wird verdeutlicht, dass die Empfangsapertur A_{Rx} und die optische Effizienz η_{opt} nicht gleichzeitig maximiert werden können, sondern sich gegenläufig verhalten. Aus Sicht des Designers wäre eine Variation der Blendenzahl sinnvoll, um die maximale effektive Empfangsapertur zu finden. Allerdings zieht jede Änderung der Blendenzahl einen Designprozess mit sich, da nicht nur die asphärischen Koeffizienten der Oberflächen gesucht, sondern auch die Dimensionen und Abstände der Elemente angepasst werden müssen. Da dies für eine repräsentative Anzahl an Scanwinkeln beider Scanspiegel berücksichtigt werden muss und zusätzlich der Einfluss unterschiedlicher Messdistanzen eine wichtige Rolle spielt, ist ein vollautomatischer Optimierungsprozess zu aufwendig und zu unflexibel. Daher wurde ein iterativer Designansatz gewählt. Dabei stellte sich heraus, dass die kleinste herstellbare Blendenzahl trotz der reduzierten optischen Effizienz das Optimum für die effektive Empfangsapertur darstellt. Grund für dieses Ergebnis ist die

Größe der Detektorelemente, die auch größere Spotgrößen nahezu vollständig empfangen können.

5.3.2. Auswahl des Linsentyps

Es wurden Designs für unterschiedliche Linsentypen entworfen und diese hinsichtlich erreichbarer effektiver Empfangsapertur $A_{R_x,eff}$ und Herstellungskosten verglichen. Dabei stellte sich die *Fresnellinse* als der am besten geeignete Linsentyp für diese Arbeit heraus. Der klassische Vorteil einer Fresnellinse ist ihr geringes Gewicht, was vor allem bei großen Linsen zum tragen kommt. In der Massenfertigung von Kunststoff-Optiken lässt sich mit der Spritzgusstechnik auch mit asphärischen Strukturen ein sehr niedriger Stückkostenpreis erreichen. Zusätzlich haben Fresnellinsen auch sehr geringe Bauraumanforderungen und lassen sich aufgrund ihrer Planarität sehr gut in günstige Halterungskonzepte integrieren. Für die Fertigung geringer Stückzahlen – wie bspw. für den entworfenen Demonstratoraufbau – können spanende Fertigungsverfahren eingesetzt werden.

Ein prinzipieller Nachteil von Fresnellinsen sind die Schattenbereiche, die durch Totalreflektion an den Seitenwänden der Strukturen auftreten [82]. Dieser Schatteneffekt kann durch geschicktes Anordnen der Fresnelstrukturen minimiert, jedoch in vielen Fällen nicht vollständig vermieden werden. Da die eigens entworfenen Fresnellinsendesigns nicht mit spanenden Fertigungsverfahren herstellbar waren, wurde auf kommerziell erhältliche Fresnellinsen der Art *Concentrating Grooves out* zurückgegriffen [30]. Diese asphärischen Fresnellinsen (*NT46-108* von *Edmund Optics* und *CY585* von *Fresnel Optics*) erreichen zwar keine Blendenzahl $k < 1$, sind aber mit spanenden Verfahren herstellbar. Mit diesen Linsen erreicht die Empfangsapertur den Wert $A_{R_x} = 9,65 \times 42 \text{ mm}^2 = 405,3 \text{ mm}^2$.

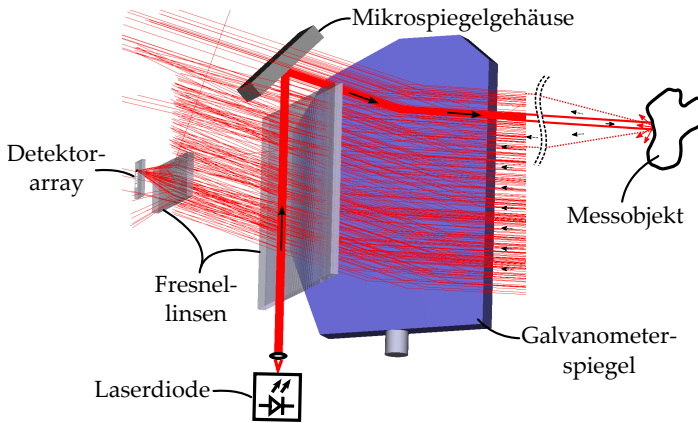


Abb. 5.8.: 3D-Modell der Anordnung der optischen Komponenten des Demonstratoraufbaus und des Strahlengangs. Ein Teilausschnitt wurde mit der Raytracing-Software Zemax berechnet. Zur Veranschaulichung ist der vollständige Strahlengang eingezeichnet und die Strahlen mit Richtungspfeilen versehen.

5.3.3. Optikdesign für Linienarray Detektorkonzept

Ein 3D-Modell des Optikdesigns und des Strahlengangs ist in Abb. 5.8 dargestellt. Die mit der Optikdesign-Software *Zemax* simulierte normierte Intensität des Empfangssignals auf dem Detektorarray für verschiedene Scanwinkel des Mikrospiegels Θ_{mm} ist in Abb. 5.9 dargestellt. Dabei wird in Fall b) deutlich, dass die Empfangsleistung sich im ungünstigsten Fall auf zwei Detektorelemente verteilt und damit halbiert. Ein einfaches Addieren beider Signale der beleuchteten Detektorelemente würde keine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses bringen, weil dadurch mit dem Signal auch das Rauschen verdoppelt werden würde. Lediglich eine Mittelung könnte die Reduktion des SNR von 2 auf $\sqrt{2}$ begrenzen. Diese Halbierung des Signal-Rausch-Verhältnisses ist daher eine prinzipielle Begrenzung des Prinzips der elektronischen Nachführung. Genauer

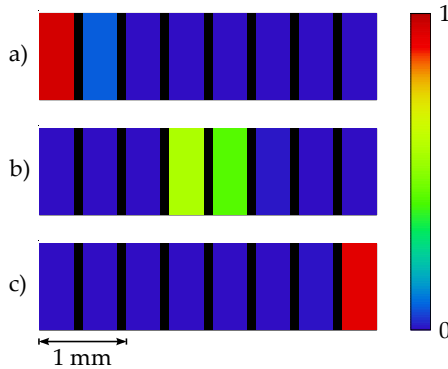


Abb. 5.9.: Simulierte normierte Intensität auf dem Detektorarray für drei optische Scanwinkel des Mikrospiegels bei einer Messdistanz $d = 10$ m: a) $\Theta_{\text{mm}} = 12^\circ$, b) $\Theta_{\text{mm}} = 0^\circ$ und c) $\Theta_{\text{mm}} = -12^\circ$. Im Fall b) verteilt sich die Energie auf zwei Detektoren und wird dadurch halbiert. Die Lücken zwischen den Detektorelementen sind in schwarz dargestellt.

ist die simulierte Variation der optischen Effizienz η_{opt} über den mechanischen Scanwinkel des Mikrospiegels θ_{mm} für unterschiedliche Scanwinkel des Galvanometerspiegels θ_{ga} und unterschiedliche Messdistanzen d in Abb. 5.10 dargestellt. Darin ist zum einen der Leistungsabfall in den Umschaltbereichen deutlich erkennbar. Für den Füllfaktor des Detektorarrays, der ohnehin schon bei 81% liegt, konnte durch den Einsatz eines Mikrolinsenarrays, das auch in mehreren Varianten simulativ untersucht wurde, keine nennenswerte Verbesserung erzielt werden. Grund hierfür sind die stark brechenden Sammellinsen, die dafür sorgen, dass ein Mikrolinsenarray eine derart niedrige Blendenzahl benötigt, dass dieses nicht mehr herstellbar ist.

In Abb. 5.10 b) ist auch eine Verschiebung der Empfangscharakteristik für kleine Messdistanzen erkennbar. Dieser unerwünschte „Triangulationseffekt“ kommt durch den Abstand der optischen Achsen von Sender und Empfänger zustande. Dieser Abstand könn-

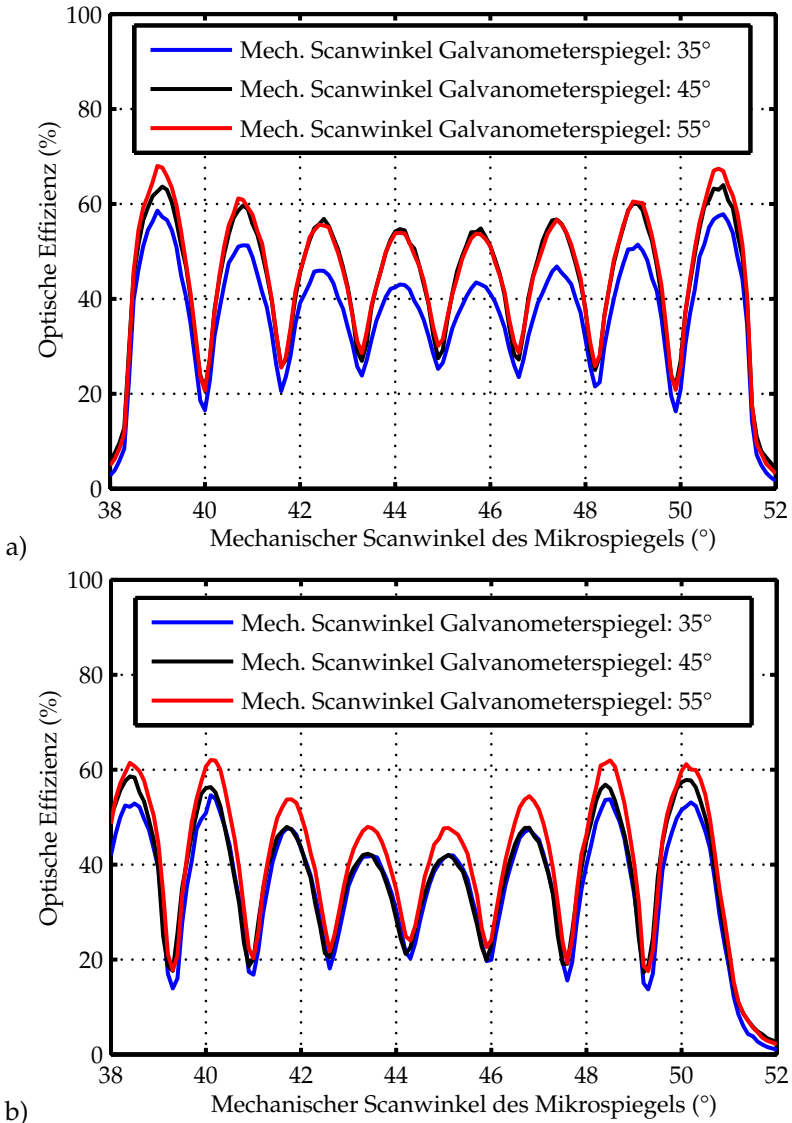


Abb. 5.10.: Simulierte optische Effizienz η_{op} über den mechanischen Scanwinkel des Mikrospiegels θ_{mm} für a) $d = 10\text{ m}$ und b) $d = 1\text{ m}$. Für kleine Messdistanzen ist eine Verschiebung der Empfangscharakteristik erkennbar.

te in die langsame Scanachse verlagert werden, um eine Verschiebung der Umschaltzeitpunkte zu vermeiden. Jedoch wäre dadurch eine noch größere Fläche des Galvanometerspiegels notwendig gewesen. Solch ein Ansatz könnte aber für Systemkonzept 4 sinnvoll sein. Da die Empfangsoptik auf große Messdistanzen (z.B. $d = 10$ m) fokussiert, vergrößert sich auch der Spot auf dem Detektor, was sich in der reduzierten optischen Effizienz in Abb. 5.10 b) im Vergleich zu a) niederschlägt. Diese Spotverbreiterung und die Tatsache, dass die Empfangsleistungen für kleine Messdistanzen ohnehin quadratisch zunehmen, kompensieren das Problem der Verschiebung der Empfangscharakteristik. Aus diesem Grund bestand beim Demonstratoraufbau keine Notwendigkeit die Umschaltzeitpunkte in Abhängigkeit der Messdistanz anzupassen. Ein positiver Nebeneffekt dieses Triangulations- und Defokussierungseffekts ist die Vermeidung des Übersteuerns der Detektoren.

Die Gründe für die optische Effizienz in den Maxima von Abb. 5.10 von $\eta_{\text{opt}} \approx 60\%$ sind:

- Die bereits angesprochene Spotverbreiterung durch Defokus bei kleinen Messdistanzen,
- Schattenbereiche durch Totalreflektion an den Seitenwänden der Fresnelstrukturen und
- Fresnelreflektionen an den beiden Fresnellinsen und an am Glasfenster des APD-Arrays. Die Transmission durch diese 6 Luft-Glas bzw. Glas-Luft-Grenzflächen errechnet sich für senkrechten Einfall mit den Brechungsindizes $n_{\text{BK7}} \approx 1.517$, $n_{\text{Acryl}} \approx 1.492$, $n_{\text{PMMA}} \approx 1.492$ zu ca. $T_{\text{Fres}} \approx 78,3\%$.

5.3.4. Filterauswahl

Teile aus diesem Abschnitt wurden in [BSF⁺14] veröffentlicht. Aufgabe eines optischen Filters ist es für alle Einfallswinkel bestimmte unerwünschte Wellenlängenbereiche des elektromagnetischen Spektrums zu unterdrücken und erwünschte Bereiche unverändert passieren zu lassen. Im Bereich der optischen 3D-Messtechnik ist eine der wichtigsten Aufgaben die Unterdrückung jeglicher Fremdlichtquellen, bspw. Sonnenstrahlung. Fällt zu viel Fremdlicht auf einen Detektor so hat das zu Folge, dass dessen Dynamikbereich nicht mehr voll ausgenutzt werden kann. Dadurch sinkt das Signal-Rausch-Verhältnis. Um dies zu verhindern, können schmalbandige optische Bandpassfilter eingesetzt werden, deren Transmissionsmaximum bei der Laserwellenlänge λ_{las} liegt. Nach dem Stand der Technik werden Interferenzfilter mit Absorptionsfiltern kombiniert um schmalbandige Filter mit hoher optischer Dichte in den Sperrbereichen zu realisieren.

5.3.4.1. Absorptionsfilter

Absorptionsfilter erreichen sehr hohe optische Dichten, sind von Natur aus winkelunabhängig und erreichen steile Flanken. Allerdings können Absorptionsfilter prinzipbedingt nur als sogenannte Longpassfilter umgesetzt werden, d.h. Strahlung ab einer gewissen Energie Q_λ

$$Q_\lambda = h \cdot \frac{c}{\lambda} > Q_{\text{th}} = h \cdot \frac{c}{\lambda_{\text{th}}}$$

bzw. unterhalb einer gewissen Wellenlänge λ_{th} kann absorbiert werden. Dabei ist $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ das *Plancksche Wirkumsquantum* und Q_{th} steht für die Energieschwelle des Filters. Daher lassen sich mit Absorptionsfiltern keine Bandpassfilter erreichen.

5.3.4.2. Interferenzfilter

Interferenzfilter bestehen aus mehreren dünnen Schichten. Die Schichten können metallisch oder dielektrisch sein. Dementsprechend entstehen entweder metallische oder Fresnelreflektionen an den Übergängen zwischen den Schichten. Die somit mehrfach reflektierenden Teilstrahlen interferieren miteinander. Durch Variation der Dicke unterschiedlicher Schichten können somit künstlich nahezu beliebige Transmissionsspektren erzeugt werden [97].

Allerdings ist dieses Transmissionsverhalten vom Einfallswinkel der Strahlung γ relativ zur Normalen der Schichtoberfläche abhängig. Mit zunehmendem Einfallswinkel wird Die Verschiebung $\Delta\lambda$ der Transmissionskurve eines Bandpassfilters in Abhängigkeit des Einfallswinkels gehorcht der Gleichung [106]

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \gamma}{n_{\text{eff}}} \right)^2} \right). \quad (5.5)$$

λ_0 ist die zentrale Wellenlänge des Transmissionsmaximums und n_{eff} der effektive Brechungsindex des Filters. Aufgrund dieser Blauverschiebung des Transmissionsspektrums wird das Signal eines aktiven 3D-Sensors ab einem bestimmten Einfallswinkel durch den Filter blockiert. Dieser Effekt begrenzt den maximalen Scanwinkelbereich von Systemkonzept 2 und den maximalen Scanwinkelbereich der elektronisch nachgeführten Achse von Systemkonzept 3 und 4. Im Fall von Systemkonzept 1 kann der Interferenzfilter zwischen Mikrolinsenarray und Sammellinse platziert werden, da in diesem Bereich näherungsweise nur ein Winkel auftritt.

Für den Demonstratoraufbau wurde das Filter *bk-808-7,5-C1* der Firma *bk - Interferenzoptik Elektronik GmbH* eingesetzt. Dies weist ein Plateau der Breite 4...5 nm im Transmissionsmaximum auf. Mit $\lambda_0 \approx 810$ nm und $n_{\text{eff}} \approx 2,5$ lässt sich der maximale optische Scan-

winkelbereich berechnen. Bei einer angenommenen maximalen Filterverschiebung von $\Delta\lambda \approx 4,4 \text{ nm}$ erhält man $\alpha_{v,\max} = 30^\circ$. Somit passt dieses Filter zur Zielspezifikation mit $\alpha_v = 20^\circ$. Weitere wichtige Parameter dieses sind die Halbwertsbreite $\lambda_{\text{FWHM}} \approx 7,5 \text{ nm}$, eine typische Transmission im Durchlassbereich von $T_{\text{pass}} \approx 80\%$ und eine optische Dichte OD5 im Sperrbereich.

5.4. Design der Scaneinheit

5.4.1. Auswahl des Mikrospiegels

Aus der kurzen Betrachtung der Vor- und Nachteile elektrostatisch und elektromagnetisch angetriebener Mikrospiegel in Abschnitt 2.5 wird bereits deutlich, dass beide Technologien ihre Vor- und Nachteile haben. Aufgrund der Vielfalt der Anwendungen, für die diese Technologien geeignet ist, wird sich keine der beiden auf absehbare Zeit durchsetzen.

Wichtiger für die Auswahl eines geeigneten Mikrospiegels ist daher die Verfügbarkeit und Produktvielfalt am Markt. Da die Resonanzfrequenz vom mechanischen Design des Spiegels bestimmt wird, kann sie in der Regel nicht frei gewählt werden. Dies schränkt die Auswahl der Spiegel deutlich ein. Mehrere Mikrospiegel beider Antriebsmethoden wurden innerhalb der studentischen Arbeit [Gie11] charakterisiert und hinsichtlich ihres Resonanz- und Temperaturverhaltens miteinander verglichen. Der für die Zielspezifikation am besten geeignete Mikrospiegel war der elektrostatisch angetriebene, zweiachsige Mikrospiegel *D20B1.3B0.2* der Firma *HiperScan GmbH* mit einer Resonanzfrequenz der schnellen Achse von $f_{\text{fa}} = 1,27 \text{ kHz}$, einem Spiegeldurchmesser von $D_{\text{mm}} = 2 \text{ mm}$ und einem maximalen optischen Scanwinkelbereich von $\Theta_{\text{fa}} = \pm 21,2^\circ$. Die Reduzierung der optischen Schwingungsamplitude mit zuneh-

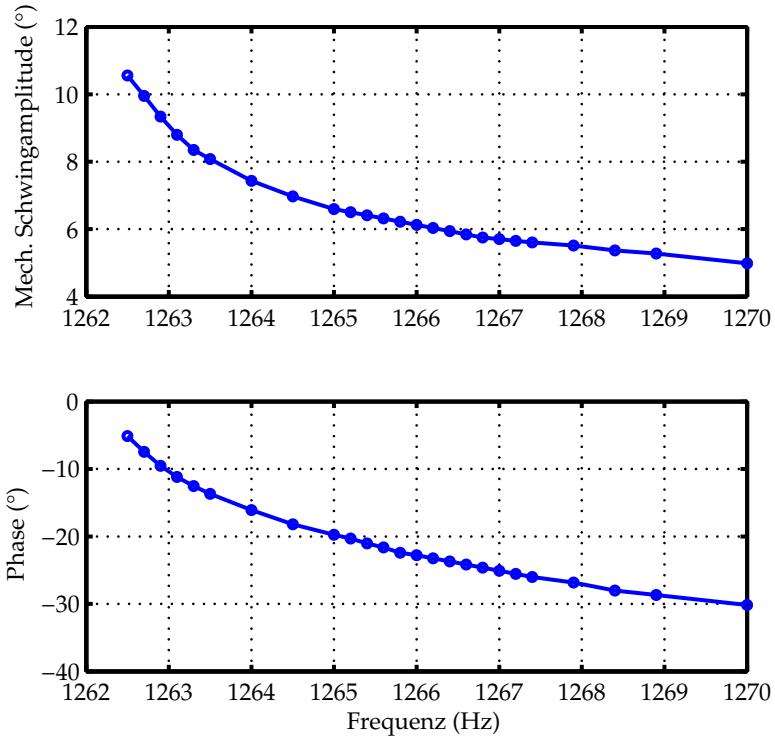


Abb. 5.11.: Gemessener Amplituden- und Phasengang der schnellen Achse des Mikrospiegels *D20B1.3B0.2*.

mender Temperatur wurde im Temperaturbereich von 28°C bis 80°C zu weniger als 0,05°/K gemessen.

Weitere Gründe für diese Auswahl werden im Abschnitt 5.4.2 näher erläutert. Das gemessene Resonanzverhalten und der Phasengang dieses Spiegels sind in Abb. 5.11 dargestellt.

5.4.2. Ansteuerung des Mikrospiegels

Die Basis eines der Ansteuerungssignals elektrostatischer Mikrospiegel bildet typischerweise ein unipolares rechteckförmiges Span-

nungssignal mit der doppelten Scanfrequenz $f_{\text{drv}} = 2 \cdot f_{\text{scan}}$ und einem Tastverhältnis von 50%. Grund für diese Frequenz ist, dass der Mikrospiegel zwei mal pro Schwingungsperiode in Richtung seiner Ruheposition beschleunigt wird. Die Arbeitsspannung des *D20B1.3B0.2* liegt bei 50 V. Je nach Modell sind allerdings auch Werte bis zu 100 V üblich. Ein sinusförmiges Treibersignal würde zwar leicht größere Auslenkwinkel ermöglichen, ist jedoch aufwendiger in seiner Erzeugung. Im Folgenden wird zunächst das Anschwingverhalten und anschließend der Regelbetrieb erläutert.

5.4.2.1. Anschwing- und Resonanzverhalten elektrostatischer Mikrospiegel

Aufgrund des zeit- und auslenkungsabhängigen elektrostatischen Drehmoments gleicht das Resonanzverhalten nicht dem eines harmonischen Oszillators [114]. Damit verbunden ist auch die Tatsache, dass resonante elektromagnetische Mikrospiegel durch einen Frequenzsweep von hohen zu niedrigen Frequenzen zum Schwingen angeregt werden müssen. Typische Startfrequenzen liegen einen Faktor 2...3 über der Endfrequenz. Bei einer Annäherung an die Resonanzfrequenz f_{res} steigt die Schwingungsamplitude steil an. Wird die Anregungsfrequenz im laufenden Betrieb auf einen Wert, der minimal unterhalb der Resonanzfrequenz liegt, reduziert, so bricht die Spiegelschwingung zusammen. Erst ein erneuter Frequenzsweep regt die Schwingung wieder an.

5.4.2.2. Betriebsmodi elektrostatischer Mikrospiegel

Aufgrund des Anschwing- und Resonanzverhaltens elektrostatischer Mikrospiegel sind nun prinzipiell zwei Betriebsmodi denkbar [114], die hier kurz betrachtet werden.

- **Frequenzbestimmte Anregung:** Bei der frequenzbestimmten Anregung wird die Anregungsfrequenz nach dem Frequenzsweep konstant gehalten. Eventuelle Änderungen der Schwingungsamplitude können durch Spannungsänderungen ausgeregelt werden. Nachteil dieses Betriebsmodus ist die etwas reduzierte Schwingungsamplitude, die durch den Sicherheitsabstand zur Resonanzfrequenz erforderlich ist, zustande kommt.
- **Synchronisierte Anregung:** Bei der synchronisierten Anregung wird die Anregungsfrequenz nach Beendigung des Frequenzsweeps in einer Regelschleife derart nachgeführt, dass der Spiegel immer bei seiner maximalen Amplitude schwingt. Dieser Ansatz ermöglicht die höchsten resonanten Auslenkwinkel. Nachteil ist jedoch die veränderliche Anregungsfrequenz, die für viele Anwendungen Nachteile mit sich bringt.

Da eine variable Anregungsfrequenz für eine scannerbasierte Anwendung nicht zweckmäßig ist, wurde die frequenzbestimmte Anregung gewählt. Eine Spannungsregelung stellte dabei kein Problem dar, weil der Mikrospiegel nicht bei seinem maximalen Auslenkwinkel betrieben wurde. Dadurch war es möglich einen ausreichenden Sicherheitsabstand von der Resonanzfrequenz (ca. 4 Hz) einzuhalten.

5.4.2.3. Mikrospiegeltreiber

Die Treiberschaltung für den Demonstratoraufbau, deren Aufbau in Abb. 5.12 dargestellt ist, wurde im Wesentlichen im Rahmen der studentischen Arbeit [Säm12] entwickelt. Mit einem Mikrocontroller (*ATxmega128A1* von *Atmel*) wird das rechteckförmige Anregungssignal mit der Frequenz f_{drv} erzeugt und in einen diskret aufgebauten Analogschalter gespeist. Dieser schaltet die Ausgangsspannung

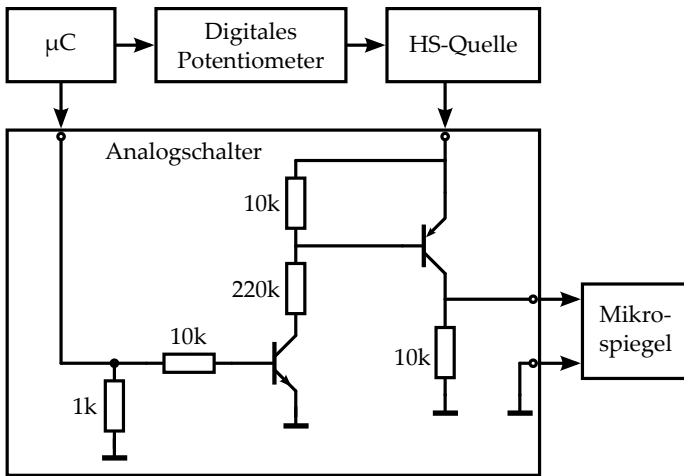


Abb. 5.12.: Aufbau des Mikrospiegeltreibers, bestehend aus einem Mikrocontroller (μC), einem digitalen Potentiometer, einer Hochspannungsquelle (HS-Quelle) und einem Anlogschalter.

einer per digitalem Potentiometer (*MCP4151-503E/P* von *Microchip*) einstellbaren Hochspannungsquelle (*MOD501383* von *First Sensor*), die an dem Mikrospiegel anliegt. Der Mikrocontroller hat somit die Kontrolle über Frequenz, Phase und Amplitude der Mikrospiegelschwingung.

Um gegenseitige Abhängigkeiten zwischen der schnellen Achse der Scaneinheit und der Signalverarbeitung zu vermeiden, wurde ein separater Takt für die Ansteuerung des Mikrospiegels generiert. Durch diese Entkopplung wirkt sich eine Änderung der Scanfrequenz des Mikrospiegels f_{scan} nicht auf die Framerate f_{Fr} des Gesamtsystems aus. Dieses Konzept hat allerdings zur Folge, dass zwei unabhängige Taktdomänen in der Signalverarbeitung entstehen. In Abschnitt 5.6 wird näher darauf eingegangen.

5.4.3. Ansteuerung des Galvanometerspiegels

Das wichtigste Auswahlkriterium für den Galvanometerspiegel war die Größe der Spiegelfläche. Es wurde der Spiegel *6M2430R40S100S1* in Kombination mit dem Motor *6240H* verwendet, welcher von der Treiberschaltung *MicroMax series 677XX* eingesetzt. Alle drei Komponenten sind Produkte der Firma *Cambridge Technology*. Als Ansteuerungssignal wurde ein dreieckförmiges pulswidenmoduliertes Signal der Frequenz $f_{sa} = 635$ Hz in der Signalverarbeitung generiert, welches über ein Tiefpassfilter erster Ordnung in ein analoges Positionssignal gewandelt wurde.

5.5. Mechanikdesign

Aufgabe des Mechanikdesigns ist es alle optischen Komponenten des Demonstratoraufbaus aus Abb. 5.8 auf einer möglichst kleinen Montageplatte zu integrieren. Dabei muss ein Gleichgewicht zwischen Justageflexibilität und -komplexität gefunden werden. Um die Anforderungen an die Positioniergenauigkeit zu ermitteln, wurde zunächst eine Toleranzanalyse durchgeführt. Anschließend wird die unter Berücksichtigung der Justagetoleranzen entworfene Optikhalterung gezeigt. Abschließend wird ein Überblick über das resultierende Mechanikdesign des Demonstratoraufbaus gegeben.

5.5.1. Toleranzanalyse

Zur Ermittlung der notwendigen Justagetoleranzen wurden mehrere *Empfindlichkeitsanalysen* (englisch *sensitivity analysis*) mit der Optikdesign-Software *Zemax* durchgeführt. Es wurden Positioniertoleranzen $\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z$ der beiden Fresnellinsen in alle Richtungen sowie Verkipptoleranzen $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ um die drei Achsen des kartesischen Koordinatensystems ermittelt. Als Kriterium der Analyse

wurde die vom jeweils stärksten beleuchteten Detektorarray empfangene Leistung gewählt. Zur Veranschaulichung der Leistungsreduzierung durch Justageungenauigkeiten wird im weiteren Verlauf der Begriff der Justageeffizienz η_{tol} verwendet. Dieser ist das Verhältnis aus Empfangsleistung bei Justagefehlern $P_{\text{Rx,tol}}$ und der nominalen Empfangsleistung P_{Rx} .

$$\eta_{\text{tol}} = \frac{P_{\text{Rx,tol}}}{P_{\text{Rx}}} \quad (5.6)$$

Die ermittelten Toleranzanforderungen für beide Fresnellinsen waren

$$\Delta_i < \pm 0,1 \text{ mm}, i \in (x, y, z) \quad (5.7)$$

und

$$\epsilon_x < \pm 0,5^\circ, i \in (x, y, z). \quad (5.8)$$

Diese Toleranzen erzeugten in allen Toleranzanalysen Justageeffizienzen $\eta_{\text{tol}} > 80\%$, siehe Tab. 5.2. In den Simulationen wurden die kritischen Justageparameter $\Delta_{z,1}$ und $\epsilon_{y,2}$, welche in Abb. 5.13 veranschaulicht sind, identifiziert.

5.5.2. Optikhalterung

Die Optikhalterung wurde unter Berücksichtigung der Justagetoleranzen entworfen. Sie besteht aus drei Teilen:

1. Eine mit 3D-Drucktechnik hergestellte Kunststoffaufnahme für Linse 1 und das Interferenzfilter, siehe Abb. 5.14 a)
2. Eine aus Aluminium gefräste Aufnahmeplatte für Linse 2, die an die Kunststoffaufnahme geschraubt wird, siehe Abb. 5.14 a)

Nr.	θ_{mm}	θ_{ga}	Ungünstigste Toleranz	η_{tol}
1	-5°	-10°	$\epsilon_{y,2}$	82,7%
2	-5°	0°	$\epsilon_{y,2}$	86,2%
3	-5°	10°	$\epsilon_{y,2}$	82,4%
4	0°	-10°	$\Delta_{z,1}$	89,3%
5	0°	0°	$\epsilon_{y,2}$	91,6%
6	0°	10°	$\epsilon_{y,2}$	90,7%
7	5°	-10°	$\epsilon_{y,2}$	87,6%
8	5°	0°	$\epsilon_{y,2}$	91,5%
9	5°	10°	$\epsilon_{y,2}$	89,3

Tab. 5.2.: Toleranzanalysen der Empfangsoptik für unterschiedliche Spiegelstellungen. Die ermittelten Justageeffizienzen η_{tol} basieren jeweils auf 100 Monte Carlo Simulationen.

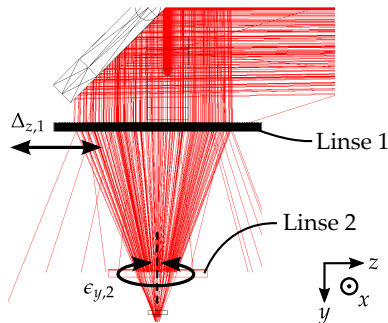


Abb. 5.13.: Kritische Justageparameter der Empfangsoptik $\Delta_{z,1}$ und $\epsilon_{y,2}$. Die Verschiebung von Linse 1 in z-Richtung und die Rotation von Linse 2 um die y-Achse wirken sich stärker auf die Empfangsleistung aus als andere Justageparameter.

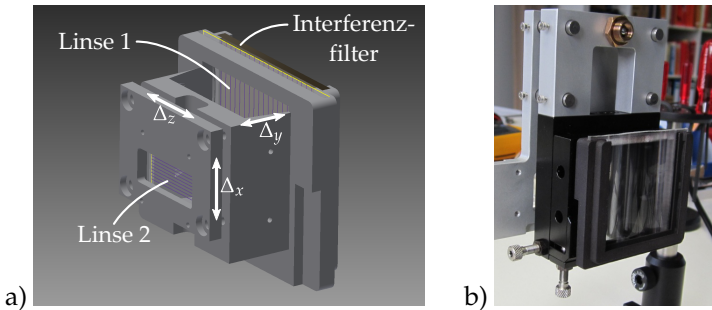


Abb. 5.14.: a) 3D-Modell der Kunststoffaufnahme für Interferenzfilter und Linse 1 mit Aluminium-Aufnahmeplatte für Linse 2. b) Montierte Optik-Halterung mit XY-Feinversteller und Fresnellinsen (ohne Interferenzfilter).

3. Einem leicht modifizierten XY-Feinversteller vom Typ *FV 65-XY* der Firma *OWIS GmbH*, siehe Abb. 5.14 b). Die ersten beiden Komponenten werden an diesem XY-Feinversteller befestigt.

5.5.3. Optomechanischer Gesamtaufbau

Die Optikhalterung wird wiederum an einer fest mit der Montageplatte verbundenen Halterung befestigt. An dieser Halterung wird auch die Platine des Detektorarrays befestigt. Ein 3D-Modell dieses Aufbaus ist in Abb. 5.15 wiedergegeben.

5.6. Signalverarbeitung

Während die Signalverarbeitung eines einfachen Phasenlaufzeit-Distanzsensors, wie in Abb. 2.9 gezeigt, im Wesentlichen als eigenständige Einheit betrachtet werden kann, so wird sie beim 3D-Scanner das zentrale Element, das nicht nur Informationen mit Sende- und Empfangseinheit austauscht, sondern auch mit den

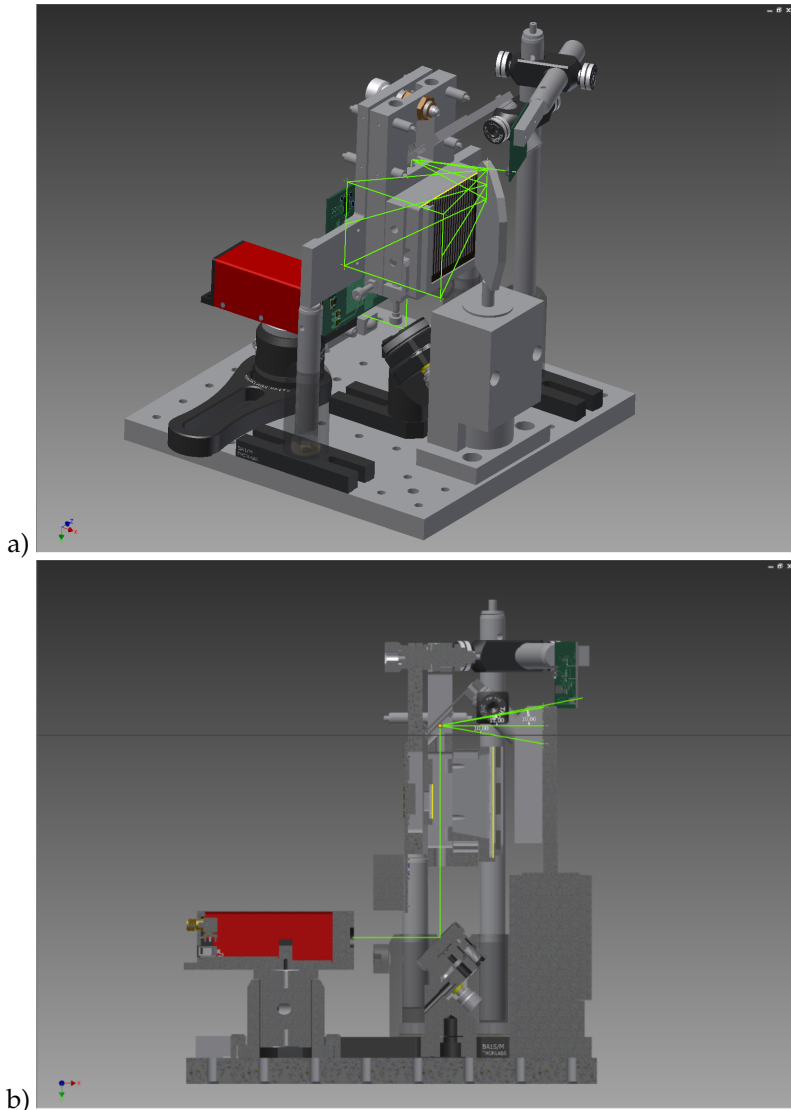


Abb. 5.15.: 3D-Modell des optomechanischen Gesamtaufbaus, a) in perspektivischer Darstellung und b) als Schnittbild. Der Sendestrahlangang und das Sichtfeld ist mit grünen Hilfslinien angedeutet.

Scanspiegeln synchronisiert werden muss. Anhand des in Abb. 5.1 dargestellten, abstrahierten Systemaufbaus lässt sich die dadurch verursachte zusätzliche Komplexität zumindest nicht auf den ersten Blick erschließen. Wie bereits in Abschnitt 5.2 diskutiert, sind durch den Übergang zur 3D-Messung auch massive Änderungen an der Empfangseinheit notwendig.

5.6.1. Taktverwaltung

Weiterhin wurde in Abschnitt 5.4.2.3 dargelegt, warum eine separate Takterzeugung zur Ansteuerung des Mikrospiegels erforderlich ist. Dies bedeutet, dass in der Signalverarbeitung zwei unabhängige Taktdomänen koexistieren. Eine Berücksichtigung dieser Tatsache ist beim Design der Signalverarbeitung unerlässlich. Zur Veranschaulichung der Taktdomänen ist in Abb. 5.16 eine Blockdiagramm-Darstellung der Signalverarbeitung gewählt. Diese Darstellung ist zwar bereits relativ nahe an der tatsächlichen Implementierung auf einem *FPGA* (englisch *Field Programmable Gate Array*), verbirgt aber nach wie vor einiges an Komplexität, die an dieser Stelle nicht zum Verständnis beiträgt. Die Signalverarbeitung wurde auf einem *Cyclone III FPGA* der Firma *Altera* implementiert. Nachfolgend werden die einzelnen Funktionsblöcke in Abb. 5.16 erläutert.

- CLK1 Takterzeugung für Taktdomäne 1 mit einem Basistakt von $f_{\text{clk},1} = 250 \text{ MHz}$.

- SIN Lookup-Tabelle (LUT) einer idealen Sinusschwingung. Dieses Modul wird gemeinsam mit der COS Lookup-Tabelle für die Quadraturdemodulation des Empfangssignals benötigt.

- COS Lookup-Tabelle einer idealen Cosinusschwingung.

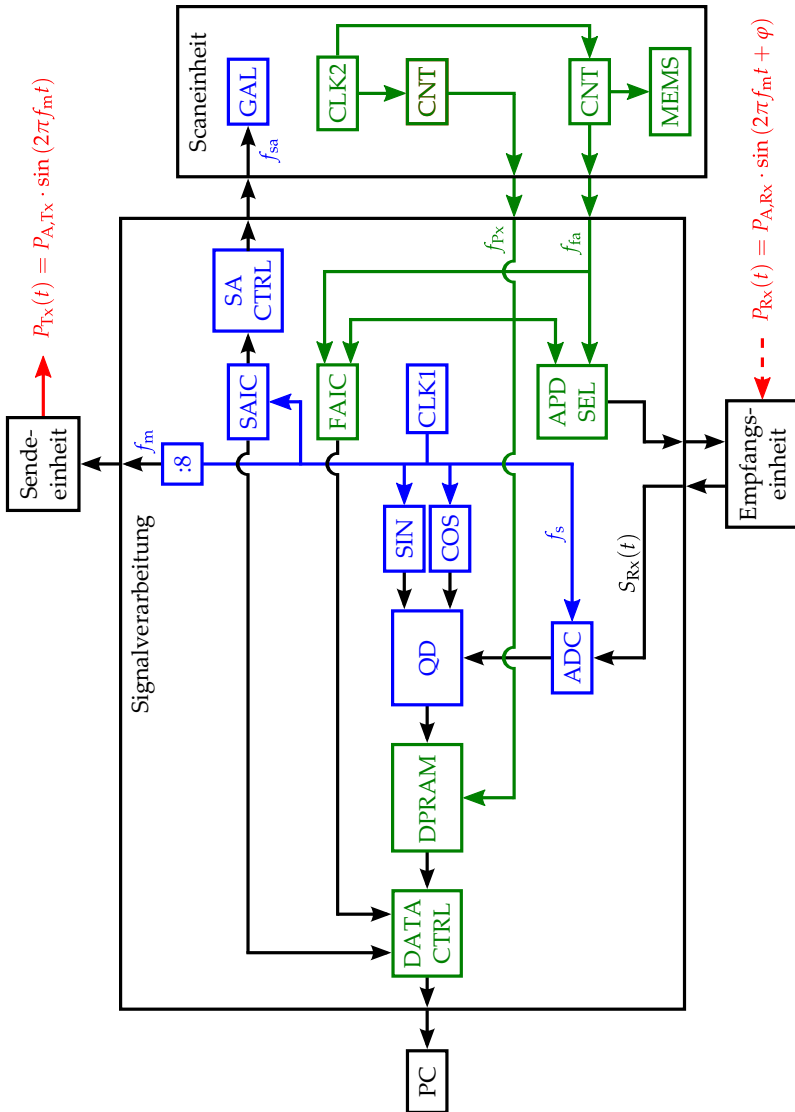


Abb. 5.16.: Blockdiagramm der Signalverarbeitung und Scaneinheit des Demonstratoraufbaus. Daten- oder Kontrollsignale sind in schwarz, Taktsignale blau oder grün, dargestellt. Blaue Blöcke laufen synchron zu Taktdomäne 1 (CLK1), grüne zu Taktdomäne 2 (CLK2).

- QD** Quadraturdemodulator: Der Quadraturdemodulator besteht, wie in Abb. 2.9 gezeigt, aus mehreren Funktionsblöcken und berechnet die Phase φ des Empfangssignals. Die Berechnung der absoluten Messdistanz d innerhalb des Eindeutigkeitsbereichs sei in diesem Fall auch in **QD** umgesetzt.
- DPRAM** Dual-Port-RAM als Pufferspeicher und Schnittstelle zwischen Taktdomäne 1 und 2.
- DATA CTRL** Modul, das das Zusammensetzen der Messdaten zu einem Frame oder einem Teil eines Frames sowie das Streamen der Daten an den **PC** übernimmt.
- PC** PC (Personal Computer) oder gleichwertiges Gerät, zur Verarbeitung bzw. Visualisierung der Messdaten.
- ADC** Analog-Digital-Wandler zum Digitalisieren des Empfangssignals. Die Abtastrate entspricht dem Basistakt von Taktdomäne 1 $f_{\text{clk},1} = f_s = 250 \text{ MHz}$. Es wurde der AD-Wandler *ADS61B49* der Firma *Texas Instruments* mit einer Abtasttiefe von 14 bit eingesetzt.
- SAIC** Slow Axis Index Counter: Zähler zum Berechnen der aktuellen Spalte.
- SA CTRL** Slow Axis Controller: Generierung des pulsweitenmodulierten Ansteuerungssignals für den Galvanometer-Spiegel.
- FAIC** Fast Axis Index Counter: Zähler zum Berechnen des aktuellen Pixels in einer Spalte.
- APD SEL** APD Select: Modul zur Generierung des Ansteuerungssignals für den Multiplexer im Empfangsmodul auf Basis einer programmierbaren Lookup-Tabelle.

- :8** Frequenzteiler mit dem Teilerfaktor 8 zum Generieren der Modulationsfrequenz $f_m = 31\,25\text{ MHz}$ aus dem Basistakt f_s .
- CLK2** Takterzeugung für Taktdomäne 2 mit einem Basistakt von $f_{\text{clk},2} = 32\text{ MHz}$.
- CNT** Zähler zur Generierung des Pixeltakts f_{Px} bzw. Spaltentakts f_{fa} , welcher gleichzeitig der doppelten Scanfrequenz des Mikrospiegels $f_{\text{fa}} = 2 \cdot f_{\text{mm}}$ entspricht.
- MEMS** Mikrospiegelmodul: In diesem Modul sind außer dem Mikrospiegel selbst der Fast Axis Controller **FA CTRL** und der Mikrospiegeltreiber **MEMS DRV** enthalten. Diese sind der Übersichtlichkeit halber in Abb. 5.16 nicht dargestellt.
- GAL** Galvanometerspiegelmodul: In diesem Modul sind außer dem Galvanometerspiegel selbst ein Tiefpass **LP** zur Umwandlung des pulsweitenmodulierten Ansteuerungssignal in einen analogen Signalpegel und der Treiber **GAL DRV** enthalten. Diese sind der Übersichtlichkeit halber in Abb. 5.16 nicht dargestellt.

5.6.2. Optimierungsmöglichkeiten der Signalverarbeitung

Die Einflussparameter im Zusammenhang mit der Signalverarbeitung, die sich besonders stark auf die Messungenauigkeit auswirken sind:

1. In der aktuellen Implementierung der Signalverarbeitung werden während des Umschaltvorgangs zwischen zwei Detektorelementen verfälschte Werte in die Messung einbezogen, siehe Abb. 5.7. Da die Umschaltdauer ca. 2% der Pixeldau-

er in Anspruch nimmt, vergrößert dieser Einfluss die Messgenauigkeit spürbar. Da die Umschaltzeitpunkte und die Umschaltdauer bekannt ist, können die verfälschten Werte durch Änderungen an der Signalverarbeitung noch vor der Quadraturdemodulation durch eine phasenrichtig verschobene Kopie der letzten korrekten Messwerte ersetzt werden.

2. Mit der eingesetzten Hardware ist eine Erhöhung der Modulationsfrequenz von $f_m = 31,25 \text{ MHz}$ auf bis zu $f_m = 100 \text{ MHz}$ möglich. Dies würde eine Drittelung der Messungenauigkeit, bei entsprechend verringertem Eindeutigkeitsbereich, bewirken. Mit einer alternierenden Messung mit $f_{m,1} = 100 \text{ MHz}$ und $f_{m,2} = 95 \text{ MHz}$ über jeweils eine halbe Pixeldauer ließe sich der Eindeutigkeitsbereich gemäß Gl. (2.48) auf $L_{E,\text{eff}} = 30 \text{ m}$ vergrößern. Dafür wären nur kleine Änderungen an der Signalverarbeitung erforderlich, allerdings müsste die Taktgeneration und die Laseransteuerung überarbeitet werden.
3. In der aktuellen Implementierung generiert der Quadraturdemodulator Distanzwerte mit einem Zwischentakt $f_s/2^8 \approx 976,5 \text{ kHz}$. Beim Übergang zum Pixeltakt $f_{Px} \approx 353 \text{ kHz}$ gehen somit etwa 63,8% aller Messwerte verloren. Hier ließe sich bspw. durch die Implementierung eines gleitenden Mittelwerts der demodulierten und gefilterten Daten über eine Pixeldauer eine spürbare Reduzierung der Messungenauigkeit erzielen.
4. Schließlich ließe sich die Tiefpassfilterung durch eine Optimierung der *CIC-Filter* (englisch *Cascaded-Integrator-Comb*) bzw. durch eine Filterkombination verbessern.
5. Der Jitter der Takterzeugung wirkt sich direkt auf die erreichbare Phasenauflösung aus [100]. Der eingesetzte *CDCE62002*

von *Texas Instruments* für $f_{\text{clk},1}$ hat einen Jitter von < 1 ps (quadratisches Mittel). Damit lassen sich bereits sehr gute Messgenauigkeiten erreichen.

Obwohl die Zielspezifikation mit dem aktuellen Zustand der Signalverarbeitung bereits erreicht werden konnte, ist vor allem mit den ersten vier Optimierungsmöglichkeiten gezeigt, dass deutliche Steigerungen der Performanz möglich wären.

5.7. Demonstratoraufbau

Die in den vorhergehenden Abschnitten diskutierten Systemkomponenten wurden in einen funktionstüchtigen Demonstratoraufbau integriert. Dieser Aufbau, der einer vollständigen Realisierung von Systemkonzept 3 entspricht, ist in Abb. 5.17 gezeigt. Die Spezifikationswerte der wichtigsten Systemparameter sind in Appendix A.3 angegeben. In diesem Abschnitt wird die erreichte Messgenauigkeit diskutiert.

5.7.1. Distanzabhängige Wiederholungsgenauigkeit

Der Demonstratoraufbau wurde an einer mit weißem Papier verkleideten Streuwand mit einem Lambertschen Reflektionskoeffizienten von $\rho \approx 0,75$ untersucht. Dieser Wert liegt im Bereich der erwarteten Rückstreuung im Wellenlängenbereich um 800 nm [26]. Zur Bestimmung der distanzabhängigen Wiederholungsgenauigkeit $\sigma(d)$ wurde für jede Messdistanz gemäß Gl. (2.1) die Standardabweichung über mehr als $1,6 \cdot 10^6$ aufeinanderfolgende Distanzmessungen ausgewertet. Während dieser Messung wurde der Galvanometerspiegel aus praktischen Gründen aus dem Aufbau entfernt. Der Mikrospiegel befand sich in seiner Ruhelage. Daher wurden alle Messungen in einem Pixel durchgeführt. Die erreichte Wiederho-

5. Systemdesign auf Basis der elektronischen Nachführung

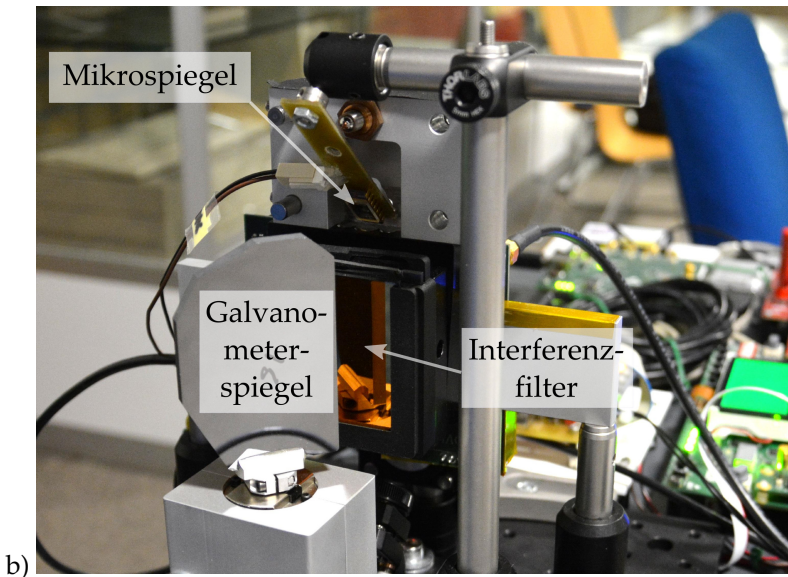
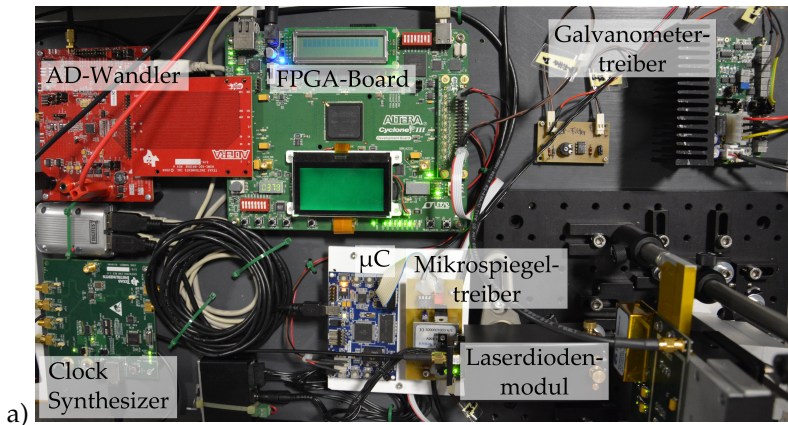


Abb. 5.17.: Fotos des Demonstratoraufbaus zur Untersuchung der elektronischen Nachführung.

lungenauigkeit ist in Abb. 5.18 a) dargestellt. Die Absolutwerte der gemessenen Distanzen sind in Abb. 5.18 b) über der tatsächlichen Messdistanz aufgetragen. Die Abweichung der Kurven zeigt, dass der Demonstratoraufbau einen deutlichen systematischen Messfehler aufweist. Eine mögliche Ursache dafür könnte in der Implementierung des Arcustangens Moduls bei der Berechnung der Phase sein, da dieser prinzipiell eine phasenabhängige Steigung beinhaltet. Dieser Fehler lässt sich allerdings durch eine Kalibration eliminieren.

5.7.2. Winkelabhängige Wiederholungsgenauigkeit

Die zweite Messung wurde an der zuvor erwähnten Streuwand bei einer konstanten Messdistanz von $d = 1$ m durchgeführt. In diesem Fall wurden beide Spiegel bei ihrer nominalen Frequenz und Schwingungsamplitude betrieben. Die messtechnisch über 246 Frames ermittelte, winkelabhängige Wiederholungsgenauigkeit ist in Abb. 5.19 dargestellt.

5.8. Bewertung der Ergebnisse

Ziele des Demonstratoraufbaus waren zum einen die Erreichung der Zielspezifikation und zum anderen die Untersuchung des Prinzips der elektronischen Nachführung. Beide Ziele konnten erreicht werden. Sowohl Stärken als auch Schwächen der elektronischen Nachführung konnten mithilfe des Demonstratoraufbaus identifiziert werden. Im Folgenden werden diese – nach Bedeutung sortiert – aufgelistet. Dabei wird im Wesentlichen die zweiachsige mechanische Nachführung (Systemkonzept 1) mit der zweiachsigen elektronischen Nachführung (Systemkonzept 2) verglichen.

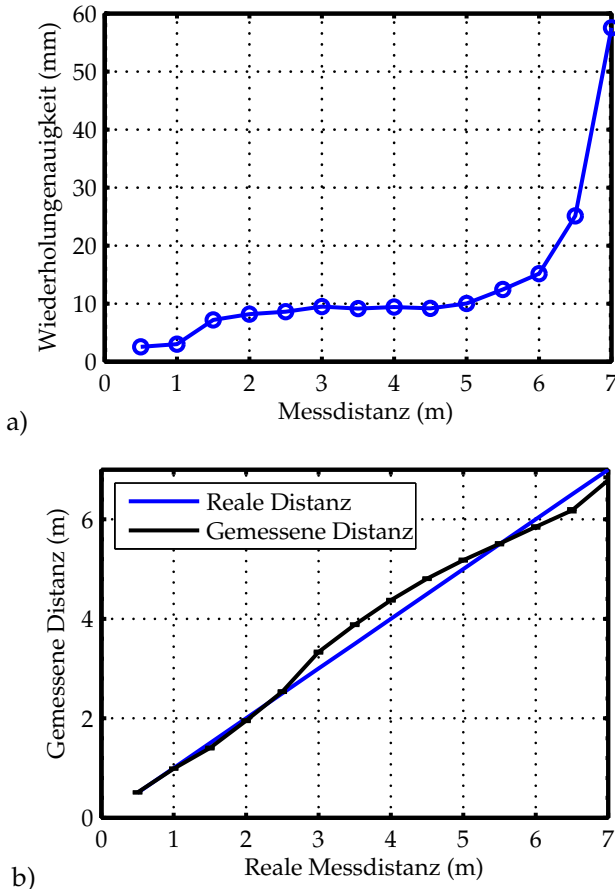


Abb. 5.18.: a) Mit dem Demonstratoraufbau erreichte Wiederholungsgenauigkeit in Abhängigkeit der Messdistanz und b) gemessene, absolute Messdistanz, aufgetragen über der realen Messdistanz. Die Messung wurde ohne den Galvanometerspiegel durchgeführt und der Mikrospiegel war in seiner Ruhelage. Die Statistik jeder Messung wurde über $1,6 \cdot 10^6$ Einzelpunktmessungen gebildet. Der systematische Messfehler des Aufbaus ist in b) deutlich erkennbar.

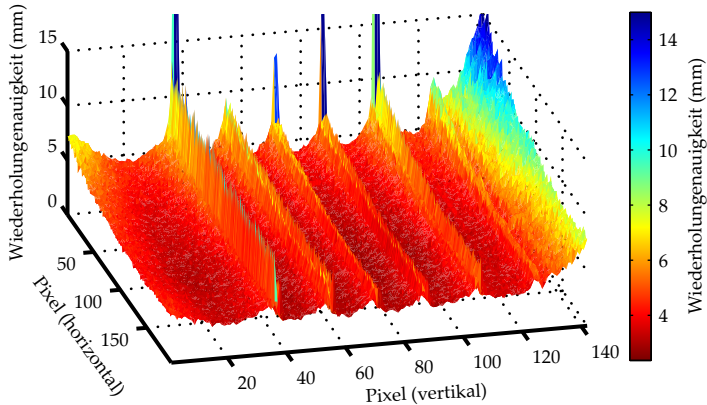


Abb. 5.19.: Mit dem Demonstratoraufbau erreichte Wiederholungsgenauigkeit in Abhängigkeit der horizontalen und vertikalen Bildposition (Pixel). Die Messung wurde bei einer statischen Messdistanz von $d = 1$ m durchgeführt. Die Statistik in jedem Pixel wurde über 246 Frames gebildet. In den Umschaltbereichen zwischen den APDs ist eine deutliche Verschlechterung der Wiederholungsgenauigkeit erkennbar.

5.8.1. Stärken der elektronischen Nachführung

1. Aufgrund der Vermeidung beweglicher Nachführungsmechaniken wird eine Entkopplung zwischen Scanfrequenz und Empfangsapertur erreicht. Die erreichbare Empfangsapertur ist lediglich durch die Größe des Detektorarrays und des Sichtfeldes bestimmt. Durch die schnellen Umschaltzeiten der Analogmultiplexer ist die Scanfrequenz damit lediglich durch die Charakteristika des Mikrospiegels limitiert. Hohe Scanfrequenzen ermöglichen die Registrierung schneller Bewegungen in weiter Entfernung. Bspw. liegt die Messung eines Bildfelds von 100×100 Pix mit einer Framerate von $f_{Fr} = 100$ Hz bei einer Scanfrequenz der schnellen Achse von $f_{fa} = 5$ kHz

und einer durchaus realistischen Pixelrate von $f_{Px} = 1 \text{ MHz}$ im Bereich des Möglichen.

2. Bei der zweiachsigen elektronischen Nachführung (Systemkonzept 2) ist der Mikrospiegel das einzige bewegliche Bauteil. Dadurch ist der Aufbau schock- und vibrationsresistenter 3D-Scanner mit großer Empfangsapertur und langer Lebensdauer möglich.
3. Vor allem für Sichtfelder, die kleiner als ca. $60^\circ \times 60^\circ$ sind, ist im Fall von Systemkonzept 2 eine große Empfangsapertur bei moderaten Kostensteigerungen erreichbar, siehe Abschnitt 4.8.5.
4. Da in Systemkonzept 2 nur geringe Waferflächen mit teuren MEMS-Strukturen und große Waferflächen mit tendenziell günstigen Detektorstrukturen zum Einsatz kommen, ist es möglich, dass der Kostenunterschied zwischen Systemkonzept 1 und 2 im Bereich kleiner Sichtfelder deutlich größer ausfällt.
5. Der Synchronisationsaufwand wird von der mechanischen in die elektrische Domäne verlagert. Selbst mit nur einem Triggerpuls pro Schwingungsperiode des Mikrospiegels ist es möglich Mikrospiegelschwingung und Umschaltzeitpunkte zu synchronisieren. Dies kann durch ein sensorisches Positionssignal des Mikrospiegels weiter verbessert werden. Daher kann davon ausgegangen werden, dass der Synchronisationsaufwand auch in zwei Achsen beherrschbar ist.
6. Durch die Verlagerung des Synchronisationsaufwands in die elektrische Domäne lassen sich beliebige Scanmuster nachführen, was die Flexibilität deutlich steigert.

5.8.2. Schwächen der elektronischen Nachführung

1. Mit dem momentan eingesetzten Schaltungsdesign führt ein Erhöhen der Anzahl der Detektorelemente auch zur Erhöhung der Anzahl der notwendigen Transimpedanzverstärker gleichermaßen. Dies führt nicht nur zu einer Kostensteigerung, sondern verkompliziert das Schaltungsdesign erheblich, da die Transimpedanzverstärker möglichst nahe an den APDs positioniert sein sollten.
2. Die Messgenauigkeit ist in der Umschaltbereichen deutlich reduziert, siehe Abb. 5.19. Es gibt mehrere Gründe für dieses Problem.
 - a) Der Hauptgrund für die Verschlechterung der Messgenauigkeit ist eine Verfälschung der Phasenmessung während des Umschaltens zwischen zwei Detektoren, siehe Abb. 5.7 b). Die einfachste Lösung für dieses Problems wäre es die Messwerte, die während des Umschaltvorgangs ermittelt werden, noch vor der Quadraturdemodulation durch eine phasenrichtig verzögerte Kopie der letzten Messwerte zu ersetzen. Eine weitere Lösungsmöglichkeit besteht in einer Anpassung des Schaltungsdesigns.
 - b) Ein Teil des Lichts geht im Umschaltbereich durch die Verteilung des Spots auf zwei Detektorelemente verloren. Dies kann nicht ganz vermieden werden. Durch Auswerten des Messergebnisses in beiden Detektoren und Mitteln kann die Reduktion des SNR im Umschaltbereich von 2 auf $\sqrt{2}$ verringert werden. Im Fall von Systemkonzept 2 wäre der ungünstigste Fall die Position zwischen 4 Detektorelementen. Der SNR-Abfall lässt sich durch entsprechenden Aufwand von 4 auf $\sqrt{4} = 2$ halbieren.

- c) Die Synchronisation zwischen Mikrospiegelschwingung und Detektorumschalten ist noch nicht perfekt, was zu einer weiteren SNR-Reduzierung im Umschaltbereich führt. Dies lässt sich jedoch durch einfaches Nachführen der Umschaltzeitpunkte mit entsprechender Positionssensorik des Mikrospiegels vermeiden.

5.8.3. Einordnung in den Gesamtkontext

In diesem Kapitel wurde eine Implementierung von Systemkonzept 3 gezeigt, die Erkenntnisse über die Methode der elektronischen Nachführung liefert. Es stellte sich heraus, dass die elektronische Nachführung aufgrund der Entkopplung von Scanfrequenz und Empfangsapertur hervorragend für den Einsatz in der schnellen Achse eines 3D-Scanners geeignet ist. Allerdings kann dieser Hauptvorteil beim Hinzufügen einer zweiten, elektronisch nachgeführten, langsamen Scanachse nicht ausgenutzt werden. Zusätzlich steigen die Kosten und die schaltungstechnische Komplexität der zweiachsigen elektronischen Nachführung enorm an. Diese Erkenntnisse legen die Kombination der elektronischen Nachführung mit einer möglichst günstigen mechanischen Nachführungsmethode nahe. Da die mechanische Nachführung mit Schwingspiegeln besser für große Sichtfelder geeignet ist, passt die translatorisch mechanische Nachführung besser in das Anwendungsszenario dieser Arbeit. Die Untersuchung dieser Methode ist Gegenstand des nächsten Kapitels.

6. Machbarkeitsanalyse der translatorisch mechanischen Nachführung

Gegenstand des vorhergehenden Kapitels ist das Systemdesign eines 3D-Scanners nach Systemkonzept 3, wobei der Schwerpunkt auf der Untersuchung der elektronischen Nachführung liegt. In diesem Kapitel wird die Strahlableitungsmethode der translatorisch mechanischen Nachführung hinsichtlich ihrer Eignung für ein hybrides Systemkonzept, bestehend aus elektronischer und translatorisch mechanischer Nachführung, untersucht. Die Grundidee dieses Systemkonzepts wurde bereits unter der Bezeichnung „Systemkonzept 4“ in Abschnitt 4.8.4 eingeführt. Das wichtigste Ziel dieses Kapitels ist die Maximierung der Empfangsapertur von Systemkonzept 4 ohne dabei Sichtfeld und Framerate zu reduzieren bzw. die Kosten zu erhöhen. Die zentrale Fragestellung dieses Kapitels ist daher, welche Parameter die Größe der Empfangsapertur begrenzen. Die wesentlichen Inhalte dieses Kapitels wurden im Rahmen der studentischen Arbeit [Wae14] erarbeitet.

Das Kapitel ist wie folgt strukturiert. In Abschnitt 6.1 wird die Problemstellung konkretisiert und in Teilprobleme aufgeteilt. Die aufgelisteten Teilprobleme im Bereich Optik werden in den darauffolgenden Abschnitten 6.2 und 6.3 untersucht. Die Ergebnisse werden schließlich in Abschnitt 6.4 bewertet.

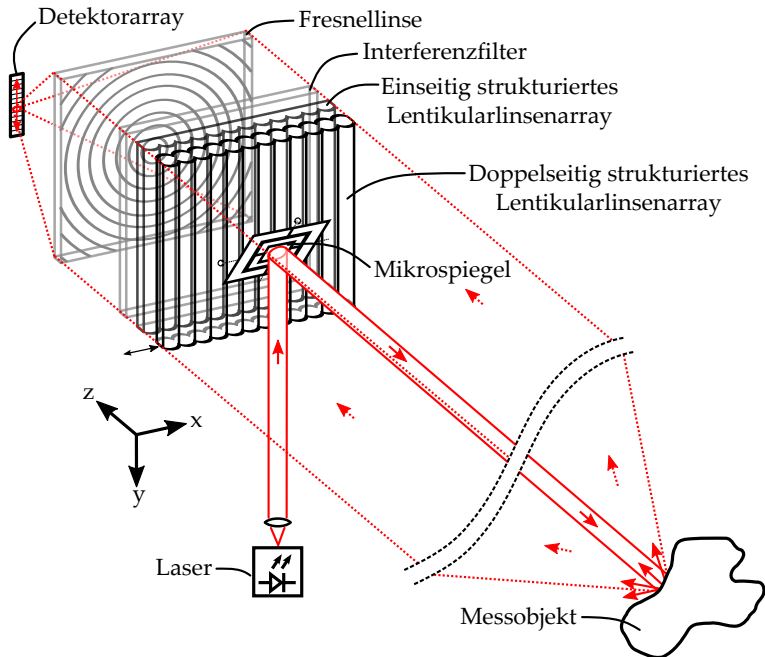


Abb. 6.1.: Perspektivische Darstellung von Systemkonzept 4. Der vom Laser emittierte, kollimierte Sendestrahler wird von einem zweiachsig schwingenden Mikrospiegel spaltenförmig abgelenkt, d.h. dass die schnelle Achse des Mikrospiegels schwingt um die x -Achse bzw. die langsame Achse um die y -Achse rotiert. Zur Vermeidung des Triangulationseffekts (siehe Abschnitt 5.3.3) ist der Mikrospiegel in der optischen Achse der Empfangsoptik positioniert. Der Empfangsstrahl wird in der langsamen Scanachse translatorisch mechanisch und in der schnellen elektronisch nachgeführt.

6.1. Konkretisierung der Problemstellung

Ein möglicher Aufbau für Systemkonzept 4 ist in Abb. 6.1 dargestellt.

Das Prinzip der translatorisch mechanischen Strahlableitung wurde in Abschnitt 2.4.3 eingeführt. In der Literatur wird über meh-

rere Realisierungen ein- und zweiachsiger Strahlablenkungssysteme berichtet. Das Augenmerk lag dabei allerdings nicht auf der Maximierung der Fläche des Mikrolinsenarrays. Teilweise war das Ziel sogar die Miniaturisierung durch MEMS-Antriebe für endoskopische Anwendungen [48, 49]. Andere Arbeiten konzentrierten sich auf die Präzision der Strahlablenkung kollimierter Laserstrahlen [12, 13]. Dabei wurden Probleme mit destruktiver Interferenz der Teilstrahlen beim Zusammenführen in einen Ausgangsstrahl berichtet. Nach bestem Wissen lässt sich somit feststellen, dass bisher keinerlei Erfahrungen bezüglich der Maximierung der Empfangsapertur translatorisch mechanisch nachführender Scanoptiken vorliegen.

Es stellen sich somit mehrere Fragen im Bereich Optik und Mechanik, die zur Beantwortung der zentralen Frage dieses Kapitels beitragen. Die Fragen zur Strahlausbreitung sind:

- Welche Parameter haben den größten Einfluss auf den Spotdurchmesser in der Detektorebene?
- Wie klein kann der Spotdurchmesser in Abhängigkeit der Empfangsapertur gemacht werden?
- Welche Parameter haben den größten Einfluss auf die optische Effizienz?
- Wie groß ist die Reduktion der optischen Effizienz in Abhängigkeit der Ablenkungswinkels?

Die Fragen zur Mechanik sind:

- Wie groß ist die Kraft, die ein Aktor zur Strahlablenkung einer gegebenen Empfangsapertur in einem gegebenen Winkelbereich und einer gegebenen Scanfrequenz aufbringen muss?
- Wie ist die Stoß- und Vibrationsempfindlichkeit des Ansatzes?

Es ist wahrscheinlich, dass außer den hier aufgelisteten Fragen weitere Fragen beantwortet werden müssen. In dieser Arbeit wird der Schwerpunkt jedoch auf die Beantwortung der Fragen im Bereich Optik gelegt. Für eine Behandlung der grundlegenden mechanischen Zusammenhänge sei an dieser Stelle auf [Wae14] verwiesen.

6.2. Bestimmung der Spotgröße

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der relevanten Systemparameter auf die Spotgröße in der Detektorebene mit unterschiedlichen Methoden identifiziert und untersucht. Die Kenntnis der Spotgröße ist unerlässlich für die Dimensionierung der Detektorgröße. Je schmaler die Breite der aktiven Fläche des Detektorarrays ausgelegt werden kann, desto länger kann es ohne Kosten- und Komplexitätserhöhung gemacht werden. Die Länge des Detektorarrays wirkt sich, wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, linear auf die erreichbare Empfangsapertur aus.

6.2.1. Berechnung der Spotgröße

Es wurden bereits mehrere Analysen der optischen Eigenschaften mikrolinsenarraybasierter Strahlablenkungssysteme veröffentlicht [140]. Numerische Berechnungen der Spotgröße und der optischen Effizienz wurden unter anderem von Duparré et al. durchgeführt [32].

In diesem Abschnitt wird das von Akatay et al. beschriebene Berechnungsschema zur Modellierung der drei Lentikularlinsenarrays zugrunde gelegt [12]. Dieses Schema lässt sich am besten grafisch veranschaulichen, siehe Abb. 6.2.

Sowohl die Mikrolinsen der Linsenarrays als auch die Sammellinse werden bei der Berechnung des Feldes in der Detektorebene als ideale Linsen angenommen. Der durch den kollimierten Laserstrahl

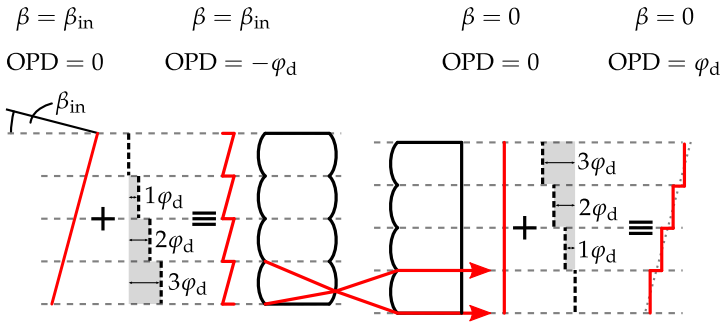


Abb. 6.2.: Veranschaulichung des Berechnungsschemas zur Modellierung der drei Lentikularlinsenarrays. Auf die unter dem Winkel β_{in} einfallende Wellenfront wird zunächst eine stufenförmige sogenannte Dummy-Phase addiert, so dass die Eingangswellenfront jeder Mikrolinse identisch ist. Daraufhin kann die Propagation in einem Mikrolinsenkanal berechnet und auf alle anderen Mikrolinsenkanäle übertragen werden. Aufgrund der lateralen Verschiebung der Lentikularlinsenarray relativ zueinander wird die Richtung aller Teilwellenfronten in Richtung der optischen Achse abgelenkt und es entsteht eine ebene Wellenfront hinter den Linsenarrays. In einem letzten Schritt wird die Dummy-Phase wieder abgezogen, wodurch eine stufenförmige Ausgangswellenfront entsteht. Die Addition und Subtraktion der Dummy-Phase dient lediglich der Anschaulichkeit und hat keinerlei physikalische Auswirkung.

beleuchteten Teil des Messobjekt wird als Punktquelle betrachtet. Bei der Berechnung wird Gebrauch von den Ausführungen in [137] gemacht. Es werden vier Szenarien betrachtet, die sich schrittweise dem tatsächlichen Strahlausbreitungsverhalten im Empfangszweig eines Scanners annähern:

1. **Statische Punktquelle in unendlicher Messdistanz:** Ein Parallelstrahl aus exakt einem Winkel β_{in} trifft auf die Apertur.
2. **Bewegte Punktquelle in unendlicher Messdistanz:** Ein Parallelstrahl aus mehreren Richtungen trifft auf die Apertur, wobei

davon ausgegangen wird, dass das bewegliche Lentikularlinsenarray immer nachgeführt wird. Durch diese Emulation eines Scanvorgangs kann bspw. eine Verschiebung des Spots auf dem Detektor im Vergleich zu Szenario 1 identifiziert werden. Dies macht sich als Verbreiterung der inkohärent aufsummierten Intensitätsverteilungen unterschiedlicher Einfallrichtungen bemerkbar.

3. **Statische Punktquelle in endlicher Messdistanz:** Ein divergenter Strahl trifft auf die Apertur, wobei davon ausgegangen wird dass das bewegliche Lentikularlinsenarray derart nachgeführt ist, dass der Mittelstrahl (*Chief ray*) des Lichtbündels in Richtung der optischen Achse abgelenkt wird.
4. **Bewegte Punktquelle in endlicher Messdistanz:** Ein divergenter Strahl aus mehreren Richtungen trifft auf die Apertur, wobei davon ausgegangen wird dass das bewegliche Lentikularlinsenarray derart nachgeführt ist, dass der Mittelstrahl (*Chief ray*) des Lichtbündels in Richtung der optischen Achse abgelenkt wird.

Die relevanten Parameter der Empfangsoptik des betrachteten Systems sowie die verwendeten Standardwerte sind in in Tab. 6.1 aufgelistet.

Das Eingangsfeld unmittelbar vor dem ersten Lentikularlinsenarray kann folgendermaßen beschrieben werden.

$$E_{\text{in}}(x, y) = A_{\text{in}}(x, y) \cdot e^{-j(k_0 z + \varphi_{\text{in}}(x, y))} \quad (6.1)$$

Das Feld nach der Strahlableitung durch die Linsenarrays unmittelbar vor der Sammellinse wird mit

$$E_{\text{L}}(x, y) = A_{\text{L}}(x, y) \cdot e^{-j(k_0 z + \varphi_{\text{L}}(x, y))} \quad (6.2)$$

Bezeichnung	Symbol	Standardwert
Breite Lentikularlinsenarray	w_{la}	20 mm
Höhe Lentikularlinsenarray	h_{la}	20 mm
Anzahl Mikrolinsen	N_{ml}	67
Wellenlänge	λ	635 nm
Brennweite Sammellinse	f_{sl}	27 mm
Einfallswinkel (Halbwinkel)	β_{in}	variabel
Seitenlänge Eingangsfeld	L_E	variabel
Abtastpunkte Eingangsfeld	N_s	variabel

Tab. 6.1.: Relevante Parameter der optischen Komponenten der Empfangsoptik von Systemdesign 4. Die angegebenen Standardwerte stimmen mit den Spezifikationen des Laboraufbaus zur messtechnischen Bestimmung der Spotgröße überein, siehe Abschnitt 6.2.2.

bezeichnet. Innerhalb dem von der Seitenlänge L_E definierten Quadrat wird bei allen Berechnungen $A_{in} = A_L = 1$ angenommen. Das Ausgangsfeld $E_f(\hat{x}, \hat{y})$ befindet sich in der Brennebene der Sammellinse

$$E_f(\hat{x}, \hat{y}) = A_f(\hat{x}, \hat{y}) \cdot e^{-j(k_0 z + \varphi_f(\hat{x}, \hat{y}))}. \quad (6.3)$$

6.2.1.1. Statische Punktquelle in unendlicher Messdistanz

Im Falle einer statischen Punktquelle in unendlicher Messdistanz trifft ein Parallelstrahl auf die Empfangsoptik. Obwohl die in diesem Fall berechnete Spotgröße in der Regel nicht erreichbar ist, bildet der hier vorgestellte Berechnungsalgorithmus die Grundlage für realitätsnähere Berechnungen. Dieser ist in Algorithmus 6.1 wiedergegeben.

Algorithmus 6.1 Algorithmus zur Berechnung der Spotgröße auf dem Detektor für Szenario 1: Statische Punktquelle in unendlicher Messdistanz.

1. Abtastintervall Eingangsfeld	$\Delta x_E = \Delta y_E = \frac{L_E}{N_s}$
2. Bereich Eingangsfeld (x, y)	$\left[-\frac{L_E}{2}; \frac{L_E}{2} - \Delta x_E\right]$
3. Phasendifferenz Gesamtarray	$\Delta \varphi_{la} = k_0 \cdot w_{la} \cdot \sin(\beta_{in})$
4. Phasendifferenz Mikrolinse	$\Delta \varphi_{ml} = \frac{\Delta \varphi_{la}}{N_{ml}}$
5. Initialisierung der Amplitude	$A_{in}(x, y = 0)$
6. Lookup-Tabelle der Phase nach Mikrolinsenkanal i	$\varphi_{L,i} = (i - 1) \cdot \Delta \varphi_{ml},$ $i = 1 \dots N_{ml}$
7. Zusammensetzen eines Schnitts des Felds vor der Linse	$E_L(x, 0)$
8. Erweiterung des Felds in y -Richtung und <i>Zeropadding</i>	$E_L(x, y)$
9. 2D Fourier-Transformation nach Gl. (2.73)	$E_f(\hat{x}, \hat{y}) = \mathcal{F}\{E_L(x, y)\}$
11. Seitenlänge Ausgangsfeld	$L_A = \lambda \cdot \frac{f_{sl}}{\Delta x_E}$
12. Abtastintervall Ausgangsfeld	$\Delta x_A = \lambda \cdot \frac{f_{sl}}{L_E}$
13. Bereich Ausgangsfeld (\hat{x}, \hat{y})	$\left[-\frac{L_A}{2}; \frac{L_A}{2} - \Delta x_A\right]$
14. Berechnung der Intensität auf dem Detektor	$I_f(\hat{x}, \hat{y}) = \left E_f(\hat{x}, \hat{y})\right ^2$

Für den intuitiv verständlichen Normaleinfall $\beta_{in} = 0^\circ$, bei dem keine Strahlableitung stattfindet, ergibt sich die Form einer quadrierten sinc-Funktion, siehe Abb. 6.3 a). Der Durchmesser des be-

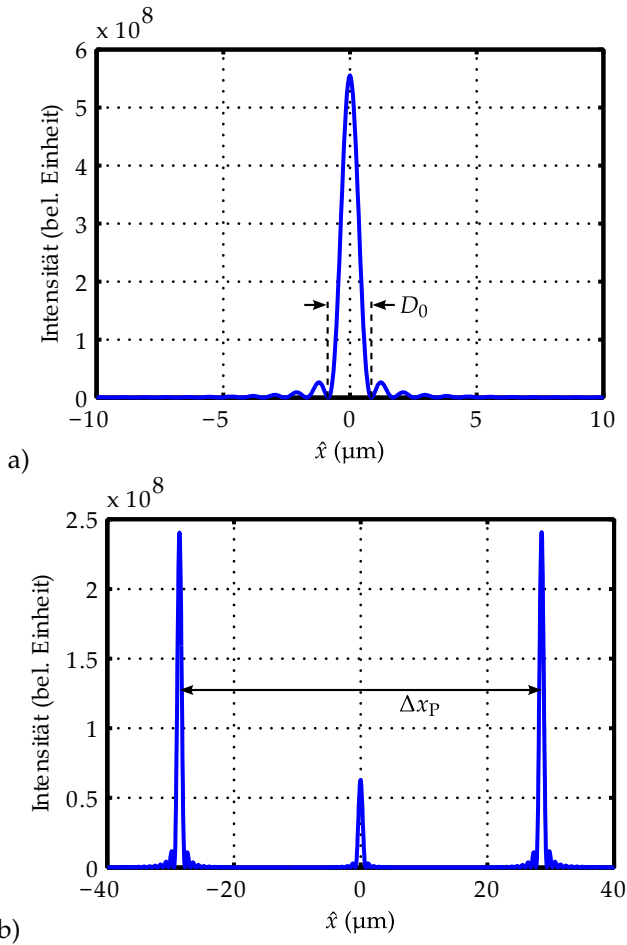


Abb. 6.3.: Berechneter Intensitätsverlauf für Szenario 1 (Statische Punktquelle in unendlicher Messdistanz). Die Berechnungsparameter sind bis auf $L_E = 300$ mm und $N_s = 1500$ in Tab. 6.1 angegeben. Der Einfallswinkel ist a) $\beta_{\text{in}} = 0^\circ$ bzw. b) $\beta_{\text{in}} = \Delta\beta_{\text{in}}/2 \approx 0,061^\circ$. Im Fall b) verteilt sich die Energie auf mehrere Peaks. Die Position und Höhe dieser Peaks ist vom Einfallswinkel abhängig.

rechneten Hauptmaximums D_0 – definiert durch den Abstand zwischen links- und rechtsseitiger erster Nullstelle – stimmt exakt mit dem aus der Theorie bekannten beugungsbegrenzten Spotdurchmessers einer Zylinderlinse überein.

$$D_0 = 2 \cdot \frac{\lambda \cdot f_{sl}}{D_{sl}} = 2 \cdot \frac{\lambda \cdot f_{sl}}{w_{la}} \approx 1,71 \mu\text{m} \quad (6.4)$$

Für $\beta_{in} > 0^\circ$ wird die Energie auf mehrere Peaks verteilt, deren Position in der Detektorebene linear zum Einfallswinkel verschoben wird, siehe Abb. 6.3 b). Das entstehende Interferenzmuster wiederholt sich mit steigendem Einfallswinkel mit einer Periode $\Delta\beta_{in}$. Diese Periodizität gehorcht der Interferenzbedingung

$$\Delta\varphi_{ml} = n \cdot 2\pi, n \in \mathbb{Z}. \quad (6.5)$$

Mit der Winkelabhängigkeit von $\Delta\varphi_{ml}$ (siehe Algorithmus 6.1) lässt sich die Periode in Abhängigkeit der grundlegenden Systemparameter ausdrücken.

$$\Delta\beta_{in} = \arcsin\left(\frac{N_{ml} \cdot \lambda}{w_{la}}\right) \approx 0,1219^\circ \quad (6.6)$$

Auch der Abstand zwischen den zwei höchsten Peaks Δx_p in Abb. 6.3 b) lässt sich in Abhängigkeit der grundlegenden Systemparameter ausdrücken. Dazu wird zunächst der Winkel $\Delta\beta_{ml}$ zwischen den durch die Sammellinse abgelenkten Strahlenfronten zweier benachbarter Mikrolinsen berechnet.

$$\Delta\beta_{ml} \approx \arctan\left(\frac{D_{ml}}{f_{sl}}\right) \quad (6.7)$$

Über eine einfache geometrische Bedingung für konstruktive Interferenz in der Detektorebene

$$\sin(\Delta\beta_{\text{ml}}) = \frac{\lambda}{\Delta x_{\text{P}}}$$

kann nun der Peakabstand Δx_{P} berechnet werden:

$$\Delta x_{\text{P}} = \frac{\lambda}{\sin(\Delta\beta_{\text{ml}})} \approx \frac{\lambda}{\sin\left[\arctan\left(\frac{D_{\text{ml}}}{f_{\text{sl}}}\right)\right]} \approx 57,15 \mu\text{m}. \quad (6.8)$$

Die Kenntnis dieser Größen ist von enormer Bedeutung für das Systemdesign einer Empfangsoptik auf Basis der translatorisch mechanischen Strahlablenkungsmethode.

6.2.1.2. Bewegte Punktquelle in unendlicher Messdistanz

Das zweite Szenario, das hier betrachtet wird, ergibt sich direkt aus der Erkenntnis, dass die Position der Peaks auf dem Detektor vom Einfallswinkel abhängig ist. Da allerdings ein Scanvorgang, bzw. eine bewegte Punktquelle, die Zielanwendung dieser Empfangsoptik darstellt, ist ein Verständnis der Spotbreite über den gesamten Einfallswinkelbereich von entscheidender Bedeutung. Dies kann durch eine inkohärente Integration der Intensitätsverläufe über den Einfallswinkelbereich erlangt werden.

$$\overline{I_f(\hat{x}, \hat{y})} = \int_{-\beta_{\text{max}}}^{\beta_{\text{max}}} I_f(\hat{x}, \hat{y}, \beta_{\text{in}}) d\beta_{\text{in}} \quad (6.9)$$

Aufgrund der Periodizität des Winkelbereichs können die Integrationsgrenzen durch $\beta_{\text{in}} = 0^\circ$ und $\beta_{\text{in}} = \Delta\beta_{\text{in}}$ ersetzt werden. Zu-

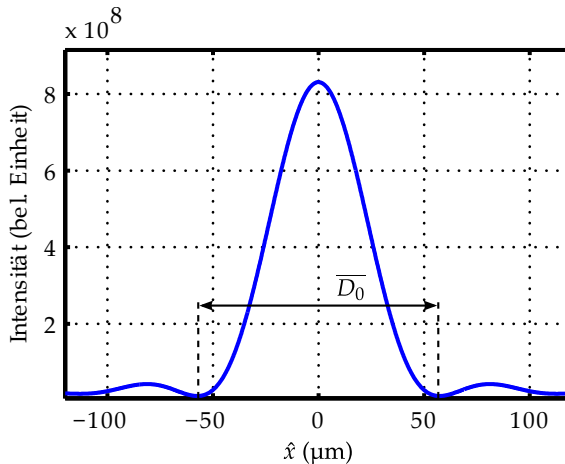


Abb. 6.4.: Berechneter Intensitätsverlauf für Szenario 2 (Bewegte Punktquelle in unendlicher Messdistanz). Die Berechnungsparameter sind bis auf $L_E = 100$ mm und $N_s = 1500$ in Tab. 6.1 angegeben.

sätzlich wird das Integral zur numerischen Berechnung durch eine Summe ersetzt:

$$\overline{I_f(\hat{x}, \hat{y})} = \sum_{\beta_{\text{in}}=0^\circ}^{\Delta\beta_{\text{in}}} I_f(\hat{x}, \hat{y}, \beta_{\text{in}}) . \quad (6.10)$$

Das Ergebnis der Berechnung ist in Abb. 6.4 dargestellt. Darin ist wieder deutlich die Form einer sinc-Funktion erkennbar. Dies ist ein deutlicher Hinweis für die Fourier-Transformation einer rechteckförmigen Blende. Allerdings beträgt der Durchmesser des Hauptmaximums $\overline{D_0}$ in diesem Fall

$$\overline{D_0} = 2 \cdot \frac{\lambda \cdot f_{\text{sl}}}{D_{\text{ml}}} \approx 114,9 \mu\text{m} , \quad (6.11)$$

woraus deutlich wird, dass der Durchmesser einer Mikrolinse eine entscheidende Rolle für den erreichbaren Spottedurchmesser spielt.

Für das Design einer translatorisch mechanisch nachführenden Empfangsoptik lässt sich somit eine weitere, wichtige Gleichung aufstellen.

$$\overline{D}_0 = N_{\text{ml}} \cdot D_0 \quad (6.12)$$

6.2.1.3. Statische Punktquelle in endlicher Messdistanz

Im nächsten Schritt wird die Messdistanz d auf endliche Werte reduziert. Dabei wird in Szenario 3 zunächst von einer statischen Punktquelle ausgegangen. Diese Punktquelle emittiert nun einen divergenten Strahl, der mit einer gekrümmten Phasenfront beschrieben werden kann. Abgesehen von dieser Krümmung der Phasenfront gibt es keinen Unterschied zu Szenario 1. Das Berechnungsschema ist in Algorithmus 6.2 wiedergegeben. Für die Auswertung des Spotdurchmessers D_{spot} wird nachfolgend immer der Durchmesser bei einem Intensitätsabfall auf $1/e^2 \approx 13,5\%$ des Maximalwerts verwendet. Der berechnete Spotdurchmesser für zwei Einfallswinkel ist in Abb. 6.6 dargestellt. Bei Normaleinfall $\beta_{\text{in}} = 0^\circ$ entsteht durch die Fourier-Transformation der gekrümmten Phasenfront ein rechteckförmiger Intensitätsverlauf auf dem Detektor. Eine andere Erklärung für den rechteckförmigen Intensitätsverlauf wäre die Defokussierung des Spots durch die reduzierte Messdistanz. Durch einfache strahlenoptische Überlegungen lässt sich der Zusammenhang zwischen Spotdurchmesser und Messdistanz herleiten. Im Fall von $d = 5 \text{ m}$ erhält man in guter Übereinstimmung mit dem berechneten Spotdurchmesser in Abb. 6.6 a) ($D_{\text{spot}} \approx 109,7 \mu\text{m}$) den Wert

$$D_{\text{spot}} = \frac{f_{\text{sl}} \cdot D_{\text{sl}}}{d} \approx 108 \mu\text{m}. \quad (6.13)$$

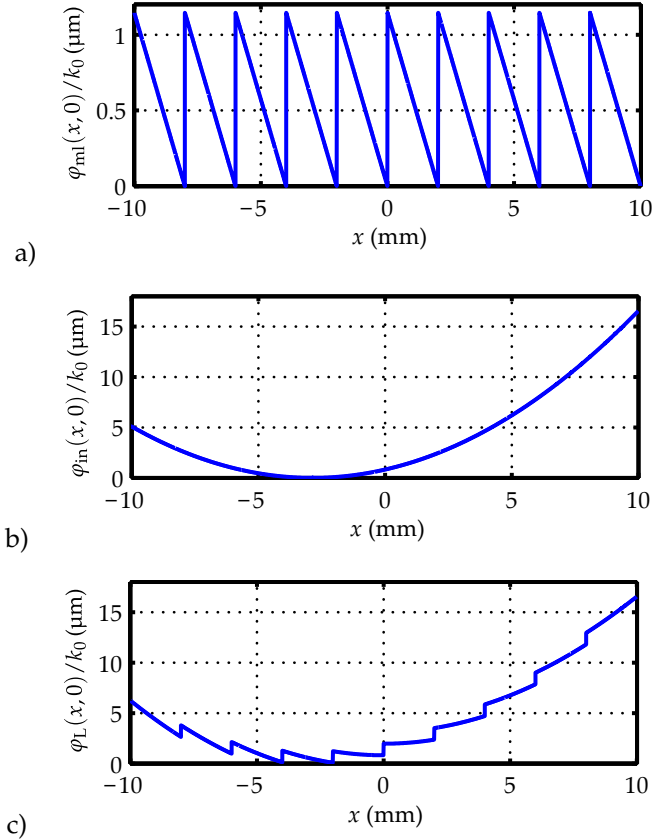


Abb. 6.5.: Veranschaulichung der Berechnung der Phasenfront (Schritt 6 in Algorithmus 6.2). Die Berechnung wurde für einen Einfallswinkel von $\beta_{in} = 2^\circ$ durchgeführt. Die Berechnungsparameter sind bis auf die Messdistanz $d = 5$ m, die Anzahl der Mikrolinsen $N_{ml} = 10$, die Seitenlänge des Eingangsfelds $L_E = 150$ mm und die Anzahl der Abtastpunkte $N_s = 5000$ in Tab. 6.1 angegeben. In a) ist die sägezahnförmige, ortsabhängige Phasenverzögerung, die durch die laterale Verschiebung des Mikrolinsenarrays eingeführt wird, geplottet. In b) ist die gekrümmte Phasenfront des divergenten Eingangsfelds dargestellt. Die Summe aus a) und b) ist in c) dargestellt. Anhand der negativen Steigung der Kurve für $x < 0$ mm und der positiven für $x > 0$ mm lässt sich erkennen, dass der Mittelstrahl nun in Richtung der optischen Achse abgelenkt ist.

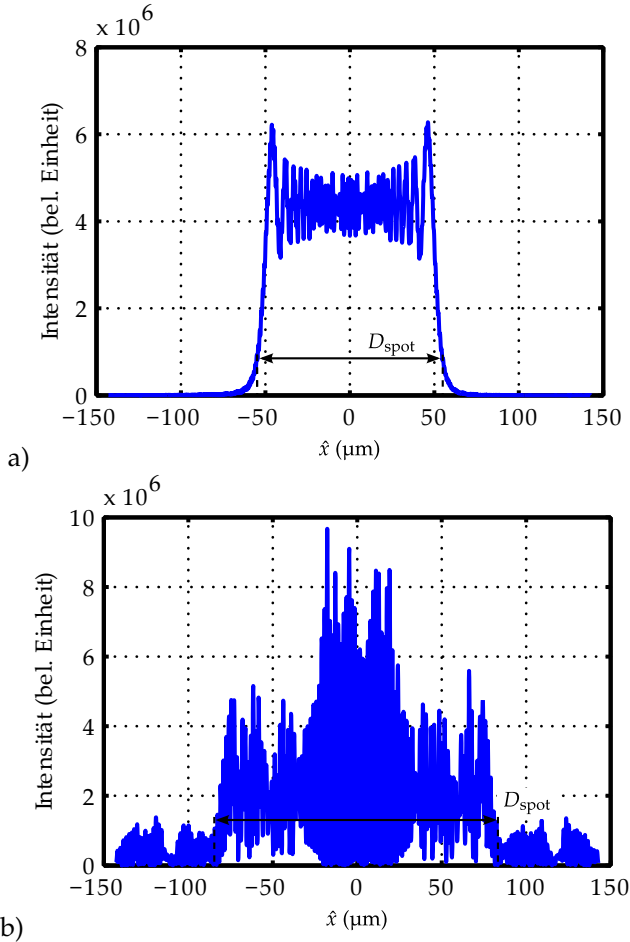


Abb. 6.6.: Berechneter Intensitätsverlauf für Szenario 3 (Statische Punktquelle in endlicher Messdistanz). Die Berechnungsparameter sind bis auf die Messdistanz $d = 5$ m, die Seitenlänge des Eingangsfelds $L_E = 150$ mm und die Anzahl der Abtastpunkte $N_s = 2500$ in Tab. 6.1 angegeben. Der eingezeichnete Spotdurchmesser D_{spot} entspricht einem Intensitätsabfall auf $1/e^2$ der Maximalintensität. Der Einfallswinkel ist a) $\beta_{\text{in}} = 0^\circ$ bzw. b) $\beta_{\text{in}} = \Delta\beta_{\text{in}}/2 \approx 0,061^\circ$.

6. Machbarkeitsanalyse der translatorisch mechanischen Nachführung

Algorithmus 6.2 Algorithmus zur Berechnung der Spotgröße auf dem Detektor für Szenario 3: Statische Punktquelle in endlicher Messdistanz. Im Vergleich zu Algorithmus 6.1 weicht dieser Algorithmus lediglich in Schritt 6 ab. Dieser ist in Abb. 6.5 grafisch veranschaulicht.

1. Abtastintervall Eingangsfeld	$\Delta x_E = \Delta y_E = \frac{L_E}{N_s}$
2. Bereich Eingangsfeld (x, y)	$\left[-\frac{L_E}{2}, \frac{L_E}{2} - \Delta x_E \right]$
3. Phasendifferenz Gesamtarray	$\Delta \varphi_{la} = k_0 \cdot w_{la} \cdot \sin(\beta_{in})$
4. Phasendifferenz Mikrolinse	$\Delta \varphi_{ml} = \frac{\Delta \varphi_{la}}{N_{ml}}$
5. Initialisierung der Amplitude	$A_{in}(x, y = 0)$
6a. Punktweise Berechnung des Phasenbeitrags durch die Mikrolinsenarrays	$\varphi_{ml}(x, 0)$
6b. Punktweise Berechnung der gekrümmten Phasenfront des Eingangsfelds	$\varphi_{in}(x, 0)$
6c. Berechnung der Phasenfunktion	$\varphi_L(x, 0) = \varphi_{ml}(x, 0) + \varphi_{in}(x, 0)$
7. bis 14. nach Algorithmus 6.1	$I_f(\hat{x}, \hat{y}) = \left E_f(\hat{x}, \hat{y}) \right ^2$

6.2.1.4. Bewegte Punktquelle in endlicher Messdistanz

Analog zu Szenario 2 wird nun wieder die inkohärente Summe über die Intensitätsverläufe aller Einfallswinkel berechnet. Der resultierende Intensitätsverlauf ist in Abb. 6.7 dargestellt. In diese Berechnung fließen alle oben diskutierten Einflüsse, die den Spotdurchmesser vergrößern, mit ein. Daher kommt es zu einer weiteren Spotverbreiterung. Der in Abb. 6.7 rechnerisch ermittelte Spotdurchmesser $\overline{D}_{spot} \approx 157,5 \mu\text{m}$ lässt sich daher gut mit der Summe der Quadrate von \overline{D}_0 und D_{spot} abschätzen:

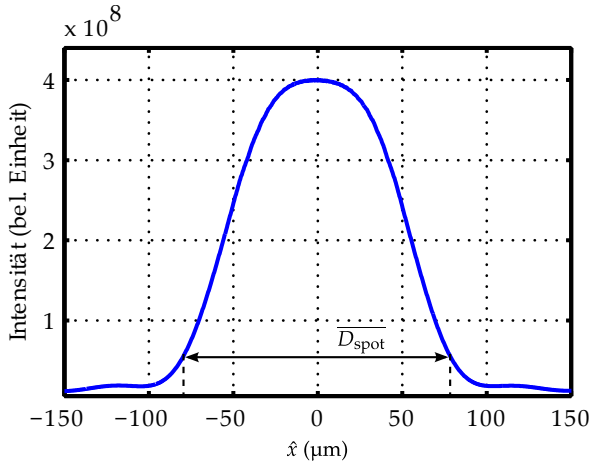


Abb. 6.7.: Berechneter Intensitätsverlauf für Szenario 4 (Bewegte Punktquelle in endlicher Messdistanz). Die Berechnungsparameter sind bis auf die Messdistanz $d = 5$ m, die Seitenlänge des Eingangsfelds $L_E = 125$ mm und die Anzahl der Abtastpunkte $N_s = 2500$ in Tab. 6.1 angegeben. Der eingezeichnete Spotdurchmesser $\overline{D}_{\text{spot}}$ entspricht einem Intensitätsabfall auf $1/e^2$ der Maximalintensität.

$$\overline{D}_{\text{spot}} \approx \sqrt{\overline{D}_0^2 + D_{\text{spot}}^2} \approx 157,7 \mu\text{m}. \quad (6.14)$$

Setzt man Gl. (6.13) und (6.11) in Gl. (6.14) ein, so steht eine analytische Formel zur Verfügung, die eine schnelle Abschätzung des Spotdurchmessers anhand der grundlegenden Systemparameter liefert:

$$\overline{D}_{\text{spot}} \approx \sqrt{\left(2 \cdot \frac{\lambda \cdot f_{\text{sl}}}{D_{\text{ml}}}\right)^2 + \left(\frac{f_{\text{sl}} \cdot D_{\text{sl}}}{d}\right)^2}. \quad (6.15)$$

Obwohl diese Gleichung bereits alle wichtigen Systemparameter beinhaltet, liefert sie noch keine Erkenntnis über die Winkelabhängigkeit des Spotdurchmessers. Diese kann nicht mit der vorgestellten numerischen Berechnungsmethode ermittelt werden, da alle

Linsen – insbesondere das Mikrolinsenarray in der Feldebene – als ideal und somit aberrationsfrei angenommen werden. Ein zweiter Grund ist, dass Gl. (6.15) unabhängig von der Brennweite der Mikrolinsen f_{ml} ist. Diese bestimmt den Grenzwinkel β_{gr} , welcher etwas kleiner als der Maximalwinkel aus Gl. (2.61) ist. Die Winkelabhängigkeit des Spotdurchmessers wird daher messtechnisch erfasst. Dies ist der Inhalt des nächsten Abschnitts.

6.2.2. Messung der Spotgröße

Eine Messung der Spotgröße kann zum einen als Bestätigung der berechneten Werte dienen, liefert zum anderen aber auch erste Erkenntnisse über die Realisierbarkeit des Prinzips der translatorisch mechanischen Nachführung in einem 3D-Scanner. Dabei fließen Systemparameter wie bspw. die Kohärenzeigenschaften der Laserdiode, die in Abschnitt 6.2.1 nicht betrachtet wurden, inhärent in das Messergebnis ein.

Eine Aufsicht auf den Messaufbau ist in Abb. 6.8, ein 3D-Modell sowie ein Foto in Abb. 6.9, dargestellt. Die verwendeten Komponenten sowie deren Spezifikationswerte sind in Appendix A.4 aufgelistet. Zur Strahlablenkung wurden zwei Lentikularlinsenarrays der Firma *SÜSS MicroOptic* eingesetzt, die ursprünglich für die Strahlhomogenisierung leistungsstarker Laserstrahlen entwickelt wurden, eingesetzt. Aufgrund der Ähnlichkeit der Anwendungen sind die Anforderungen an Lentikularlinsenarrays zur Strahlhomogenisierung und zur translatorisch mechanischen Strahlablenkung nahezu identisch [138].

Die gemessene Intensitätsverteilung auf dem Detektor ist in Abb. 6.10 für verschiedene Einfallswinkel geplottet. In Abb. 6.11 ist ein Querschnitt durch diese Intensitätsverteilung für zwei Einfallswinkel gezeigt. In Abb. 6.11 sind die Nebenmaxima durch die De-

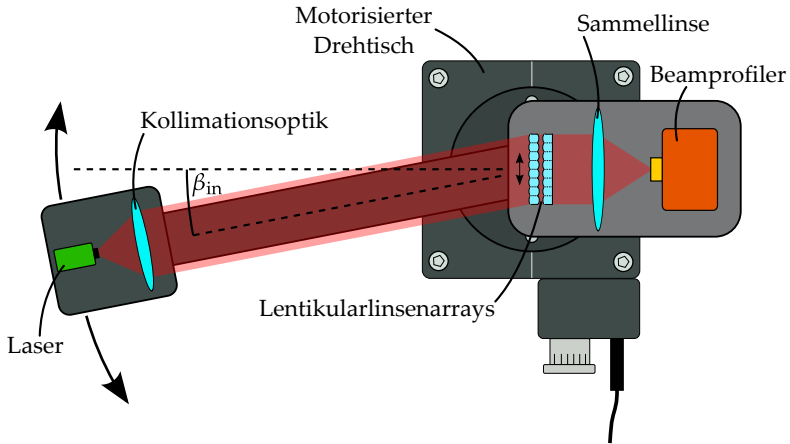


Abb. 6.8.: Gezeichnete Aufsicht auf den Messaufbau zur messtechnischen Bestimmung der Spotgröße und optischen Effizienz einer translatorisch mechanisch nachgeführten Scanoptik. Der Aufbau besteht aus einer schwenkbaren Einheit, die einen Laser und eine Kollimationsoptik umfasst. Diese Einheit wird mittels eines motorisierten Drehtischs um eine Anordnung aus zwei Lentikularlinsenarrays rotiert. Die laterale Position der Arrays lässt sich manuell justieren. Der abgelenkte Strahl wird mit einer Sammellinse auf einen Beamprofiler zur Strahlanalyse fokussiert.

definition des $1/e^2$ Spotdurchmessers im Bereich der Schwelle zur Bestimmung des Spotdurchmesser D_{spot} . Aufgrund der dadurch verursachten Schwankungen des Spotdurchmessers bei der Auswertung, ist es sinnvoll zusätzlich zu D_{spot} die Halbwertsbreite D_{FWHM} auszuwerten. Diese Auswertung ist in Abb. 6.12 dargestellt.

6.2.3. Simulation der Spotgröße

In der Simulation wird der in Abschnitt 6.2.2 beschriebene Laboraufbau modelliert. Dies ermöglicht zum einen ein genaueres Design des Messaufbaus, da das erwartete Verhalten im Voraus abgeschätzt werden kann. Zum anderen können die Messergebnisse mit den

6. Machbarkeitsanalyse der translatorisch mechanischen Nachführung

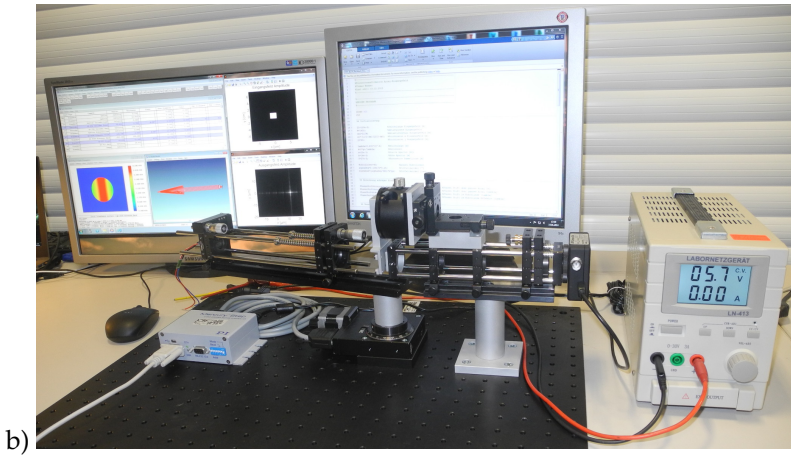
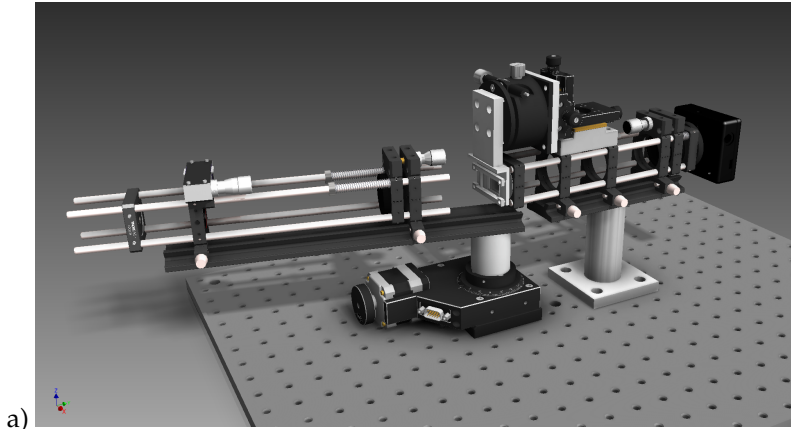


Abb. 6.9.: a) 3D-Modell des Messaufbaus zur Vermessung der Spotgröße. b) Foto des Aufbaus.

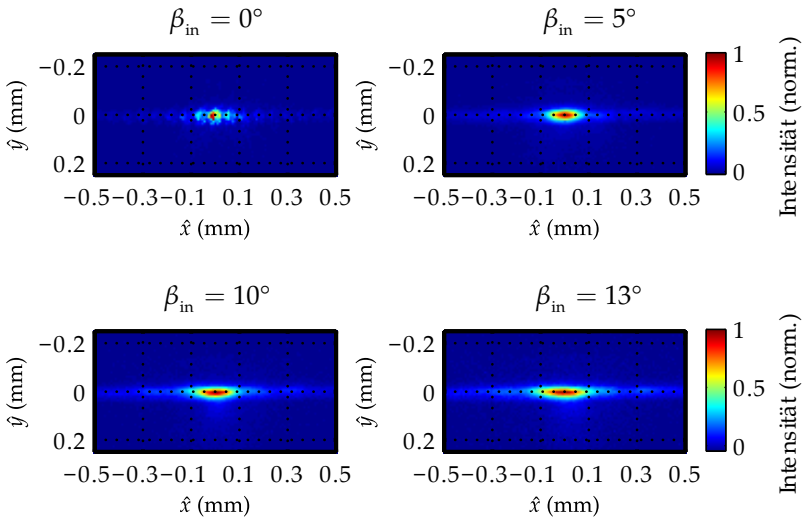


Abb. 6.10.: Gemessene Intensitätsverteilung auf dem Detektor für verschiedene Einfallswinkel. Alle Plots sind jeweils über 5 Messungen gemittelt.

Simulationsergebnissen verglichen bzw. validiert werden. Dies ist insbesondere deshalb sinnvoll, weil Einschränkungen des Messaufbaus – bspw. inhomogene Intensitätsverteilung des Eingangsfelds oder Aberrationen – einfacher in einer Simulation als in der Theorie berücksichtigt werden können. Gelingt es das reale Verhalten des Messaufbaus in Zemax zu modellieren, so können Konfigurationen getestet werden, für die keine Hardware zur Verfügung steht. Im Idealfall entsteht eine Validierungskette sich gegenseitig stützender Ergebnisse aus Berechnung, Messung und Simulation.

6.2.3.1. Modellierung des Messaufbaus

Zur Modellierung des Messaufbaus wurde der sequentielle Modus der Optik-Design-Software *Zemax* eingesetzt. Ein Schnittbild durch

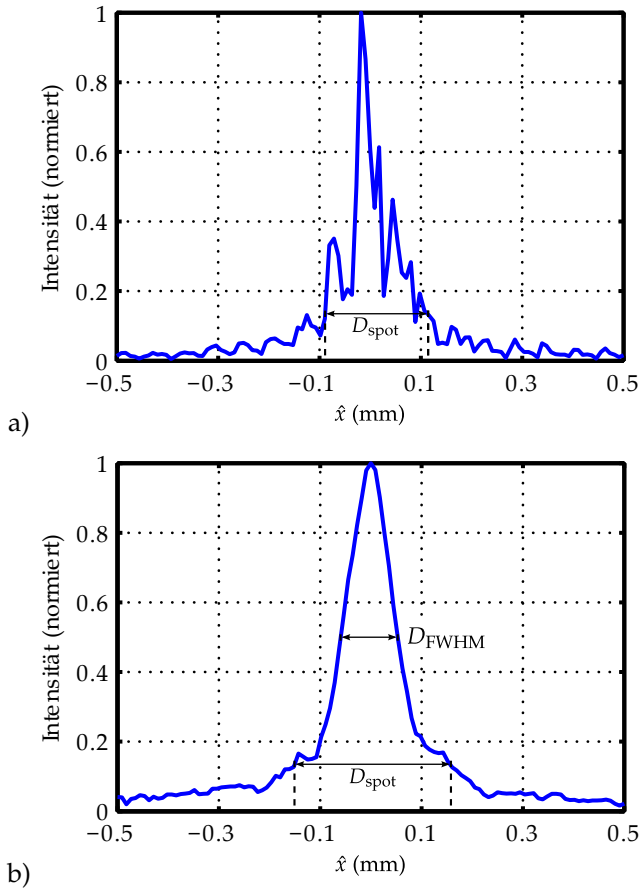


Abb. 6.11.: Querschnitt durch die gemessene Intensitätsverteilung auf dem Detektor an der Stelle $\hat{y} = 0$ für für a) $\beta_{in} = 0^\circ$ bzw. b) $\beta_{in} = 5^\circ$. Der Spotdurchmesser im Fall a) beträgt $D_{spot} = 205,4 \mu\text{m}$, im Fall b) $D_{spot} \approx 306,2 \mu\text{m}$. Die Kurven sind jeweils über 5 Messungen gemittelt. In Fall a) sind die beiden Nebenmaxima der sinc-Funktion sehr deutlich erkennbar. Die Breite dieses Spotdurchmessers, der die beiden Nebenmaxima enthält ist in guter Übereinstimmung mit der Breite des Intensitätsverlaufs in Abb. 6.4 ($D_{spot} \approx 2 \cdot D_0$). Daher stützt dieses Messergebnis die Berechnungsmethode.

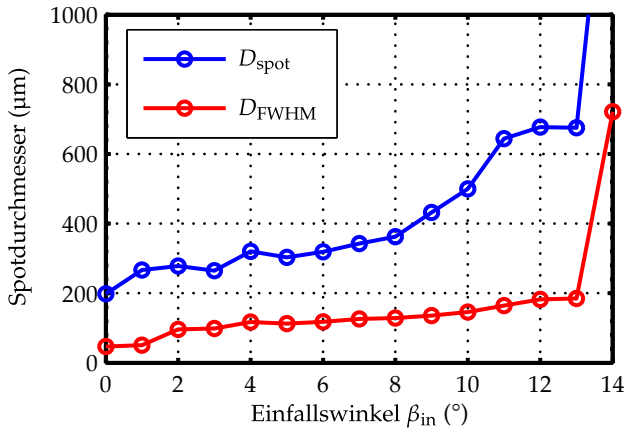


Abb. 6.12.: Messtechnisch ermittelter Spotdurchmesser D_{spot} bzw. Halbwertsbreite D_{FWHM} der Intensitätsverteilung auf dem Detektor an der Stelle $\hat{y} = 0$ über dem Einfallswinkel β_{in} (Jeder Marker entspricht einer Messung). Der Spotdurchmesser steigt ab einem bestimmten Grenzwinkel $\beta_{\text{gr}} \approx 13.5^\circ$ sprunghaft an. Bei diesem Grenzwinkel wird der Rand der der Mikrolinsen in der Fellebene erreicht.

das Zemax-Modell des Aufbaus und der per *Raytracing* berechnete Strahlengang ist in Abb. 6.13 gezeigt.



Abb. 6.13.: Schnittbild durch das Zemax-Modell des Messaufbaus und Strahlengang.

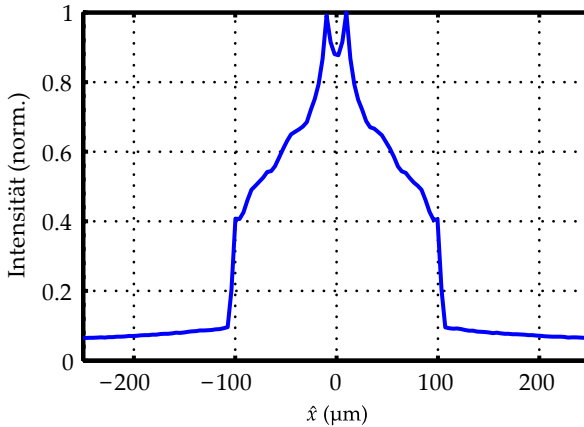


Abb. 6.14.: Querschnitt durch den strahlenoptisch berechneten, normierten Intensitätsverlauf auf dem Detektor an der Stelle $\hat{y} = 0$ für Normaleinfall $\beta_{\text{in}} = 0^\circ$, simuliert mit 10^9 Strahlen. Die verwendeten Systemparameter stimmen mit den Angaben in Tab. 6.1 überein.

6.2.3.2. Berechnungsmethode

Neben der primären geometrisch-optischen Berechnungsmethode des Raytracings unterstützt Zemax auch die Methode *Physical Optics Propagation (POP)*. Mithilfe dieser Methode können wellenoptische Phänomene untersucht werden. Die berechneten und gemessenen Intensitätsverläufe zeigen aufgrund ihrer sinc-Form, dass bei einer präzisen Simulation des Spotdurchmessers Interferenzeffekte aufgrund der Wellennatur des Lichts eine Rolle berücksichtigt werden müssen. Eine strahlenoptische Simulation kann lediglich als grobe Abschätzung des Spotdurchmessers dienen. Dies ist in Abb. 6.14 auch an der Form der Kurve erkennbar. Daher wurde eine – deutlich aufwändigere – Simulation mit der Methode POP durchgeführt.

Bei der Simulation mit der Methode POP in Zemax ist die Sampleanzahl des abzutastenden Felds auf $N_s = 2^{14}$ begrenzt. Dadurch

können lediglich mikrooptische arraybasierte Strukturen mit wenigen Elementen simuliert werden. Aufgrund dieser grundsätzlichen Einschränkung wurde die Anzahl der Mikrolinsen des verwendeten Arrays in der Simulation auf $N_{ml} = 3$ reduziert.

6.2.4. Vergleich zwischen Berechnung, Messung und Simulation

Wie bereits in Abschnitt 6.2.3 erwähnt ist das Ziel der Ermittlung der Spotgröße mit mehreren Methoden die Bildung einer Validierungskette sich gegenseitig stützender Ergebnisse. In diesem Abschnitt werden die ermittelten Intensitätsverteilungen miteinander verglichen. Da die Simulation mit *Physical Optics Propagation* den Messaufbau aus den oben genannten Gründen nicht exakt beschreiben kann, wird eine möglichst ähnliche Konfiguration des Messaufbaus simuliert. Diese unterscheidet sich von den in Tab. 6.1 angegebenen Systemparameters lediglich in der Anzahl der Mikrolinsen $N_{ml} = 3$ und in der Breite der Lentikularlinsenarrays $w_{la} = 900 \mu\text{m}$. Diese beiden Konfigurationen werden jeweils mit der numerischen Methode aus Abschnitt 6.2.1 berechnet und verglichen. Die ermittelten Intensitätsverläufe sind in Abb. 6.15 dargestellt. Die Durchmesser der Hauptmaxima stimmen in guter Näherung mit der Berechnungsmethode überein. Damit ist das Ziel einer Validierungskette erreicht, wobei die Berechnungsmethode das verbindende Element zwischen Messung und Simulation ist.

6.3. Analyse der optischen Effizienz

Neben der Spotgröße ist die optische Effizienz η_{opt} der Strahlablenkungsoptik von entscheidender Bedeutung für die erreichbare effektive Empfangsapertur. Die optische Effizienz wird immer ausgehend von einer gegebenen Detektorgröße ermittelt und kann daher

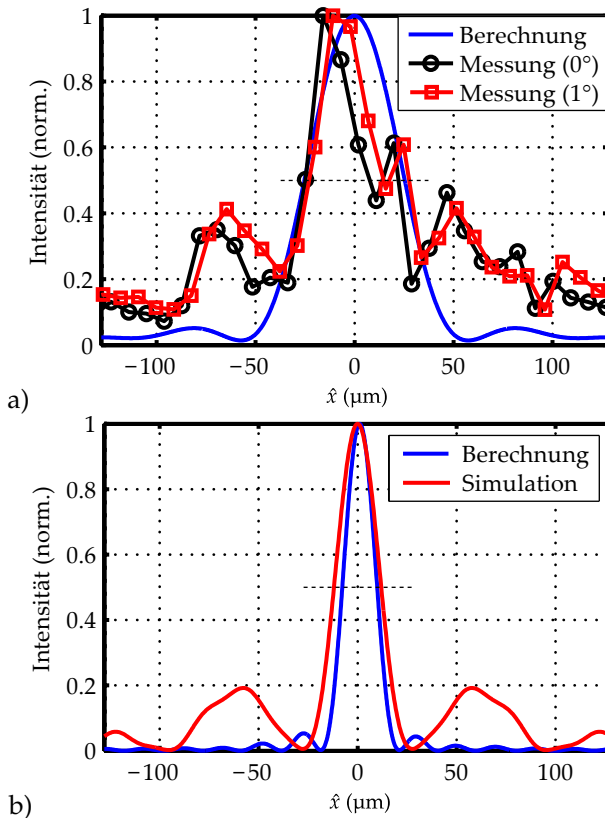


Abb. 6.15.: Vergleich des Spotdurchmessers zwischen Berechnung, Messung und Simulation. a) Berechneter und gemessener Intensitätsverlauf für die in Tab. 6.1 angegebenen Systemparameter. Es sind die Messwerte für $\beta_{\text{in}} = 0^\circ$ und $\beta_{\text{in}} = 1^\circ$ dargestellt. Der Durchmesser des Hauptmaximums ist in allen drei Kurven nahezu identisch. b) Berechneter und simulierter Intensitätsverlauf, wobei die Systemparameter bis auf die Anzahl der Mikrolinsen $N_{\text{ml}} = 3$ und die Breite des Lentikularlinsenarrays $w_{\text{la}} = 900 \mu\text{m}$ mit dem Fall a) übereinstimmen. Auch hier stimmen die Durchmesser der Hauptmaxima in guter Näherung überein.

nicht allgemeingültig ausgedrückt werden. Zusätzlich ist sie vom Einfallswinkel abhängig.

6.3.1. Berechnung der optischen Effizienz

Wie bereits in Abschnitt 2.1.5 definiert, entspricht die optische Effizienz einer Empfangsoptik dem Verhältnis zwischen der auf dem Detektor auftreffenden optischen Leistung P_{Rx} und der in die Empfangsapertur einfallenden Empfangsleistung P_{in} . Da die Intensität auf dem Detektor $I_f(\hat{x}, \hat{y})$ mit der numerischen Berechnungsmethode aus Abschnitt 6.2.1 berechnet werden kann, muss diese zur Ermittlung der Leistung lediglich über die Detektorfläche integriert werden:

$$P_{\text{Rx}} = \iint_{A_{\text{det}}} I_f(\hat{x}, \hat{y}) d\hat{x}d\hat{y}. \quad (6.16)$$

Die optische Effizienz lässt sich somit zu

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{P_{\text{Rx}}}{P_{\text{in}}} = \frac{\iint_{A_{\text{det}}} I_f(\hat{x}, \hat{y}) d\hat{x}d\hat{y}}{\iint_{A_{\text{Rx}}} I_{\text{in}}(x, y) dx dy} \quad (6.17)$$

berechnen. Unter Verwendung des *Parseval'schen Theorems*

$$\eta_{\text{Fres}} \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} |E_{\text{in}}(x, y)|^2 dx dy = \iint_{-\infty}^{\infty} |E_f(\hat{x}, \hat{y})|^2 d\hat{x}d\hat{y} \quad (6.18)$$

kann die optische Effizienz unter Einbeziehung der Fresnel-Transmissionseffizienz η_{Fres} alternativ auch anhand folgender Gleichung berechnet werden

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{\eta_{\text{Fres}} \cdot \iint_{A_{\text{det}}} I_f(\hat{x}, \hat{y}) d\hat{x}d\hat{y}}{\iint_{-\infty}^{\infty} I_f(\hat{x}, \hat{y}) d\hat{x}d\hat{y}}. \quad (6.19)$$

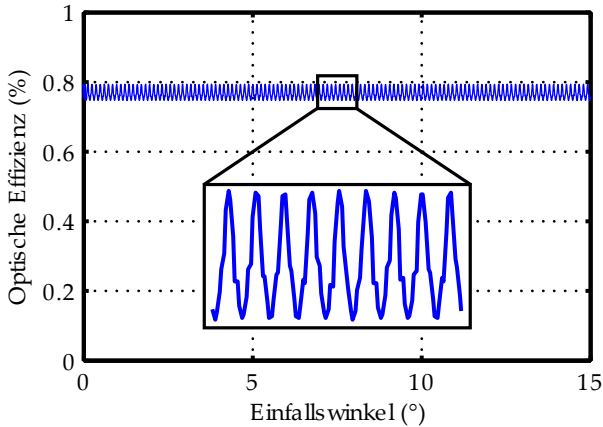


Abb. 6.16.: Berechnete optische Effizienz einer translatorisch mechanisch nachgeführten Empfangsoptik in Abhängigkeit des Einfallswinkels und bei unendlicher Messdistanz. Die Systemparameter sind in Tab. 6.1 angegeben. Die angenommene Detektorfläche ist $A_{\text{det}} = 200 \times 200 \mu\text{m}^2$ und die Schrittweite des Einfallswinkels $\Delta\beta = 0,01^\circ$.

Dies ist insbesondere dann von Vorteil, wenn I_{in} nicht exakt bekannt ist und wird bei der Auswertung der Messdaten im nächsten Abschnitt benötigt.

Um Verwirrung zu vermeiden, werden im Folgenden grundsätzlich die Fresnel-Verluste der Lentikularlinsenarrays, die aus Quarz-Glas bestehen ($n_{\text{Silica}} = 1,458464$) sowie der Sammellinse ($n_{\text{B270}} = 1,523080$) berücksichtigt. Daraus ergibt sich $\eta_{\text{Fres}} \approx 79,5\%$.

6.3.1.1. Kollimierter Lichteinfall

Für den Fall kollimierten Lichteinfalls ist die berechnete optische Effizienz in Abb. 6.16 dargestellt. Darin ist die in Abschnitt 6.2.1 diskutierte Periodizität $\Delta\beta_{\text{in}}$ über den Winkelbereich als Effizienzmodulation erkennbar. Es sei hier angemerkt, dass diese Periodi-

zität nach Gl. 6.6 im hohen Maße wellenlängenabhängig ist. Aufgrund der endlichen Kohärenzlänge eines Lasers wird man daher diese Periodizität in der Realität kaum beobachten können. Weiterhin ist erkennbar, dass die optische Effizienz selbst bei $\beta_{\text{in}} > \beta_{\text{gr}}$ nicht abfällt, woraus deutlich wird, dass mit der numerischen Berechnungsmethode die optische Effizienz für kollimierten Lichteinfall bzw. bei unendlicher Messdistanz nur für kleine Einfallswinkel berechnet werden können. Da im Messaufbau allerdings mit einem kollimierten Einfallsstrahl gearbeitet wird, ist ein Vergleich der optischen Effizienz nicht möglich.

6.3.1.2. Divergender Lichteinfall

Nach der numerischen Berechnungsmethode sinkt die optische Effizienz für große Einfallswinkel und endliche Messdistanzen nicht aufgrund einer Spotverbreiterung, sondern einer Spotverschiebung, wodurch die Schnittmenge zwischen Detektorfläche und Intensitätsverteilung reduziert wird. Diese Verschiebung kann im Messaufbau nicht beobachtet und daher auch nicht durch eine seitliche Verschiebung der Mikrolinsenarrays kompensiert werden. Die berechnete optische Effizienz für verschiedene Messdistanz und Einfallswinkel ist in Abb. 6.17 dargestellt.

6.3.2. Messung der optischen Effizienz

Die Messung der optischen Effizienz wurde mit dem in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Messaufbau durchgeführt. In einem ersten Schritt wurde die optische Effizienz bei Normaleinfall durch eine Messung der Empfangsleistung auf der gesamten Chipfläche $A_{\text{chip}} = 7,1 \times 5,4 \text{ mm}^2$ des eingesetzten Beamprofilers *WinCamD-UCD15 - 1/1.8" CCD System* der Firma *DataRay* mit und ohne Lentikularlinsenarrays durchgeführt. Die durch diese Methode ge-

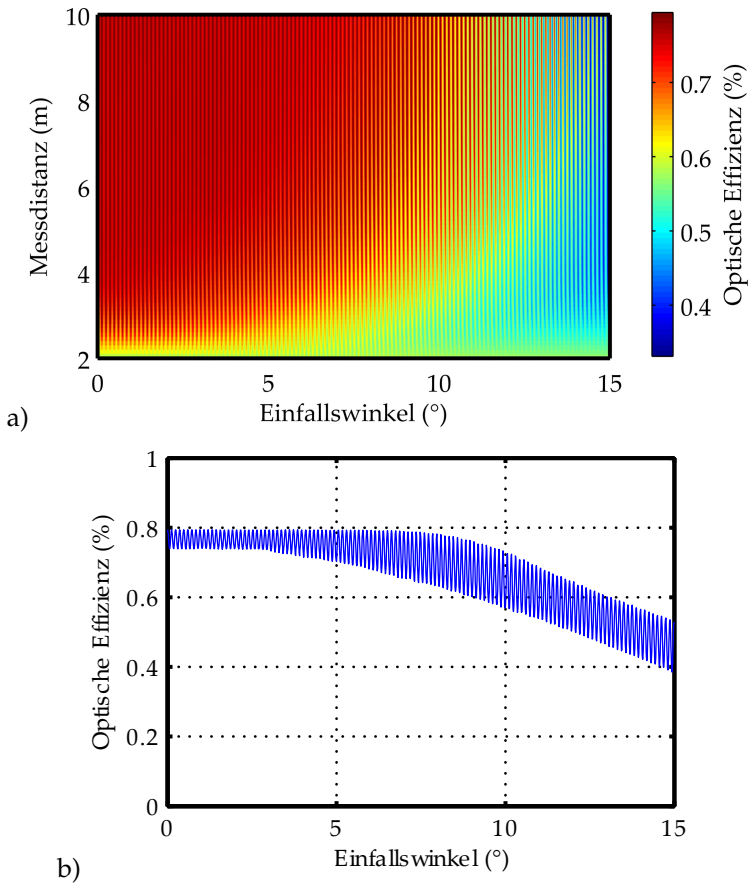


Abb. 6.17.: Berechnete optische Effizienz einer translatorisch mechanisch nachgeführten Empfangsoptik in Abhängigkeit des Einfallswinkels und der Messdistanz. Die Systemparameter sind in Tab. 6.1 angegeben. Die angenommene Detektorfläche ist $A_{\text{det}} = 200 \times 200 \mu\text{m}^2$, die Schrittweite des Einfallswinkels beträgt $\Delta\beta = 0,01^\circ$, die der Messdistanz $\Delta d = 0,1 \text{ m}$, die Länge des Eingangsfelds $L_E = 150 \text{ mm}$ und die Anzahl der Samples in eine Dimension $N_s = 2400$. In b) ist ein Schnitt durch den 3D-Plot bei einer Messdistanz von $d = 5 \text{ m}$ gezeigt.

gemessene optische Effizienz unter Berücksichtigung aller Fresnel-Reflektionen ist $\eta_{\text{opt}}(\beta_{\text{in}} = 0) \eta_{\text{opt,pro}} \approx 70,8\%$. Da der Beamprofiler nicht für absolute Leistungsmessungen kalibriert war, wurde eine Vergleichsmessung mit einem kalibrierten Photometer durchgeführt. Die kreisrunde aktive Fläche des Photometers betrug $D_{\text{phot}} = 1,13 \text{ cm}$. Die damit ermittelte optische Effizienz beträgt $\eta_{\text{opt}}(\beta_{\text{in}} = 0) = \eta_{\text{opt,phot}} \approx 63,75\%$. Die Differenz der gemessenen optischen Effizienzen zwischen Beamprofiler und Photometer könnte damit zusammenhängen, dass der Messkopf des Photometers aufgrund seiner fast fünffach größeren aktiven Fläche deutlich mehr Streulicht detektiert. Daher wird dieser Wert im Folgenden als worst case Abschätzung verwendet. Aufgrund der 6 Luft-Glas bzw. Glas-Luft-Grenzflächen hätte eine vollständig antireflexbeschichtete Empfangsoptik bei einer Detektorfläche von 1 cm^2 eine optische Effizienz von $\eta_{\text{opt}} > 80\%$.

Da die Chipfläche des Beamprofilers kleiner als die Fläche des Photometers ist, kann zunächst kein direkter Vergleich der gemessenen Empfangsleistungen durchgeführt werden. Daher wird zur Auswertung der gemessenen, winkelabhängigen optischen Effizienz eine Integration nach Gl. (6.19) eingesetzt. Da es nicht möglich ist die Integration im Nenner von $-\infty$ bis ∞ durchzuführen, mussten die Abmessungen der verwendeten Auslesefläche¹ des Beam-

¹Die Abmessungen dieser Region entsprechen der Fläche von 1024×1024 Pixeln, wobei jeweils 4 Pixel zusammengefasst wurden. Damit betrug ein gemessener Frame 512×512 Pixel. Die Maximalauflösung des Beamprofilers entspricht 1600×1200 Pixel.

profilers $w_{\text{pro}} \times h_{\text{pro}} \approx 4,6 \times 4,6 \text{ mm}^2$ als Integrationsgrenzen verwendet werden.

$$\begin{aligned} \eta_{\text{opt}}(\beta_{\text{in}}) &\approx \frac{\eta_{\text{opt,phot}} \cdot \iint_{A_{\text{det}}} \mathbf{I}_f(\hat{x}, \hat{y}, \beta_{\text{in}}) \, d\hat{x}d\hat{y}}{\iint_{w_{\text{pro}} \times h_{\text{pro}}} \mathbf{I}_f(\hat{x}, \hat{y}, \beta_{\text{in}}) \, d\hat{x}d\hat{y}} & (6.20) \\ &= \frac{\eta_{\text{opt,phot}} \cdot P_{\text{det}}}{P_{\text{pro}}} \end{aligned}$$

Das Integral im Zähler wird nun mit P_{det} bezeichnet und beschreibt die Empfangsleistung eines angenommenen Detektors beliebiger Abmessungen, wobei gelten muss $w_{\text{det}} \leq w_{\text{pro}}$ bzw. $h_{\text{det}} \leq h_{\text{pro}}$. Bei einer Abschätzung der Güte der Näherung in Gl. (6.20) ist die Kenntnis der gemessenen Spotgröße, die in Abschnitt (6.2.2) diskutiert wurde, hilfreich. Aus einer qualitativen Beurteilung der gemessenen Intensitätsverteilungen, siehe Abb. 6.10, kann bereits geschlossen werden, dass im Winkelbereich $\beta_{\text{in}} = 0 \dots 13^\circ$ in guter Näherung die gesamte Signalenergie auf den Detektor fällt. Allerdings wird vor allem der Messwert für P_{pro} durch Rauschen verfälscht, so dass diese Messung als Abschätzung erster Ordnung zu betrachten ist. Ein beispielhafter quantitativer Wert für einen Detektor der Abmessung $w_{\text{det}} \times h_{\text{det}} = 2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$ und $\beta_{\text{in}} = 0^\circ$ von $P_{\text{det}}/P_{\text{pro}} \approx 92\%$ zeigt, dass diese Näherung durchaus gerechtfertigt ist. Daraus folgt einerseits, dass Gl. (6.20) für die Bewertung der Messungen eingesetzt werden kann. Andererseits bedeutet dies aber auch, dass der Unterschied zwischen Beamprofiler- und Photometer-Chipfläche vernachlässigt werden kann. Daher ist es valide die mit dem Photometer gemessene optische Effizienz $\eta_{\text{opt,phot}} \approx 63,75\%$ als Startwert für die Auswertung der Beamprofiler-Messdaten anzusetzen. Die so ausgewerteten Messergebnisse sind in Abb. 6.18 dargestellt.

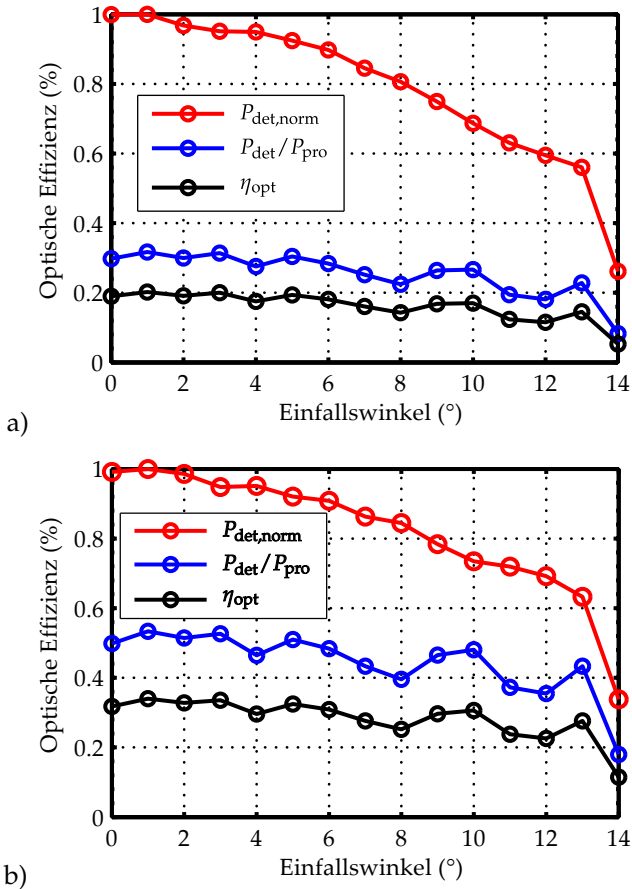


Abb. 6.18.: Gemessene optische Effizienz einer translatorisch mechanisch nachgeführten Empfangsoptik in Abhängigkeit des Einfallswinkels. Die Systemparameter sind in Tab. 6.1 angegeben. Die roten Kurven entsprechen der normierten Detektorleistung $P_{\text{det,norm}}(\beta_{\text{in}})$, die blauen dem Verhältnis $P_{\text{det}}/P_{\text{pro}}$ und die schwarzen der optischen Effizienz $\eta_{\text{opt}}(\beta_{\text{in}})$ nach Gl. (6.20). Die angenommene Detektorfläche ist a) $w_{\text{det}} \times h_{\text{det}} = 200 \times 200 \mu\text{m}^2$ bzw. b) $w_{\text{det}} \times h_{\text{det}} = 500 \times 500 \mu\text{m}^2$.

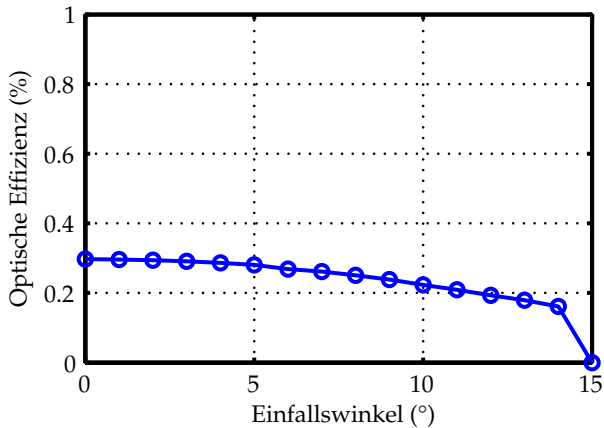


Abb. 6.19.: Simulierte optische Effizienz einer translatorisch mechanisch nachgeführten Empfangsoptik in Abhängigkeit des Einfallswinkels. Die Systemparameter sind in Tab. 6.1 angegeben. Die verwendete Detektorgröße entspricht $w_{\text{det}} \times h_{\text{det}} = 200 \times 200 \mu\text{m}^2$.

6.3.3. Simulation der optischen Effizienz

Wie in Abschnitt 6.2.3 beschrieben, konnte die Simulation mit der POP-Methode aufgrund von Konvergenz-Problemen nur sehr eingeschränkt zum Einsatz kommen. Daher wurde für die Simulation der optischen Effizienz mit Zemax die strahlenoptische Untersuchung angesetzt.

Als Vergleichswert zur gemessenen optischen Effizienz bei Normaleinfall und $D_{\text{phot}} = 1,13 \text{ cm}$ ergab sich in der strahlenoptischen Simulation ein Wert von $\eta_{\text{opt}}(\beta_{\text{in}} = 0) = \eta_{\text{opt,sim}} \approx 68,9\%$, der genau zwischen $\eta_{\text{opt,pro}}$ und $\eta_{\text{opt,phot}}$ liegt. Die simulierte optische Effizienz über den Einfallswinkel ist in Abb. 6.19 dargestellt.

6.3.4. Vergleich zwischen Berechnung, Messung und Simulation

Vergleicht man die berechnete optische Effizienz mit Messung und Simulation, so stellt man einen deutlichen Unterschied fest. Grund für die hohen Effizienzen der Berechnung ist die Tatsache, dass die verwendeten Linsen als ideal angenommen werden. Dadurch kann der vorhandene Einfluss von Aberrationen bei der Berechnung nicht berücksichtigt werden. Aus den Betrachtungen der verschiedenen Einflüsse auf die Spotgröße lässt sich schließen, dass die Aberrationen der Lentikularlinsenarrays den größten Teil zur Verringerung der optischen Effizienz beitragen. Konkret handelt es sich hierbei hauptsächlich um sphärische Aberrationen. Dies ist in der grafischen Darstellung der mit *Zemax* berechneten *Seidel-Aberrationskoeffizienten* in Abb. 6.20 erkennbar. Mit einem asphärischen Design der Lentikularlinsenarrays ließen sich hier deutliche Verbesserungen erzielen.

Der Unterschied zwischen Simulation und Messung ist deutlich geringer, da in beiden Fällen Aberrationen berücksichtigt werden. Die etwas niedrigeren Werte der Messung erklären sich bspw. durch Streuung an Restrauhigkeiten der Linsenoberflächen, justagebedingten Variationen, etc.

6.4. Bewertung der Ergebnisse

6.4.1. Auslegung einer translatorisch mechanischen Nachführungsoptik

Maßgebliches Kriterium für erreichbare Messdistanz mit einer translatorisch mechanisch nachführenden Empfangsoptik ist die effektive Empfangsapertur $A_{R_x,eff}$, die sich nach Gl. (5.4) aus dem Pro-

6. Machbarkeitsanalyse der translatorisch mechanischen Nachführung

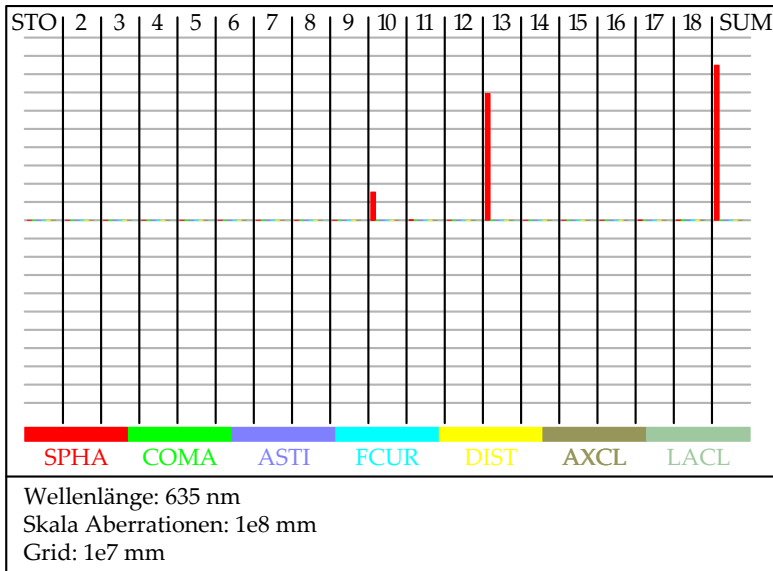


Abb. 6.20.: Mit *Zemax* berechnete *Seidel-Aberrationskoeffizienten* der Oberflächen des Messaufbaus bei Normaleinfall. Die Flächen 10 und 11 entsprechen Vorder- und Rückseite des doppelseitig strukturierten Lentikularlinsenarrays. Fläche 13 entspricht der strukturierten Seite des einseitig strukturierten Arrays. Sphärische Aberrationen sind in rot dargestellt.

dukt der optischen Effizienz η_{opt} und der Empfangsapertur A_{Rx} ergibt.

Mit Gl. (6.15) kann der grundsätzliche Zusammenhang zwischen aberrationsfreier, erreichbarer Spotgröße $\overline{D_{\text{spot}}}$ und den grundlegenden Systemparametern beschrieben werden. Eine Vergrößerung der Empfangsapertur entspricht aufgrund der begrenzten Blendenzahl $k_{\text{min}} = f_{\text{sl}}/D_{\text{sl}} \approx 1$ einer Vergrößerung des Durchmessers der Sammellinse D_{sl} und der Sammellinsenbrennweite f_{sl} gleichermaßen. Dies wiederum hat eine Vergrößerung des Spotdurchmessers zur

Folge, der durch ein Vergrößern der Mikrolinsendurchmesser D_{ml} entgegengewirkt werden kann. Dies kann durch Einsetzen von

$$D_{ml} \stackrel{!}{=} \frac{D_{sl}}{N_{ml}} \quad (6.21)$$

und k_{min} in Gl. (6.15) ausgedrückt werden.

$$\begin{aligned} \overline{D_{spot}} &= \sqrt{\left(2 \cdot \frac{\lambda \cdot f_{sl} \cdot N_{ml}}{D_{sl}}\right)^2 + \left(\frac{f_{sl} \cdot D_{sl}}{d}\right)^2} \\ &\approx \sqrt{(2 \cdot \lambda \cdot N_{ml})^2 + \left(\frac{D_{sl}^2}{d}\right)^2} \quad (6.22) \end{aligned}$$

$$= \sqrt{(2 \cdot \lambda \cdot N_{ml})^2 + \left(\frac{A_{Rx}}{d}\right)^2} \quad (6.23)$$

Unter Annahme einer quadratischen Sammellinse kann $D_{sl}^2 = A_{Rx}$ gesetzt werden. Gl. (6.22) ist in Abb. (6.21) in Abhängigkeit des Sammellinsendurchmessers aufgetragen. Aus diesem Kurvenverlauf wird deutlich, dass der Spotdurchmesser bei steigendem Sammellinsendurchmesser bis zum Schnittpunkt

$$2 \cdot \lambda \cdot N_{ml} = \frac{D_{sl}^2}{d} = \frac{A_{Rx}}{d} \quad (6.24)$$

kaum ansteigt. Im Bereich

$$D_{sl} > \sqrt{2 \cdot \lambda \cdot N_{ml} \cdot d} \quad (6.25)$$

besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Spotdurchmesser und Empfangsapertur

$$\overline{D_{spot}} \propto A_{Rx} \propto D_{sl}^2. \quad (6.26)$$

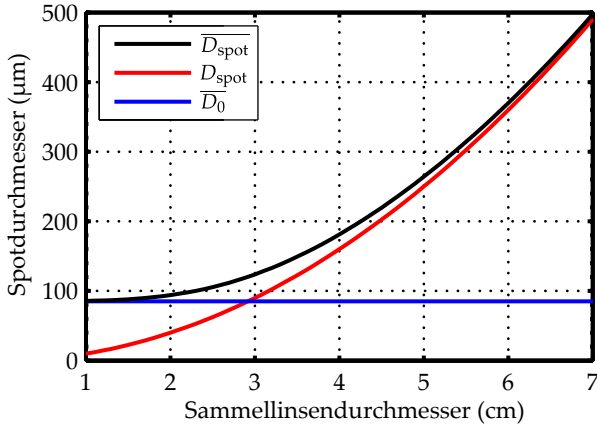


Abb. 6.21.: Spotdurchmesser nach Gl. (6.22) in Abhängigkeit des Sammellinsendurchmessers. Die Werte für $\lambda = 635 \text{ nm}$, $N_{\text{ml}} = 67$ und Messdistanz $d = 10 \text{ m}$.

Eine Vergrößerung des Spotdurchmessers führt bei gleichbleibender Detektorgröße zu einer Verringerung der optischen Effizienz. Diese Verringerung hängt jedoch sehr stark von der Intensitätsverteilung auf dem Detektor ab und kann nicht allgemein gültig ausgedrückt werden. Insbesondere die Aberrationen des Lentikularlinsenarrays können hier nicht vernachlässigt werden. Ergebnis der Analyse im Bereich Optik ist somit, dass die Detektorgröße das limitierende Element der erreichbaren effektiven Empfangsapertur ist.

Damit wurde gezeigt, dass es bei vorgegebener Detektorgröße ein Maximum für die effektive Empfangsapertur geben muss, das beim Systemdesign mit den in diesem Kapitel erarbeiteten Zusammenhängen und Werkzeugen gefunden werden kann.

6.4.2. Einordnung in den Gesamtkontext

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass die translatorisch mechanische Nachführung gut für den Einsatz in einer Scanachse eines 3D-Scanners mit großer Empfangsapertur geeignet ist. Während die erreichbare Empfangsapertur bei der elektronischen Nachführung durch die Größe des Detektorarrays und das Sichtfeld begrenzt ist, liegt die Begrenzung im Fall der translatorisch mechanischen Ablenkung bei der Detektorgröße und den mechanischen Eigenschaften der Translation. Zur Reduzierung der Masse des bewegten Lentikularlinsenarrays kann das einseitig strukturierte Array bewegt werden, dessen Dicke auf den minimal notwendigen Wert, der die gewünschte Stabilität gewährleistet, reduziert werden kann. Bei gegebener Antriebskraft eines Aktors zur Verschiebung ist der begrenzende mechanische Faktor für die Empfangsapertur die Scanfrequenz. Ein wichtiger Vorteil der translatorisch mechanischen Strahlablenkung ist die Entkopplung zwischen Sichtfeld und erreichbarer Empfangsapertur. Weiterhin zeichnet sich die Methode durch geringe Bauraumanforderungen aus.

Eine Kombination der elektronischen Nachführung in der schnellen und der translatorisch mechanischen Nachführung in der langsamen Scanachse, wie sie in Systemkonzept 4 gezeigt ist, ermöglicht sowohl das Ausnutzen der jeweiligen Stärken beider Nachführungsprinzipien als auch das Vermeiden prinzipbedingter Schwächen.

Für eine Abschätzung der möglichen Vergrößerung der Empfangsapertur durch den Einsatz von Systemkonzept 4, werden nun die Abmessungen des Detektorarrays *8AA0.4-9 SMD* von $4 \times 1 \text{ mm}^2$ angenommen. Bei einer Laserwellenlänge von $\lambda = 800 \text{ nm}$ und $N_{\text{ml}} = 300$ Mikrolinsen beträgt der Spotdurchmesser eines Lentikularlinsenarrays mit $D_{\text{sl}} = 9,4 \text{ cm}$ gerade $\overline{D}_{\text{spot}} \approx 1 \text{ mm}$. Dies

entspricht einer Vergrößerung der Empfangsapertur um $9,4/4,2 \approx 224\%$ im Vergleich zur Realisierung von Systemkonzept 3, wobei das Linsenarray lediglich um eine Strecke von $\pm 157 \mu\text{m}$ zur Strahlablenkung verschoben werden muss. Bei einer Längsanordnung der Detektorelemente² fällt die erreichbare Vergrößerung mit $1326,8 \text{ mm}^2 / 474,6 \text{ mm}^2 \approx 280\%$ noch größer aus³, weil der Sammellinsendurchmesser nahe am Schnittpunkt aus Gl. (6.24) liegt.

²In diesem Fall wären die Abmessungen des Detektorarrays $8,67 \times 0,405 \text{ mm}^2$.

³Bei dieser Abschätzung wird von einem Arraydurchmesser $D_{\text{sl}} = 5,4 \text{ cm}$ und von $N_{\text{ml}} = 175$ Mikrolinsen ausgegangen, was zu einer ähnlichen Arrayverschiebung von $\pm 154 \mu\text{m}$ führt.

7. Fazit

In dieser Arbeit wurden mehrere Systemkonzepte einer Time-of-Flight Laserkamera zur Vermessung dreidimensionaler Strukturen untersucht. Eines dieser Systemkonzepte wurde dabei in einen vollständig funktionstüchtigen Demonstratoraufbau überführt. Diese Implementierung lieferte wichtige Erkenntnisse über die Methode der elektronischen Nachführung. Ein besonderer Schwerpunkt wurde beim Systemdesign und bei den durchgeführten Analysen auf die Vergrößerung der Empfangsapertur und die damit zusammenhängenden Kosten und technischen Probleme gelegt. Es wurde gezeigt, dass die effektive Empfangsapertur einer elektronisch nachgeführten Empfangsoptik vor allem für kleinere bis mittlere Sichtfelder kostengünstig vergrößert werden kann. Die wichtigsten begrenzenden Faktoren der erreichbaren Empfangsapertur sind Detektorgröße und Sichtfeld.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Methode der translatorisch mechanischen Strahlablenkung bei gleicher Zielsetzung theoretisch und experimentell untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass die begrenzenden Faktoren für die erreichbare Empfangsapertur die Detektorgröße und die Scanfrequenz sind.

Es konnte ein neuartiges Systemkonzept gefunden werden, in dem elektronische und translatorisch mechanische Nachführung kombiniert werden. Dieses Konzept ermöglicht die Ausnutzung der wesentlichen Stärken beider Nachführungsprinzipien während sich prinzipbedingte Schwächen vermeiden lassen. Konkret bedeutet dies, dass das Sichtfeld der elektronisch nachgeführten Achse

kleiner als das der translatorisch mechanisch nachgeführten Achse gemacht werden kann. Andererseits kann die Scanfrequenz der elektronisch nachgeführten Achse deutlich höher als die der translatorisch mechanisch nachgeführten Achse gewählt werden. Durch die geschickte Ausnutzung dieser Zusammenhänge lässt sich somit ein 3D-Scanner mit – im Vergleich zu aktuellen Systemen – größerer Empfangsapertur realisieren, ohne die Framerate oder das Sichtfeld reduzieren bzw. die Kosten deutlich erhöhen zu müssen. Damit legen die in dieser Arbeit erreichten Ergebnisse die Grundlage für die Entwicklung von 3D-Scannern mit großer Empfangsapertur, die im Vergleich zum aktuellen Stand der Technik deutlich kostengünstiger hergestellt werden können.

A. Appendix

A.1. Empfangsapertur eines Schwing spiegels für Systemkonzept 1

Die Herleitung in diesem Abschnitt wurde in [BSF⁺14] veröffentlicht. In diesem Abschnitt wird die kleinstmögliche Empfangsapertur in Abhängigkeit des Scanwinkels eines rechteckförmigen Scanspiegels hergeleitet. Die Skizze eines Scanspiegels, durch den eine einfallende ebene Wellenfront in Richtung der Sammellinse reflektiert wird, ist in Abb. A.1 dargestellt. Gesucht ist die Länge der Strecke a in Abhängigkeit der vertikalen Spiegelausdehnung c , der ho-

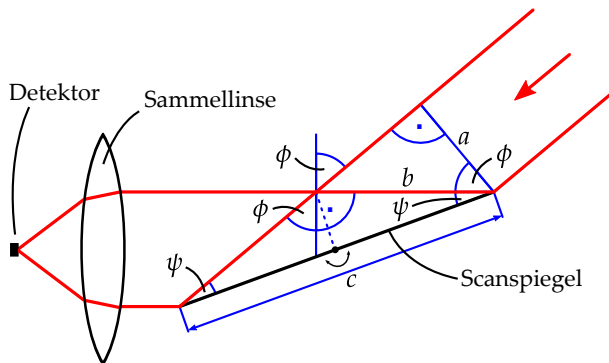


Abb. A.1.: Skizze eines Scanspiegels zur Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen der vertikalen Komponente der Empfangsapertur (Länge der Strecke a) und dem Einfallswinkel ϕ . Die Randstrahlen des Empfangsstrahls sind in rot, Hilfslinien in blau und Bauteile in schwarz dargestellt.

horizontalen Spiegelausdehnung q , dem Einfallswinkel ϕ . Damit kann die Empfangsapertur gemäß

$$A_{\text{Rx}} = a \cdot p, \quad (\text{A.1})$$

berechnet werden, wobei p für die horizontale Komponente der Empfangsapertur steht. Das rechtwinklige Dreieck, welches durch die Strecken a , b und den Einfallswinkel ϕ definiert ist, ergibt

$$a = b \cdot \cos \phi. \quad (\text{A.2})$$

Die Winkelsumme des aus den Strecken b , b und c bestehenden Dreiecks

$$2 \cdot \psi + \phi + 90^\circ = 180^\circ$$

kann zu Gleichung

$$\psi = 45^\circ - \frac{\phi}{2}. \quad (\text{A.3})$$

vereinfacht werden. Das durch b , $c/2$ und ψ definierte rechtwinklige Dreieck ergibt

$$2 \cdot b = c \cdot \cos \psi. \quad (\text{A.4})$$

Mit dem Additionstheorem

$$\cos(x - y) = \cos x \cdot \cos y + \sin x \cdot \sin y$$

können Gl. (A.2), (A.3) und (A.4) wie folgt kombiniert werden.

$$a = \frac{c \cdot \cos \phi}{\sqrt{2} \cdot \left[\cos \left(\frac{\phi}{2} \right) + \sin \left(\frac{\phi}{2} \right) \right]} \quad (\text{A.5})$$

Um die erreichbare Empfangsapertur zu maximieren, wird die Substitution

$$\phi = \beta_v - \beta_0 \quad (\text{A.6})$$

eingeführt. Ziel dieser Definition ist es den Winkelbereich $-\beta_v \dots + \beta_v$ um den Offset β_0 so nahe wie möglich an die Sammellinse zu verschieben. Im Fall der horizontalen Komponente der Empfangsapertur p ist dieser Offset $\beta_0 = 90^\circ$. Wird dies in Gl. (A.5) eingesetzt, so erhält man

$$p = \frac{q \cdot \sin \beta_h}{\sqrt{2} \cdot \left[\cos \left(\frac{\beta_h}{2} - \frac{\pi}{4} \right) + \sin \left(\frac{\beta_h}{2} - \frac{\pi}{4} \right) \right]},$$

wobei q die horizontale Spiegelausdehnung ist. Mit

$$\sqrt{2} \cdot \cos \left(x - \frac{\pi}{4} \right) = \cos x + \sin x$$

und

$$\sqrt{2} \cdot \sin \left(x - \frac{\pi}{4} \right) = \sin x - \cos x$$

kann weiter zum Zusammenhang

$$p = \frac{q \cdot \sin \beta_h}{2 \cdot \sin \left(\frac{\beta_h}{2} \right)}$$

vereinfacht werden. Dieser wiederum kann mit $\sin(2x) = 2 \cdot \sin x \cdot \cos x$ weiter zu der einfachen Gleichung

$$p = q \cdot \cos \left(\frac{\beta_h}{2} \right) \tag{A.7}$$

vereinfacht werden.

A.2. Empfangsapertur eines Schwing spiegels für Systemkonzept 3

In diesem Abschnitt wird die Empfangsapertur im Fall von Systemkonzept 3 hergeleitet. Zur einfacheren Betrachtung wird in die-

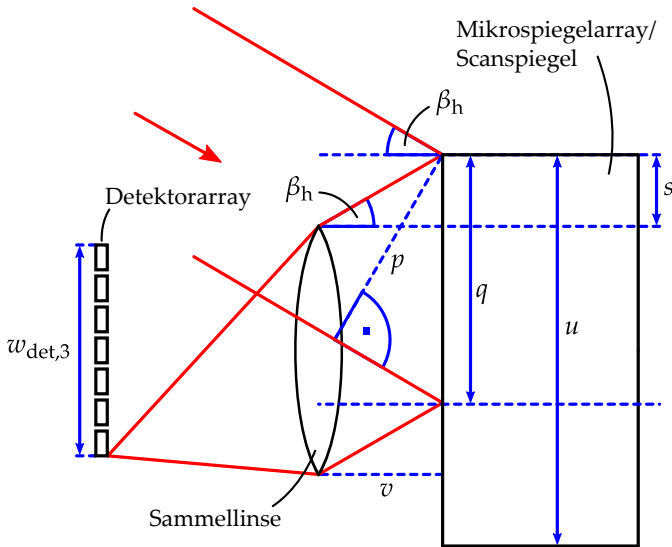


Figure A.2.: Schematische Aufsicht auf den Aufbau von Systemkonzept 3. In dieser Ansicht sind die horizontalen Einfallswinkel β_h sichtbar. Die Randstrahlen des Empfangsstrahls sind in rot, Hilfslinien in blau und alle Bauteile in schwarz dargestellt.

sem Kontext o.B.d.A. der Füllfaktor des Mikrospiegelarrays zu $\Gamma_{\text{MEMS},3} = 1$ angenommen. Die Seitenansicht des Systemkonzepts, in der die vertikalen Einfallswinkel erkennbar sind, ist in Abb. 4.14 zu finden. Das Verhalten der vertikalen Komponente der Empfangsapertur a ist identisch zur Beschreibung im vorhergehenden Abschnitt. Die horizontale Komponente p wird hier mithilfe einer Aufsicht auf den Aufbau von Systemkonzept 3, in der die horizontalen Einfallswinkel sichtbar sind, hergeleitet. Diese Aufsicht ist in Abb. A.2 dargestellt.

Anhand von einfachen geometrischen Betrachtungen können folgende Gleichungen aus Abb. A.2 abgeleitet werden.

$$q = u - 2 \cdot s \quad (\text{A.8})$$

A.3. Spezifikation des Demonstratoraufbaus zur Untersuchung der elektronischen Nachführung

$$s = v \cdot \tan \beta_h \quad (\text{A.9})$$

$$p = q \cdot \cos \beta_h \quad (\text{A.10})$$

Diese Gleichungen können zu

$$p = u \cdot \cos \beta_h - 2 \cdot v \cdot \sin \beta_h \quad (\text{A.11})$$

kombiniert werden. Mit den Spiegelabmessungen $A'_{\text{MEMS},3} = c \cdot u$ kann die Empfangsapertur $A_{\text{Rx}} = a \cdot p$ berechnet werden.

$$A_{\text{Rx}} = \frac{A'_{\text{MEMS},3} \cdot \left[\cos(\beta_h) - \frac{2v}{u} \cdot \sin \beta_h \right] \cdot \cos(\beta_v - \beta_0)}{\sqrt{2} \cdot \left[\cos\left(\frac{\beta_v - \beta_0}{2}\right) + \sin\left(\frac{\beta_v - \beta_0}{2}\right) \right]}$$

Für $v \ll u$ und $\beta_h < 30^\circ$ kann der Term $\frac{2v}{u} \cdot \sin \beta_h$ vernachlässigt werden. Diese Vereinfachung ist zulässig, da Systemkonzept 3 in dieser Arbeit nicht als ideale Lösung präsentiert wird, siehe Abb. 4.16. Würde dieser Term berücksichtigt werden, würde die erforderliche Waferfläche für Systemkonzept 3 weiter zunehmen.

A.3. Spezifikation des Demonstratoraufbaus zur Untersuchung der elektronischen Nachführung

Die Spezifikationswerte des Demonstratoraufbaus zur Untersuchung und Demonstration der elektronischen Nachführung sind in Tab. A.1 angegeben.

A.4. Spezifikation des Messaufbaus zur Analyse der translatorisch mechanischen Strahlablenkung

In diesem Abschnitt sind die wichtigsten Komponenten des Messaufbaus zur Analyse der translatorisch mechanischen Strahlablenkung aufgelistet.

Systemparameter	Wert
Emissionswellenlänge des Lasers λ_{las}	808 nm
Halbwertsbreite des Interferenzfilters λ_{FWHM}	10 nm
Pulsspitzenleistung des Lasers P_{Tx}	≈ 34 mW
Modulationsfrequenz f_{m}	31 25 MHz
Horizontale Bildauflösung r_{h}	196
Vertikale Bildauflösung r_{v}	142
Pixelrate f_{Px}	353 kHz
Framerate f_{Fr}	12 7 Hz
Mikrospiegeldurchmesser D_{mm}	2 mm
Scanfrequenz der schnellen Achse f_{fa}	1 27 kHz
Scanfrequenz der langsamen Achse f_{sa}	6 35 Hz
Horizontales Sichtfeld α_{h}	$\approx 35^\circ$
Vertikales Sichtfeld α_{v}	$\approx 21^\circ$
Aktiver Bereich des horizontalen Sichtfelds H_{a}	100%
Aktiver Bereich des vertikalen Sichtfelds V_{a}	100%
Anzahl von Detektorelementen N_{det}	8
Länge des Detektorarrays w_{det}	4 mm

Tab. A.1.: Spezifikationswerte des Demonstratoraufbaus zur Untersuchung der elektronischen Nachführung.

Laserdiode Als Leuchtquelle wurde die Laserdiode *S6305MG* der Firma *Roithner* eingesetzt. Diese emittiert bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{las}} = 635 \text{ nm}$ und hat eine maximale optische Leistung von $P_{\text{max}} = 5 \text{ mW}$.

Zylinderlinse Die plankonvexe Zylinderlinse mit der Brennweite $f = 40 \text{ mm}$ und einer freien Öffnung von $17 \times 15 \text{ mm}^2$ wurde von *Qioptiq* bezogen.

Kollimationslinse Eine auf sphärische Aberrationen optimierte, asymmetrische Bikonvexlinse von *Qioptiq* mit einer Brennweite von $f = 200 \text{ mm}$ und einer freien Öffnung von $31,5 \text{ mm}$ wurde als Kollimationslinse eingesetzt.

Lentikularlinsenarrays Die Abmessungen der beiden aus SiO_2 gefertigten Lentikularlinsenarrays *18-00570* und *18-00571* der Firma *SÜSS MicroOptics* betragen $20 \times 20 \text{ mm}^2$, die Dicke jeweils $0,9 \text{ mm}$. Der Durchmesser der Mikrolinsen betrug $D_{\text{ml}} = 300 \mu\text{m}$ und der Krümmungsradius der strukturierten Flächen $|R_1| = 293 \mu\text{m}$.

Sammellinse Als Sammellinse wurde die plankonvexe, asphärische Kondensorlinse *G063098000* der Firma *Qioptiq* eingesetzt, da diese der Anwendung sehr nahe kommt. Die Brennweite der Linse betrug $f = 27 \text{ mm}$, die freie Öffnung $31,5 \text{ mm}$.

Beamprofiler Zur Spotanalyse wurde der Beamprofiler *WinCamD-UCD15* der Firma *DataRay Inc.* verwendet. Die Chipfläche betrug $7,1 \times 5,4 \text{ mm}^2$, die Pixelgröße $4,4 \mu\text{m}$. Die maximale Auflösung war $1600 \times 1200 \text{ Pix}$ und der Sensor wies eine hohe Helligkeitsabstufung der Tiefe 16 bit auf.

Photometer Als Photometer kam der *1835-C* der Firma *Newport* mit dem Messkopf *818-SL* zum Einsatz. Bei der Anzeige wurde jeweils über 100 Werte gemittelt.

Eine Auflistung der eingesetzten mechanischen Justageelemente findet sich in [Wae14].

B. Index

3D-Messverfahren, 20

A

Abstundungenauigkeit, 8

Allgemeiner Gütefaktor, 51

D

Demonstratoraufbau, 165

Distanzauflösung, 7

Dunkelstrom, 16

Dynamische Deformation, 41

E

Elektronische Nachführung,
42

Empfangsapertur, 2

Empfangseinheit, 133

Empfangsleistung, 8

Empfangsoptik, 140

Energieeffizienz, 91, 104

F

Fahrerloses Transportsystem
(FTS), 75

Fernbereich, 66

FMCW-Verfahren, 35

Fourier-Optik, 46

Fourier-Transformation, 47

FPGA, 160

Fraunhofer-Näherung, 48

Fresnellinse, 143

G

Galvanometerspiegel, 155

H

Herstellungskosten, 111

I

Inphasenkomponente, 33

Interferenzfilter, 149

L

Laserschutz, 94, 105, 123, 126

Laufzeitmessung, 27

Lentikularlinsenarray, 42

Lichtlaufzeitmessung, 27

M

Mechanikdesign, 155
Messungenauigkeit, 8
Messungenauigkeit der Phasenlaufzeitmessung, 34
Messungenauigkeit der Pulslaufzeitmessung, 29
Messungenauigkeit des FMCW-Verfahrens, 36
Messunsicherheit, 8
Mikrolinsenarray, 41
Mikrospiegel, 44
Mittlerer Bereich, 64
Mobile Robotik, 68

N

Nächstbereich, 60
Nahbereich, 60
Noise Equivalent Power (NEP), 10

O

Optische Effizienz, 9, 197

P

Phasenlaufzeitmessung, 30
PMD-Kamera, 62
Pulslaufzeitmessung, 28

Q

Quadraturdemodulation, 32
Quadraturkomponente, 33

S

Scaneinheit, 150
Scan-fail device, 126
Scanning safeguard, 126
Scanverfahren, 37
Schnappschussverfahren, 37
Schrotrauschen, 14
Sendeeinheit, 122
Signal-Rausch-Verhältnis, 10
Signalverarbeitung, 158
Spotgröße, 176
Standardabweichung, 7
Stereovision, 24
Strahlablenkungsprinzipien, 39
Streifenprojektion, 25
Systemdesign, 121

T

Thermisches Rauschen, 17
Time-of-Flight, 28
ToF-Kamera, 62
Translatorisch mechanische Strahlablenkung, 41
Triangulation, 20

U

Umschaltverhalten, 139

W

Weglängenmessung, 26

Wiederholungsgenauigkeit, 7,
165

Abbildungsverzeichnis

2.1	Photodiode oder Lawinenphotodiode in einer typischen Transimpedanzverstärkerschaltung	12
2.2	Übersicht über ausgewählte, weit verbreitete optische 3D-Messverfahren	21
2.3	Grundlegender, vereinfachter Aufbau eines aktiven Triangulationssensors	22
2.4	Prinzipieller Aufbau eines 3D-Sensors auf Basis von Stereovision	25
2.5	Prinzipieller Aufbau eines Streifenprojektionssensors	26
2.6	Grundlegender Aufbau eines Weglängen messenden Distanzsensors	27
2.7	Zeitlicher Verlauf einer Pulslaufzeitmessung	28
2.8	Zeitlicher Verlauf einer Phasenlaufzeitmessung	31
2.9	Blockschaltbild eines Quadraturdemodulators	32
2.10	Zeitlicher Verlauf des FMCW-Verfahrens	36
2.11	Beispielhaftes zeilenförmiges Scanmuster innerhalb des Sichtfelds eines Scanners	38
2.12	Illustration der parallelen Aufnahme des gesamten Bildfelds nach dem Schnappschussverfahren	38
2.13	Prinzip der translatorisch mechanischen Strahlablenkung	43
2.14	Schematische Darstellung eines elektrostatisch angetriebenen Mikrospiegels	45

2.15	Schematische Darstellung eines elektromagnetisch angetriebenen Mikrospiegels	46
2.16	Eingangsfeld $E_L(x, y)$ unmittelbar vor einer konvexen, dünnen Linse	49
3.1	Vergleich ausgewählter Distanzsensoren anhand des in Gleichung (3.4) definierten allgemeinen Gütefaktors Q_a in Abhängigkeit des Messabstands	55
3.2	Aufteilung der in Abb. 3.1 dargestellten Distanzsensoren in unterschiedliche Distanzbereiche, in denen jeweils ein Messverfahren die höchsten Gütefaktoren erreicht	61
3.3	Mobiler Roboter <i>youBot</i> der Firma <i>KUKA</i> mit 2D-Laserscanner sowie 3D-Sensor [4]	71
4.1	Ladungsträgeraufnahme mit einem fahrerlosen Transportsystem (Quelle: Wikipedia, JBT Corp.) .	76
4.2	Illustration eines fahrerlosen Transportsystems bei der Ladungsträgeraufnahme	77
4.3	Illustration eines fahrerlosen Transportsystems mit einem 3D-Sensor zur Erfassung des gesamten Ladungsträgers	77
4.4	Prinzip der elektronischen Nachführung	88
4.5	Empfangsprinzip eines Schnappschuss-Sensors . .	89
4.6	Messaufbau zur Ermittlung der Winkelausdehnung der scheinbaren Quelle nach Bedingung 1 und 3 (entnommen aus [7])	96
4.7	Berechneter Gefährdungsfaktor in Abhängigkeit des Akzeptanzwinkels γ und der Bilddistanz d_i	98
4.8	Berechnete zulässige Laserleistung als Funktion der Bildauflösung für den scannenden und den Schnappschuss-Pulslaufzeitsensor	101

4.9	Verhältnis R_{tof} und \hat{R}_{tof} als Funktion der Bildauflösung N_{det} unter Berücksichtigung der maximal zulässigen Sendeleistung	102
4.10	Berechnete zulässige Laserleistung als Funktion der Bildauflösung für den scannenden und den Schnappschuss-Phasenlaufzeitsensor	103
4.11	Verhältnis R_{cw} und \hat{R}_{cw} als Funktion der Bildauflösung N_{det} unter Berücksichtigung der maximal zulässigen Sendeleistung	104
4.12	Schematische Darstellung von Systemkonzept 1 – zweiachsige mechanische Nachführung	109
4.13	Schematische Darstellung von Systemkonzept 2 – zweiachsige elektronische Nachführung	110
4.14	Schematische Darstellung von Systemkonzept 3 – Hybrid aus mechanischer und elektronischer Nachführung	111
4.15	Schematische Darstellung von Systemkonzept 4 – Hybrid aus translatorisch-mechanischer und elektronischer Nachführung	112
4.16	Erforderliche Waferfläche von Systemkonzept 1 bis 3 $\eta_1 \dots \eta_3$ in Abhängigkeit des horizontalen Sichtfelds α_h unter der Voraussetzung gleicher Empfangsaperatur A_{Rx}	117
4.17	Modifiziertes Systemkonzept 3 – Hybrid aus mechanischer und elektronischer Nachführung	119
5.1	Grundlegender Aufbau eines 3D-Scanners nach Systemkonzept 3	122
5.2	Illustration des Funktionsprinzips einer Notausschaltung zur Überwachung der Mikrospiegelschwinung	129

5.3	Blockdiagramm des Systemkonzepts einer Notaus- schaltung zur Überwachung der Mikrospiegel- schwingung	131
5.4	Bild des Testaufbaus zur Charakterisierung der ent- wickelten Notausschaltung	132
5.5	Aufbau der Empfangseinheit	134
5.6	Vergleich des erreichbaren Signal-Rausch-Verhältnisses zweier Detektor-Verstärker-Kombinationen	137
5.7	Gemessenes Empfangssignal im Zeitbereich	141
5.8	3D-Modell der Anordnung der optischen Kompo- nenten des Demonstratoraufbaus und des Strahlen- gangs	144
5.9	Simulierte normierte Intensität auf dem Detektorar- ray für drei optische Scanwinkel des Mikrospiegels	145
5.10	Simulierte optische Effizienz über den mechanischen Scanwinkel des Mikrospiegels	146
5.11	Gemessener Amplituden- und Phasengang der schnellen Achse des Mikrospiegels <i>D20B1.3B0.2</i> .	151
5.12	Aufbau des Mikrospiegeltriebers	154
5.13	Kritische Justageparameter der Empfangsoptik $\Delta_{z,1}$ und $\epsilon_{y,2}$	157
5.14	Montierte Optik-Halterung	158
5.15	3D-Modell des optomechanischen Gesamtaufbaus, a) in perspektivischer Darstellung und b) als Schnitt- bild	159
5.16	Blockdiagramm der Signalverarbeitung und Scanein- heit des Demonstratoraufbaus	161
5.17	Fotos des Demonstratoraufbaus zur Untersuchung der elektronischen Nachführung	166

5.18	Mit dem Demonstratoraufbau erreichte Wiederholungenauigkeit in Abhängigkeit der Messdistanz und gemessene, absolute Messdistanz, aufgetragen über der realen Messdistanz	168
5.19	Mit dem Demonstratoraufbau erreichte Wiederholungenauigkeit in Abhängigkeit der horizontalen und vertikalen Bildposition (Pixel)	169
6.1	Perspektivische Darstellung von Systemkonzept 4	174
6.2	Veranschaulichung des Berechnungsschemas zur Modellierung der drei Lentikularlinsenarrays	177
6.3	Berechnete Spotgröße für Szenario 1 (Statische Punktquelle in unendlicher Messdistanz)	181
6.4	Berechneter Intensitätsverlauf für Szenario 2 (Bewegte Punktquelle in unendlicher Messdistanz)	184
6.5	Veranschaulichung der Berechnung der Phasenfront (Schritt 6 in Algorithmus 6.2)	186
6.6	Berechneter Intensitätsverlauf für Szenario 3 (Statische Punktquelle in endlicher Messdistanz)	187
6.7	Berechneter Intensitätsverlauf für Szenario 4 (Bewegte Punktquelle in endlicher Messdistanz)	189
6.8	Gezeichnete Aufsicht auf den Messaufbau zur messtechnischen Bestimmung der Spotgröße und optischen Effizienz einer translatorisch mechanisch nachgeführten Scanoptik (Grafik entnommen und modifiziert aus [Wae14])	191
6.9	3D-Modell und Foto des Messaufbaus zur Vermessung der Spotgröße	192
6.10	Gemessener Intensitätsverlauf auf dem Detektor für verschiedene Einfallswinkel	193

6.11 Querschnitt durch die gemessene Intensitätsverteilung auf dem Detektor	194
6.12 Messtechnisch ermittelter Spotdurchmesser D_{spot} bzw. Halbwertsbreite D_{FWHM} der Intensitätsverteilung auf dem Detektor an der Stelle $\hat{y} = 0$ über dem Einfallswinkel β_{in}	195
6.13 Schnittbild durch das Zemax-Modell des Messaufbaus und Strahlengang	195
6.14 Strahlenoptisch berechneter normierter Intensitätsverlauf auf dem Detektor für Normaleinfall $\beta_{\text{in}} = 0^\circ$	196
6.15 Vergleich des Spotdurchmessers zwischen Berechnung, Messung und Simulation	198
6.16 Berechnete optische Effizienz einer translatorisch mechanisch nachgeführten Empfangsoptik in Abhängigkeit des Einfallswinkels und bei unendlicher Messdistanz	200
6.17 Berechnete optische Effizienz einer translatorisch mechanisch nachgeführten Empfangsoptik in Abhängigkeit des Einfallswinkels und der Messdistanz . . .	202
6.18 Gemessene optische Effizienz einer translatorisch mechanisch nachgeführten Empfangsoptik in Abhängigkeit des Einfallswinkels	205
6.19 Simulierte optische Effizienz einer translatorisch mechanisch nachgeführten Empfangsoptik in Abhängigkeit des Einfallswinkels	206
6.20 Mit <i>Zemax</i> berechnete <i>Seidel-Aberrationskoeffizienten</i> der Oberflächen des Messaufbaus	208
6.21 Spotdurchmesser nach Gl. (6.22) in Abhängigkeit des Sammellinsendurchmessers	210

A.1	Skizze eines Scanspiegels zur Veranschaulichung des Zusammenhangs zwischen der vertikalen Komponente der Empfangsapertur (Länge der Strecke a) und dem Einfallswinkel ϕ	215
A.2	Schematische Aufsicht auf den Aufbau von Systemkonzept 3.	218

Tabellenverzeichnis

3.1	Spezifikationswerte der Sensoren in Abb. 3.1 verglichenen Distanzsensoren im Nächstbereich.	56
3.2	Spezifikationswerte der Sensoren in Abb. 3.1 verglichenen Distanzsensoren im Nahbereich.	57
3.3	Spezifikationswerte der Sensoren in Abb. 3.1 verglichenen Distanzsensoren im mittleren Bereich.	58
3.4	Spezifikationswerte der Sensoren in Abb. 3.1 verglichenen Distanzsensoren im Fernbereich.	59
4.1	Zielspezifikation des 3D-Sensors innerhalb dieser Arbeit	79
4.2	Typische Werte der Systemparameter, die beim scannenden und beim Schnappschuss-Sensor identisch sind.	98
4.3	Werte für die beispielhafte Berechnung der erforderlichen Waferfläche von Systemkonzept 1 bis 3 unter Voraussetzung identischer Empfangsapertur und Sichtfeld.	116
5.1	Systemparameter zweier Detektor-Verstärker-Kombinationen	136
5.2	Toleranzanalysen der Empfangsoptik für unterschiedliche Spiegelstellungen	157

6.1	Relevante Parameter der optischen Komponenten der Empfangsoptik von Systemdesign 4 und Standardwerte	179
A.1	Spezifikationswerte des Demonstratoraufbaus. Diese Tabelle wurde in [BSF ⁺ 14] veröffentlicht.	220

Literaturverzeichnis

- [1] *Autonomik - Autonome und simulationsbasierte Systeme für den Mittelstand*. Technologieprogramm. – <http://www.autonomik.de> 2
- [2] *AUTONOMIK für die Industrie 4.0*. Technologieprogramm. – <http://www.autonomik40.de> 1
- [3] *Google Project Tango*. – <https://www.google.com/atap/projecttango/> 2
- [4] *KUKA youBot mit 2D Laserscanner und 3D Sensor*. – <http://www.youbot-store.com/youbot-store/youbots/bundles/kuka-youbot-robocupwork-configuration-b> 228
- [5] *Produktspezifikation für Paletten – Teil 2: Herstellung von 1000 mm × 1200 mm-Flachpaletten aus Holz; Deutsche Fassung EN 13698-2:2009*. Standard. 2009. – Deutsches Institut für Normung (DIN) 78
- [6] *IEC/TR 60825-13: Safety of laser products – Part 13: Measurements for classification of laser products (Ed. 2.0)*. Standard. 10 2011. – International Electrotechnical Commission (IEC) 96, 124
- [7] *IEC 60825-1: Safety of laser products – Part 1: Equipment classification and requirements (Ed. 3.0)*. Standard. 2013. – International Electrotechnical Commission (IEC) 95, 124, 126, 127, 228

- [8] *pmdtechnologies announces the CamBoard pico XS, the smallest Time-of-Flight 3D camera worldwide.* Pressemeldung 2014. – http://www.pmdtec.com/news_media/news/pico_xs.php 72
- [9] AHRHOLDT, M. ; GRUBB, G. ; JOHANSEN, T.: Truck Safety Applications for Cost-Efficient Laser Scanner Sensors. In: MEYER, Gereon (Hrsg.): *Advanced Microsystems for Automotive Applications 2012.* Springer Berlin Heidelberg, 2012, S. 293–299. – URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-29673-4_27. – ISBN 978-3-642-29672-7 66
- [10] AIKIO, M.: Omnidirectional Lenses for Low Cost Laser Scanners. In: MEYER, Gereon (Hrsg.) ; VALLDORF, Jürgen (Hrsg.): *Advanced Microsystems for Automotive Applications 2011.* Springer Berlin Heidelberg, 2011 (VDI-Buch), S. 167–174. – URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-21381-6_17. – ISBN 978-3-642-21380-9 65
- [11] AILISTO, H. ; HEIKKINEN, V. ; MITIKKA, R. ; MYLLYLÄ, R. ; KOSTAMOVAARA, J. ; MÄNTYNIEMI, A. ; KOSKINEN, M.: Scannerless imaging pulsed-laser range finding. In: *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 4 (2002), Nr. 6, S. 337–346. – URL <http://dx.doi.org/10.1088/1464-4258/4/6/378> 65, 73, 92
- [12] AKATAY, A. ; ATAMAN, C. ; UREY, H.: High-resolution beam steering using microlens arrays. In: *Opt. Lett.* 31 (2006), Oct, Nr. 19, S. 2861–2863. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/OL.31.002861> 175, 176
- [13] AKATAY, A. ; UREY, H.: Design and optimization of microlens array based high resolution beam steering system. In: *Opt. Express* 15 (2007), Apr, Nr. 8, S. 4523–4529. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/OE.15.004523> 175

- [14] AMANN, M.-C.: Phase noise limited resolution of coherent LIDAR using widely tunable laser diodes. In: *Electronics Letters* 28 (1992), Aug, Nr. 18, S. 1694–1696. – URL <http://dx.doi.org/10.1049/e1:19921077>. – ISSN 0013-5194 37
- [15] AMANN, M.-C. ; BOSCH, T. ; MYLLYLÄ, R. ; RIOUX, M. ; LES-CURE, M.: Laser ranging: a critical review of usual techniques for distance measurement. In: *Optical Engineering* 40 (2001), Nr. 1, S. 10–19. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/1.1330700> 8, 36, 37, 63
- [16] BAILEY, T. ; DURRANT-WHYTE, H.: Simultaneous localization and mapping (SLAM): part II. In: *IEEE Robotics Automation Magazine* 13 (2006), Sept, Nr. 3, S. 108–117. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/MRA.2006.1678144>. – ISSN 1070-9932 69
- [17] BAMJI, C. ; LIU, X.: *Three-dimensional and color sensing*. März 10 Weltpatentanmeldung, WO2004114369 A3, 2005. – URL <https://www.google.com/patents/WO2004114369A3?cl=en> 62
- [18] BARBER, Z. W. ; DAHL, J. R. ; SHARPE, T. L. ; ERKMEN, B. I.: Shot noise statistics and information theory of sensitivity limits in frequency-modulated continuous-wave lidar. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 30 (2013), Jul, Nr. 7, S. 1335–1341. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.A.30.001335> 83
- [19] BASS, M. ; VAN STRYLAND, E. W. ; WILLIAMS, D. R. ; WOLFE, W. L.: *Handbook of Optics (Volume II - Devices, Measurements and Properties)*. 2. Norwich, NY : McGraw-Hill, 1995 23
- [20] BAUMANN, E. ; GIORGETTA, F. R. ; CODDINGTON, I. ; SINCLAIR, L. C. ; KNABE, K. ; SWANN, W. C. ; NEWBURY, N. R.:

- Comb-calibrated frequency-modulated continuous-wave laser for absolute distance measurements. In: *Opt. Lett.* 38 (2013), Jun, Nr. 12, S. 2026–2028. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/OL.38.002026> 83
- [21] BAUMANN, E. ; GIORGETTA, F. R. ; DESCHÊNES, J.-D. ; CODDINGTON, I. ; SINCLAIR, L. C. ; SWANN, W. C. ; NEWBURY, N. R.: Micrometer-precision 3D Imaging At 4-Meter Standoff Distance. In: *Advanced Solid-State Lasers Congress*, Optical Society of America, 2013, S. LW3A.5. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/LSC.2013.LW3A.5> 83
- [22] BEER, S. ; SEITZ, P.: Real-time tomographic imaging without x-rays: a smart pixel array with massively parallel signal processing for real-time optical coherence tomography performing close to the physical limits. In: *2005 PhD Research in Microelectronics and Electronics* Bd. 2, July 2005, S. 135–138 82
- [23] BESL, P. J.: Active, optical range imaging sensors. In: *Machine Vision and Applications* 1 (1988), Nr. 2, S. 127–152. – URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01212277>. – ISSN 0932-8092 51, 53
- [24] BLANC, N.: CCD versus CMOS - has CCD imaging come to an end? In: FRITSCH, D. (Hrsg.) ; SPILLER, R. (Hrsg.): *Photogrammetric Week 01*, Wichmann Verlag, Heidelberg, 2001, S. 131–137 62
- [25] BONJOUR, L. ; KAYAL, M. ; BLANC, N. ; BEYELER, D.: CMOS Demodulation Image Sensor for Nanosecond Optical Waveform Analysis. In: *IEEE Sensors Journal* PP (2013), Nr. 99, S. 1. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/JSEN.2012.2237548>. – ISSN 1530-437X 62

- [26] BOSCH, T. ; LESCURE, M.: Experimental Determination of the Useful Reflection Coefficient of Non-Cooperative Targets for a Time-of-Flight Laser Rangefinder. In: *Optical Review* 2 (1995), Nr. 4, S. 289–291. – URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10043-995-0289-2>. – ISSN 1340-6000 165
- [27] BROSENS, P. J.: Dynamic Mirror Distortions in Optical Scanning. In: *Appl. Opt.* 11 (1972), Dec, Nr. 12, S. 2987–2989. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/A0.11.002987> 41
- [28] CAI, Y. ; TONG, X. ; TONG, P. ; BU, H. ; SHU, R.: Linear terrestrial laser scanning using array avalanche photodiodes as detectors for rapid three-dimensional imaging. In: *Appl. Opt.* 49 (2010), Dec, Nr. 34, S. H11–H19. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/A0.49.000H11> 67
- [29] COVA, S. ; LONGONI, A. ; ANDREONI, A.: Towards picosecond resolution with single-photon avalanche diodes. In: *Review of Scientific Instruments* 52 (1981), Mar, Nr. 3, S. 408–412. – URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1136594>. – ISSN 0034-6748 67
- [30] DAVIS, A. ; KÜHNLENZ, F.: *Optical Design using Fresnel Lenses - Basic Principles and some Practical Examples*. Tutorial, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim. 2007 143
- [31] DUONG, H. V. ; LEFSKY, M. A. ; RAMOND, T. ; WEIMER, C.: The Electronically Steerable Flash Lidar: A Full Waveform Scanning System for Topographic and Ecosystem Structure Applications. In: *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 50 (2012), Nr. 11, S. 4809–4820. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/TGRS.2012.2193588>. – ISSN 0196-2892 66

- [32] DUPARRÉ, J. ; GÖRING, R.: Numerical Wave Optical Analysis of Microlens Array Telescopes and Comparison with Experimental Results. In: *Appl. Opt.* 42 (2003), Jul, Nr. 19, S. 3992–4001. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.42.003992> 176
- [33] DURRANT-WHYTE, H. ; BAILEY, T.: Simultaneous localization and mapping: part I. In: *IEEE Robotics Automation Magazine* 13 (2006), June, Nr. 2, S. 99–110. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/MRA.2006.1638022>. – ISSN 1070-9932 69
- [34] EISELE, A.: *Millimeter-Precision Laser Rangefinder using a Low-Cost Photon Counter*, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), Dissertation, 2013 86
- [35] ELKHALILI, O. ; SCHREY, O. M. ; ULFIG, W. ; BROCKHERDE, W. ; HOSTICKA, B. J. ; MENGEL, P. ; LISTL, L.: A 64×8 Pixel 3-D CMOS Time Of Flight Image Sensor for Car Safety Applications. In: *Proceedings of the 32nd European Solid-State Circuits Conference*, URL <http://dx.doi.org/10.1109/ESSCIR.2006.307488>, Sept 2006, S. 568–571. – ISSN 1930-8833 66
- [36] EMIKO, I. ; RYOICHI, S.: *Object recognition device and distance measuring device*. Japanisches Patent, JP2003149338A, 2003 42
- [37] FASTERMANN, P.: 3D-Scannen wird immer einfacher. In: *3D-Drucken*. Springer Berlin Heidelberg, 2014 (Technik im Fokus), S. 77–88. – URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-40964-6_12. – ISBN 978-3-642-40963-9 2
- [38] FOIX, S. ; ALENYA, G. ; TORRAS, C.: Lock-in Time-of-Flight (ToF) Cameras: A Survey. In: *IEEE Sensors Journal* 11 (2011), Nr. 9, S. 1917–1926. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/JSEN.2010.2101060>. – ISSN 1530-437X 72

- [39] FOUCKHARDT, H.: Grundlagen der Wellenoptik. In: *Halbleiterlaser*. Vieweg+Teubner, 2011, S. 3–21. – URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-8348-8255-4_1. – ISBN 978-3-8348-1721-1 47
- [40] FOUCKHARDT, H.: Kirchhoffsches Beugungsintegral, Raumfrequenzen. In: *Halbleiterlaser*. Vieweg+Teubner, 2011, S. 23–35. – URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-8348-8255-4_2. – ISBN 978-3-8348-1721-1 47, 48
- [41] FOX, M.: *Design und Aufbau eines schnellen Photoreceiver-Arrays für einen 3D-Laser-Rangefinder*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Diplomarbeit, Dezember 2011 133, 135, 137
- [42] FRANCA, J. G. D. M. ; GAZZIRO, M. A. ; IDE, A. N. ; SAITO, J. H.: A 3D scanning system based on laser triangulation and variable field of view. In: *IEEE International Conference on Image Processing (ICIP)* Bd. 1, URL <http://dx.doi.org/10.1109/ICIP.2005.1529778>, Sept 2005, S. I-425–8 60
- [43] FUJII, T. ; FUKUCHI, T.: *Laser Remote Sensing*. Taylor & Francis Group (CRC), 2005 66
- [44] FÜRSTENBERG, K. ; AHLERS, F.: Development of a Low-Cost Automotive Laser Scanner - The EC Project MiniFaros. In: MEYER, Gereon (Hrsg.) ; VALLDORF, Jürgen (Hrsg.): *Advanced Microsystems for Automotive Applications 2011*. Springer Berlin Heidelberg, 2011 (VDI-Buch), S. 149–158. – URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-21381-6_15. – ISBN 978-3-642-21380-9 64

- [45] GAUMONT, E. ; WOLTER, A. ; SCHENK, H. ; GEORGELIN, G. ; SCHMOGER, M.: Mechanical and electrical failures and reliability of Micro Scanning Mirrors. In: *Proceedings of the 9th International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA)*, URL <http://dx.doi.org/10.1109/IPFA.2002.1025665>, 2002, S. 212 – 217 63
- [46] GEIGER, H. ; MÜLLER, W.: Elektronenzählrohr zur Messung schwächster Aktivitäten. In: *Die Naturwissenschaften* 16 (1913), Nr. 31, S. 617–618 67
- [47] GLÖCKNER, S. ; GÖRING, R.: Analysis of a micro-optical light modulator. In: *Appl. Opt.* 36 (1997), Mar, Nr. 7, S. 1467–1471. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/A0.36.001467> 41
- [48] GOKCE, S. K. ; HOLMSTROM, S. ; HIBERT, C. ; ATAMAN, C. ; ARSLAN, A. ; SEREN, H. R. ; UREY, H.: 2D scanning MEMS stage integrated with microlens arrays for high-resolution beam steering. In: *2009 IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics*, URL <http://dx.doi.org/10.1109/OMEMS.2009.5338606>, 2009, S. 43–44 175
- [49] GOKCE, S. K. ; HOLMSTROM, S. ; HIBERT, C. ; OLCER, S. ; BOWMAN, D. ; UREY, H.: Two-Dimensional MEMS Stage Integrated With Microlens Arrays for Laser Beam Steering. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 20 (2011), Nr. 1, S. 15–17. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/JMEMS.2010.2090507>. – Interessant. – ISSN 1057-7157 175
- [50] GOODMAN, J. W. ; GOODMAN, J. W. (Hrsg.): *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill Companies Inc., 1996 47, 49
- [51] GÖRING, R. ; BERNER, W. ; KLEY, E.-B.: Miniaturized optical systems for beam deflection and modulation. In:

- Proc. SPIE* Bd. 1992, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.165707>, 1993, S. 54–61 41
- [52] GRAEME, J.: *Photodiode Amplifiers: Op Amp Solutions*. McGraw Hill Book, 1995 13, 18, 135
- [53] GRAHMANN, J. ; CONRAD, H. ; SANDNER, T. ; KLOSE, T. ; SCHENK, H.: Integrated position sensing for 2D microscanning mirrors using the SOI device layer as the piezoresistive mechanical-elastic transformer. In: DICKENSHEETS, D. L. (Hrsg.) ; SCHENK, H. (Hrsg.) ; PIYAWATTANAMETHA, W. (Hrsg.): *Proc. SPIE* Bd. 7208, SPIE, 2009, S. 720808. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.808151> 130
- [54] HAGEN, N. ; KESTER, R. T. ; GAO, L. ; TKACZYK, T. S.: Snapshot advantage: a review of the light collection improvement for parallel high-dimensional measurement systems. In: *Optical Engineering* 51 (2012), Nr. 11, S. 111702–1–111702–7. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/1.0E.51.11.111702> 62
- [55] HOFMANN, U. ; AIKIO, M.: Biaxial Tripod MEMS Mirror and Omnidirectional Lens for a Low Cost Wide Angle Laser Range Sensor. In: MEYER, G. (Hrsg.): *Advanced Microsystems for Automotive Applications 2012*. Springer Berlin Heidelberg, 2012, S. 323–332. – URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-29673-4_30. – ISBN 978-3-642-29672-7 64
- [56] HOFMANN, U. ; EISERMANN, C. ; QUENZER, H.-J. ; JANES, J. ; SCHROEDER, C. ; SCHWARZELBACH, O. ; JENSEN, B. ; RATZMANN, L. ; GIESE, T. ; SENGER, F. ; HAGGE, J. ; WEISS, M. ; WAGNER, B. ; BENECKE, W.: MEMS scanning laser projection based on high-Q vacuum packaged 2D-resonators. In: SCHENK, H. (Hrsg.) ; PIYAWATTANAMETHA, W. (Hrsg.): *Proc.*

- SPIE* Bd. 7930, SPIE, 2011, S. 79300R. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.878676> 128, 130
- [57] HOFMANN, U. ; JANES, J.: MEMS Mirror for Low Cost Laser Scanners. In: MEYER, G. (Hrsg.) ; VALLDORF, J. (Hrsg.): *Advanced Microsystems for Automotive Applications 2011*. Springer Berlin Heidelberg, 2011 (VDI-Buch), S. 159–165. – URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-21381-6_16. – ISBN 978-3-642-21380-9 64
- [58] HOFMANN, U. ; SENGER, F. ; STENCHLY, V. ; HAGGE, J. ; MAL-LAS, C. ; WANTOCH, T. v. ; JANES, J. ; BENECKE, W.: 7mm-MEMS-Spiegel für einen omnidirektionalen Laserscanner. In: *VDE Mikrosystemtechnik Kongress*, VDE VERLAG GmbH, 2013 64
- [59] HOLZ, D.: *Motion capture using cross-sections of an object*. Juli 18 US Patentanmeldung, US20130182079 A1, 2013. – URL <https://www.google.de/patents/US20130182079> 60
- [60] HOLZ, M. ; GOLTSOS, W. C.: Agile beam steering using binary optics microlens arrays. In: *Optical Engineering* 29 (1990), Nr. 11, S. 1392–1397. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.55743>. ISBN 0091-3286 41
- [61] JALALI, B. ; FATHPOUR, S.: Silicon Photonics. In: *Lightwave Technology, Journal of* 24 (2006), Nr. 12, S. 4600–4615. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/JLT.2006.885782>. – ISSN 0733-8724 83
- [62] JANSSON, J.-P. ; MÄNTYNIEMI, A. ; KOSTAMOVAARA, J.: A CMOS time-to-digital converter with better than 10 ps single-shot precision. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 41 (2006),

- June, Nr. 6, S. 1286–1296. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/JSSC.2006.874281>. – ISSN 0018-9200 86
- [63] KALLWEIT, D. ; JUNG, D. ; SANDNER, T. ; SCHENK, H.: Fabrication of a quasistatic-resonant microscanner by implementing a vertical combdrive through wafer assembly actuation. In: *Optical MEMS and Nanophotonics (OMN), 2011 International Conference on*, URL <http://dx.doi.org/10.1109/OMEMS.2011.6031046>, 2011, S. 147–148. – ISSN 2160-5033 45, 113
- [64] KEYES, R.J. ; KRUSE, P. W. ; H.PUTLEY, E. ; C.TEICH, M. ; LONG, D. ; F.MILTON, A. ; ZWICKER, H. R. ; KEYES, R. J. (Hrsg.): *Optical and Infrared Detectors*. 2. Springer, 1980. – URL <http://dx.doi.org/10.1007/3-540-10176-4> 16
- [65] KIESSLING, T.: *Quasistatisch auslenkbarer Kippspiegel zur Ablenkung von Licht*, Technische Universität Dresden, Dissertation, 2007 45
- [66] KIM, S.-J. ; KANG, B. ; KIM, J. D K. ; LEE, K. ; KIM, C.-Y. ; KIM, K.: A 1920×1080 $3.65 \mu\text{m}$ -pixel 2D/3D image sensor with split and binning pixel structure in $0.11 \mu\text{m}$ standard CMOS. In: *2012 IEEE International Solid-State Circuits Conference Digest of Technical Papers (ISSCC)*, URL <http://dx.doi.org/10.1109/ISSCC.2012.6177063>, Feb 2012, S. 396–398. – ISSN 0193-6530 57
- [67] KIRCHHOFF, G.: Zur Theorie der Lichtstrahlen. In: *Annalen der Physik* 254 (1883), Nr. 4, S. 663–695. – URL <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18832540409>. – ISSN 1521-3889 47
- [68] KÖNIG, B. ; HOSTICKA, B. ; MENGEL, P. ; LISTL, L.: Advanced time-of-flight range camera with novel real-time 3D image

- processing. In: *Proc. SPIE* Bd. 6695, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.732078>, 2007, S. 66950D–1–66950D–11 58, 66
- [69] KOSKINEN, M. ; KOSTAMOVAARA, J. T. ; MYLLYLÄ, R. A.: Comparison of continuous-wave and pulsed time-of-flight laser range-finding techniques. In: SVETKOFF, D. J. (Hrsg.): *Optics, Illumination, and Image Sensing for Machine Vision VI* Bd. 1614, März 1992, S. 296–305 15, 19, 20, 29, 34, 35, 83
- [70] KOSTAMOVAARA, J. T. ; MÄÄTTÄ, K. E. ; MYLLYLÄ, R. A.: Pulsed time-of-flight laser range-finding techniques for industrial applications. In: *Proc. SPIE* Bd. 1614, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.57988>, 1992, S. 283–295 65
- [71] KUIJPERS, A.A. ; LIEROP, D. ; SANDERS, R.H.M. ; TANGENBERG, J. ; MODDEJONGE, H. ; EIKENBROEK, J.W.Th. ; LAMMERINK, T.S.J. ; WIEGERINK, R.W.: Towards embedded control for resonant scanning MEMS micromirror. In: *Procedia Chemistry* 1 (2009), Nr. 1, S. 1307–1310. – URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.proche.2009.07.326>. – ISSN 1876-6196 130
- [72] LANGE, R. ; SEITZ, P.: Solid-state time-of-flight range camera. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 37 (2001), Nr. 3, S. 390–397. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/3.910448>. – ISSN 0018-9197 62
- [73] LEVINSON, J. ; ASKELAND, J. ; BECKER, J. ; DOLSON, J. ; HELD, D. ; KAMMEL, S. ; KOLTER, J.Z. ; LANGER, D. ; PINK, O. ; PRATT, V. ; SOKOLSKY, M. ; STANEK, G. ; STAVENS, D. ; TEICHMAN, A. ; WERLING, M. ; THRUN, S.: Towards fully autonomous driving: Systems and algorithms. In: *2011 IEEE Intelligent Vehicles Symposium (IV)*, URL <http://dx.doi.org/10.1109/IVS.2011.5940562>, 2011, S. 163–168. – ISSN 1931-0587 66

- [74] MALACARA, D. ; MALACARA, D. (Hrsg.): *Optical Shop Testing*. 3. Wiley-Interscience, 2007. – 702–710 S 32
- [75] MARSHALL, G. F. ; MARSHALL, G. F. (Hrsg.): *Handbook of Optical and Laser Scanning*. Marcel Dekker Inc., 2004 40
- [76] MCCARTHY, A. ; COLLINS, R. J. ; KRICHEL, N. J. ; FERNÁNDEZ, V. ; WALLACE, A. M. ; BULLER, G. S.: Long-range time-of-flight scanning sensor based on high-speed time-correlated single-photon counting. In: *Appl. Opt.* 48 (2009), Nov, Nr. 32, S. 6241–6251. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/A0.48.006241> 68
- [77] MCCARTHY, A. ; KRICHEL, N. J. ; GEMMELL, N. R. ; REN, X. ; TANNER, M. G. ; DORENBOS, S. N. ; ZWILLER, V. ; HADFIELD, R. H. ; BULLER, G. S.: Kilometer-range, high resolution depth imaging via 1560 nm wavelength single-photon detection. In: *Opt. Express* 21 (2013), Apr, Nr. 7, S. 8904–8915. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/OE.21.008904> 68
- [78] MCCARTHY, A. ; REN, X. ; FRERA, A. D. ; GEMMELL, N. R. ; KRICHEL, N. J. ; SCARCELLA, C. ; RUGGERI, A. ; TOSI, A. ; BULLER, G. S.: Kilometer-range depth imaging at 1550 nm wavelength using an InGaAs/InP single-photon avalanche diode detector. In: *Opt. Express* 21 (2013), Sep, Nr. 19, S. 22098–22113. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/OE.21.022098> 68
- [79] MENGEL, P. ; DOEMENS, G.: *Method and device for recording a three-dimensional distance-measuring image*. Oktober 9 Weltpatent, WO2003016944, 2003. – URL <https://www.google.de/patents/WO2003016944A3?cl=en> 66
- [80] MENGEL, P. ; DOEMENS, G. ; LISTL, L.: Fast range imaging by CMOS sensor array through multiple double short time integration (MDSI). In: *2001 International Conference on Image Pro-*

- cessing* Bd. 2, URL <http://dx.doi.org/10.1109/ICIP.2001.958451>, 2001, S. 169–172 66
- [81] MIKS, A. ; NOVAK, J. ; NOVAK, P.: Analysis of method for measuring thickness of plane-parallel plates and lenses using chromatic confocal sensor. In: *Appl. Opt.* 49 (2010), Jun, Nr. 17, S. 3259–3264. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/AO.49.003259> 60
- [82] MILLER, O. E. ; MCLEOD, J. H. ; SHERWOOD, W. T.: Thin Sheet Plastic Fresnel Lenses of High Aperture. In: *J. Opt. Soc. Am.* 41 (1951), Nov, Nr. 11, S. 807–814. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.41.000807> 143
- [83] MOLESINI, G. ; PEDRINI, G. ; POGGI, P. ; QUERCIOLI, F.: Focus-wavelength encoded optical profilometer. In: *Optics Communications* 49 (1984), Nr. 4, S. 229–233. – URL [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(84\)90179-2](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(84)90179-2). – ISSN 0030-4018 60
- [84] MOSS, R. ; YUAN, P. ; BAI, X. ; QUESADA, E. ; SUDHARSANAN, R. ; STANN, B. L. ; DAMMANN, J. F. ; GIZA, M. M. ; LAWLER, W. B.: Low-cost compact MEMS scanning ladar system for robotic applications. In: *Proc. SPIE* Bd. 8379, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.919804>, 2012, S. 837903–1–837903–9 65
- [85] MURPHY, P. ; MAKHOV, G.: Scanning Audiences at Laser Shows: Theory, Practice and a Proposal / International Laser Display Association (ILDA). 2006. – Forschungsbericht 127
- [86] MYLLYLÄ, R. A. ; MARSZALEC, J. A. ; MÄNTYNIEMI, A. ; KOSTAMOVAARA, J. T. ; VAINSHTEIN, S. N. ; HEIKKINEN, V. ; ZHANG, J.: Imaging lidar for space and industrial applications. In: *Proc. SPIE* Bd. 3101, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.281295>, 1997, S. 331–340 65

- [87] NICLASS, C. ; FAVI, C. ; KLUTER, T. ; GERSBACH, M. ; CHARBON, E.: A 128×128 Single-Photon Image Sensor With Column-Level 10-Bit Time-to-Digital Converter Array. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 43 (2008), Nr. 12, S. 2977–2989. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/JSSC.2008.2006445>. – ISSN 0018-9200 68
- [88] NICLASS, C. ; FAVI, C. ; KLUTER, T. ; MONNIER, F. ; CHARBON, E.: Single-Photon Synchronous Detection. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 44 (2009), July, Nr. 7, S. 1977–1989. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/JSSC.2009.2021920>. – ISSN 0018-9200 57
- [89] NICLASS, C. ; SOGA, M. ; MATSUBARA, H. ; KATO, S. ; KAGAMI, M.: A 100-m Range 10-Frame/s 340×96 -Pixel Time-of-Flight Depth Sensor in $0.18\text{-}\mu\text{m}$ CMOS. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 48 (2013), Feb, Nr. 2, S. 559–572. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/JSSC.2012.2227607>. – ISSN 0018-9200 59, 68
- [90] NUTT, R.: Digital Time Intervalometer. In: *Review of Scientific Instruments* 39 (1968), Nr. 9, S. 1342–1345. – URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1683667> 85
- [91] O'CONNOR, S. ; BERNACIL, M.A. ; DERICKSON, D.: Generation of high speed, linear wavelength sweeps using sampled grating distributed Bragg reflector lasers. In: *21st Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society (LEOS)*, URL <http://dx.doi.org/10.1109/LEOS.2008.4688531>, Nov 2008, S. 147–148 83
- [92] OGALE, A. S. ; ALOIMONOS, Y.: Shape and the Stereo Correspondence Problem. In: *Int. J. Comput. Vision* 65 (2005),

- Dezember, Nr. 3, S. 147–162. – URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11263-005-3672-3>. – ISSN 0920-5691 25, 63, 79
- [93] OH, M. S. ; KONG, H. J. ; KIM, T. H. ; JO, S. E. ; KIM, B. W. ; PARK, D. J.: Development and analysis of a photon-counting three-dimensional imaging laser detection and ranging (LADAR) system. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 28 (2011), May, Nr. 5, S. 759–765. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAA.28.000759> 68
- [94] PALOJÄRVI, P. ; MÄÄTTÄ, K. ; KOSTAMOVARA, J.: Pulsed time-of-flight laser radar module with millimeter-level accuracy using full custom receiver and TDC ASICs. In: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 51 (2002), Oct, Nr. 5, S. 1102–1108. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/TIM.2002.806005>. – ISSN 0018-9456 85
- [95] PASTOR, S.: *Optoelektronischer Scanner zur Abstandsbestimmung in Azimut- und Elevationsrichtung*. Europäisches Patent, EP2296002 B1, 2011 40
- [96] PAYNE, A. ; DANIEL, A. ; MEHTA, A. ; THOMPSON, B. ; BAMJI, C.S. ; SNOW, D. ; OSHIMA, H. ; PRATHER, L. ; FENTON, M. ; KORDUS, L. ; O’CONNOR, P. ; MCCAULEY, R. ; NAYAK, S. ; ACHARYA, S. ; MEHTA, S. ; ELKHATIB, T. ; MEYER, T. ; O’DWYER, T. ; PERRY, T. ; CHAN, Vei-Han ; WONG, V. ; MOGALLAPU, V. ; QIAN, W. ; XU, Zhanping: A 512 × 424 CMOS 3D Time-of-Flight image sensor with multi-frequency photo-demodulation up to 130MHz and 2GS/s ADC. In: *2014 IEEE International Solid-State Circuits Conference Digest of Technical Papers (ISSCC)*, URL <http://dx.doi.org/10.1109/ISSCC.2014.6757370>, Feb 2014, S. 134–135. – ISSN 0193-6530 57, 62, 107

- [97] PERILLOUX, B. E. ; WEEKS JR., A. R. (Hrsg.): *Thin-Film Design – Modulated Thickness and Other Stopband Design Methods*. SPIE Press, 2002 149
- [98] PETERSEN, K. E.: Silicon Torsional Scanning Mirror. In: *IBM Journal of Research and Development* 24 (1980), sep., Nr. 5, S. 631–637. – URL <http://dx.doi.org/10.1147/rd.245.0631>. – ISSN 0018-8646 63
- [99] POUJOULY, S. ; JOURNET, B.: A twofold modulation frequency laser range finder. In: *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 4 (2002), Nr. 6, S. 356–363. – URL <http://dx.doi.org/10.1088/1464-4258/4/6/380> 32
- [100] PUENTE LEÓN, F. ; KIENCKE, U.: *Messtechnik: Systemtheorie für Ingenieure und Informatiker*. 9. Berlin : Springer Vieweg, 2012. – ISBN 978-3-642-30073-8; 3-642-30073-1 30, 164
- [101] RADMER, J. ; FUSTE, P. M. ; SCHMIDT, H. ; KRUGER, J.: Incident light related distance error study and calibration of the PMD-range imaging camera. In: *IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition Workshops (CVPRW '08)*, URL <http://dx.doi.org/10.1109/CVPRW.2008.4563168>, 2008, S. 1–6. – ISSN 2160-7508 72
- [102] REMPEL, R. C. ; PARKER, A. K.: An information note on an airborne laser terrain profiler for micro-relief studies. In: *Proc. Third Symposium on Remote Sensing of Environment, Report*, 1964, S. 321–337 66
- [103] RENKER, D.: Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 567 (2006), S. 48–56 67

- [104] RENKER, D. ; LORENZ, E.: Advances in solid state photon detectors. In: *Journal of Instrumentation (JINST)* 4 (2009), Nr. 04, S. P04004. – URL <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/4/04/P04004> 67
- [105] RICHARDS, P. L.: Bolometers for infrared and millimeter waves. In: *Journal of Applied Physics* 76 (1994), Nr. 1, S. 1–24. – URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.357128> 10
- [106] RIEDL, M. J.: *Optical Design Fundamentals for Infrared Systems*. Second. Bellingham, WA : SPIE Press, 2001. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/3.412729>. – ISBN 9780819480699 149
- [107] ROCHAS, A. ; GANI, M. ; FURRER, B. ; BESSE, P. A. ; POPOVIC, R. S. ; RIBORDY, G. ; GISIN, N.: Single photon detector fabricated in a complementary metal-oxide-semiconductor high-voltage technology. In: *Review of Scientific Instruments* 74 (2003), Nr. 7, S. 3263–3270. – URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.1584083> 68
- [108] ROOS, P. A. ; REIBEL, R. R. ; BERG, T. ; KAYLOR, B. ; BARBER, Z. W. ; BABBITT, Wm. R.: Ultrabroadband optical chirp linearization for precision metrology applications. In: *Opt. Lett.* 34 (2009), Dec, Nr. 23, S. 3692–3694. – URL <http://dx.doi.org/10.1364/OL.34.003692> 83
- [109] ROSCHER, K.-U. ; FAKESCH, U. ; SCHENK, H. ; LAKNER, H. K. ; SCHLEBUSCH, D.: Driver ASIC for synchronized excitation of resonant micromirrors. In: UREY, H. (Hrsg.): *Proc. SPIE* Bd. 4985, SPIE, 2003, S. 121–130. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.477810> 130
- [110] SANDNER, T. ; GRASSHOFF, T. ; SCHWARZENBERG, M. ; SCHENK, H.: Quasi-static Microscanner with Linearized Scan-

- ning for an adaptive 3D-Lasercamera. In: *Proceedings OPTO 2013* Bd. O1 - New Components for Detection and Sensing Fraunhofer Institute for Photonic Microsystems (IPMS), Dresden (Germany) (Veranst.), URL <http://dx.doi.org/10.5162/opto2013/o1.4>, 2013 63
- [111] SANDNER, T. ; WILDENHAIN, M. ; GERWIG, C. ; SCHENK, H. ; SCHWARZER, S. ; WÖLFELSCHNEIDER, H.: Large aperture MEMS scanner module for 3D distance measurement. In: SCHENK, H. (Hrsg.) ; PIYAWATTANAMETHA, W. (Hrsg.): *Proc. SPIE* Bd. 7594, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.844926>, 2010, S. 75940D-1-75940D-11 41, 63, 110
- [112] SASAKI, O. ; SUZUKI, T. ; TERAOKA, K. ; TAKAO, H. ; OOHIRA, F.: Low cost and large deflection angle polymer MEMS mirror using glass substrate. In: *2010 International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics (OPT MEMS)*, URL <http://dx.doi.org/10.1109/OMEMS.2010.5672201>, Aug 2010, S. 29-30 63
- [113] SATZER, B. ; BAULIG, C. ; SANDNER, T. ; SCHWARZER, S.: Micromirror-based sending and detection optical assembly for time-of-flight laser scanners. In: BERGHMANS, F. (Hrsg.) ; MIGNANI, A. G. (Hrsg.) ; MOOR, P. D. (Hrsg.): *Proc. SPIE* Bd. 8439, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.922764>, 2012, S. 84390Z-1-84390Z-10 58, 63, 108
- [114] SCHENK, H.: *Ein neuartiger Mikroaktor zur ein- und zweidimensionalen Ablenkung von Licht*, Gerhard-Mercator-Universität-Gesamthochschule-Duisburg, Dissertation, 2000 44, 152
- [115] SCHENK, H. ; DURR, P. ; HAASE, T. ; KUNZE, D. ; SOBE, U. ; LAKNER, H. ; KUCK, H.: Large deflection micromechanical scanning mirrors for linear scans and pattern generation. In:

- IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6 (2000), sep/oct, Nr. 5, S. 715–722. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/2944.892609>. – ISSN 1077-260X 45, 63
- [116] SCHENK, H. ; WOLTER, A. ; DAUDERSTAEDT, U. ; GEHNER, A. ; LAKNER, H.: Micro-opto-electro-mechanical systems technology and its impact on photonic applications. In: *Journal of Microlithography, Microfabrication, and Microsystems* 4 (2005), Nr. 4, S. 041501–1–041501–11. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/1.2131824> 92
- [117] SCHWARTE, R. ; XU, Z. ; HEINOL, H.-G. ; OLK, J. ; KLEIN, R. ; BUXBAUM, B. ; FISCHER, H. ; SCHULTE, J.: New electro-optical mixing and correlating sensor: facilities and applications of the photonic mixer device (PMD). In: *Sensors, Sensor Systems, and Sensor Data Processing* Bd. 3100, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.287751>, 1997, S. 245–253 62
- [118] SCHWARZ, B.: LIDAR: Mapping the world in 3D. In: *Nature Photonics* 4 (2010), S. 429–430. – URL <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2010.148> 64
- [119] SEITZ, P.: Quantum-Noise Limited Distance Resolution of Optical Range Imaging Techniques. In: *IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers* 55 (2008), Sept, Nr. 8, S. 2368–2377. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/TCSI.2008.918231>. – ISSN 1549-8328 24, 82
- [120] SHPUNT, A. ; ZALEVSKY, Z.: *Depth-varying light fields for three dimensional sensing*. November 1 US Patent, US8050461 B2, 2011. – URL <http://www.google.com/patents/US8050461> 62
- [121] SIEGWART, R. ; NOURBAKHSI, I. R. ; SCARAMUZZA, D.: *Introduction to autonomous mobile robots*. 2nd ed. Cambridge, Mass.

- [u.a.] : MIT Press, 2011 (Intelligent robotics and autonomous agents). – ISBN 978-0-262-01535-6; 0-262-01535-8 68
- [122] SIEPMANN, J. P. ; RYBALTOWSKI, A.: Integrable ultra-compact, high-resolution, real-time MEMS LADAR for the individual soldier. In: *IEEE Military Communications Conference (MILCOM)*, URL <http://dx.doi.org/10.1109/MILCOM.2005.1606131>, 2005, S. 3073–3079 Vol. 5 63
- [123] SOREF, R.: The Past, Present, and Future of Silicon Photonics. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 12 (2006), Nov, Nr. 6, S. 1678–1687. – ISSN 1077-260X 83
- [124] STANN, B. L. ; DAMMANN, J. F. ; ENKE, J. A. ; JIAN, P.-S. ; GIZA, M. M. ; LAWLER, W. B. ; POWERS, M. A.: Brassboard development of a MEMS-scanned ladar sensor for small ground robots. In: *Proc. SPIE* Bd. 8037, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.884478>, 2011, S. 80371G–1–80371G–13 65
- [125] STANN, B. L. ; DAMMANN, J. F. ; GIZA, M. M. ; GREGORY, R. R. ; JIAN, P.-S. ; LAWLER, W. B.: Low-cost compact ladar sensor for ground robots. In: *Proc. SPIE* Bd. 7323, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.818135>, 2009, S. 73230X–1–73230X–12 65
- [126] STETTNER, R.: Compact 3D flash lidar video cameras and applications. In: *Proc. SPIE* Bd. 7684, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.851831>, 2010, S. 768405–1–768405–8 68
- [127] STOPPA, D. ; MASSARI, N. ; PANCHERI, L. ; MALFATTI, M. ; PERENZONI, M. ; GONZO, L.: A Range Image Sensor Based on 10- μm Lock-In Pixels in 0.18- μm CMOS Imaging Technology. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 46 (2011), Jan, Nr. 1,

- S. 248–258. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/JSSC.2010.2085870>. – ISSN 0018-9200 58
- [128] STRECK, A.: *Miniaturisierte Flying-Spot-Laserprojektoren - Laseransteuerung und Systemdesign*, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT), Dissertation, 2011 123, 126
- [129] STRECK, A. ; STORK, W. ; WAGNER, A.: High power high bandwidth laser diode driver for next generation laser projectors. In: CHIEN, L.-C. (Hrsg.): *Proc. SPIE* Bd. 7618, SPIE, 2010, S. 761805–1–761805–10. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.841637> 123
- [130] SUDHARSANAN, R. ; MOSS, R.: Low Cost Scanning Lidar Imager. In: *LiDAR Magazine* 3 (2013), Nr. 2, S. 46–51 65
- [131] SURMANN, H. ; NÜCHTER, A. ; HERTZBERG, J.: An autonomous mobile robot with a 3D laser range finder for 3D exploration and digitalization of indoor environments. In: *Robotics and Autonomous Systems* 45 (2003), Nr. 3-4, S. 181–198. – URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.robot.2003.09.004>. – ISSN 0921-8890 2, 72
- [132] THIELEMANN, J. T. ; SANDNER, T. ; SCHWARZER, S. ; CUPCIC, U. ; SCHUMANN-OLSEN, H. ; KIRKHUS, T.: TACO: A three-dimensional camera with object detection and foveation. In: *SAB Workshops* Bd. 28, 2010 63
- [133] TORTSCHANOFF, A. ; FRANK, A. ; WILDENHAIN, M. ; SANDNER, T. ; KENDA, A.: Optical position encoding and phase control of an electrostatically driven two-dimensional MOEMS scanner at two resonant modes. In: *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS and MOEMS* 10 (2011), Nr. 3,

- S. 033006. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/1.3609230>
130
- [134] TOTH, C. K. ; MOLNAR, B. ; ZAYDAK, A. ; GREJNER-BRZEZINSKA, D. A.: Calibrating the MS Kinect Sensor. In: *ASPRS 2012 Annual Conference*, 2012 57
- [135] TRÄGER, F. (Hrsg.): *Handbook of Lasers and Optics*. Springer, 2007. – URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-0-387-30420-5> 123
- [136] TRISHENKOV, M. A.: *Detection of Low-Level Optical Signals - Photodetectors, Focal Plane Arrays and Systems*. Springer Netherlands, 1997 14, 17
- [137] VOELZ, D. G.: *Computational Fourier Optics: A MATLAB Tutorial*. Bellingham, WA : SPIE Press, 2011. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/3.858456>. – ISBN 9780819482051 177
- [138] VÖLKEL, R. ; WEIBLE, K.: Laser Beam Homogenizing: Limitations and Constraints. In: *Proc. SPIE* Bd. 7102, URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.799400>, 2008 190
- [139] WAKAYAMA, T. ; YOSHIZAWA, T.: Compact camera for three-dimensional profilometry incorporating a single MEMS mirror. In: *Optical Engineering* 51 (2012), Nr. 1, S. 013601–1–013601–7. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/1.0E.51.1.013601> 63
- [140] WATSON, E. A.: Analysis of beam steering with decentered microlens arrays. In: *Optical Engineering* 32 (1993), Nr. 11, S. 2665–2670. – URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.148100> 176
- [141] WEINGARTEN, J. W. ; GRUENER, G. ; SIEGWART, R.: A state-of-the-art 3D sensor for robot navigation. In: *Proceedings. 2004*

- IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems, 2004. (IROS 2004)*. Bd. 3, URL <http://dx.doi.org/10.1109/IROS.2004.1389728>, Sept 2004, S. 2155–2160 vol.3 69
- [142] YALCINKAYA, A. D. ; UREY, H. ; BROWN, D. ; MONTAGUE, T. ; SPRAGUE, R.: Two-axis electromagnetic microscanner for high resolution displays. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 15 (2006), Nr. 4, S. 786–794. – URL <http://dx.doi.org/10.1109/JMEMS.2006.879380>. – ISSN 1057-7157 130
- [143] ZHANG, C. ; YOU, Z. ; HUANG, H. ; LI, G.: Study on a Two-Dimensional Scanning Micro-Mirror and Its Application in a MOEMS Target Detector. In: *Sensors* 10 (2010), Nr. 7, S. 6848–6860. – URL <http://dx.doi.org/10.3390/s100706848>. – ISSN 1424-8220 63

Eigene wissenschaftliche Arbeiten

- [BDUB⁺] BEUTH, T. ; DANILOVA, S. ; UMESH-BABU, H. ; BOGATSCHER, S. ; SHINOHARA, L. ; HEUSSNER, N.: Revision of an Optical Engineering Lecture based on an Information System for Students' Evaluation Statistics. In: *International Journal for Information and Education Technology (eingereicht)*
- [BGB⁺12] BOGATSCHER, S. ; GIESEL, C. ; BEUTH, T. ; UMESH-BABU, H. ; SHINOHARA, L. ; HEUSSNER, N. ; STRECK, A. ; STORK, W.: Fast scan-fail device for class 1 operation of scanning micromirrors at a high laser power in the near-infrared region. In: *Proc. SPIE 8512, Infrared Sensors, Devices, and Applications II, 85120E* Bd. 8512 SPIE, 2012, 85120E-1–85120E-9. – <http://dx.doi.org/10.1117/12.929717> 4, 126, 130
- [BHHS14] BOGATSCHER, S. ; HEUSSNER, N. ; HARTMANN, F. ; STORK, W.: Scanning or Flashing? A Comparison of Depth Map Acquisition Techniques Considering Energy Efficiency and Laser Safety. In: *Applied Optics (eingereicht)* (2014) 4, 86
- [BHS14] BOGATSCHER, S. ; HEUSSNER, N. ; STORK, W.: Considering laser modulation for classification of scanning laser devices. In: *9th International Conference on Optics-photonics Design & Fabrication, 2014* 95, 124

- [BSF⁺13] BOGATSCHER, S. ; STRECK, A. ; FOX, M. ; MEINZER, S. ; STORK, W.: Laser-Rangefinder auf Basis von MEMS-Spiegeln für adaptive Robotik. In: *Mikrosystemtechnik Kongress 2013*, 2013, S. 211–214 4, 108
- [BSF⁺14] BOGATSCHER, S ; STRECK, A. ; FOX, M. ; MEINZER, S. ; HEUSSNER, N. ; STORK, W.: Large aperture at low cost three-dimensional time-of-flight range sensor using scanning micromirrors and synchronous detector switching. In: *Applied Optics* 53 (2014), Nr. 8, 1570–1582. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.53.001570> 4, 87, 108, 124, 137, 140, 148, 215, 236
- [BSFS14] BOGATSCHER, S. ; STRECK, A. ; FOX, M. ; STORK, W.: Vergleich mechanisch robuster Scannerkonzepte mit großer Empfangsapertur. In: *115. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für angewandte Optik (DGaO)*, 2014
- [BSSW14] BOGATSCHER, S. ; STORK, W. ; STRECK, A. ; WAGNER, A.: *Mechanisch robustes optisches Messsystem*. Erfindungsmeldung (angenommen), Januar 2014 4
- [FFS⁺12] FREDERIKSEN, A. ; FIESS, R. ; STORK, W. ; BOGATSCHER, S. ; HEUSSNER, N.: Eye Safety for Scanning Laser Projection Systems. In: *Biomed Tech* 57 (2012), Nr. 3, 175–184. <http://dx.doi.org/10.1515/bmt-2011-0088> 95, 124
- [HBDS14] HEUSSNER, N. ; BOGATSCHER, S ; DANILOVA, S. ; STORK, W.: The impact of the revisions to the laser safety standard on the classification of scanned-beam projection systems. In: *9th International Conference on Optics-photonics Design & Fabrication*, 2014 95, 124

- [HBS14] HEUSSNER, N. ; BOGATSCHER, S ; STORK, W.: Optimizing flying-spot display designs based on the upcoming edition of the laser safety standard. In: *Journal of the Society for Information Display* (2014). <http://dx.doi.org/10.1002/jsid.218> 95, 124
- [HHS⁺13] HEUSSNER, N. ; HOLL, L. ; SHULTS, A. ; BEUTH, T. ; UMESH-BABU, H. ; SHINOHARA, L. ; BOGATSCHER, S. ; WIPPLER, M. ; STORK, W.: Thermodynamic finite-element-method (FEM) eye model for laser safety considerations. In: *Proc. SPIE* Bd. 8579, 2013, 85790J-1–85790J-8. – <http://dx.doi.org/10.1117/12.2004594>
- [LFK⁺09] LEUTHOLD, J. ; FREUDE, W. ; KOOS, C. ; VALLAITIS, T. ; BROSI, J.-M. ; BOGATSCHER, S. ; DUMON, P. ; BAETS, R. ; SCIMECA, M.L. ; BIAGGIO, I. ; DIEDERICH, F.: Silicon-organic hybrid (SOH) - A platform for ultrafast optics. In: *35th European Conference on Optical Communication, 2009. ECOC '09.*, 2009, S. 1–4
- [SBH⁺12] SHINOHARA, L. ; BOGATSCHER, S. ; HEUSSNER, N. ; UMESH-BABU, H. ; BRUNET, M. ; STORK, W.: A coherent laser Doppler wind profiler for the active control of wind turbines. In: CLARKSON, W. A. (Hrsg.) ; SHORI, R. K. (Hrsg.): *Proc. SPIE* Bd. 8235, SPIE, 2012, 823519. – <http://dx.doi.org/10.1117/12.908759>
- [SPTB⁺13] SHINOHARA, L. ; PHAM TRAN, T. A. ; BEUTH, T. ; UMESH-BABU, H. ; HEUSSNER, N. ; BOGATSCHER, S. ; DANILOVA, S. ; STORK, W.: A simulation environment for assisting system design of coherent laser doppler wind sensor for active wind turbine pitch control. In:

Proc. SPIE Bd. 8789, 2013, 87890V-1–87890V-10. – <http://dx.doi.org/10.1117/12.2020594>

[VBA⁺09] VALLAITIS, T. ; BOGATSCHER, S. ; ALLOATTI, L. ; DUMON, P. ; BAETS, R. ; SCIMECA, M. L. ; BIAGGIO, I. ; DIEDERICH, F. ; KOOS, C. ; FREUDE, W. ; LEUTHOLD, J.: Optical properties of highly nonlinear silicon-organic hybrid (SOH) waveguide geometries. In: *Opt. Express* 17 (2009), Sep, Nr. 20, 17357–17368. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.17.017357>

Betreute studentische Arbeiten

- [Ayg12] AYGÜN, E.: *Entwicklung einer Hochspannungsversorgung und einer Abstandssensorik zur Lasersicherheitsüberwachung eines 3D-Scanners*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Studienarbeit, Mai 2012
- [Boh13] BOHLENDER, S.: *Schmalbandige winkelunabhängige optische Filter für Laserscanner-Anwendungen*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Bachelorarbeit, Juni 2013
- [Dri12] DRISS, A.: *Realisierung der zentralen Ansteuerungseinheit für einen mikroskopspiegelbasierten 3D-Laserscanner*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Diplomarbeit, April 2012
- [Els12] ELSTER, A.: *Mobile Gestenerkennung mit einem 3D Time-Of-Flight Sensor*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Bachelorarbeit, November 2012
- [Gie11] GIESEL, C.: *Laboraufbau zur Charakterisierung eines 2D Mikroskopspiegels*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fa-

kultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Studienarbeit, September 2011 150

- [Gie12] GIESEL, C.: *Laser-Sicherheitsüberwachung für mikrospiegelbasierte Scannersysteme*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Diplomarbeit, April 2012 126
- [GT12] GIRMA TEREFE, N.: *Angle dependence of narrowband filters*, Karlsruhe School of Optics and Photonics (KSOP), Seminar course, 2012
- [GT13] GIRMA TEREFE, N.: *Omnidirectional narrowband optical filters*, Karlsruhe School of Optics and Photonics (KSOP), Project course, April 2013
- [Har13] HARTMANN, F.: *Entwicklung eines neuartigen 3D-Time-of-Flight-Sensorsystems für mobile interaktive Projektionsanwendungen*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Diplomarbeit, Januar 2013
- [Joc13] JOCHUM, J.: *Performante und präzise Time-of-Flight-Abstandsmessung mit Hochfrequenz-Quadraturdemodulator-ICs*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Masterarbeit, Juli 2013
- [Kir11] KIREYEVA, A.: *Modellierung der Signalverarbeitung eines Rangefinders*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fa-

kultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Masterarbeit, Juni 2011

- [Säm12] SÄMANN, S.: *Labora Aufbau eines 3D-Laserscanners basierend auf scannenden Mikrospiegeln*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Diplomarbeit, April 2012 153
- [Sto11] STORK, S.: *Entwicklung der Treiberstufe eines scannenden Mikrospiegels*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Studienarbeit, Oktober 2011
- [Wae14] WAEBER, T.: *Kostengünstige und großflächige Scanoptik für einen 3D-Laserscanner basierend auf Mikrolinsenarrays*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), Masterarbeit, März 2014 173, 176, 222, 231

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

NEP_{ges}	Äquivalente Rauschleistung (Noise Equivalent Power) aller Rauschkomponenten einer Detektor-Verstärker-Kombination
NEP_{amp}	Äquivalente Rauschleistung (Noise Equivalent Power) der Rauschkomponenten eines Transimpedanzverstärkers
NEP_{det}	Äquivalente Rauschleistung (Noise Equivalent Power) der Rauschkomponenten in Zusammenhang mit einer Photodiode bzw. Lawinenphotodiode
T	Absolute Temperatur
d_i	Abstand zwischen Linse und Bildebene
f_s	Abtastrate
H_a	Aktiver Bereich des horizontalen Sichtfelds
V_a	Aktiver Bereich des vertikalen Sichtfelds
γ	Akzeptanzwinkel
Q_a	Allgemeiner Gütefaktor
T_r	Anstiegszeit eines Pulses
N_s	Anzahl der Abtastpunkte
N_{det}	Anzahl der Detektorelemente eines Detektorarrays
n_{tof}	Anzahl der Einzelpunktmessungen innerhalb eines Pixels bei einem Pulslaufzeitsensor

N	Anzahl der Messungen einer Messreihe bzw. Stichprobenumfang
N_{ml}	Anzahl der Mikrolinsen in einem Linsenarray
N_{el}	Äquivalente Rauschleistung
$a_{r,ang}$	Aspektverhältnis des horizontalen und vertikalen Öffnungswinkels des Sichtfelds
δ_y	Auflösungsvermögen einer Linse
APD	Avalanche Photodiode bzw. Lawinenphotodiode
w	Basisweite eines Triangulationssensors
ΔT	Beobachtungs- bzw. Messdauer
B	Beobachtungsbandbreite bzw. Messbandbreite
k	Blendenzahl
k_B	Boltzmann-Konstante
n_{Lu}	Brechungsindex von Luft
n	Brechungsindex
w_{det}	Breite eines Detektorarrays bzw. eines Detektors
w_{la}	Breite eines Linsenarrays (z.B. Lentikularlinienarray, Mikrolinsenarray, etc.)
f	Brennweite einer Linse
CFD	Constant Fraction Discriminator
T_{Px}	Dauer eines Pixels
A_{det}	Detektorfläche
h_{Sp}	Dicke eines Spiegels
δ_d	Distanzauflösung
DLA	Doppelseitig strukturiertes Linsenarray

D_{mm}	Durchmesser eines Mikrospiegels
δ_{dyn}	Dynamische Deformation eines Schwingspiegels
$A_{\text{Rx,eff}}$	Effektive Empfangsapertur
n_{eff}	Effektiver Brechungsindex eines Interferenzfilters
$L_{\text{E,eff}}$	Effektiver Eindeutigkeitsbereich durch Verwendung mehrerer Modulationsfrequenzen
L_{E}	Eindeutigkeitsbereich
P_{in}	Einfallende optische Leistung in einer Empfangsapertur
LA	Einseitig strukturiertes Linsenarray
$S_{\text{Rx}}(t)$	Elektrisches Empfangssignal eines Distanzsensors auf Basis der Lichtlaufzeitmethode
$S_{\text{Tx}}(t)$	Elektrisches Sendesignal eines Distanzsensors auf Basis der Lichtlaufzeitmethode
\vec{F}_{el}	Elektrostatische Kraft
e	Elementarladung
λ_{las}	Emissionswellenlänge eines Lasers
P_{bg}	Empfangene Strahlungsleistung des Umgebungslichts
A_{Rx}	Empfangsapertur
Q	Energie
η_i	Erforderliche Waferfläche von Systemkonzept i in Relation zur Empfangsapertur
A_{w}	Erforderliche Waferfläche
Γ_{MEMS}	Füllfaktor einer Anordnung von MEMS-Bauteilen
FPGA	Field Programmable Gate Array

f_{Fr}	Framerate eines Distanzsensors
FMCW	Frequency Modulated Continuous Wave
Δf	Frequenzbereich des Frequenzsweeps eines FMCW-Distanzsensors
FWHM	Full-Width at half Maximum
GF	Gefährdungsfaktor
$i_{\text{n,det}}$	Gesamtrauschstrom einer Photodiode bzw. Lawinendiode
$i_{\text{n,amp}}$	Gesamtrauschstrom eines Transimpedanzverstärkers
GZS	Grenzwert zugänglicher Strahlung
h_{la}	Höhe eines Linsenarrays (z.B. Lentikularlinienarray, Mikrolinsenarray, etc.)
λ_{FWHM}	Halbwertsbreite des Transmissionsbereichs eines optischen Filters
T_{FWHM}	Halbwertsbreite eines Pulses im Zeitbereich
R_2	Hinterer Krümmungsradius einer bikonvexen Linse
r_{h}	Horizontale Auflösung (Pixel)
δ_{h}	Horizontale Winkelauflösung
β_{h}	Horizontaler Öffnungswinkel des Sichtfelds (Halbwinkel)
α_{h}	Horizontaler Öffnungswinkel des Sichtfelds (Vollwinkel)
$S_{\text{Rx}}(t)$	Ideales zeitlich veränderliches Empfangssignal
$S_{\text{Tx}}(t)$	Ideales zeitlich veränderliches Sendesignal
n_{E}	Index des Eindeutigkeitsbereichs
I	Intensität (Bestrahlungsstärke) in W/m^2

R_f	Koppelwiderstand
C	Kosten
Q_C	Kostenmäßiger Gütefaktor
d_E	Länge des Eindeutigkeitsbereichs
h_{det}	Länge eines Detektorarrays bzw. eines Detektors
ρ	Lambert'scher Reflektionskoeffizient
s	Laterale Verschiebung eines Mikrolinsenarrays
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
D_{ml}	Linsendurchmesser einer Mikrolinse
D	Linsendurchmesser (freie Öffnung)
LUT	Lookup-Table
θ	Mechanischer Scanwinkel eines Schwingspiegels
d	Messdistanz
σ_r	Messungenauigkeit
d_m	Messwert der Messdistanz
f_m	Modulationsfrequenz
T_m	Modulationsperiode
M	Multiplikationsfaktor in der Lawinenzone einer Lawinenphotodiode
ϑ_0	Neigungswinkel zwischen der optischen Achse der Empfangsanordnung und der optischen Achse der Sendeanordnung eines aktiven Triangulationssensors
NEP	Noise Equivalent Power
A_N	Numerische Apertur
I_{ds}	Oberflächenanteil des Dunkelstroms

P_{Rx}	Optische Empfangsleistung
P_{Tx}	Optische Sendeleistung
η_{Rx}	Optische Transmissionseffizienz im Empfangszweig
η_{Tx}	Optische Transmissionseffizienz im Sendezweig
η_{opt}	Optische Effizienz
m	Optische Vergrößerung einer Abbildung
Θ	Optischer Scanwinkel eines Schwingspiegels
$P_{\text{Rx}}(t)$	Optisches Empfangssignal eines Distanzsensors auf Basis der Lichtlaufzeitmethode
$P_{\text{Tx}}(t)$	Optisches Sendesignal eines Distanzsensors auf Basis der Lichtlaufzeitmethode
φ	Phase
δ_{φ}	Phasenauflösung
POP	Physical Optics Propagation, Berechnungsmethode in der Optik-Design-Software Zemax
f_{Px}	Pixelrate
h	Plancksches Wirkumsquantum
Δ_i	Positioniertoleranz einer Komponente in i -Richtung, wobei $i \in (x, y, z)$
PSD	Positionsensitiver Detektor
f_{pr}	Pulswiederholrate
f_X	Raumfrequenz in x -Richtung
p_n	Rauschleistungsdichte
i_n	Rauschstrom
R	Remissionsgrad
f_{res}	Resonanzfrequenz

f_{sa}	Scanfrequenz der langsamen Achse eines 3D-Scanners
f_{fa}	Scanfrequenz der schnellen Achse eines 3D-Scanners
f_{mm}	Scanfrequenz eines Mikrospiegels
f_{scan}	Scanfrequenz
$i_{n,s}$	Schrotrauschstrom des durch das Signal generierten Photostroms
$i_{n,ds}$	Schrotrauschstrom des Oberflächenanteils des Dunkelstroms
$i_{n,bg}$	Schrotrauschstrom des Photostroms des einfallenden Umgebungslichts
$i_{n,dv}$	Schrotrauschstrom des Volumenanteils des Dunkelstroms
$i_{n,sh}$	Schrotrauschstrom
L_E	Seitenlänge des Einfallsfelds
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis (englisch signal-to-noise ratio)
i_s	Signalstrom
S	Spektrale Empfindlichkeit eines Detektors
U_{sp}	Sperrspannung
D_{sp}	Spiegeldurchmesser
D_{spot}	Spotdurchmesser, definiert durch $1/e^2 \approx 13,5\%$ Intensitätsabfall
Q_λ	Strahlungsenergie einer elektromagnetischen Welle der Wellenlänge λ
$i_{n,th}$	Thermischer Rauschstrom an einem Widerstand

L_R	Tiefenmessbereich eines Distanzsensors
T_{pass}	Transmission im Durchlassbereich eines optischen Filters
η_{Fres}	Transmissionseffizienz unter Berücksichtigung von Fresnel-Reflektionen
ϑ	Triangulationswinkel
$F(M)$	Überschussrauschen aufgrund von statistischen Schwankungen des Multiplikationsfaktors
τ	Umlaufzeit bzw. Lichtlaufzeit
ϵ_i	Verkipfungstoleranz einer Komponente um die i -Achse, wobei $i \in (x, y, z)$
Δy	Verschiebung des Fokus auf dem Detektorarray bei Triangulationssensoren
r_v	Vertikale Auflösung (Pixel)
δ_v	Vertikale Winkelauflösung
β_v	Vertikaler Öffnungswinkel des Sichtfelds (Halbwinkel)
α_v	Vertikaler Öffnungswinkel des Sichtfelds (Vollwinkel)
I_{div}	Volumenanteil des Dunkelstroms
R_1	Vorderer Krümmungsradius einer bikonvexen Linse
A_{MEMS}	Waferfläche eines MEMS-Bauteils bzw. einer Anordnung von MEMS-Bauteilen
λ	Wellenlänge
$\Delta\lambda$	Wellenlängenverschiebung der Transmissionscharakteristik eines Interferenzfilters mit zunehmendem Einfallswinkel
k_0	Wellenzahl

σ	Wiederholungsgenauigkeit vieler Distanzmessungen
ϕ	Winkel zwischen Beleuchtungsstrahl und dem Lot der streuenden Oberfläche eines Messobjekts
δ_θ	Winkelauflösung eines Triangulationssensors
α	Winkelausdehnung der scheinbaren Quelle nach IEC-60825-1
ω	Winkelgeschwindigkeit
T_{Fr}	Zeitdauer eines Frames
t_{10}	Zeitpunkt, zu dem ein ansteigendes Signal 10% des Maximalwerts erreicht hat
t_{90}	Zeitpunkt, zu dem ein ansteigendes Signal 90% des Maximalwerts erreicht hat
d_{L}	Zentrale Linsendicke
f_{if}	Zwischenfrequenz (englisch intermediate frequency)
MEMS	Micro-electro-mechanical system

