

CMOS Bildsensoren mit Kurzzeitverschluß zur Tiefenerfassung nach dem Lichtlaufzeit-Meßprinzip

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften der
Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

genehmigte Dissertation

von

Ralf Friedrich Jeremias

aus

Coesfeld

Referent: Prof. Bedrich J. Hosticka, Ph.D.

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Dirk Timmermann

Tag der mündlichen Prüfung: Donnerstag, 22. Juli 2009

Meinen Eltern

Werner und Erika Jeremias

Vorwort

Diese Arbeit entstand im Verlauf meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung „Signalverarbeitung und Systementwurf“ (SYS) am Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (FhG IMS) in Duisburg. Dem Institutsleiter, Herrn Prof. G. Zimmer, danke ich für die Möglichkeit zur Promotion.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. B. J. Hosticka, der in Diskussionen viele wertvolle Anregungen und Denkanstöße einbrachte. Seine Förderung und das entgegengebrachte Interesse haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Herrn Prof. B. J. Hosticka verdanke ich so manche tiefere Einsicht in das Schaltungsrauschen, und das man sehr gut mit dem Rauschen leben kann, wenn es nur gebührend berücksichtigt wird.

Herrn Prof. D. Timmermann möchte ich für die Bereitschaft zur Übernahme des Korreferats danken.

Die präsentierten Bildsensoren und Entfernungskameras entstanden in enger Zusammenarbeit mit dem Siemens-Fachzentrum für Sensorik. Den Mitarbeitern, Herrn Dr. G. Doemens, Herrn Dr. P. Mengel und Herrn L. Listl möchte ich für die gute Zusammenarbeit danken.

Ebenso möchte ich meinen ehemaligen Kollegen vom Fraunhofer IMS für die gute Zusammenarbeit danken. Mit wertvollen Anregungen in zahlreichen fachlichen Diskussionen und durch ihre fachliche Unterstützung erleichterten sie die Durchführung dieser Arbeit. Danken möchte ich an dieser Stelle, ohne besondere Reihenfolge, denn alle sind mir wichtig: Werner Brockherde, Arndt Bußmann, Robert Dinkelbach, Omar Elkhalili, Peter Fürst, Jörg ter-Haar, Thorsten Heimann, Matthias Hillebrand, Dr. Jürgen Huppertz, Markus Meyer, Christian Nitta, Martin Petermann, Andreas Preuß, Dr. Michael Schanz, Kai Schiller, Dr. Olaf Schrey, Johan Slotkowski, Dr. Nenad Stevanovic, Carsten Warnecke und Erwin Zernickel.

Mein besonderer Dank gilt Wiebke Ufig für ihre Unterstützung bei verschiedenen Meßaufgaben.

Und auch allen anderen Mitarbeitern der Abteilung Systementwurf und Schaltungstechnik des IMS gilt mein herzlicher Dank für die stets gute Zusammenarbeit und manches fruchtbare Gespräch.

Andreas Behnke, Andreas Cavaliere, Sandra Jeremias und Monika Smaczny möchte ich für ihre tatkräftige Unterstützung bei der Durchsicht dieser Arbeit danken.

Meinen Eltern, Werner und Erika Jeremias, die mir das Studium der Elektrotechnik ermöglichten und oft mit helfender Hand bei den kleinen und großen Problemen am Rande desselben zur Seite standen, möchte ich besonders danken. Auch bei der Fertigstellung dieser Arbeit war ihr Rückhalt eine große Hilfe für mich.

Ralf F. Jeremias

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Zielsetzung und Motivation	5
1.2	Gliederung der Arbeit	8
2	Optische räumliche Meßverfahren	11
2.1	Abgrenzung berührungsloser Meßverfahren	12
2.2	Optische räumliche Meßverfahren im Überblick	15
2.3	Diskussion der Entfernungsmessverfahren	18
3	Grundlagen der Optik	21
3.1	Optische Größen und Konventionen	21
3.2	Reflexion und Streuung	23
3.3	Abbildungseigenschaften optischer Systeme	26
3.3.1	Schärfentiefe	28
3.3.2	Beugungsbegrenztes Auflösungsvermögen	30
3.3.3	Übertragungseigenschaften optischer Systeme	30
3.4	Optische Anpassung von Bildsensoren	35
3.4.1	Mikrolinsen	36
3.4.2	Interferenz	37
3.5	Pulslaserquelle	39

4 Grundlagen der CMOS-Bildsensorik	43
4.1 Rauscheffekte in CMOS-Bildsensoren	44
4.1.1 Thermisches Widerstandsrauschen	47
4.1.2 Funkelrauschen	48
4.1.3 Schrotrauschen	50
4.1.4 Photonenrauschen (Quantenrauschen)	50
4.1.5 Popcornrauschen	52
4.1.6 Quantisierungsrauschen	52
4.2 Rauschfilterung	54
4.3 Photodetektoren in CMOS-Prozessen	55
4.3.1 Photodetektion im Halbleiter	57
4.3.1.1 Optische Anregung in Halbleiterbauelementen . . .	58
4.3.1.2 Absorption	63
4.3.2 pn-Photodiode	65
4.3.2.1 Modell der Photodiode	68
4.4 Bauelemente in der CMOS-Schaltungstechnik	71
4.4.1 MOS-Kondensator	71
4.4.2 MOS-Transistor	73
4.4.2.1 Thermisches Kanalrauschen	78
4.4.2.2 Funkelrauschen im MOS-Transistor	80
4.4.3 MOS-Transistormodell	81
4.4.4 Rauschmodell für Operationsverstärker	83
4.4.5 Rauschmodell des Sourcefolgers	85
4.5 Methoden zur Rauschminimierung	87
4.5.1 Dynamische Leistungssteuerung	87

4.5.2	Korrelierte Doppelabtastung	89
5	3D-Bildsensorik für die indirekte Lichtpuls-Laufzeit-Messung	99
5.1	Das indirekte Puls-Laufzeit-Meßprinzip	101
5.2	Einflüsse und Beschränkung der Meßgenauigkeit	112
5.2.1	Prinzipieller Aufbau der Meßstrecke	112
5.2.2	Arbeitsbereich des Sensors (Optischer Dynamikbereich)	115
5.2.3	Hintergrundlichteinfluß	118
5.2.4	Anforderungen und Einfluß der aktiven Beleuchtung	122
5.2.5	Sicherheit der Beleuchtungseinrichtung	130
5.2.5.1	Einfluß der optischen Übertragungsstrecke	135
5.2.6	Einfluß von Jitter auf die Laufzeitmessung	138
5.3	Photodetektoren für die Puls-Laufzeit-Messung	140
6	3D-Kamerasystem	147
6.1	3D-Kameramodul	148
6.1.1	Referenzerzeugung	151
6.1.2	Digitalisierung	154
6.1.3	Rauschbetrachtung des Kameramoduls	156
6.1.4	Sensorsteuerung	157
6.2	Realisierung	160
6.3	Bildverarbeitung und Visualisierung	162
7	CMOS-Bildsensoren für die Puls-Laufzeitmessung	167
7.1	14 Pixel und 32 Pixel 3D-Zeilensensoren mit CDS	169
7.1.1	Sensorkonzept	170
7.1.2	Schaltungstechnische Realisierung der Sensorzelle	174

7.1.3	Signalverarbeitung	178
7.1.3.1	Empfindlichkeit	182
7.1.4	Rauschverhalten	183
7.1.4.1	Thermisches Schaltungsrauschen	186
7.1.4.2	Funkelrauschbeiträge	196
7.1.4.3	Photonenrauschen	198
7.1.4.4	Rauschäquivalente Strahlungsleistung	199
7.1.5	Sensorarchitektur	201
7.1.6	Realisierung - Meßergebnisse und IC-Daten	203
7.2	2×32-Pixel 3D-Zeilensensoren mit Leistungssteuerung	211
7.2.1	Sensorkonzept	212
7.2.2	Schaltungstechnische Realisierung der Sensorzelle	213
7.2.3	Signalverarbeitung	214
7.2.3.1	Empfindlichkeit	218
7.2.3.2	Leistungsbedarf	218
7.2.4	Rauschverhalten	220
7.2.4.1	Thermisches Rauschen	221
7.2.5	Funkelrauschen	221
7.2.5.1	Photonenrauschen	223
7.2.5.2	Rauschäquivalente Strahlungsleistung	223
7.2.6	Sensorarchitektur	224
7.2.7	Meßergebnisse und Daten	227
7.3	34×30-Pixel 3D-Bildsensor	233
7.3.1	Schaltungskonzept	233
7.3.2	Schaltungstechnische Realisierung	234

7.3.3	Signalübertragung	235
7.3.3.1	Empfindlichkeit	238
7.3.3.2	Leistungsbedarf	239
7.3.4	Rauschverhalten	239
7.3.5	Funkelrauschen	241
7.3.5.1	Photonenrauschen	242
7.3.5.2	Rauschäquivalente Strahlungsleistung	242
7.3.6	Sensorarchitektur	243
7.3.7	Meßergebnisse und Daten	246
8	Zusammenfassung und Ausblick	251
8.1	Ausblick	254
A	Optische Tiefenmeßverfahren	257
A.1	Tomographische Meßverfahren	257
A.1.1	Schichtbildverfahren	258
A.1.2	Koronare Tomographie	259
A.2	Geometriebasierte Tiefenmeßverfahren	262
A.2.1	Triangulationsverfahren	262
A.2.1.1	Passive Triangulationsverfahren	262
A.2.1.2	Aktive Triangulationsverfahren	266
A.2.2	Moiré-Meßverfahren	272
A.2.3	Autofokussierung (Out of Focus)	274
A.3	Photometrische Tiefenmeßverfahren	275
A.3.1	Shape from Shading	275
A.3.2	Photometrisches Stereoverfahren	276

A.4	Laufzeitbasierte Meßverfahren	277
A.4.1	Phasenmessung	277
A.4.1.1	Interferometrie	277
A.4.1.2	Kohärenzradar	279
A.4.2	Gruppenlaufzeit basierte Meßverfahren	280
A.4.2.1	Puls-Laufzeitmessung	281
A.4.2.2	Phasen-Laufzeitmessung mit AM Dauerträger	283
A.4.2.3	Laufzeitmessung mit FM Dauerträger	286
A.4.2.4	Laufzeitmessung mit Pulse-Code-Modulation	287
B	Optik	289
B.1	Raumwinkel	289
B.2	Größen und Konventionen der Optik	290
B.3	Reflektivität verschiedener Materialoberflächen	291
C	Verzeichnisse	293
	Abbildungsverzeichnis	294
	Tabellenverzeichnis	299
	Abkürzungen	301
	Naturkonstanten und physikalische Größen	303
	Symbole und Formelzeichen	305
	Literaturverzeichnis	323

Kapitel 1

Einleitung

Die Zielsetzung neuer Entwicklungen im Bereich der Präsenzsensoren, insbesondere für Anwendungen in der Automobil-, Automatisierungs- oder Gebäudetechnik, ist die Realisierung optoelektronischer Systeme zur schnellen dreidimensionalen Erfassung einer Szene, zum Teil auch mit einer hohen örtlichen Auflösung. Gerade die Einsatzmöglichkeiten in der Automobilindustrie und Gebäudetechnik stellen zusätzliche Anforderungen an die Sensorsysteme, die aktuelle Realisierungen von 3D-Meßsystemen für den Einsatz in diesen Bereichen wenig attraktiv erscheinen lassen. Verschärft wird die Situation durch die bisherigen Entwicklungsschwerpunkte in der 3D-Sensorik.

Vielfach zielte die bisherige Entwicklung der 3D-Bilderfassung auf den industriellen Einsatz zur Produktionssteuerung und -überwachung, beziehungsweise Qualitätssicherung ab. Zunehmend werden begrenzt autonome Produktionseinrichtungen, wie Roboter und Automaten eingesetzt, die teilweise sogar eine Produktumstellung ohne Umrüstung der Geräte und ohne Betriebsunterbrechung ermöglichen. Der effektive Einsatz dieser Produktionsmittel verlangt jedoch eine ausgefeilte Sensorik, die diesen Geräten den nötigen Reaktionsspielraum eröffnet. Die zu bewältigenden Aufgaben umfassen die Lagebestimmung von Objekten zur Führung von Werkzeugen und Handhabungsgeräten, die dreidimensionale Vermessung zur Qualitätskontrolle, die Identifikation von Objekten zur Materialflußsteuerung und Koordination, sowie die Raumüberwachung zur Kollisionsvermeidung und Unfallverhütung [26, 171, 24, 187]. Optische Sensorsysteme versprechen die hierfür notwendige Flexibilität.

Von Sensorsystemen zur Lagebestimmung und Vermessung wird eine sehr hohe Ortsauflösung bei einer hohen Meßrate verlangt, da das Sensorsystem keinesfalls zum bestimmenden Faktor für die Produktionsgeschwindigkeit werden darf. Andererseits

werden durchaus Investitionen in ein Sensorsystem in Kauf genommen, wenn dadurch die Produktionseffizienz gesteigert werden kann. Dementsprechend groß ist je nach Anwendung der apparative Aufwand für ein qualitativ hochwertiges 3D-Meßsystem. Dabei sind diese Geräte für kontrollierte Umgebungsbedingungen, speziell der Lichtverhältnisse und für den ortsfesten Einsatz ausgelegt.

Ganz anders gestalten sich die Anforderungen für die Präsenzsensoren zum Beispiel im Bereich der Gebäudetechnik, der Sicherheitstechnik oder zum Einsatz im Personenkraftwagen. So stehen in der Gebäude- und Sicherheitstechnik die Forderungen nach kostengünstigen, zuverlässigen und wartungsfreien Lösungen im Vordergrund. Einsatzmöglichkeiten der optischen 3D-Sensorsysteme sind hier unter anderem intelligente Türsteuerungen oder Sicherungssysteme. Aktuell werden vielfach Mikrowellensensoren eingesetzt, die eine Tiefenauflösung bis in den Millimeterbereich aufweisen, aber keine feine Winkelauflösung ermöglichen. Ihre Anwendung liegt im Bereich großräumiger Überwachung, auch bei großen Distanzen, Näherungsschalter und Abstandmeßgeräte. Die grobe Winkelauflösung erlaubt aber keine genaue Lokalisierung von Objekten. Hochauflösende 3D-Sensorsysteme liefern zusätzliche Information über die Position und Bewegungsrichtung von Personen oder Gegenständen, die zur Vermeidung von Fehlsteuerungen beispielsweise von automatischen Türen ausgewertet werden können. In der Sicherheitstechnik sind intelligente Kamerasteuerungen denkbar, die die Annäherung an Gefahrenbereiche automatisiert überwachen, und das Wachpersonal entlasten. 3D-Sensorsysteme werden sich aber nur dann durchsetzen können, wenn sie den Kostenrahmen bisheriger Lösungen wie Radar- oder Infrarot-Näherungsschalter einhalten oder für die Anwendung gravierende Vorteile versprechen. Das schränkt den Einsatz aufwendiger Rechner, wie sie zum Beispiel zur Stereobildauswertung nötig sind, oder die Anwendung aufwendiger und somit teurer mechanischer Scanner ein, wie sie in aktuellen Laserradarrealisierungen genutzt werden. Zudem werden kleine Abmessungen der Sensorsysteme verlangt, um ein diskretes, möglichst unauffälliges Erscheinungsbild für Schließ- und Überwachungssysteme zu erreichen. Optimal sind Sensorsysteme in der Gebäudetechnik für den Anwender im täglichen Umgang nicht wahrnehmbar. Jedoch stellen die möglichen Anwendungen in der Gebäudetechnik im Allgemeinen geringe Anforderungen an die Ortsauflösung der 3D-Sensorsysteme, verglichen mit dem industriellen Einsatz in der Fertigungskontrolle und -steuerung.

Verglichen mit den bisher genannten Anwendungsbereichen stellt der Einsatz von optischen 3D-Sensorsystemen im Personenkraftwagen sehr viel höhere Ansprüche [32]. Mögliche Einsatzbereiche sind die Precrash-Detektoren im Außenbereich des Kraft-

fahrzeugs oder Sensoren zur Überwachung der Sitzbelegung und intelligenten Airbagsteuerung [159, 289, 290, 131, 205, 184]. Moderne Kraftfahrzeuge werden wie kaum ein anderer Gebrauchsgegenstand modischen Designregeln unterworfen. In diese Umgebung muß sich ein Sensorsystem unauffällig einfügen, daher steht zumindest in der Fahrgastzelle wenig Raum zur Verfügung. Gefordert wird weiterhin ein geringer Stromverbrauch, da die Sensoren teilweise auch bei abgeschaltetem Motor aktiv sein sollen. Desweiteren wird eine hohe Zuverlässigkeit für die Steuerung lebenssichernder Systeme erwartet. Das setzt elektrische und mechanische Stabilität voraus. Dabei müssen die Sensorsysteme über einen weiten Temperaturbereich einsatzbereit sein, der typisch über $+100^{\circ}\text{C}$ hinaus geht. Diese Temperaturen können auch im Sommer der gemäßigten Breiten je nach Einbauort innerhalb eines Kraftfahrzeug erreicht werden. Da es sich um optische Sensoren handelt, wird Blendungssicherheit und folglich ein hoher optischer Dynamikbereich des Sensorsystems gefordert. Diese Kriterien schränken die Anwendung von 3D-Erfassungssystemen mit mechanischen Scannern aus Kosten- und Stabilitätsgründen ein, dennoch halten diese Systeme aus Mangel an Alternativen Einzug in das Automobil [176]. Ähnliches gilt für Stereosysteme. Konventionelle Systeme unter Verwendung von CCD-Kameras werden aufgrund der geringen Temperaturfestigkeit bis ca. 60°C und mangelndem optischen Dynamikbereich als kritisch betrachtet [182]. Hier ist zu erwarten, daß zukünftig CMOS-Sensoren Abhilfe schaffen, es bleiben aber Probleme, wie die hohe Rechenintensität und die Bewältigung von Mehrdeutigkeiten in der Bildverarbeitung, bestehen.

Auch wenn der Sicherheitsgewinn einer intelligenten Airbagsteuerung und der Pre-crash-Sensorik unbestritten sind, und der praktische Nutzen von Türsteuerungen offensichtlich ist, scheint die Realisierung in der Vergangenheit nur mit fragwürdigem Aufwand möglich gewesen zu sein. Und so dominieren in konventionellen Raumüberwachungssystemen Lösungen, die auf der Auswertung von Mikrowellen, Ultraschall oder Infrarotsignalen zur eindimensionalen Entfernungsmessung oder als Näherungsschalter beruhen.

Die fortschreitende Entwicklung der Halbleitertechnologie, die damit verbundene drastische Kostenreduzierung und die Reduzierung der Leistungsaufnahme bei erweitertem Funktionsumfang, ermöglicht völlig neue Sensorkonzepte. Kostengünstige CMOS-Bildsensoren mit zusätzlichen Leistungsmerkmalen, wie die direkte Entfernungsmessung und Bewegungsdetektion, können in naher Zukunft die oben genannten Märkte erschließen.

Erste, einfache CMOS-Bildsensoren zur 2D-Bilderfassung mit geringer Auflösung und wenig integrierter Verarbeitungselektronik entstanden bereits in den späten 1960er

Jahren [265, 193]. Aufgrund der im Verhältnis zu heute großen Strukturgröße und starken Parameterschwankungen wurden CMOS-Bildsensoren jedoch kurz nach der Entwicklung der CCD-Technologie 1970 [21] von dieser abgelöst. Da in der CCD-Technologie zusätzliche Schaltungselemente im Pixel (aus dem englischen, abgeleitet von: „**p**icture **e**lement“) entfallen, zum Beispiel Schalttransistoren und Ausleseverstärker, lassen sich bei gleicher Strukturgröße auf gleicher Fläche wesentlich höhere Auflösungen und Füllfaktoren als in Standard-CMOS-Technologien realisieren. Ohne zusätzliche aktive Elemente in den Pixeln sind auch Einflüsse durch Parametervariationen und zusätzliche Rauschquellen reduziert. Weiterhin sind die CCD-Prozesse auf die Lichtdetektion optimiert. Das schließt aber andererseits die Realisierung qualitativ hochwertiger aktiver Schaltungen zur Signalverarbeitung auf CCD-Chips aus.

Die rasante Entwicklung der CMOS-Technologie in den letzten dreißig Jahren läßt diese Technologie wieder für die Bildsensorik interessant werden. So erlebten CMOS-Bildsensoren eine Renaissance [67, 66], so daß sie heute vorwiegend in Multimedia- und Low-Cost-Produkten eingesetzt werden und dort CCD-Bildsensoren zunehmend verdrängen. CMOS-Bildsensoren halten aber auch in den High-End-Bereich Einzug. So wurden bereits CMOS-Bildsensoren mit Auflösungen im Megapixelbereich und hohen Bildraten (>5000 Bilder pro Sekunde) realisiert [122, 132, 133]. Strukturgrößen bis hinab zu $0,18\mu\text{m}$ erlauben Abmessungen von $(3,7\mu\text{m})$ Kantenlänge der lichtempfindlichen Sensorelemente [103]. In der Veröffentlichung [271] wird jedoch bereits angenommen, daß Pixelgrößen wesentlich unterhalb von $(5\mu\text{m})^2$ für die meisten Anwendungen unnötig sein dürften, da hiermit die optisch bedingte Auflösungsgrenze erreicht wird. Mikrolinsen ermöglichen die Kompensation des Füllfaktors. In diesen Punkten werden also durchaus die Leistungsdaten von CCD-Bildsensoren erreicht. Zeitlich konstante Parametervariationen über die aktiven Elemente in der Bildmatrix, die sich als Fixed-Pattern-Noise äußern, werden durch die Fortschritte in der Schaltungstechnik beherrschbar. Aktive Auslestufen mit der Möglichkeit zur korrelierten Doppelabtastung eliminieren nicht nur zeitlich konstante Parametereinflüsse, sondern reduzieren auch signifikant $1/f$ -Rauschbeiträge der CMOS-Transistoren in den Pixeln. Zudem treten typische Bildfehler der CCD-Bildsensoren wie Blooming oder Smearing nicht auf. In CCD-Bildsensoren werden photogenerierte Ladungsträger durch elektrische Felder in sogenannten Potentialtöpfen gesammelt. Bei zunehmendem Füllstand werden die Felder durch die Photoladungsträger kompensiert und weitere Ladungsträger können entweichen. Das Überlaufen der Potentialtöpfe bei Überbelichtung führt zu starkem Übersprechen auf Nachbapixel oder zum Ausfall ganzer Spalten und kann auch durch Anti-Blooming Gates in CCD-Sensoren nicht vollständig vermieden werden. In CMOS-Bildsensoren kann dem durch Abführen der überschüssigen Photola-

dungen über die Versorgungsleitungen begegnet werden. Durch das „passive“ Ausleseprinzip des Verschiebens der Photoladungen im CCD-Sensor kann es unter Umständen passieren, daß der Ladungstransport nicht vollständig geschieht oder einfallendes Licht im Auslesevorgang die Meßwerte verfälscht, es treten Wisch-Effekte im Bild auf. Hier haben CMOS-Bildsensoren speziell mit aktiven Pixelstrukturen deutliche Vorteile, da das aktive Ausleseverfahren den Detektionsprozeß und das Auslesen entkoppelt.

Der bedeutendste Gewinn von CMOS-Technologien als Grundlage für Bildsensoren ist die Möglichkeit zur Kointegration von digitalen und analogen Komponenten zur Signalverarbeitung. So sind heute vollständige Kamerasysteme [262, 152], auch mit Signalausgang nach Fernsehnorm integrierbar [234]. Aber auch vollständig neue Bild-erfassungskonzepte werden realisierbar und ermöglichen die Entwicklung von Bildsensoren mit speziellen Eigenschaften, wie hohem optischem Dynamikbereich von 120dB logarithmisch [46, 45] oder linear [204], hohen Bildraten von zum Beispiel 10-48k Bildern pro Sekunde [122, 279] bis hin zur Realisierung von Bildsensoren mit integriertem Analog-Digital-Umsetzer auf Spalten- oder Pixel-Ebene [107, 108, 122, 155]. Aber auch neue Sensorprinzipien werden erschlossen, die die Demodulation von optischen Signalen mit dem Detektionsprozeß vereinen [138, 34, 167], und eine bildhafte Erfassung der Modulation zur Entfernungsmessung oder für Wellenfrontdetektoren ermöglichen.

Lediglich in dem Bereich hoher Empfindlichkeit, die zum Beispiel für passive Nachtsichtgeräte gefordert wird, weisen CMOS-Bildsensoren noch deutliche Defizite auf [159].

1.1 Zielsetzung und Motivation

Die existierenden Entfernungmeßsysteme mit mechanischen Spiegelscannern stellen derzeit kostenintensive und mechanisch empfindliche Lösungen dar. Alternativen, basierend auf CCD-Bildsensoren, erfordern einen zusätzlichen Technologieaufwand. Um alle Anforderungen der 3D-Bildsensorik zu erfüllen, müssen zudem externe Bauteile an das System angekoppelt werden, oder Bildsensoren in einer teuren CCD/CMOS-Mischtechnologie realisiert werden [141, 138]. Eine Standard-CMOS-Technologie ermöglicht dagegen die Realisierung kostengünstiger hochintegrierter 3D-Kameras mit verschiedenen integrierten Funktionen wie zum Beispiel elektronischer Verschuß, einfache Ansteuerung der Belichtungs- und Auslesevorgänge, analoge Vorverarbeitung und bei Bedarf die Integration von A/D-Umsetzern auf einem Chip. Dadurch reduziert

sich der Aufwand in der Beschaltung eines integrierten Sensors. In der Folge werden 3D-Kameras für verschiedene intelligente Steuerungen und Sicherheitssysteme (im Low-Cost- und Automotive-Bereich) interessant, das sind z.B. intelligente Airbag Steuerungen, Türsteuerungen und die Überwachung und Sicherung im Gefahrenbereich von Maschinen und Robotern.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung, der Entwurf und die Realisierung von kostengünstigen Flächensensoren in Standard-CMOS-Technologie mit schnellen CMOS-Schaltungen, die zur Erfassung von 3D-Bildern geeignet sind. Zur Verifikation wurden vier verschiedene 3D-Sensoren in einem Standard-CMOS-Prozeß entwickelt (drei Zeilensensoren und ein Array). Als Grundlage für die Entwicklung dient ein optisches Puls-Laufzeit-Meßverfahren [50, 160, 161, 96, 109], das eine besonders robuste und kostengünstige Realisierung auch im Hinblick auf eine spätere Serienfertigung verspricht. Erste Experimente im Vorfeld der Entwicklungsarbeit an den Bildsensoren mit einer am Fraunhofer Institut für mikroelektronische Schaltungen und Systeme in Duisburg entwickelten Hochgeschwindigkeitskamera [244, 243] konnten bereits die Realisierbarkeit des Meßprinzips demonstrieren. Der verwendete Bildsensor ist mit einem globalen Verschuß ausgestattet. Dieser erlaubt Öffnungszeiten bis hinab zu 30ns. Es zeigten sich aber deutliche Defizite, wie geringe Empfindlichkeit und hohes Rauschen, denen nur durch die Entwicklung besonderer Pixelstrukturen begegnet werden konnte. Im Verlauf dieser Arbeit zeigte sich vor allem die aktuelle Entwicklung im Automobilsektor im Hinblick auf den Smart-Airbag als treibende Kraft für die Arbeit an der 3D-Sensorik [199, 288, 290, 289].

Einer erheblichen Anzahl lebensrettender Einsätze des Airbags im Kraftfahrzeug steht auch eine, wenn auch deutlich geringere, Zahl an Todesfällen gegenüber, die auf das Auslösen des Airbags zurückgeführt werden [172, 65, 178, 92]. Der Airbag zündet durchschnittlich 10-40ms nach Kollisionsbeginn unter der Voraussetzung, daß die kollisionsbedingte Geschwindigkeit von 25km/h (Europa) beziehungsweise 15km/h (USA) überschritten wird. Erst nach der vollständigen Entfaltung des Airbags ist Schutzwirkung garantiert, das bedeutet eine Aufblaszeit von 25-40ms. Um diese Reaktionszeit zu erreichen, tritt die Airbaghülle mit Geschwindigkeiten von 250-300km/h aus dem Airbagfach. Die optimale Schutzwirkung erreicht der Airbag bei angeschnallten Personen in einer zurückgelehnten, aufrechten Sitzhaltung. Für Insassen, die sich während der Airbagzündung außerhalb der idealen Sitzposition zu nahe am Airbag-Fach befinden oder Kinder in Reboard-Kindersitzen bedeutet dies eine erhebliche Verletzungsgefahr. Die Folgen selbst eines geringen Unfalls können drastisch verschlimmert werden.

Speziell sind Kinder und Personen von unterdurchschnittlicher Größe durch die Wucht des Airbags gefährdet [235]. Studien belegen, daß zumindest ein Teil der Todesfälle durch Abschalten oder verringerte Entfaltungsdynamik des Airbags vermeidbar gewesen wären. Alarmiert durch diese Todesfälle schreibt die US-Amerikanische National Highway Traffic Safety Administration (NHTSA) in dem geänderten Federal Motor Safety Standard Regulation (FMVSS) 208 eine adaptive, automatische Steuerung von Airbags in zukünftigen Kraftfahrzeugen (voraussichtlich Modelljahre 2004-2006) vor [102, 77].

Die Industrie ist bemüht, dem Folge zu leisten, und den Airbag mit zusätzlichen Sicherungseinrichtungen auszustatten, die situationsbedingt ein verzögertes, abgeschwächtes Auslösen herbeiführen oder dieses ganz unterbinden. Um eine sichere Erfassung der Situation in der Fahrgastzelle zu gewährleisten, besteht aber ein massiver Bedarf an zusätzlichen Informationen. Ziel ist es, durch die Überwachung der Sitzbelegung bis zur beziehungsweise in der Unfallsituation, die Entfaltungsdynamik des Airbags zu steuern. Der Airbag darf nur bei aufrechter, zurückgelehnter Haltung der Person auf dem Sitz unvermindert auslösen. Beugt sich die Person in Richtung des Airbags vor oder befindet sich ein Kind auf dem Sitz, darf nur noch mit verminderter Kraft ausgelöst werden. Befindet sich ein Reboard-Kindersitz oder Transportgut auf dem Sitz, darf in jedem Fall keine Auslösung stattfinden, da das Kind oder andere Personen im Kraftfahrzeug zu Schaden kommen könnten. Ebenfalls sollte ein unnötiges Auslösen des Airbags bei unbelegtem Sitz vermieden werden, um den wirtschaftlichen Schaden zu minimieren (siehe auch [131]).

Es wird eine Vielzahl von Systemen untersucht, wie piezosensorische Gewichtssensormatten in Sitzen, kapazitive Entfernungssensoren im Fahrzeugdach, oder Ultraschall Entfernungssensoren [183]. Speziell werden 3D-Bilderfassungssysteme als mögliche, sichere Lösungsansätze für die Überwachung der Sitzbelegung genannt [288, 194, 242]; als geeignet angesehen werden:

- Triangulation mit Lichtschnitt oder Musterprojektion
- Stereoskopie
- Integrierte Laufzeitverfahren

Die beiden erstgenannten Verfahren erfordern einen erheblichen Rechenaufwand zur Ermittlung der benötigten Tiefenkarten. Hier bieten integrierte Laufzeitverfahren eine Alternative, da der Bildsensor durch das Meßprinzip bedingt direkt die Tiefenkarte

erfaßt. Die nötige Verarbeitung kann im Wesentlichen auf die Auswertung der Tiefenkarten beschränkt werden. Das mindert nicht nur die Systemkosten, sondern minimiert auch die Fehleranfälligkeit und folglich die Ausfallwahrscheinlichkeit.

Derzeit wird das Sensorkonzept bei Siemens und Siemens VDO (Regensburg) hinsichtlich der Tauglichkeit für den automotiven Einsatz auch im Vergleich mit anderen Konzepten untersucht und für verschiedene Anwendung weiterentwickelt [289, 290, 288, 19, 191].

1.2 Gliederung der Arbeit

Um das Themengebiet der optischen Tiefenerfassung zu erschließen und um eine methodische Vergleichsmöglichkeit mit anderen Systemen zu bieten, wird in Kapitel 2 (und fortgesetzt in Anhang A) ein Überblick über die verschiedenen Meßverfahren gegeben. Im Mittelpunkt der Betrachtung steht das Meßprinzip. Viele Verfahren sind, bedingt durch ihr Prinzip oder in ihrer Entwicklungsgeschichte auf höchste Genauigkeit und Auflösung oder hohe Reichweite optimiert worden. Dabei wurden Kompromisse in Bezug auf Meßzeit oder Umgebungsbedingungen eingegangen. Vielfach wurden Verfahren im Hinblick auf industrielle Prozesse optimiert und sind nur in kontrollierten Umgebungsbedingungen effizient zu nutzen. Im Gegensatz dazu fordern Anwendungen im Sicherheitsbereich oder Sensorik in unserem täglichen Umfeld hohe Geschwindigkeit und Toleranz gegenüber Umweltbedingungen, bei oftmals geringen Anforderungen in der Tiefenauflösung. Vergleichend wird das Anforderungsprofil der 3D-Bildsensorik im Umfeld des Menschen erschlossen und in Bezug auf die Sensorentwicklung analysiert.

Im Zentrum dieser Arbeit steht die Entwicklung von optischen Entfernungsbildsensoren. Dabei ist die Entwicklung geeigneter Sensorelemente maßgeblich von den optischen Gegebenheiten des Gesamtsystems bestimmt. Darin gehen die Abbildungseigenschaften der Optik des Sensorsystems gleichwohl ein, wie die Textur und Reflektivität der erfaßten Oberflächen und die Beleuchtungseigenschaften der aktiven Pulslichtquelle. Zudem sind die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit integrierter optischer Sensoren und Interferenzeffekte nicht nur an den Oberflächenstrukturen der Sensoren zu berücksichtigen. Um diese Einflüsse abschätzen zu können, werden in Kapitel 3 die optischen Komponenten des Meßsystems in ihren Grundzügen behandelt.

Das Kapitel 4 fokussiert auf die schaltungstechnischen Grundlagen von schnellen und rauscharmen Bildsensoren. Schnelle Schaltungen sind zumindest in den Bildsensorelementen (Pixeln) notwendig, da die Messung der Lichtlaufzeit bei geringen Distanzen im Bereich einiger Meter realisiert wird. Damit ergeben sich Meßzeiten von wenigen zehn bis hundert Nanosekunden. Die Thematik schneller und dabei rauscharmer Bildsensoren scheint einen Widerspruch in sich zu bergen, da hohe Akquisitionsgeschwindigkeit hohe Signalbandbreiten und folglich hohe Rauschbandbreiten impliziert. Gerade diese Tatsache erfordert eine besonders sorgfältige Betrachtung der Rauscheinflüsse. Die kurzen Meßzeiten eröffnen aber auch neue Möglichkeiten der Problematik des Schaltungsrauschens zu begegnen. Um einen umfassenden Überblick über die schaltungstechnischen und technologischen Einflüsse zu vermitteln, wird eingangs der Detektionsprozeß von Licht und darauf aufbauend die Eigenschaften verschiedener in CMOS realisierbarer Photodetektoren diskutiert. Ein weiterer Schwerpunkt liegt im Bereich der MOS-Transistoreigenschaften, insbesondere der Rauscheigenschaften der Transistoren. Die Effekte begrenzen den Dynamikbereich und die Empfindlichkeit von Bildsensoren. Sie bestimmen damit letztlich die erreichbare Qualität in Bezug auf Tiefenauflösung, Hintergrundlichtunterdrückung und Meßgeschwindigkeit der realisierten 3D-Bildsensoren. Die Wirkung der Rauscheinflüsse wird anhand einiger Grundschaltungen der Bildsensorik diskutiert und Möglichkeiten zur Rauschbegrenzung werden aufgezeigt. Sehr effiziente Mittel zur Rauschbegrenzung sind durch Powermanagement und mit der korrelierten Doppelabtastung (Englisch: „Correlated Double Sampling“ - **CDS**) gegeben. Da die diskutierten Schaltungskonzepte bei der Sensorentwicklung Anwendung finden, werden einfache Rauschmodelle für die Schaltungskomponenten bestimmt, auf die im Späteren bei der Diskussion der realisierten Bildsensoren zurückgegriffen wird.

Das Kapitel 5 behandelt die systematischen Grundlagen zur Realisierung der Laufzeitmessung. In diesem Kapitel wird das Puls-Laufzeit-Meßprinzip und die prinzipielle schaltungstechnische Umsetzung erläutert. Maßgeblich für die erfolgreiche Sensorentwicklung ist die genaue Kenntnis der optischen Meßstrecke und der Implikationen für das Sensordesign. Daher werden unter anderem die Eigenschaften der Pulslichtquelle und die optische Anpassung an den Bildsensor untersucht. In diesem Zusammenhang wird auch die Augensicherheit der aktiven Beleuchtung behandelt. Weitere Themengebiete sind das Hintergrundlicht, die Objektreflektivität und die Verluste auf der optischen Meßstrecke, die zusammen mit der Leistung der Lichtquelle und dem Rauschen des 3D-Bildsensors den optischen Dynamikbereich definieren. Das Ziel dieses Kapitels ist es, den Dynamikbereich und die optischen, wie auch die elektrischen Eigenschaften von Bildsensoren zur Laufzeitmessung einzugrenzen.

Die Evaluierung der entwickelten 3D-Bildsensoren erfolgt in einem eigens entwickelten Kamerasystem. Das Kamerasystem wird im Vorfeld der Diskussion der Bildsensoren in Kapitel 6.1 vorgestellt und auf weitere Rauschquellen auf der Systemebene außerhalb des Bildsensors analysiert.

In Kapitel 7 werden vier CMOS-Sensoren präsentiert, die im Rahmen dieser Arbeit speziell für die Entfernungsmessung nach dem Puls-Laufzeitprinzip entwickelt und gefertigt wurden. Die unterschiedlichen Realisierungen werden detailliert vorgestellt und in ihren konzeptionellen Besonderheiten diskutiert. Realisiert wurden ein 14-Pixel und 32-Pixel Zeilensensor mit direkt akquirierender CDS-Stufe zur Rauschbegrenzung. Weiterhin wurde ein 2x32-Pixel Zeilensensor mit Abtast- und Haltestufe sowie synchroner Leistungssteuerung zur weiteren Rauschbegrenzung gefertigt. Durch Fertigung zweier achsensymmetrischer integrierter Schaltungen in einem „Die“ realisiert dieser Sensor zugleich ein kleines Sensorarray mit einer Auflösung von 4 Zeilen zu 32 Pixeln. Basierend auf den gesammelten Erfahrungen wurde Sensor-Array mit einer Auflösung von 60 Zeilen zu 34 Pixeln entwickelt. Das Array verfügt über spaltenweise angeordnete CDS-Stufen und analoge Speicher zur Rauschbegrenzung und Überabtastung. Im Binning-Modus kann die Zeilenauflösung zugunsten eines Empfindlichkeitsgewinns oder zur Beschleunigung des Akquisitionsprozesses halbiert werden.

Kapitel 2

Optische räumliche Meßverfahren

In der Bewältigung vieler technischer Aufgaben werden Informationen über Position, räumliche Gestalt und Beschaffenheit von Objekten und des umgebenden Raumes benötigt. Die dabei verfolgten Lösungsansätze sind äußerst vielfältig, um der Bandbreite an Anforderungsprofilen zu genügen. Das Spektrum der Einsatzfelder reicht von großräumiger Radarüberwachung zur Flugsicherung und Luftraumüberwachung, über den Bereich der Fertigungsüberwachung und Steuerung in der Industrie, der Medizinische Diagnostik (zukünftig möglicherweise auch Fernchirurgie und Ferndiagnostik) bis hin zur Mikrostrukturanalyse.

Beispiele der zu bewältigenden Aufgaben sind:

- Wegplanung und Navigation (Guidance)
- Hinderniserkennung und Vermeidung
- Objekterkennung (auch in der Biometrie)
- Objektvermessung (auch zur Qualitätssicherung)
- Manipulation (Robotik)
- Sicherung gefährlicher Maschinen
- Raumüberwachung
- Schutzeinrichtungen (zum Beispiel intelligenter Airbag)

Bei der Erfassung von Räumen der Größenordnung einiger Meter bis weniger hundert Meter, also im Einsatz zur Fertigungsautomatisierung, zur Navigation von autonomen Transportsystemen oder in der Sicherheitstechnik in unserem Umfeld, eröffnen optische Meßverfahren ein weites Einsatzgebiet. Wesentliche Vorteile optischer Sensoren sind der weite Überwachungsraum und die feine laterale beziehungsweise Winkelauflösung, die bei einer kontaktfreien Messung eine vorausschauende Steuerung von Pro-

zeßabläufen ermöglichen. Es steht bereits eine Vielzahl optischer Meßmethoden zur Verfügung, und es kann abhängig vom Anwendungsfall, eine sehr hohe Meßgenauigkeit, Meßgeschwindigkeit oder ein sehr großer Tiefenmeßbereich realisiert werden.

2.1 Abgrenzung berührungsloser Meßverfahren

Häufig eingesetzte Verfahren zur kontaktfreien Tiefenmessung nutzen Mikrowellensensoren oder Ultraschallsensoren. Die Einsatzmöglichkeiten dieser Sensoren sind jedoch sehr eingeschränkt.

Mikrowellensensoren erreichen eine Tiefenauflösung bis hinab in den Millimeterbereich [130], sie zeigen aber bedingt durch die Wellenlänge und die Eigenschaften der Antennen keine feine Winkelauflösung. Der besondere Vorteil von Mikrowellen zur Entfernungsmessung ist die Unempfindlichkeit gegenüber Umwelteinflüssen. Insbesondere ist der natürliche Mikrowellenhintergrund geringer als beispielsweise das Hintergrundlicht durch die Sonne, das bei Messungen im Bereich nahe der optisch sichtbaren Wellenlängen berücksichtigt werden muß. Elektromagnetische Wellen pflanzen sich mit Lichtgeschwindigkeit fort:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (2.1)$$

In obiger Gleichung ist μ die magnetische Permeabilität und ε die dielektrische Permittivität. In der Luft treten vor allem Variationen von ε durch Luftfeuchtigkeit oder Nebel auf. Speziell Nebel, der die Ausbreitung von sichtbarem und nahem infraroten Licht durch Streuung oder (Ultra-) Schall durch hohe Dämpfung stört, tritt bei Mikrowellen nur vernachlässigbar störend in Erscheinung. Nebeltröpfchen sind wesentlich kleiner als die Wellenlänge der Mikrowellen im Millimeter- bis Zentimeterbereich, und können als homogenes Medium betrachtet werden. Damit ist der Einsatz von mikrowellenbasierten Entfernungsmesssystemen für großräumige Überwachungsaufgaben im Außenbereich prädestiniert, zum Beispiel RADAR für die Erderkundung. Im Nahbereich finden Mikrowellen basierte Sensorsysteme nur Einsatz als Näherungsschalter, Füllstandmeßgeräte oder Abstandmeßgeräte ohne besondere Winkelauflösung. Im Außenbereich von Personenkraftwagen eignen sich Radarsensoren zur Abstandsmessung und Hinderniserkennung über größere Distanzen [5].

Die niedrige Ausbreitungsgeschwindigkeit von Schallwellen in Luft ($c_{schall} \simeq 340\text{m/s}$) vereinfacht die direkte Laufzeitmessung mit Schall. Um eine hohe laterale Auflösung

im Submillimeterbereich zu erzielen, sind aber Schallwellen im Megahertzbereich und aufwendige Schallwandlerarrays nötig. Die hohe Absorption vieler Oberflächen für hochfrequenten Schall erlauben nur bedingt den Einsatz von Ultraschall zur Aufnahme hochaufgelöster Entfernungskarten in Luft. Zudem machen sich Dopplereffekte und Strömungen, beziehungsweise Wind, störend bemerkbar, da Schall auf der Fortpflanzung von Druckwellen beruht. Eine weitere mögliche Fehlerquelle ist die Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit in Gasen (Luft) [135]:

$$c_{s,gas} = \sqrt{\xi R_g T_a} \quad (2.2)$$

In der Gleichung 2.2 für die Schallgeschwindigkeit sind ξ der Isentropen- oder Adiabatenexponent des Gases, R_g die Gaskonstante und T_a die absolute Temperatur in Kelvin. Die Schallgeschwindigkeit in Gasen ist proportional zur Wurzel der Temperatur, diese hat also großen Einfluß auf die Messung.¹ Die Schallgeschwindigkeit in Wasser ist wesentlich höher, als in Gasen und erreicht circa die fünffache Geschwindigkeit verglichen mit Luft. Noch höhere Schallgeschwindigkeiten werden in Festkörpern erreicht. Vorteilhaft werden schallbasierte 3D-Meßverfahren in Bereichen eingesetzt, die für elektromagnetische Wellen (z.B. Licht) schlecht zugänglich sind. In Wasser und wässrigen Lösungen ist die Schallausbreitung unbeeinträchtigt von Trübungen und die Reichweite verglichen mit elektromagnetischen Wellen hoch. Bevorzugte Anwendungsbereiche schallbasierter bildgebender Systeme sind dementsprechend das Sonar und die Seismologie. Aber auch in der medizinischen Diagnostik haben sich bildgebende Ultraschallgeräte etabliert, da der apparative Aufwand gegenüber anderen Verfahren wesentlich geringer ist und Ultraschall nach derzeitigem Erkenntnisstand keine der Röntgenstrahlung vergleichbare gewebeschädigende Eigenschaften hat.

Die genannten Einflüsse auf die Schallausbreitung können die Messung zwar stören, sie können aber durch zusätzliche Maßnahmen aus der Messung eliminiert werden. Neben Stereoverfahren gehören schallbasierte Verfahren zu den wenigen, die eine passive räumliche Überwachung ermöglichen. Nicht zuletzt deshalb sind auch schallbasierte Ansätze zur Raumüberwachung und Entfernungsmessung weiterhin Gegenstand intensiver Forschung und Entwicklung [236, 86, 61].

Die kurze Wellenlänge des Lichts verglichen mit Mikrowellen erlaubt eine hohe laterale und Tiefenauflösung bis hinab in den Mikrometerbereich. Dadurch können prinzipiell auf optischem Weg sehr dichte, das heißt hoch aufgelöste Tiefenkarten gewonnen

¹Der Einfluß der Temperatur kann aber auch direkt zur Vermessung von Temperaturprofilen in Gasen genutzt werden. Ein Beispiel ist die tomographische Temperaturprofilometrie mittels Schallausbreitung [4].

werden. Für die Ausbreitung von Licht gelten die gleichen Bedingungen, wie für andere elektromagnetische Wellen. In Luft werden Lichtwellen nur wenig gedämpft und es können hohe Reichweiten erzielt werden. Bei großer Reichweite und hohen Auflösungen müssen allerdings Dichteveränderungen in der Luft berücksichtigt werden, die zu lokalem Flimmern und zu Schlieren in den Bildern führen. Um diese Bildfehler zu eliminieren, sind insbesondere für Großteleskope Verfahren zur Vermessung und Korrektur der Effekte durch Luftdichteveränderungen entwickelt worden (Wellenfrontsensorik), die auch bei unruhiger Atmosphäre hochaufgelöste Bilder über große Distanzen erfassen können [51, 247, 64].

Die geringe Abhängigkeit der Lichtausbreitung von Temperatureffekten und Luftströmungen über geringe Distanzen erleichtert eine präzise Entfernungsmessung unabhängig davon, ob direkt Laufzeiteffekte oder Triangulationsverfahren eingesetzt werden. Bei der Verwendung von Licht machen sich, anders als bei Ultraschallsignalen mit geringer Ausbreitungsgeschwindigkeit, Dopplereffekte nicht in dem Maße störend bemerkbar, als daß sie die Überwachung schnell bewegter Objekte beeinträchtigen könnten.

Optische Verfahren zur Tiefenvermessung sind aufgrund der kurzen Wellenlänge hinsichtlich der erreichbaren lateralen Auflösung den schallbasierten- und den Radarverfahren deutlich überlegen. Die hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts erlaubt dabei sehr präzise Distanzmessungen in dynamischem Umfeld und über große Distanzen. Anders als auf Schall basierte Verfahren sind optische Verfahren nicht durch Luftströmungen beeinträchtigt.

Aufgrund der offensichtlich hohen Flexibilität optischer Verfahren sind diese Gegenstand bereits langjähriger, aber auch aktueller Forschung, wie die Vielzahl von Veröffentlichungen belegt (siehe auch Anhang A). Aktuelle Entwicklungen machen dabei ganz neue Konzepte möglich. So ermöglichte die Entwicklung des Lasers interferometrische und holografische Meßverfahren. Die aktuellen großen Fortschritte in der Halbleiter- und Computertechnologie ermöglichen die Realisierung von echtzeitfähigen Stereobildverfahren. Im Zuge der Geschwindigkeitsteigerung und wachsenden Integrationsdichte sowie der Entwicklung optischer Schalter und Modulatoren werden auch Verfahren möglich, die direkt die Laufzeit von moduliertem Licht oder Lichtimpulsen auswerten. Ein solches Verfahren zur Laufzeitbestimmung von Lichtpulsen liegt auch der vorliegenden Arbeit zugrunde.

2.2 Optische räumliche Meßverfahren im Überblick

Um einen Überblick über die räumliche optische Meßtechnik zu geben, werden im Folgenden einige ausgewählte Verfahren in ihren Grundzügen behandelt. Ein Überblick über verschiedene Verfahren findet sich in [222, 13]. Eine umfassendere Darstellung der Meßverfahren, teilweise auch über ihren Einsatz im industriellen Umfeld, ist in den Werken [1, 30, 24, 26] zu finden.

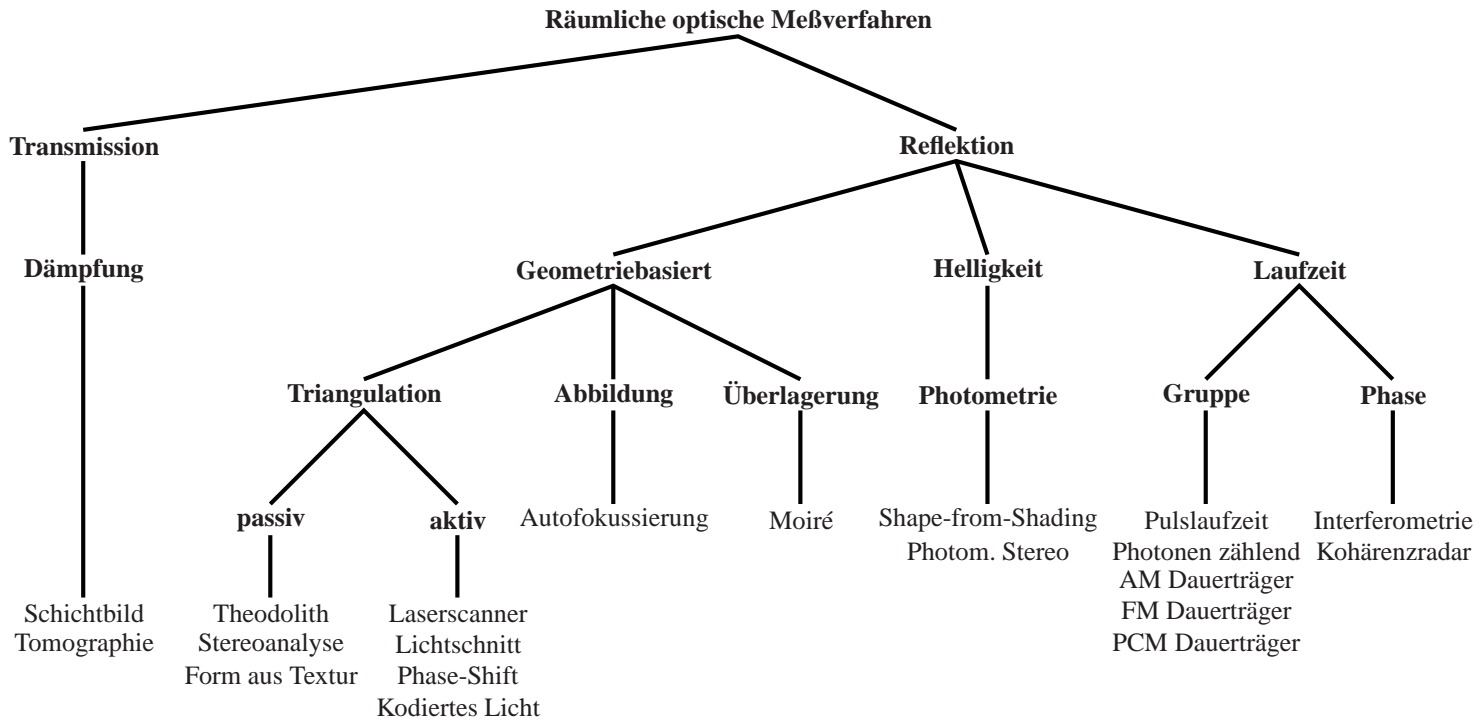
Eine Möglichkeit optische 3D-Meßverfahren einzuordnen, ist die Unterscheidung nach ihrer Arbeitsweise beruhend auf verschiedenen physikalischen Effekten (siehe Abbildung 2.1). Für die Gewinnung von Tiefeninformationen bieten sich grundsätzlich die Auswertung der Signallaufzeit, die Messung der Strahldämpfung bei der Durchleuchtung von Objekten, die Vermessung der entfernungs- und flächenneigungsabhängigen Helligkeitsänderung und geometriebasierte Ansätze an.

Das Schichtbildverfahren und die Computertomographie beruhen auf der Analyse der Strahldämpfung bei der Durchleuchtung von Objekten. Die Meßobjekte werden unter verschiedenem Winkel durchleuchtet und die Dichte in jedem Objektpunkt durch das Integral über alle zugeordneten Dämpfungsaufnahmen bestimmt. Die tomographischen Verfahren liefern, im Gegensatz zu den übrigen Verfahren, Dichtekarten eines vollständigen dreidimensionalen Volumens. Die weiteren beschriebenen Verfahren erfassen in der Regel ausschließlich die Oberflächenkontur von Objekten.

In der statischen Stereobildanalyse und der Triangulation werden die Winkel bei der Beobachtung von Objektpunkten aus verschiedenen Perspektiven anhand der Ähnlichkeitsbeziehungen in Dreiecken ausgewertet. Dazu werden in den passiven Stereobildverfahren korrespondierende Bildpunkte in Aufnahmen aus verschiedenen Perspektiven ermittelt und zu diesen die Objektentfernung trianguliert. In den aktiven Triangulationsverfahren wird die Korrespondenz über Punkt-, Linien- oder (kodierte) Musterprojektionen hergestellt. Die aktiven Triangulationsverfahren erfordern aber die Aufnahme von Bildsequenzen zur vollständigen Erfassung einer Objektoberfläche. Bei dem wissensbasierten „Form-aus-Textur“-Verfahren werden umgekehrt auf der Objektoberfläche Strukturen bekannter räumlicher Ausdehnung identifiziert und anhand dieser die Objektoberfläche rekonstruiert. Die bekannten Strukturen können aufgebraute Meßmarken sein oder regelmäßige bereits vorhandene Strukturen, wie zum Beispiel Fensteröffnungen in einer Häuserfront oder Gitternetzlinien.

Die Moiré-Verfahren realisieren indirekt obige geometriebasierte Ansätze über die spatiale Interferenz projizierter Muster. Dazu werden periodische Muster aus verschie-

Abbildung 2.1: Übersicht optischer räumlicher Meßverfahren



denen Perspektiven auf die Objektoberfläche projiziert oder mit der regelmäßigen Struktur des Bildsensors überlagert. In den überlagerten Projektionen zeigen sich charakteristische Moiré-Muster, die eine Rekonstruktion der Oberflächenkontur ermöglichen.

Bei „Out of Fokus-“ oder Autofokussierungsverfahren werden die Abbildungseigenschaften der Linsenoptik ausgenutzt. Die Linsenoptik wirkt als spatialer Tiefpaß, dessen Ortsfrequenzscharpe für Objektentfernungen außerhalb der Schärfentiefe abnimmt. Durch das Verstellen der Tiefenschärfe bei gleichzeitiger Analyse der Ortsfrequenzanteile im Bild ist die Rekonstruktion der dreidimensionalen Oberflächenkontur möglich.

In photometrischen Stereoverfahren und der „Shape-from-Shading“-Analyse wird die Oberflächenkontur eines Objektes anhand der beobachteten Helligkeitsänderung aufgrund der Objektentfernung und Oberflächenorientierung bei definierter Beleuchtung und Oberflächenbeschaffenheit analysiert. Bei den photometrischen Stereoverfahren wird zusätzlich die Beleuchtungsrichtung variiert. Aus den Isophoten im Bild werden anschließend die Isoklinen des Objekts und daraus das Höhenprofil rekonstruiert.

Radar, Lidar und Verfahren mit moduliertem Dauerträger werten primär die Gruppenlaufzeit von Impulsen oder Signalsequenzen aus. Unter der Annahme einer konstanten Gruppengeschwindigkeit ist die Laufzeit des Signals vom Emitter über eine reflektierende Oberfläche und zurück zu einem Detektor direkt proportional zur durchmessenen Entfernung.

Bei klassischen Interferenzverfahren wird hingegen die Phasenlaufzeit des Trägers analysiert. Abhängig von der durchlaufenen Strecke ändert sich die Phasenlage des Meßstrahls zu einem bei Emission identischen Referenzstrahl. Die gemessene Intensität bei Interferenz des Meßstrahls mit dem Referenzstrahl (konstruktive und destruktive Interferenz) ist ein Maß für den Phasenunterschied der beiden Strahlen und bei einer festen Beziehung zwischen der Gruppen- und Phasenlaufzeit ein Maß für den relativen Laufzeit- und Streckenunterschied der beiden Strahlen.

Eine Voraussetzung für die Interferometrie ist eine genügend große Kohärenzlänge der Lichtquelle. Nur kohärentes Licht zeigt ausgeprägte Interferenzerscheinungen. Das führt zu der Idee des Kohärenzradars, bei dem die Entfernung über die Ausprägung der Interferenzerscheinung bei Überschreiten der Kohärenzlänge ermittelt wird.

Eine detailliertere Fortführung der Übersicht über optische Tiefenmeßverfahren findet sich in Anhang A.

2.3 Diskussion der Entfernungsmeßverfahren

In Kapitel 2.2 und in Anhang A wird deutlich, daß eine Vielzahl verschiedener Verfahren zur optischen räumlichen Vermessung existieren. Dabei erschließen die Meßverfahren aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften ganz unterschiedliche Anwendungsbereiche.

Entsprechend [222, 252] kann eine grobe Unterscheidung über den realisierbaren Tiefenmeßbereich die erreichbare relative Auflösung erfolgen.

Interferometrische Meßverfahren mit kohärentem Licht (holographische Interferometrie) erreichen die höchste Tiefenauflösung, die Bruchteile der verwendeten Lichtwellenlänge betragen kann. Diese Verfahren erreichen bei einem maximalen Tiefenmeßbereich von $\Delta d = 100\mu\text{m}$ bis 10m Meßgenauigkeiten im Bereich von $\frac{\delta d}{\Delta d} = 10^{-5}$ bis 10^{-7} . Ohne zusätzliche Maßnahmen ist der eindeutige Meßbereich durch die genutzte Wellenlänge beschränkt. Bei einer Erweiterung des Meßbereichs über die Wellenlänge hinaus und bei sehr hohen Tiefenauflösungen, respektive Meßgenauigkeiten, steigt der Aufwand erheblich, und beschränkt die Meßrate auf einige Zehntausend Meßpunkte pro Sekunde. Dementsprechend werden interferometrische Meßverfahren vordringlich zur Formerfassung stetiger Oberflächen, zur Oberflächenvermessung und für die Deformationsvermessung zur Belastungsanalyse in kontrollierter Umgebung eingesetzt. Eine hohe Meßgenauigkeit erfordert dabei kooperative Oberflächen. Das sind gut und diffus reflektierende Oberflächen möglichst ohne Textur.

Die geometriebasierten Meßverfahren ermöglichen je nach Ausgestaltung die Erfassung von Meßbereichen in der Größenordnung von $\Delta d = 100\mu\text{m}$ bis hin zu einigen hundert Metern. Sie eignen sich verglichen mit den interferometrischen Verfahren auch für größere Distanzen, sie weisen dabei aber eine geringere Meßgenauigkeit im Bereich von $\frac{\delta d}{\Delta d} = 10^{-3}$ für kleine Meßbereiche bis hin zu 10^{-5} für große Meßbereiche auf. Die geometriebasierten Verfahren weisen gegenüber der Interferometrie eine größere Robustheit gegenüber Störungen, wie Erschütterungen auf, die die Aufnahme eines Interferogrammes empfindlich stören können. Damit sind die geometriebasierten Verfahren wesentlich einfacher in der Handhabung und eignen sich auch für den Einsatz in anspruchsvoller industrieller Umgebung. Viele geometriebasierte Verfahren arbeiten zeilenorientiert (Laserscanner) oder erfordern eine aufwendige Bildverarbeitung (Moiré, Stereo) zur Mustererkennung, was die bisher erreichbare Meßrate auf einige 10M Meßpunkte pro Sekunde beschränkt. Die Anwendungsbereiche sind vordringlich die Formerfassung und Lagebestimmung von Werk-

stücken. Insbesondere Stereobildverfahren werden aber auch für den Einsatz in der Navigation autonomer Maschinen (Roboter) untersucht. Ein Hauptnachteil der geometriebasierten Meßverfahren ist die Abnahme der Tiefenauflösung mit zunehmender Entfernung und die Abhängigkeit von der Basisbreite. Eine hohe Basisbreite ermöglicht zwar die Erreichung einer hohen Tiefenauflösung, zugleich nimmt aber auch der Tiefenmeßbereich ab, und die Abschattungsproblematik gewinnt an Bedeutung.

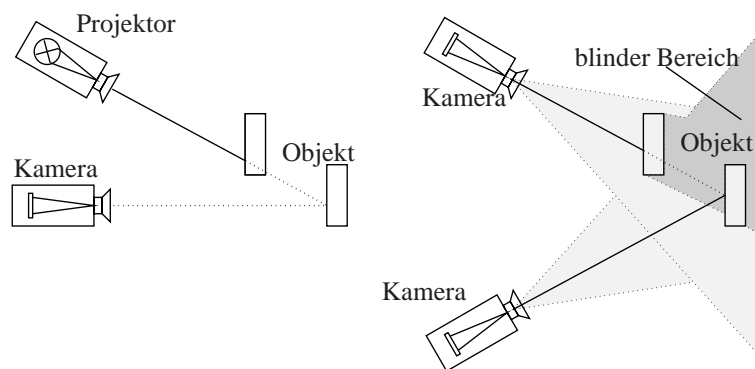


Abbildung 2.2: Stereo-Abschattung

Die Abbildung 2.2 verdeutlicht die Situation. Nur die Tiefe der Objektpunkte kann vermessen werden, die von mindestens zwei Beobachtungspositionen aus (Stereobildverfahren), beziehungsweise vom Projektor und der Kamera erfaßt werden können. Befinden sich weitere Objekte im Strahlengang einer Kamera oder des Projektors, ergeben sich auf der Oberfläche des entfernten Objektes blinde Bereiche, in denen die Oberflächenkontur nicht ermittelt werden kann. Daher kann die Oberfläche in Bohrungen durch geometriebasierte Verfahren nur sehr eingeschränkt erfaßt werden, und die Kontur un stetiger Oberflächen mit Sprüngen nur sehr aufwendig durch die mehrfache Erfassung bei Variation der Beobachtungs- und Projektionspositionen.

Lichtlaufzeitbasierte Meßverfahren eignen sich für Meßstrecken im Bereich von 10cm bis jenseits von 10km, und übertreffen die oben genannten Verfahren bei weitem. Dabei werden Meßgenauigkeiten in der Größenordnung von $\frac{\delta d}{\Delta d} = 10^{-6}$ erreicht. Mit einem „scannenden“ Verfahren werden bei ausreichender Meßdauer (<10s) Tiefenauflösungen bis zu $15\mu\text{m}$ auf kurzen Distanzen erreicht, beziehungsweise bis zu $120\mu\text{m}$ auf 50m Meßstrecke. Da die Messung im Idealfall ausschließlich in Strahlrichtung erfolgen kann, werden lichtlaufzeitbasierte Meßverfahren nicht durch Abschattungseffekte beeinträchtigt. Die Laufzeiteffekte lassen sich in der Messung gut von Beeinträchtigungen durch die Oberflächenreflektivität (Texturen, Färbung) unterscheiden, so daß

diese aus den Messungen eliminiert werden können. Dadurch werden auch Messungen an nicht kooperativen Oberflächen, wie zum Beispiel Glas mit $<4\%$ Reflektivität möglich [263]. Die primären Einsatzbereiche der Laufzeitverfahren sind die Formerfassung, die Lagebestimmung und Navigation.

Die Anwendung lichtlaufzeitbasierter Verfahren für die 3D-Bilderfassung erfordert allerdings eine Erweiterung des Verfahrens. In kommerziellen 3D-Kameras werden zum Beispiel rotierende mechanische Spiegel eingesetzt, um mit dem Laserstrahl die 3D-Objekte „scannend“ zu erfassen. Das macht solche Kameras sehr groß und sehr teuer. Zudem sind Kameras auf diesem Prinzip sehr langsam.

Aktuelle Forschung auf dem Gebiet der optischen, laufzeitbasierten Tiefensensorik erschließt direkt bildgebende Meßsysteme auf der Grundlage kostengünstiger integrierter Schaltungen ohne mechanische Spiegel. Diese Sensoren ermöglichen die Erfassung vollständiger Tiefenkarten mit hoher Bildrate. Die in dieser Arbeit vorgestellten Sensoren liefern zum Beispiel bis zu 20.000 Tiefenkarten bei niedriger Tiefenauflösung im Bereich einiger Zentimeter im Erfassungsbereich bis zu einigen Metern und benötigen ebenfalls keine mechanischen Spiegel. Dabei sind die Systemkosten ausreichend niedrig abzuschätzen, daß tiefenbildgebende Systeme zukünftig ganz neue Einsatzgebiete erschließen werden, die der bisherigen 3D-Sensorik aufgrund ihrer Komplexität oder ihren Ansprüchen an die Umgebungsbedingungen verwehrt blieben.

Der bisherige Mangel an Verfahren, die in unbestimmter Umgebung einsetzbar sind, ließ den Einsatz der 3D-Sensorik in Türsteuerungen, Roboternavigation, der Sicherung in zugänglichen Bereichen, im PKW- und LKW-Einsatz und der Verkehrsüberwachung nur unter erheblichem Aufwand und Kosten zu. Gefordert sind aber schnelle, präzise und gegenüber Umwelteinflüssen unempfindliche 3D-Kameras. Es klafft bisher eine Lücke zwischen den möglichen Applikationen und den verfügbaren Verfahren. Hier versprechen die neuartigen, laufzeitbasierten 3D-Kameras eine attraktive Lösung.

Kapitel 3

Grundlagen der Optik

In die erreichbare Genauigkeit eines optischen Laufzeitmeßsystems gehen sehr stark die Eigenschaften der Übertragungsstrecke ein. Das sind zum einen die Eigenschaften der abbildenden Optik, der Sensoroberfläche, der aktiven Sensorbereiche und die Eigenschaften der Beleuchtung, aber auch die Oberflächeneigenschaften der beobachteten Objekte. Daraus resultieren verschiedene Anforderungen an die Oberflächengestaltung und die Pixelstrukturen des 3D Bildsensors, die in Kapitel 5 eingehender betrachtet werden. In diesem Kapitel soll ein Überblick über die oben genannten Einflüsse gegeben werden. Weiterführende Literatur zur abbildenden Optik und Laserquellen findet sich in [78, 56, 280, 79].

3.1 Optische Größen und Konventionen

Lichtstrahlung kann durch unterschiedliche Größensysteme beschrieben werden. Das sind zum einen die radiometrischen oder auch strahlungsphysikalischen Größen, und zum anderen die lichttechnischen Größen und Konventionen. Die Tabelle B.1 im Anhang gibt einen Überblick über die verschiedenen optischen Größen und Konventionen.

Die Lichtstrahlung kann allgemein durch die radiometrischen oder auch strahlungsphysikalischen Größen und Konventionen beschrieben werden. Die radiometrischen Größen erfassen die abgestrahlte und empfangene Leistung und Energie in Form von Licht. Sie werden durch den Index e gekennzeichnet. Die strahlungsphysikalischen

oder radiometrischen Größen erfassen die Strahlung im Gegensatz zu den lichttechnischen Größen, ohne eine Bewertung durch die Empfängercharakteristika einzubringen.

Im Allgemeinen zeigen optische Strahlungsquellen und Detektoren eine ausgeprägte spektrale Abhängigkeit. Um diese erfassen zu können, werden neben den radiometrischen Größen die spektralen radiometrischen Größen geführt, die die spektrale Dichteverteilung der emittierten oder detektierten Strahlung berücksichtigen. Die allgemeinen radiometrischen Größen erfassen integral ein Spektrum der Strahlung, so daß der Zusammenhang zwischen den allgemeinen und spektralen radiometrischen Größen entsprechend Gleichung 3.1 gegeben ist.

$$F_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda \quad (3.1)$$

Die Variablen F_e und $F_{e,\lambda}$ stehen für eine radiometrische und die entsprechende spektrale radiometrische Größe gemäß Tabelle B.1.

Im Umgang mit der Lichtstrahlung werden insbesondere für Kameraanwendungen und bildgebende Systeme auch die lichttechnischen Größen und Konventionen genutzt. Die lichttechnischen Größen werden mit dem Index v für visuell gekennzeichnet.

Wesentliches Kennzeichen der lichttechnischen Größen ist es, daß sie die Charakteristika des Auges als Empfänger berücksichtigen. Die lichttechnischen Größen sind dazu gedacht, den Seheindruck einer Strahlungsquelle zu bewerten. Das geschieht, indem die breitbandige Strahlung eines Emitters mit der spektralen Empfindlichkeit des Auges (Abbildung 3.1), je nach Anwendung für skotopisches $V'(\lambda)$ oder photopisches Sehen $V(\lambda)$ gewichtet werden. Skotopisches Sehen beziehungsweise Hellsehen bewertet vorwiegend den Seheindruck durch die farbempfindlichen Zapfen. Photopisches Sehen bewertet den Seheindruck für Dunkelanpassung, also vorwiegend den Seheindruck durch die Stäbchen.

Der Zusammenhang der lichttechnischen Größen mit den entsprechenden radiometrischen Größen ist über die Gleichung 3.2 gegeben.

$$F_v = K_m \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_{e,\lambda}(\lambda) \cdot V(\lambda) d\lambda \quad (3.2)$$

Die Variablen F_v und $F_{e,\lambda}$ sind stellvertretend für die entsprechenden lichttechnischen und spektralen, radiometrischen Größen entsprechend Tabelle B.1. Die spektrale ra-

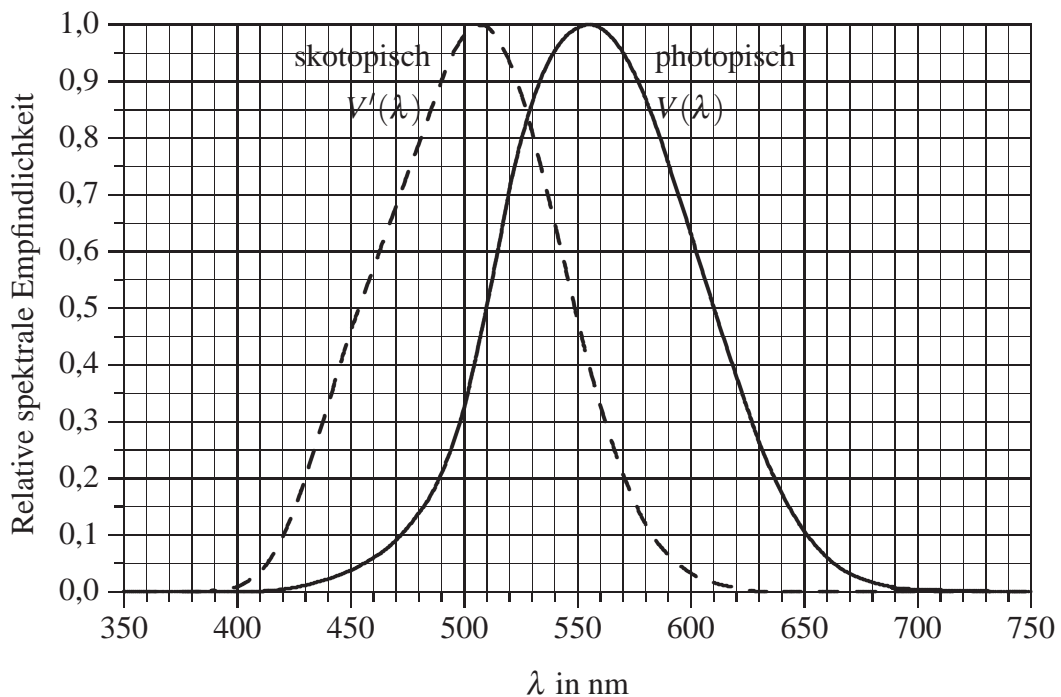


Abbildung 3.1: Relativer spektraler Hellempfindlichkeitsgrad nach DIN 5031

diometrische Größe $F_{e,\lambda}$ wird mit der relativen Empfindlichkeit des Auges $V(\lambda)$ gewichtet und über den sichtbaren Spektralbereich $\lambda_1 = 380\text{nm}$ bis $\lambda_2 = 780\text{nm}$ integral erfaßt. Der Faktor K_m beträgt $683 \frac{\text{lm}}{\text{W}}$ für photopisches (Hell-) Sehen (Gewichtsfunktion $V(\lambda)$) und $1730 \frac{\text{lm}}{\text{W}}$ für skotopisches (Dunkel-) Sehen (Gewichtsfunktion $V'(\lambda)$). Das menschliche Auge ist im Dunklen empfindlicher als im Hellen, es fehlt mit abnehmender Helligkeit aber der chromatische Seheindruck weil die farbempfindlichen Zapfen nicht mehr zum Seheindruck beitragen.

Das menschliche Auge ist im infraroten Wellenlängenbereich wenig bis gar nicht empfindlich. Die lichttechnischen Größen sind daher zur Beschreibung in diesem Bereich messender Systeme ungeeignet.

3.2 Reflexion und Streuung

Eine Kamera detektiert Licht, das direkt von aktiven Lichtquellen im Bildbereich in die Richtung der Kamera emittiert wird, oder indirekt von verschiedenen Objekten reflektiert oder gestreut wird. In Bezug auf aktive, optische Entfernungsmesssysteme ist

der zweite Fall von besonderer Bedeutung. Ideal reflektierende Oberflächen sind dabei als Ausnahme anzusehen, die meisten Oberflächen der uns umgebenden Gegenstände sind matt und diffus reflektierend.

Allgemein ist die Intensität des gestreuten Lichts sowohl eine Funktion des Einfallswinkels als auch des Ausfall- oder Streuwinkels zur Flächennormalen der streuenden Oberfläche und des eingeschlossenen Winkels zwischen dem einfallenden und dem Beobachtungsstrahl.

Diffus reflektierende Oberflächen können aber durch ein einfaches Modell erfasst werden. Die gerichtet oder ungerichtet eintreffende Strahlung wird von der streuenden Oberfläche ungerichtet in den Halbraum über dem Objekt reflektiert (Abbildung 3.2, links).

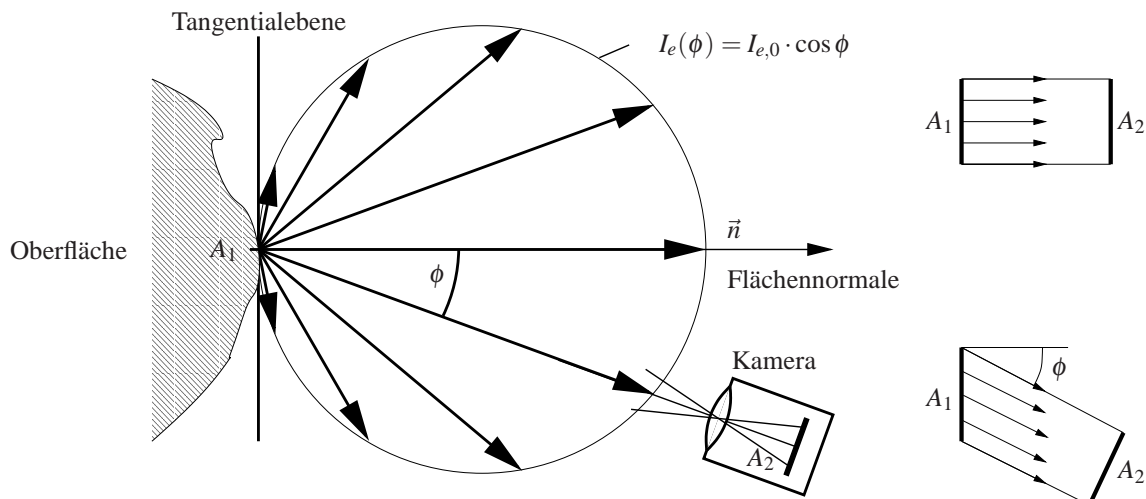


Abbildung 3.2: Richtcharakteristik eines Lambertstrahlers

Entsprechend [56] ist die Intensität des diffus reflektierten Lichts unabhängig von der Einfallsrichtung und kann durch einen sogenannten Lambertstrahler angenähert werden. Von einem Flächenelement A_1 der Oberfläche wird Licht mit abnehmender Strahlstärke $I_e(\phi)$ bei zunehmendem eingeschlossenen Winkel ϕ zur Flächennormalen \vec{n} reflektiert. Bei der einfallenden Strahlstärke $I_{e,0}$, beziehungsweise auf das Flächenelement A_1 einfallende Strahldichte $L_{e,0}$, ist die reflektierte Strahlstärke dem Lambertschen Gesetz wie folgt gegeben:

$$I_e(\phi) = I_{e,0} \cdot \cos \phi = L_{e,0} A_1 \cdot \cos \phi \quad (3.3)$$

Die Richtcharakteristik des Lambertstrahlers ist symmetrisch zur Flächennormalen \vec{n} . Rauhe Oberflächen wie Gips, Papier oder Karton besitzen in erster Näherung diese Eigenschaften, aber auch viele fein strukturierte Stoffe.

Die Rückprojektion der Detektorfläche A_2 auf die streuende Oberfläche A_1 nimmt gerade mit dem Cosinus des eingeschlossenen Winkels ϕ zu, so daß sich der Effekt durch den cosinusabhängigen Strahlungsfluß gerade aufhebt (Abbildung 3.2, rechts):

$$L_e(\phi) = \frac{1}{A_2} \cdot L_{e,0} \cdot \underbrace{\frac{A_2}{\cos \phi}}_{\text{Projektion von } A_1} \cdot \cos \phi = L_{e,0} \quad \text{für: } \phi < 90^\circ \quad (3.4)$$

Bei der Beobachtung einer ausgedehnten Oberfläche A_1 mit einer senkrecht zur Beobachtungsrichtung ausgerichteten Detektorfläche A_2 und telezentrisch abbildenden Optik erscheint die Oberfläche aus allen Richtungen gleich hell. Bezogen auf den Detektor ist die Strahldichte $L_e(\phi)$ für jeden Beobachtungswinkel ϕ konstant. Die obige Betrachtung genügt jedoch nur, solange das gesamte Sichtfeld des Detektors, bei einem Bildsensor ist das ein Pixel, von der beobachteten Oberfläche ausgefüllt ist.

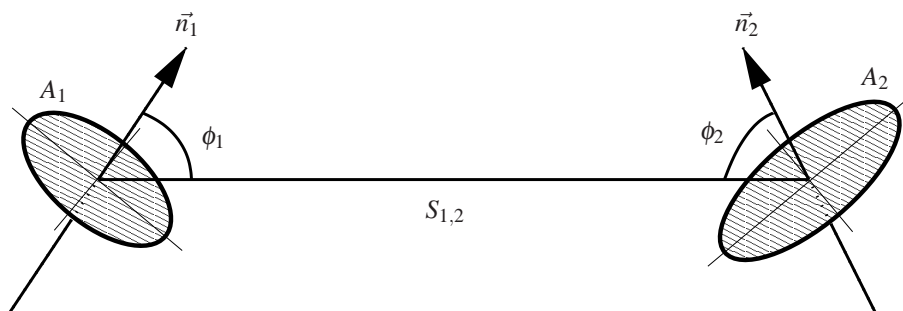


Abbildung 3.3: Zum photometrischen Grundgesetz

Wird die emittierte Strahlungsleistung von einer endlichen leuchtenden Fläche A_1 mit einem Detektor der aktiven Fläche A_2 , entsprechend Abbildung 3.3, aufgenommen, muß der ausgefüllte Raumwinkelbereich bezüglich des Detektors berücksichtigt werden. Ohne zusätzliche Optik ist der Strahlungsfluß durch die Detektorfläche nur abhängig von der Orientierung der diffus streuenden Emitter- und der Detektorfläche zueinander. Mit den eingeschlossenen Winkeln ϕ_1 und ϕ_2 zur Verbindungsgeraden $S_{1,2}$ durch die Flächenmittelpunkte und den Flächennormalen ändert sich die sichtbare Flächenausdehnung senkrecht zu der Verbindungsgeraden. Der Strahlungsfluß $\Phi_{e,2}$ oder auch die Lichtleistung wird unter diesen Bedingungen durch das photometrische Grundgesetz beschrieben:

$$d^2\Phi_{e,2} = L_{e,0} \cdot \frac{\cos(\phi_1) \cdot \cos(\phi_2)}{S_{1,2}^2} \cdot dA_1 dA_2 \quad (3.5)$$

mit: $dA_1, dA_2 =$ Kugelflächelemente

$$\Rightarrow \Phi_{e,2} = L_{e,0} \cdot \frac{A_1 \cos(\phi_1) \cdot A_2 \cos(\phi_2)}{S_{1,2}^2} \cdot \Omega_0 \quad (3.6)$$

für: $S_{1,2} \gg$ Durchmesser von A_1, A_2

Darin ist $L_{e,0}$ die ausgehende Strahldichte der Emitterfläche und $\Omega_0 = 1\text{sr}$ der Einheitsraumwinkel (Siehe Anhang B.1). Die Näherung 3.6 mit den Ebenen Flächen A_1 und A_2 gilt für genügend große Abstände $S_{1,2}$ und kleine Abmessungen der Flächen A_1 und A_2 . Unter dieser Bedingung können die Kugelflächelemente dA_1 und dA_2 bei vernachlässigbarem Fehler durch ebene Flächelemente A_1 und A_2 ersetzt werden.

Das photometrische Grundgesetz ist symmetrisch bezüglich der Vertauschung von Sender und Empfänger. Es erlaubt die Berechnung der einfallenden Strahlung ausgehend von einem Objekt durch das Objektiv, beziehungsweise die Blende.

3.3 Abbildungseigenschaften optischer Systeme

Eine Optik erzeugt in einem elektronischen Kamerasystem ein reelles Abbild der Umgebung auf der Detektorfläche des Bildsensors. Im Vergleich zu "normalen" Kamerasystemen ist aber die erreichbare Schärfentiefe bei Tiefenmeßverfahren von ganz besonderer Bedeutung, da mit einer fest eingestellten Optik ein möglichst großer Tiefenbereich in einem Bild erfaßt werden muß.

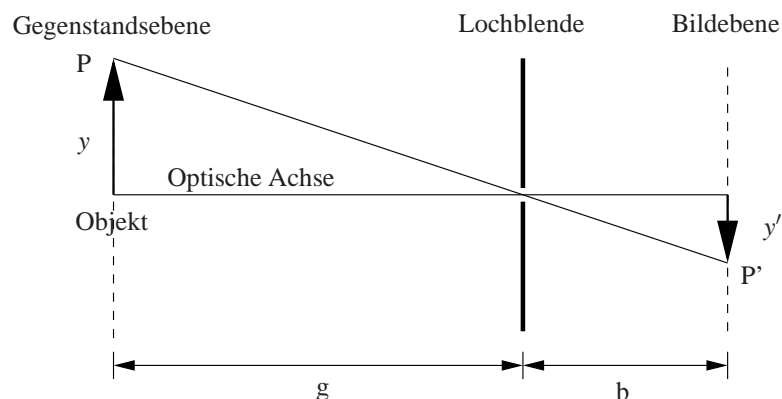


Abbildung 3.4: Abbildungseigenschaften der Lochkamera

Die einfachste Kameraoptik ist bei der Lochkamera entsprechend Abbildung 3.4 gegeben. Der Bildsensor befindet sich in einem lichtdichten Gehäuse, und nur durch ein winziges Loch vor dem Sensor, der Lochblende, kann Licht auf diesen einfallen.

Ein Gegenstandspunkt P mit dem Abstand y zur optischen Achse auf der Gegenstandsebene senkrecht zur optischen Achse und im Gegenstandsabstand g von der Lochblende wird auf den Bildpunkt P' mit Abstand y' zur optischen Achse auf die Bildebene im Abstand der Bildweite b hinter der Lochblende auf den Sensor projiziert. Die Größe des Bildpunktes ist bei genügend großem Abstand von der Lochblende lediglich beugungsbegrenzt und vom Durchmesser des Lochs in der Blende abhängig, nicht aber vom Abstand des Gegenstandes oder Sensors zur Lochblende. Auf dem Sensor erscheint ein vergrößertes oder verkleinertes Abbild des Gegenstandes. Das Verhältnis zwischen Bild- und Gegenstandsgröße respektive der Strecken y' und y , ist der Abbildungsmaßstab (Vergrößerungsfaktor) β' :

$$\beta' = \frac{y'}{y} = \frac{b}{g} \quad (3.7)$$

Bei der Lochkamera ist der Vergrößerungsfaktor durch Variation der Bildweite einzustellen, dabei ist das Bild für jede Einstellung und Gegenstands Entfernung abgesehen von Beugungseffekten scharf. Aber die Blendengröße der Lochkamera begrenzt den nutzbaren Strahlungsfluß, so daß nur wenig Licht den Sensor erreicht.

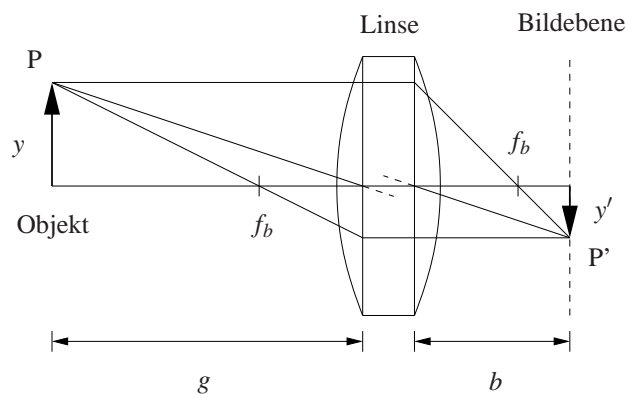


Abbildung 3.5: Abbildungseigenschaften der Linse

Für optische Meßsysteme mit kurzen Verschußöffnungszeiten kann die Lichtausbeute der Lochkamera nicht zufriedenstellend sein. In diesen Fällen kommt es auf eine effiziente Nutzung des erfaßbaren Lichts an, um das Signal- zu Rauschverhältnis der Kamera zu maximieren. Hier bieten linsenoptische Systeme mit einer deutlich vergrößerten nutzbaren Blendenapertur Vorteile (Abbildung 3.5). Damit aber die Bildschärfe

nicht verlorengelassen, müssen mit Hilfe von Sammellinsen alle einfallenden Lichtstrahlen eines Gegenstandspunktes auf einen Bildpunkt fokussiert werden.

Für linsenoptische Systeme gilt ebenfalls die Gleichung 3.7 für den Abbildungsmaßstab. Zudem verknüpft die Linsengleichung 3.8 die Bildweite b und die Gegenstandsweite g mit der Brennweite f_b der Linse.

$$\frac{1}{f_b} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g} \quad (3.8)$$

$$\Rightarrow \beta' = \frac{y'}{y} = \frac{f_b}{g - f_b} \quad (3.9)$$

Aus der Linsengleichung ist zu ersehen, daß der optimale Abstand zwischen Linse und der Bildebene von der Gegenstandsweite abhängig ist. Im Gegensatz zur Lochkamera können bei linsenoptischen Systemen die Bild- und Gegenstandsweite nicht mehr beliebig variiert werden.

3.3.1 Schärfentiefe

Wird die Bildebene nicht nachgeführt, kommt es entsprechend Abbildung 3.6 zu Verzeichnungen in der Bildebene. Das heißt, anstelle in einen scharf abgegrenzten Punkt (für die optimale Gegenstandsweite g) wird der Gegenstandspunkt bei falscher Bildweite (g_f und g_n) in ein Lichtscheibchen abgebildet.

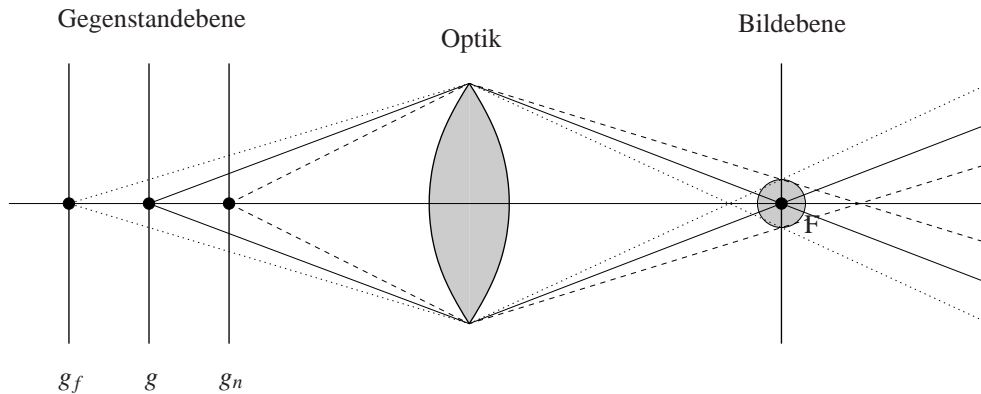


Abbildung 3.6: Defokussierung und Unschärfekreis

Die Linsenoptik ist aber nur für eine Gegenstands Entfernung optimal einzustellen. Gegenstände außerhalb dieser Entfernung erscheinen unscharf.

In der Realität befinden sich aber Gegenstände in verschiedenen Abständen zur Kamera. Gerade bei entfernungsmessenden Systemen ist die unbekannte Zielentfernung zu

ermitteln. Es gilt also einen Kompromiß in der Form eines Tiefenbereichs zu finden, in dem die Verzeichnung (Unschärfe) noch tolerabel ist, der sogenannten Schärfentiefe.

Die Auflösung eines Bildsensors ist nicht beliebig hoch, so daß ein kleiner Unschärfekreis mit dem Durchmesser d_u , den die Bildscheibchen nicht überschreiten, toleriert werden kann. Ein Unschärfekreis entsprechend der Pixelgröße wirkt sich nicht störend aus. Im Gegenteil wird durch eine geringe Unschärfe das Problem der Unterabtastung im Ortsraum und Moiré-Effekte verringert (Kapitel 3.3.3). Mit der optimalen Gegenstands Entfernung g und bei vorgegebenem Unschärfekreisdurchmesser d_u gilt entsprechend [212, 88] für den nächsten Punkt g_n und den fernsten Punkt g_f noch scharf abgebildeten Gegenstandspunkt:

$$g_n = \frac{g}{1 + d_u k \cdot \frac{g-f_b}{f_b^2}} \quad (3.10)$$

$$g_f = \frac{g}{1 - d_u k \cdot \frac{g-f_b}{f_b^2}} \quad (3.11)$$

In obiger Gleichung ist die Blendenzahl k das Verhältnis aus der Brennweite f_b und dem Durchmesser der Eintrittspupille D_{ep} der Optik.

$$k = \frac{f_b}{D_{ep}} \quad (3.12)$$

Aus Gleichung 3.10 und 3.11 kann der Schärfentiefebereich Δg_s für eine ausreichend scharfe Abbildung berechnet werden [88]:

$$\begin{aligned} \Delta g_s &= g_f - g_n \\ &= 2 k d_u \cdot \frac{1 + \beta'}{\left(\frac{k d_u}{f_b}\right)^2 - \beta'^2} \quad \text{mit: } \beta' = \frac{f_b}{g - f_b} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Mit verringernder Brennweite und steigender Blendenzahl, das entspricht einer Verkleinerung der Blendenöffnung, wächst der Schärfentiefebereich (bis zum Grenzfall der Lochblendenoptik). Ebenfalls steigt der Schärfentiefebereich bei einer Vergrößerung des Unschärfekreises respektive einer Pixelvergrößerung des Sensors.

Aus Gleichung ?? kann die optimal einzustellende (minimale) Blendenzahl k_{opt} abhängig von einem geforderten Unschärfekreisdurchmesser d_u und dem geforderten Schärfentiefebereich $g_n < g < g_f$ ermittelt werden:

$$k_{opt} = \frac{f_b}{d_u} \cdot \frac{g_f - g_n}{2 \frac{g_f \cdot g_n}{f_b} - g_n - g_v} \quad (3.14)$$

3.3.2 Beugungsbegrenztes Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen der Lochkamera ist hauptsächlich beugungsbegrenzt. Aber auch bei linsenoptischen Systemen definiert die Beugung die absolute Auflösungsgrenze. Durch Beugungseffekte entsteht bei parallel einfallendem Licht in der Bildebene anstatt eines Scheibchens in der Durchmessergröße der Blendenöffnung ein Interferenzmuster mit konzentrischen hellen und dunklen Ringen. Die Intensität der Beugungsringe nimmt jedoch rasch mit steigender Entfernung zum Bildzentrum ab. Die Intensitätsverteilung entlang einer Symmetrieachse des Interferenzbildes folgt einer Besselfunktion 1. Ordnung. Vom eingestrahlenen Licht ist etwa 84% in der inneren Scheibe des Beugungsmusters konzentriert. Die Auflösungsgrenze der Lochkamera gilt als erreicht, wenn das Zentrum des Beugungsbildes eines benachbarten Gegenstandspunktes mit dem Radius des ersten Beugungsrings d_b zusammenfällt. Wird der Abstand der Beugungsbildzentren geringer, sind die Bildpunkte nicht mehr unterscheidbar.

$$d_b = 1,22 \lambda \quad (3.15)$$

Bei Linsenoptiken ist noch die Brennweite der Linse und die Pupillenöffnung über die Blendenzahl k zu berücksichtigen:

$$d_b = 1,22 \lambda \cdot k \quad (3.16)$$

Bei sehr kleinen Blendenöffnungen, also einer großen Blendenzahl und kleinen Pixeldurchmessern, wird der Durchmesser der Beugungsringe groß genug, daß die Beugungseffekte im Bild sichtbar werden.

Beim Linsenobjektiv wird also das Auflösungsvermögen einmal durch Beugungseffekte begrenzt, aber auch abhängig vom gewünschten Schärfentiefebereich durch die Abbildungseigenschaften der Linsen selbst.

3.3.3 Übertragungseigenschaften optischer Systeme

Die Übertragungseigenschaften optoelektrischer Systeme und Kameras sind nicht alleine durch die abbildende Optik bestimmt. Es geht auch wesentlich die Sensorgeometrie mit ein. Bildsensoren weisen in der Regel eine ausgeprägt regelmäßige Struktur auf, und es kann zu Überlagerungseffekten (Moiré-Effekten) bei der Aufnahme ähnlich regelmäßig strukturierter Objekte kommen, die die Bildqualität beeinträchtigen. Die Struktur des Sensors führt zu einer Abtastung im Ortsraum, für deren Eindeutigkeit, wie für die Abtastung im Zeitbereich, das Nyquistkriterium gilt. Das Auf-

lösungsvermögen einer Kamera ist mithin durch das Auflösungsvermögen und den Schärfebereich der Optik und die Abtastfunktion des Sensors begrenzt. Die gesamten Übertragungseigenschaften bildgebender Systeme können vorteilhaft durch die Modulationstransferfunktion (MTF) erfaßt werden [78]. Die Modulationstransferfunktion $MTF(f_x, f_y)$ ist als das Verhältnis der lateralen Signalmodulation am Ausgang $F_{aus}(f_x, f_y)$ des optischen Systems (zum Beispiel das akquirierte Sensorsignal in der Bildebene) zur Signalmodulation am Eingang $F_{ein}(f_x, f_y)$ (zum Beispiel in der Gegenstandsebene) im Ortsfrequenzbereich (f_x, f_y) definiert:

$$MTF(f_x, f_y) = \frac{F_{aus}(f_x, f_y)}{F_{ein}(f_x, f_y)} \quad (3.17)$$

$$= \prod_n \frac{F_{aus,n}(f_x, f_y)}{F_{ein,n}(f_x, f_y)} \quad (3.18)$$

Unter der Voraussetzung, daß die optischen Komponenten und der Bildsensor als lineare zeitinvariante Systeme behandelt werden können, sind die Modulationsfunktionen der betrachteten Systeme in dieser Arbeit separabel; daher genügt im folgenden eine Betrachtung der Modulationsübertragungsfunktion für eine Koordinate im Ortsfrequenzbereich ohne Beschränkung der Allgemeinheit. Die Modulationstransferfunktion eines gesamten Kamerasystems ist entsprechend [251] das Produkt der Modulationstransferfunktionen der Einzelkomponenten (Gleichung 3.18); das sind die Modulationstransferfunktionen des Objektivs, der Sensorgeometrie und die optoelektrischen Eigenschaften des Sensors (Übersprechen der Pixel, etc).

Allgemein erfüllt die Abtast-Modulationstransferfunktion von integrierten Bildsensoren nicht die Bedingungen linearer zeitinvarianter Systeme, da vielfach das Nyquistkriterium im Ortsfrequenzbereich verletzt wird und eine örtliche Unterabtastung des Bildes erfolgt, wobei allgemein die Lichtempfindlichkeit der Pixel nicht über die gesamte aktive Pixelfläche uniform gleich groß ist. Insbesondere bei der Erfassung bewegter Bilder wird dies deutlich, da mit der Verschiebung von Bildelementen die Modulationstransferfunktion (und damit der Bildeindruck beim Betrachter) variieren kann. Um den Einfluß zeitlich variabler Sensorbestrahlung durch laterale Bewegungen im Bild während der Bildabtastung nicht explizit in der Modulationstransferfunktion berücksichtigen zu müssen, kann entsprechend [18], eine mittlere Abtast-Modulationstransferfunktion für den Bildsensor durch Mittelung der möglichen Modulationstransferfunktion bei lateralen Bildtranslationen bestimmen.¹ Mit dieser Mo-

¹Dieser Ansatz beschreibt die Situation bei der Aufnahme natürlicher Szenen, in denen wenig regelmäßige Strukturen vorkommen, so daß sich eine zufällige Verteilung von Intensitätsänderungen über das regelmäßige Raster des Bildsensors ergibt.

dulationstransferfunktion kann wie bei einem linearen zeitinvarianten System verfahren werden. Dabei wird implizit der mittlere Einfluß durch bewegte Objekte im Bild mitberücksichtigt.

Besonders ausgeprägt ist der Einfluß der Sensorgeometrie des in Kapitel 7.3 vorgestellten 3D-Bildsensors. Hier beträgt der lichtempfindliche Flächenanteil eines Pixels in Spaltenrichtung annähernd 100%, aber in Zeilenrichtung befindet sich zwischen den Pixeln jeweils Elektronik zur Signalverarbeitung. In Zeilenrichtung erreicht der Anteil der aktiven Pixelfläche, und damit der Füllfaktor, lediglich 50%. Die Implikationen dieses Sachverhaltes sollen im folgenden genauer betrachtet werden.

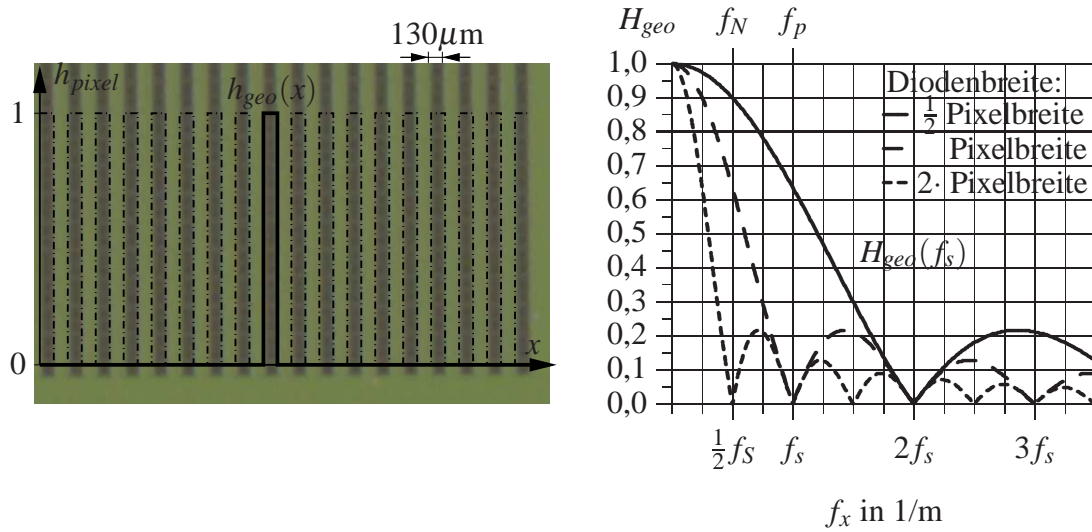
Übertragungseigenschaften der Linsenoptik

Die vorgestellten Sensoren sind für den Einsatz in Meßsystemen mit niedriger lateraler Auflösung gedacht und weisen mit einer minimalen Pixelgröße von $(130\mu\text{m})^2$ verglichen mit Bildsensoren für Videoanwendungen mit Pixelgrößen im Bereich von $(4\mu\text{m})^2$ bis $(10\mu\text{m})^2$ sehr große Pixelgeometrien auf. Die Optik wirkt als Ortstiefpaß mit ausgeprägter Abhängigkeit von der Kohärenz der Lichtquelle. Mit zunehmender Kohärenzlänge nähert sich die Modulationsübertragungsfunktion einem idealen Tiefpaß mit rechteckigem Verlauf im Ortsfrequenzbereich an. Die Ortsauflösung gebräuchlicher Standardoptiken liegt bereits bei $4\mu\text{m}$ für nichtkohärentes Licht. Der Einfluß der Optik kann im Verhältnis zu den Pixelgeometrien in erster Ordnung vernachlässigt werden.

Übertragungseigenschaften durch die Pixelstruktur

Im vorhergehenden Unterkapitel wurde bereits angesprochen, daß die Pixelstruktur bei dem vorgestellten Bildsensor weit größeren Einfluß auf das Auflösungsvermögen hat als die Optik (bei der Verwendung der angesprochenen Standardoptik). Die Abbildung 3.7, links, zeigt einen Ausschnitt aus der Bildsensormatrix der 3D-Bildsensors (Vergleiche Kapitel 7.3). Die dunklen Bereiche sind die photoempfindlichen Detektorstrukturen, helle (grüne) Bereiche sind lichtdicht versiegelte Schaltungselemente zur Signalverarbeitung.

In Zeilenrichtung x beträgt der Anteil der lichtempfindlichen Fläche lediglich 50% der gesamten Pixelfläche. Das hat Implikationen für das laterale Auflösungsvermögen des Bildsensors.

Abbildung 3.7: Aperturfunktion des 30×34 -Pixel 3D-Bildsensors

Der Bildsensor tastet mit den Pixeln das Bild im Ortsraum ab. Da die Pixel eine endliche Ausdehnung haben, und allgemein über die Pixelfläche keine uniform gleiche Empfindlichkeit realisiert werden kann, liegt keine ideale Abtastung (in diskreten Punkten) vor. Das bedeutet, es reicht nicht aus, Bildabtastung durch die Pixel mit einer Dirac-Stoßfolge zu beschreiben. Vielmehr entspricht die Abtastfunktion $i_{n_x, n_y}(x, y)$ eines Pixels $\{n_x, n_y\}$ der gewichteten Integration (Mittelung) der Bildinformation $s(x, y)$ über den photoempfindlichen Bereich des Pixels und anschließender idealer Abtastung mit einem Delta-Impuls [151, 18].

$$i(x, y) = \frac{1}{b_x} \cdot \frac{1}{b_y} \int_{(n_y - \frac{1}{2})b_y}^{(n_y + \frac{1}{2})b_y} \int_{(n_x - \frac{1}{2})b_x}^{(n_x + \frac{1}{2})b_x} s(x, y) dx dy \cdot \delta(x - p n_x) \delta(y - p n_y) \quad (3.19)$$

Die Parameter b_x und b_y definieren die laterale Ausdehnung (Breite) des Pixels in x - und y -Achsenrichtung, p ist der Pixelabstand in x - und y -Richtung. Die so ermittelte mittlere Abtastfunktion, auch “Averaging sampling” genannt [151], repräsentiert die Aufnahmeeigenschaften des Systems für “natürliche” Szenen mit zufällig verteilten, wenig regelmäßigen Texturen im Bild. In diesen Bildern sind Überlagerungseffekte durch die örtliche Unterabtastung periodischer Bildinhalte (für den Seheindruck) von untergeordneter Bedeutung.

Übertragen auf ein unendlich ausgedehntes Bildsensorarray (als Näherung) wird die repetitive Abtastung durch die Pixel im Abstand des in x - und y -Richtung gleichen Pixelpitchs p (Abstand zwischen den Pixelzentren) durch die Abtastung mit einer

Kammfunktion (comb: äquidistante Dirac-Stoßfolge) berücksichtigt.

$$i(x,y) = \frac{1}{b_x} \cdot \frac{1}{b_y} \int_{(n_y - \frac{1}{2})b_y}^{(n_y + \frac{1}{2})b_y} \int_{(n_x - \frac{1}{2})b_x}^{(n_x + \frac{1}{2})b_x} s(x,y) dx dy \cdot \text{comb}\left(\frac{x}{p}\right) \text{comb}\left(\frac{y}{p}\right) \quad (3.20)$$

Die Begrenzung der optisch empfindlichen Fläche, in Abbildung 3.7 durch die Metallabdeckung, kann durch die geometrische Apertur h_{geo} der Pixel erfaßt werden. Die geometrische Apertur der dargestellten Pixel entspricht in x - und y -Achsenrichtung jeweils einer Rechteckfunktion (rect):

$$h_{geo,n_x,n_y} = \text{rect}\left(\frac{x}{b_x} - n_x\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{b_y} - n_y\right) \quad (3.21)$$

Das führt zu der alternativen Darstellung der Abtastfunktion eines Pixels als Faltung der Bildinformation $s(x,y)$ mit der geometrischen Aperturfunktion $h_{geo,n_x,n_y}(x,y)$ eines Pixels und anschließender idealer Abtastung mit der Kammfunktion.

$$i(x,y) = \left[s(x,y) * h_{geo,n_x,n_y} \right] \cdot \text{comb}\left(\frac{x}{p}\right) \text{comb}\left(\frac{y}{p}\right) \quad (3.22)$$

Die Modulationstransferfunktion des Bildsensors entspricht dem Betrag der normierten 2D-Fouriertransformierten $H(f_x, f_y)/H(0,0)$ der Abtastfunktion $h(x,y)$ im Ortsfrequenzbereich $\{f_x, f_y\}$ [71]:

$$MTF(h(x,y)) = \left| \frac{H(f_x, f_y)}{H(0,0)} \right| = \left| \iint_{-\infty}^{\infty} h(x,y) \cdot e^{-j2\pi(xf_x + yf_y)} dx dy \right| \quad (3.23)$$

Die Aperturfunktion ist in x - und y -Richtung separabel, daher kann die Analyse für die Koordinaten unabhängig erfolgen. Die Modulationstransferfunktion in x -Richtung und analog in y -Richtung ist dann gegeben mit:

$$MTF_{\text{sensor}}(f_x) = \underbrace{\left| \text{si}\left(\pi \frac{b_x}{p} \cdot \frac{f_x}{f_s}\right) \right|}_{MTF_{\text{pixel}}} * \underbrace{\text{comb}\left(\frac{x}{p}\right)}_{\text{Array-Abtastung}} \quad (3.24)$$

Die Si-Funktion repräsentiert in obiger Gleichung die Modulationstransferfunktion des Einzelpixels. Die Faltung mit der Kamm-Funktion erfaßt die Abtastung durch die regelmäßige Array-Struktur. Die gesamte 2D-Modulationstransferfunktion entspricht dem Produkt der Transfer-Funktionen für die x - und y -Richtung.

Die geometrische Aperturfunktion in x -Koordinatenrichtung $h_{geo}(x)$ ist in der Abbildung 3.7, links, exemplarisch für ein Pixel dargestellt (durchgezogene Kurve). In dem Diagramm Abbildung 3.7, rechts, ist die entsprechende Modulationstransferfunktion eines Pixels im Ortsfrequenzbereich dargestellt.

In der Darstellung der Modulationstransferfunktion ist $f_s = \frac{1}{p}$ die Abtastortsfrequenz entsprechend dem Pixel-Pitch in x-Koordinatenrichtung. Das Nyquisttheorem besagt für Ortsfrequenzen $f_x > f_N = \frac{1}{2} f_s$ im Eingangssignal, also größer der halben Abtastfrequenz, daß durch die Abtastung Frequenzanteile in das Basisband gefaltet werden: es treten Aliasing- und Moiré-Effekte im Bild auf, die die Qualität stark beeinträchtigen können. Erst wenn die Frequenzanteile im Eingangssignal auf das Frequenzband bis zur Nyquistfrequenz f_N begrenzt werden, können die oben genannten Effekte vermieden werden.

In Bezug auf das laterale Auflösungsvermögen des Sensors bedeutet das, daß Strukturen der Breite $B < \frac{1}{f_N} = 2p$ in der Bildebene, also an der Sensoroberfläche, nicht mehr sinnvoll aufgelöst werden können.

Bei der Betrachtung der Abbildung 3.7, rechts, wird deutlich, daß der Bildsensor bedingt durch die geringe Pixelfüllung in x-Achsenrichtung bei breitbandigen Signalen im Ortsfrequenzbereich große spektrale Signalbeiträge oberhalb der Nyquist-Frequenz erfaßt. Ortsfrequenzen oberhalb der Nyquistfrequenzen müssen eliminiert werden. Idealerweise wäre hierfür die wirksame Breite der Pixel gleich dem doppelten Pixelpitch zu wählen (dem entspricht die punktierte Kurve H_{geom} in Abbildung 3.7, rechts). Das geschieht zum Beispiel, indem die Modulationstransferfunktion der Optik als Tiefpaß mit der entsprechenden Grenzfrequenz ausgelegt wird. Im Ortsraum bedeutet das: die Optik bildet grundsätzlich unscharf, mit einem Unschärfekreis des minimalen Durchmessers $B \geq 2b_x$, beziehungsweise $B \geq 2b_y$, ab.

Jedoch nimmt mit zunehmendem Unschärfekreis die Zahl der lateral auflösbaren Punkte ab. Gerade bei entfernungsbildgebenden Systemen kann es wünschenswert sein, eine weniger dichte Tiefenkarte zu erhalten, die nicht vermessene Punkte enthält, beziehungsweise Meßpunkte in einem groben Raster wiedergibt. Dafür sind dann die vermessenen Stützstellen einem eng begrenzten Raumsektor zugeordnet. Bei stetigen Oberflächen geringer Steigung, respektive geringer Helligkeitsänderung im erfaßten Bild, läßt sich leicht aus der so gewonnenen Punktwolke die Oberflächenkontur rekonstruieren.

3.4 Optische Anpassung von Bildsensoren

Für ein gutes Signal-Rausch Verhältnis eines Kamerasystems ist ein hoher Wirkungsgrad der Photodetektion essentiell. Darin geht zum einen der innere Quantenwirkungs-

grad für die Photoladungsträgergeneration in der Photodiode ein. Zum anderen bestimmen aber auch die Transmissionseigenschaften der Optik und die Lichteinkopplung in die Photodetektoren des Sensors den Wirkungsgrad. An dieser Stelle sollen die Möglichkeiten zur Optimierung der Lichteinkopplung in den Sensor näher betrachtet werden.

3.4.1 Mikrolinsen

Es kann nur eingestrahktes Licht entsprechend dem Füllfaktor eines Bildsensors zum Signal beitragen. Der Füllfaktor ist das Verhältnis der photoempfindlichen Fläche zur Gesamtfläche eines Pixels. Bezogen auf den vorgestellten 3D-Bildsensor in Kapitel 7.3 entspricht die Größe des Füllfaktors (Anteil der lichtempfindlichen Pixelfläche) im wesentlichen dem Verhältnis der lichtempfindlichen Photodiodenbreite zum Pixelpitch einer Zeile, da in Spaltenrichtung der lichtempfindliche Photodiodenbereich nahezu 100% des Pixelpitchs ausmacht. Die erreichbare Empfindlichkeit des Systems verschlechtert sich im gleichen Maße wie der Füllfaktor. Daher ist es wünschenswert, die wirksame Apertur der Pixel künstlich zu erhöhen.

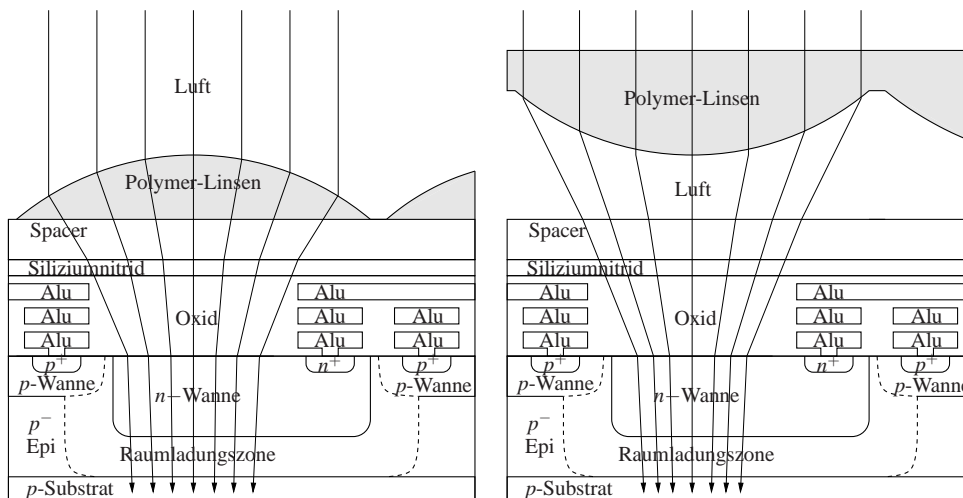


Abbildung 3.8: Mikrolinse

Eine gängige Methode ist das Aufbringen von Mikrolinsen auf den Sensor entsprechend Abbildung 3.8. Die Linsen fokussieren im Idealfall das einfallende Licht über der gesamten Pixelfläche auf die lichtempfindlichen Photodioden. Die effektive Detektorapertur erreicht näherungsweise die Pixelfläche. Der effektive Füllfaktor erreicht ca. 100%.

In bestehenden Herstellungsverfahren werden Mikrolinsen zum Beispiel durch Aufbringen von Thermoplasten erzeugt (Abbildung 3.8, links). Die Thermoplaste werden flächig aufgebracht und nach einer Vorstrukturierung bis zum Schmelzpunkt erhitzt. Dabei bilden sich durch die eigene Oberflächenspannung Mikrolinsen ausreichender Qualität aus [206]. Die Strukturierung entspricht den normalen Fotoprozessen bei der IC-Herstellung.

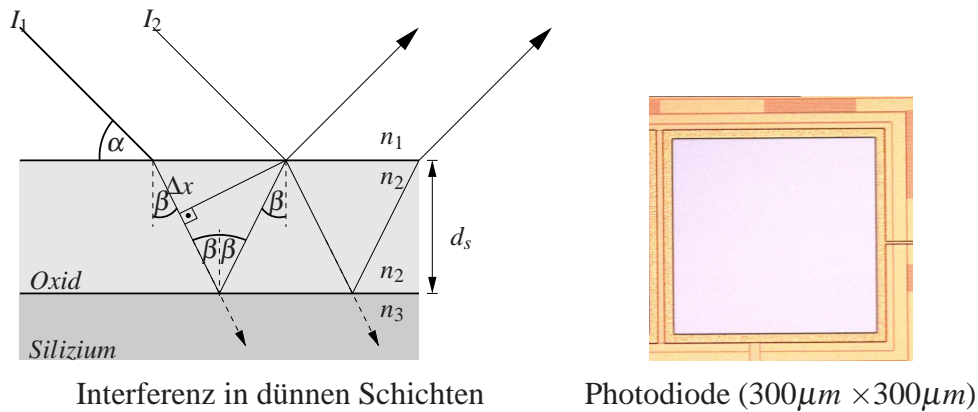
Bei großen Pixelstrukturen jenseits einiger $10\mu\text{m}$ ist dieses Vorgehen nicht mehr möglich, da die Oberflächenspannung nicht mehr zur Linsenformung ausreicht. Hier besteht die Möglichkeit auf vorgeformte Mikrolinsenarrays zurückzugreifen, die im Prägeverfahren entweder direkt auf dem Bildsensor hergestellt werden (Abbildung 3.8, links), oder nachträglich auf den Sensor oder die vorgeschaltete Optik aufgebracht werden [56] (Abbildung 3.8, rechts). Der Einsatz solcher vorgeformten Mikrolinsenarrays erfordert aber hohe Präzision bei der nachträglichen Prozessierung und Montage.

3.4.2 Interferenz

Technologiebedingt liegen bei CMOS-Sensoren verschiedene dünne Schichten aus Siliziumoxid und -nitrid über der lichtempfindlichen Siliziumschicht. Die Dicke der Schichten liegt in der Größenordnung der sichtbaren und infraroten Lichtwellenlänge. Durch den Brechungsindexwechsel zwischen den Schichten wirken sie wie Interferenzfilter geringer Güte nach dem Prinzip eines Fabry-Pérot Interferometers. Durch den Brechungsindexwechsel wirken die Grenzschichten als Spiegelflächen, zwischen denen, beziehungsweise an denen das Licht reflektiert wird. Abhängig vom Einfallswinkel kommt es zur Eigeninterferenz oder Mehrstrahlinterferenz im Bereich der Grenzflächen.

In Abbildung 3.9, oben links, ist ein vereinfachtes Modell der Sensoroberfläche wiedergegeben, mit den Grenzflächen von der Siliziumoxidschicht (Brechungsindex n_2) zur Luft (Brechungsindex n_1) und der Grenzfläche zum Silizium mit dem Brechungsindex n_3 .

Entspricht nun der Phasenunterschied δ zwischen dem mehrfach reflektierten Strahl I_1 und dem transmittierten Strahl I_2 an der Grenzfläche zum Silizium gerade der halben Wellenlänge, kommt es zur destruktiven Interferenz und es wird kein Licht in das Silizium transmittiert. Für einen Phasenunterschied entsprechend einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge einschließlich Null kommt es zur konstruktiven Interferenz, und das Licht wird in das Silizium transmittiert.



Interferenz in dünnen Schichten

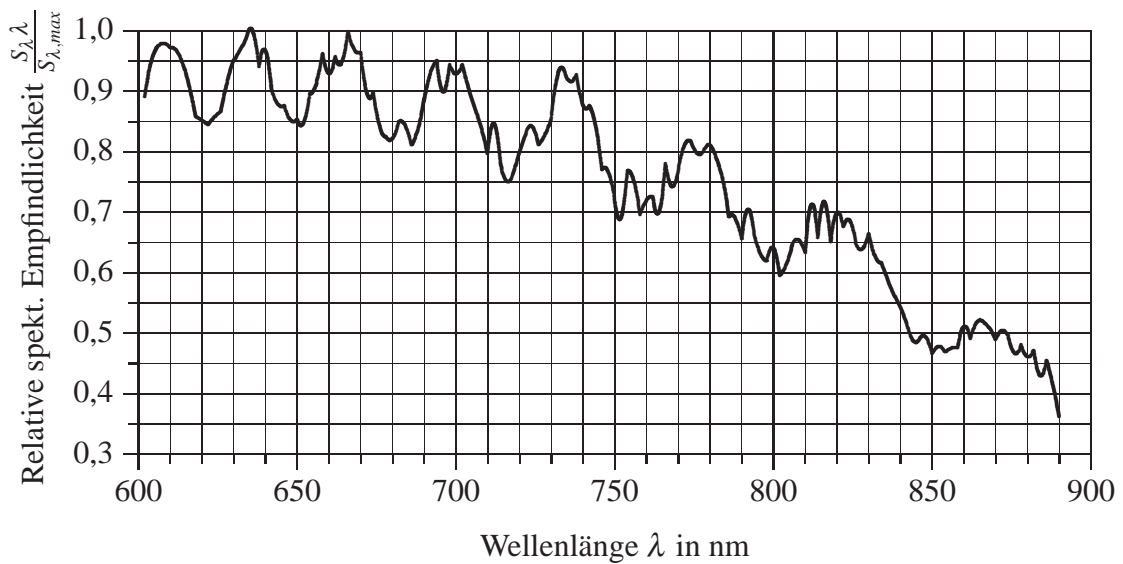
Photodiode ($300\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$)

Abbildung 3.9: Auswirkung von Interferenzeffekten auf die spektrale Empfindlichkeit

Nach [78] gilt für den Phasenunterschied interferierender Strahlen in einer ebenen Wellenfront:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n_2 d_s \cdot \cos \beta \quad (3.25)$$

In der Gleichung ist d_s die Stärke und n_2 der Brechungsindex der Oxidschicht. Unter Berücksichtigung der Reflektivität R_s der Grenzfläche zur Luft und der Transmissivität T_s der Grenzfläche zum Silizium gilt nach [211] für die eingekoppelte Lichtintensität I_t in das Silizium bezogen auf die eingestrahelte Lichtintensität I_0 an der Oberfläche:

$$I_t(\delta) = I_0 \frac{T_s^2}{(1 - R_s)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4R_s}{(1 - R_s)^2} \sin^2 \frac{\delta + \delta_0}{2}} \quad (3.26)$$

In der Gleichung berücksichtigt δ_0 eventuell auftretende Phasensprünge bei der Reflexion an den Grenzflächen. (Bei reinen Dielektrika kann die Phase zwischen 0 und π springen, bei verlustbehafteten Medien sind beliebige Sprünge zwischen 0 und π möglich.) Die Intensität ist definiert als der Betrag des Pointingvektors. Das ist die transportierte Leistung der Lichtwelle.

Die eingekoppelte Intensität erreicht ihr Maximum für $\sin^2 \frac{\delta + \delta_0}{2} \stackrel{!}{=} 0$, das führt zu der Bedingung:

$$m \cdot \lambda = \frac{\delta_0 \cdot \lambda}{2\pi} + 2 n_2 d_s \cos \beta \quad (3.27)$$

Die eingekoppelte Intensität ist bei gegebener Schichtdicke d_s sowohl abhängig von der Wellenlänge λ und dem Schwingungsmodus $m \in \mathbb{N}$ (vielfaches der Grundwellenlänge) wie auch dem Einfallswinkel β , respektive α an der Oberfläche des Sensors. Die Wellenlängenabhängigkeit führt zu ausgeprägten Maxima und Minima in der spektralen Empfindlichkeit der Photodiode, wie in Abbildung 3.9 unten dargestellt. Die Abbildung zeigt die relative Stromempfindlichkeit (Normierung auf den Maximalwert bei $\lambda = 636\text{nm}$) einer großflächigen n-Wannen/p-Substrat Photodiode (Photo Abb. 3.9 oben rechts), des Typs, der auch in den realisierten Sensoren Anwendung findet.

Die realisierten Sensoren im Rahmen dieser Arbeit sind für den Betrieb mit monochromatischen Lichtquellen vorgesehen. Da liegt die Idee nahe, durch Einstellen der Schichtdicke die Transmission zu maximieren. In der Realität erweist sich das aber als nicht sinnvoll. Das gilt zum einen, weil die Schichtstärken bei der Halbleiterproduktion ohne erheblichem Mehraufwand sehr große Toleranzen aufweisen, aber auch, weil die verfügbaren Laserquellen hohe Exemplarstreuungen und Temperaturabhängigkeit der emittierten Wellenlänge zeigen. Im Gegenteil sind ausgeprägte Interferenzerscheinungen als schädlich zu bewerten, da die Wellenlängenvariation des Lasers durch die Temperaturabhängigkeit (Mode Oosing) und dynamische Effekte (Mode Hopping) zu unerwünschten Intensitätsmodulationen und im schlimmsten Fall zu einer nicht deterministischen Verfälschung der Messung führen können. Detaillierte Untersuchungen zum Verhalten und zur Realisierung integrierter Photodioden finden sich in [31].

3.5 Puls laserquelle

In dem vorgestellten 3D-Kamerasystem werden Lichtquellen eingesetzt, die Pulse bis zu 30ns Dauer mit rechteckförmigen Intensitätsverlauf im Zeitbereich erzeugen. Dabei werden sehr hohe Intensitäten benötigt, um auch bei sehr starkem Hintergrundlicht,

zum Beispiel durch Sonneneinstrahlung, ein deutlich über dem Hintergrund liegendes Laufzeitsignal aufnehmen zu können. Die effizienteste Lösung stellen Pulsaserdioden dar, die mit geringer Verlustleistung, in Form von Stacks und Arrays, mit optischen Ausgangsleistungen bis in den 100W-Bereich bezogen werden können. Dank der verglichen mit normalen LEDs schmalen aktiven Zone reicht die Modulationsgrenzfrequenz von Pulsaserdioden in den Gigaherzbereich. Es ist also möglich, steilflankige Rechteckimpulse mit Impulsdauern bis hinab in den Nanosekundenbereich zu erzeugen.

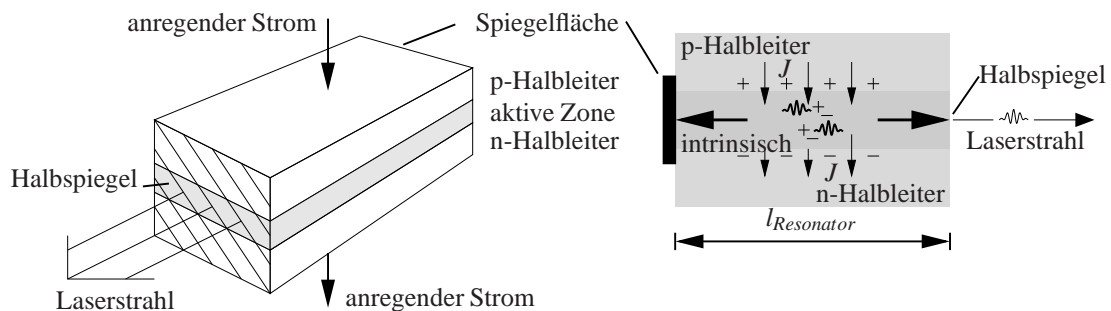


Abbildung 3.10: Aufbau und Prinzip des Halbleiterlasers

Der prinzipielle Aufbau einer Laserdiode ist in Abbildung 3.10 wiedergegeben. Zwischen den p- und n-Bahngebieten befindet sich die aktive Zone, in der durch die Rekombination des eingepprägten Löcher- und Elektronenstroms Photonen generiert werden. Bei genügend hohem eingepprägten Strom tritt in der aktiven Zone Besetzungsinversion auf. Das heißt, die Zahl der Elektron-Loch Paare überwiegt die Zahl der Ladungsträger im Grundzustand des Halbleitermaterials, da die Minoritätsladungsträger aus den Bahngebieten schneller nachgeliefert werden, als sie durch spontane Rekombination abgebaut werden können.

Die Stirnflächen senkrecht zur aktiven Zone sind verspiegelt und bilden so einen Resonator aus. Licht in Achsenrichtung des Resonators bleibt zunächst zwischen den Spiegeln gefangen und durchquert immer wieder das aktive Gebiet der Laserdiode. Dabei werden durch stimulierte Emission weitere Photonen in Ausbreitungsrichtung und Phase der anregenden Photonen generiert und bilden stehende Wellen im Laserresonator aus. Die Lichtintensität in Resonatorrichtung erfährt mit jedem Durchgang durch die aktive Zone eine Verstärkung. Ein Spiegel des Laserresonators ist teildurchlässig ausgelegt, so daß das Licht bei Erreichen einer genügend hohen Intensität in dieser Richtung austreten kann.

Die mögliche Wellenlänge $\lambda = \frac{h c_0}{\Delta E}$ des erzeugten Laserlichts ist abhängig von den erlaubten stimulierten Übergängen im Halbleitermaterial, also vom Energiebandabstand und der Breite der erlaubten Valenz- und Leitungsbänder. Aus dem zur Verfügung stehenden Energiekontinuum für erlaubte Intradbandübergänge tragen aber nur die Übergänge zur Laseremission bei, deren Photonen eine Verstärkung im Resonator erfahren. Entsprechend oben gesagten setzen sich nur Lichtwellenlängen durch, die stehenden Wellen im Resonator entsprechen. Für die erlaubten Schwingungsmoden $m \in \mathbb{IN}$ (Vielfachen der halben Grundwellenlänge) gilt:

$$m \cdot \lambda = 2 n_a \cdot l_{Resonator} \quad (3.28)$$

In obiger Gleichung ist n_a der Brechungsindex des aktiven Gebiets und $l_{Resonator}$ die Länge des Resonators. In der Regel sind mehrere Schwingungsmoden anregungsfähig, und die Güte des Resonators entscheidet über das emittierte Spektrum des Lasers. Die Abbildung 3.11 soll diesen Sachverhalt verdeutlichen. Die Pfeile kennzeichnen die Position anregungsfähiger Moden des Resonators auf der Wellenlängenachse.

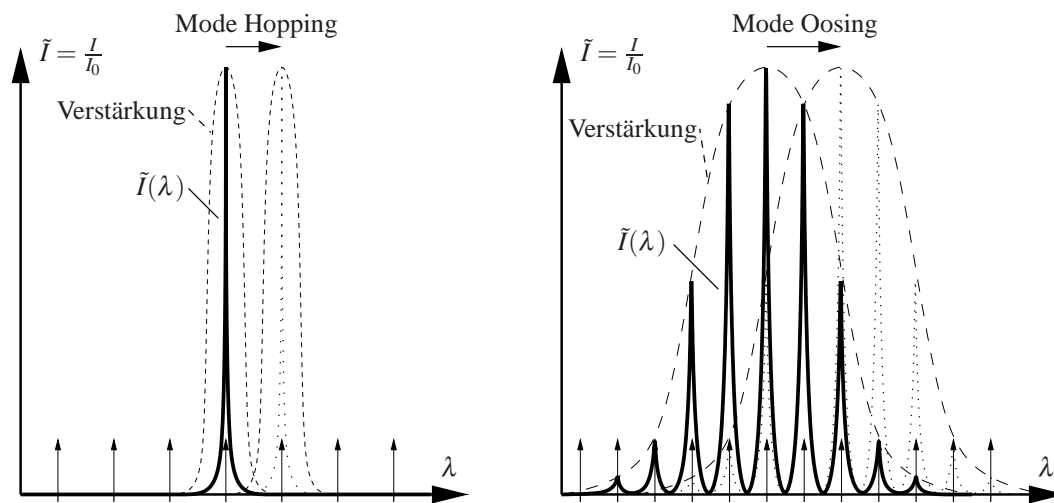


Abbildung 3.11: Longitudinale Modenspektren von Laserdioden

Die Situation bei hoher Resonatorgüte ist links in der Abbildung 3.11 dargestellt. Die gestrichelte Kurve deutet das wellenlängenabhängige Profil der Schleifenverstärkung im Resonator an. Bei hoher Resonatorgüte erfährt nur ein schmaler Wellenlängenbereich Verstärkung, und Moden in diesem Bereich werden angeregt. Indexgeführte Halbleiterlaser realisieren Resonatoren solch hoher Güte. Durch einen Brechungsindexwechsel zwischen der optisch aktiven Halbleiterschicht und den umgebenden

(Bahn-) Gebieten wird das Licht wie in einer Lichtleitfaser geführt und die Resonatorgeometrie kann sehr genau definiert werden. Das Ausgangsspektrum zeigt nur eine oder sehr wenige ausgeprägte Moden.

Zum Beispiel durch thermische Effekte kann sich die Wellenlänge für das Verstärkungsmaximum ändern. Wird hierdurch eine andere Mode begünstigt, kann diese plötzlich anschwingen, und der Laser emittiert wieder monomodig auf einer geringfügig anderen Wellenlänge (punktierter Verlauf des Laserspektrums in Abbildung 3.11, links). Dieser nicht deterministische Effekt wird als Mode-Hopping bezeichnet.

Bei verstärkungsgeführten Laserdioden ist die Resonatorgüte wesentlich geringer. Hier liegt kein Indexwechsel zwischen den Bahngebieten und der optisch aktiven Schicht vor, und es können auch Moden angeregt werden, deren Bahn nicht ausschließlich in der aktiven Zone verläuft. Es setzen sich die Moden durch, die eine genügend große Verstärkung erfahren. Die Situation ist in der Abbildung 3.11, rechts, verdeutlicht. Das Verstärkungsprofil ähnelt einer Gaus-Glockenkurve über die Wellenlänge aufgetragen, und mehrere Moden erfahren eine Verstärkung. Das Ausgangsspektrum der Laserdiode zeigt dementsprechend einen multimodigen Liniencharakter.

Auch bei diesem Diodentyp kann eine Verschiebung des Verstärkungsverlaufs über die Wellenlänge auftreten. Allerdings ist der Effekt nicht so ausgeprägt, wie bei dem oben beschriebenen einmodigen Lasertyp. Es werden weiterhin viele Moden angeregt. Nur die Intensitätsverteilung ändert sich verhältnismäßig geringfügig (Punktierter Kurvenverlauf in Abbildung 3.11, rechts).

In dem beschriebenen Kamerasystem werden ausschließlich multimodige Laserquellen eingesetzt. Diese Quellen lassen weniger ausgeprägte dynamische Modulationseffekte durch Interferenzerscheinungen bei der Einkopplung in die Photodiode erwarten (siehe Kapitel 5.2.4 und 5.3).

Kapitel 4

Grundlagen der CMOS-Bildsensorik

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Komponenten von CMOS-Bildsensoren behandelt. Damit sind zum einen die Bauelemente wie MOS-Transistor, Dioden, Detektorstrukturen und Kondensatoren, aber auch Grundsaltungen zur Signalverarbeitung gemeint.

Von besonderer Relevanz für die bildgebende Puls-Laufzeitmessung sind schnelle und effiziente Detektorstrukturen. Da die Lichtgeschwindigkeit bei gegebenem Distanzbereich die Meßdauer bestimmt, stehen nur kurze Zeitfenster zur Lichtdetektion zur Verfügung. Unter diesem Aspekt werden in Kapitel 4.3 in CMOS-Technologie realisierbare Detektorstrukturen diskutiert und Möglichkeiten zur Optimierung analysiert.

Die erreichbaren Signalamplituden am Detektor sind bei der kurzen Meßdauer auch durch die sehr begrenzten Möglichkeiten zur aktiven Beleuchtung aufgrund von Laserschutzbestimmungen und der Verfügbarkeit geeigneter Lichtquellen sehr gering. Daher werden parasitäre Effekte und das Rauschen in der Signalverarbeitungskette maßgeblich für die erreichbare Qualität des Meßsystems sein.

Die Rauscheigenschaften von Bauelementen und die schaltungstechnischen Maßnahmen zur Begrenzung von Rauscheinflüssen stehen daher im folgenden Kapitel im Vordergrund.

4.1 Rauscheffekte in CMOS-Bildsensoren

Die erreichbare Empfindlichkeit von Bildsensoren wird maßgeblich durch Rauschprozesse in den Detektorstrukturen und das Schaltungsrauschen im weiteren Signalpfad beschränkt. Signale einer Amplitude unterhalb des Eigenrauschens der Sensoren sind nicht mehr vom Rauschen unterscheidbar und tragen daher nicht mehr zum Informationsgewinn bei.

Der akquirierte Beitrag des Schaltungsrauschens in einer Messung nimmt mit der Bandbreite der signalverarbeitenden Schaltung zu. Die angestrebte hohe Bandbreite bei Sensoren zur Licht-Laufzeitvermessung und geringe Signalamplituden in den Detektoren erfordern daher eine sorgfältige Rauschanalyse beim Schaltungsentwurf.

Im folgenden werden kurz die Rauscheinflüsse in der MOS-Technologie erläutert und ihre Berücksichtigung im Schaltungsentwurf diskutiert. Einfache Rauschmodelle erlauben die analytische Behandlung der Rauscheinflüsse im Kamerasystem in Kapitel 6 und in den realisierten 3D-Bildsensoren in Kapitel 7.

Für tiefergehende Einblicke in die Thematik des elektronischen Rauschens, speziell auch der Rauschquellen in der CMOS-Schaltungstechnik, seien die Werke von Fitchen und Motchenbacher [169], Gray und Meyer [73], Laker und Sansen [137], Tsividis [258] und insbesondere Beneking [10] empfohlen. Eine Übersicht über praktische Aspekte des Schaltungsrauschens findet sich in Leach [147].

Mit der zunehmenden Integrationsdichte, der Verringerung der Verlustleistung und der Geschwindigkeitssteigerung stößt die Halbleitertechnologie in Bereiche vor, in denen Rauscheffekte die Qualität einer integrierten Schaltung erheblich beeinträchtigen. Die schaltungstechnisch relevanten Rauschprozesse haben grundsätzlich ihre Ursache in der Quantisierung natürlicher Prozesse. Die diskrete Natur der Elementarladung impliziert, daß auch signaltechnische Größen, erfaßt in der Form von Strömen, Spannungen oder Ladungen quantisiert sind. Lassen sich diese Größen im zeitlichen Mittel beliebig genau auflösen, äußert sich die Quantisierung jedoch in einem zeitabhängigen, überlagerten Rauschen.

Weitere Rauscheffekte beruhen auf thermischen Prozessen oder optischer Anregung. Angeregte Atome und Elementarteilchen der Materie tauschen abhängig von ihrem energetischen Anregungspotential ständig diskrete Impuls- und Energiequanten (Phononen und Photonen) aus. In diese zufälligen Prozesse sind auch die Leitungselektronen im Elektronengas eines elektrisch leitfähigen Festkörpers involviert und erfahren

Stöße untereinander oder mit Atomen. Die zufälligen Bewegungen der Elektronen in einem Schaltungselement äußern sich an den Klemmen in der Form von Rauschspannungen oder Strömen.

Die Amplitudenverteilung $P(v_n)$ weißer Rauschsignale v_n mit dem Mittelwert μ_n kann durch eine Gauß'sche Normalverteilung beschrieben werden:

$$P(v_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot e^{-\left(\frac{v_n - \mu_n}{\sigma}\right)^2} \quad (4.1)$$

Signaltheoretisch läßt sich das Rauschen unter dieser Voraussetzung über die Standardabweichung oder dem Effektivwert σ , beziehungsweise der Varianz $\sigma^2 = \overline{a_n^2(t)}$ der mittelwertfreien Zeitfunktion $a_n(t) = v_n(t) - \mu_n$ eines Rauschprozesses erfassen:

$$\sigma^2 = \overline{a_n^2(t)} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2\tau} \int_{-\tau}^{+\tau} a_n^2(t) dt \quad (4.2)$$

Bezogen auf elektrische Signale entspricht die Standardabweichung dem Effektivwert des Rauschstromes oder der Rauschspannung. Im folgenden werden die effektiven Rauschspannungen $U_n = \sqrt{\overline{u_n^2}}$ und -ströme $I_n = \sqrt{\overline{i_n^2}}$ durch Großbuchstaben, Zeitfunktionen der Rauschgrößen durch Kleinbuchstaben mit dem Index n gekennzeichnet.

In der Darstellung der Effektivwerte können unkorrelierte Rauschquellen in einer geometrischen Addition zusammengefaßt werden:

$$U_{n,ges} = \sqrt{\overline{u_n^2}} = \sqrt{\sum_{x=1}^m U_{n,x}^2} \quad I_{n,ges} = \sqrt{\overline{i_n^2}} = \sqrt{\sum_{x=1}^m I_{n,x}^2} \quad (4.3)$$

Breitbandige Rauschquellen werden zweckmäßig durch die spektrale Rauschstromdichte j_n oder durch die Rauschspannungsdichte e_n beschrieben, denn vielfach kann die effektive Rauschspannung bezogen auf den Ausgang oder Eingang einer Schaltung erst nach der Bestimmung des wirksamen Frequenzbandes erfolgen. Alternativ wird auch die sogenannte spektrale Leistungsdichte der Rauschspannungsquelle $S_u = e_n^2$ oder der Rauschstromquelle $S_i = j_n^2$ genutzt. Für den Zusammenhang zwischen der spektralen Rauschdichte und der effektiven Rauschgröße gilt:

$$U_n^2 = \overline{u_n^2} = \int_0^{\infty} S_u(f) df \quad \text{mit: } S_u = e_n^2 \quad (4.4)$$

$$I_n^2 = \overline{i_n^2} = \int_0^{\infty} S_i(f) df \quad \text{mit: } S_i = j_n^2 \quad (4.5)$$

Die Rauschbandbreite Δf_n ist ein weiteres wichtiges Maß zur Beurteilung der Rauscheinflüsse in einer Schaltung.

Die Rauschbandbreite eines realen Systems oder Filters wird durch die Bandbreite eines idealen Filters ausgedrückt, an dessen Ausgang die gleiche effektive Rauschspannung im quadratischen Mittel auftritt, verglichen mit dem Ausgang des realen Systems bei Einkoppelung eines weißen Rauschsignals [177, 169]. Über die Frequenz aufgetragen hat das äquivalente ideale Filter entsprechend dem realen System das gleiche Maximum im Betragsquadrat \hat{H}^2 und den gleichen Flächeninhalt unterhalb des Betragsquadrats der Übertragungsfunktion $H(f)$ des realen Systems.

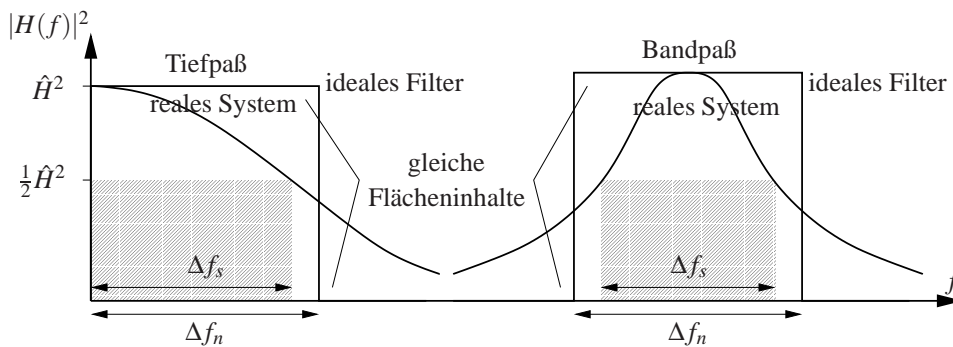


Abbildung 4.1: Darstellung der Rauschbandbreite eines Systems (Quelle [147])

Für die Rauschbandbreite eines Systems mit der Übertragungsfunktion $H(f)$ und dem Maximum \hat{H} gilt folglich der Ausdruck:

$$\Delta f_n = \frac{1}{\hat{H}^2} \int_0^{\infty} |H(f)|^2 df \quad (4.6)$$

Die nutzbare Signalbandbreite eines Systems ist, gegeben mit der 3dB-Grenzfrequenz eines Systems, grundsätzlich kleiner oder im optimalen Fall gleich der Rauschbandbreite. Darin kommt zum Tragen, daß für eine verzerrungsfreie Signalübertragung eine ausreichende, gleichbleibende Verstärkung über den gesamten Signalfrequenzbereich nötig ist. Im Gegensatz dazu ist die Beeinträchtigung der Signalform von Rauschsignalen unerheblich. Es interessiert vielmehr die Bilanz der gesamten, zum Ausgang übertragenen Rauschanteile. Damit müssen für die Beurteilung der wirksamen Rauschleistung auch spektrale Bereiche der Übertragungsfunktion berücksichtigt werden, die für die Verarbeitung des Nutzsignals irrelevant sind.

Es wird nun auf den wichtigen Fall eines Tiefpaß oder Bandpaß begrenzten Systems eingegangen. Bei der Betrachtung von Abbildung 4.1 wird deutlich, daß steilflankige

Filterfunktionen für die Reduktion von Rauscheinflüssen von Vorteil sind, da für die Signalübertragung nur der konstante Anteil der Übertragungsfunktion $H(f)$ genutzt werden kann. Im Idealfall ist die Rauschbandbreite Δf_n gleich der Signalbandbreite Δf_s . Die Rauschbandbreite $\Delta f_{n,RC} = \int_0^\infty (1 + \omega^2 \tau_{RC}^2)^{-1} df = \frac{1}{4RC}$ des einpoligen RC-Tiefpasses ist zum Beispiel um den Faktor $\frac{\Delta f_{n,RC}}{\Delta f_{RC}} = \frac{\pi}{2}$ größer als die Signalbandbreite $\Delta f_{RC} = \frac{1}{2\pi RC}$ (Weiterführendes ist in [147, 169] zu finden).

Mit der zunehmenden Steilheit der Tiefpaßfunktion nähert sich die Rauschbandbreite für Rauschquellen in der vorderen Signalkette der nutzbaren Signalbandbreite an. Die Möglichkeiten zur Realisierung steilflankiger Filterfunktionen in der Signalverarbeitungskette von Bildsensoren sind beschränkt, da die Realisierung sehr aufwendig und platzintensiv ist. Eine einfache Möglichkeit besteht aber zum Beispiel in der Wahl der gleichen Tiefpaßeckfrequenzen bei der Kettenschaltung von Signalverarbeitungskomponenten.

4.1.1 Thermisches Widerstandsrauschen

Das thermische Widerstandsrauschen (Thermal Noise) wird durch zufällige, thermisch angeregte Bewegungen der quasifreien Ladungsträger in einem Leiter oder Halbleiter bereits ohne eingepprägten Strom hervorgerufen [112, 113, 58, 59, 174]. Die Leistungsdichte S_u und S_i des Widerstandsrauschens ist direkt proportional zur Temperatur T und kann bis zu Frequenzen im THz-Bereich als konstant angenommen werden. Da die innere Energie eines physikalischen Systems beschränkt ist, muß die Rauschleistungsdichte für den Grenzübergang zu unendlich hohen Frequenzen hin Null werden. Aufgrund der hohen Eckfrequenz des Widerstandsrauschens im Bereich von 10^{13} Hz (weit oberhalb der erreichbaren Betriebsfrequenz aktueller MOS-Schaltungstechnik) kann das Widerstandsrauschen im gesamten Betriebsfrequenzbereich durch eine weiße Rauschquelle, also mit frequenzunabhängiger Leistungsdichte modelliert werden.

An den Klemmen eines Ohm'schen Widerstandes R beziehungsweise Leitwert G tritt die spektrale Rauschspannungsdichte $e_{n,th}$ oder -stromdichte $j_{n,th}$ auf:

$$e_{n,th}^2 = S_{u,th} = 4 k_b T R \quad (4.7)$$

$$j_{n,th}^2 = S_{i,th} = 4 k_b T G \quad (4.8)$$

In obiger Gleichung ist T die absolute Temperatur und k_b die Boltzmann-Konstante.

Die spektrale Rauschleistungsdichte an Ohm'schen Widerständen kann also bei einer gegebenen Temperatur als konstant und frequenzunabhängig angenommen werden.

Die tatsächlich wirkende effektive Rauschspannung oder der Rauschstrom in einer Schaltung ergibt sich erst bei Berücksichtigung der Rauschbandbreite Δf_n der Schaltung entsprechend Gleichung 4.4 oder 4.5:

$$U_{n,th} = \sqrt{u_{n,th}^2} = \sqrt{4 k_b T R \Delta f_n} \quad (4.9)$$

$$I_{n,th} = \sqrt{i_{n,th}^2} = \sqrt{4 k_b T G \Delta f_n} \quad (4.10)$$

Ein realer rauschender, Ohm'scher Widerstand kann durch die Serienschaltung eines idealen, rauschfreien Widerstandes und einer rauschenden Urspannungsquelle $u_{n,th}$ oder durch die Parallelschaltung eines idealen Widerstandes mit einer rauschenden Urstromquelle $i_{n,th}$ modelliert werden.

4.1.2 Funkelrauschen

Unter dem Begriff Funkelrauschen (Flicker Noise), das aufgrund der Frequenzabhängigkeit der spektralen Leistungsdichte auch als $1/f$ -Rauschen bezeichnet wird, werden allgemein Rauschsignale mit fallender Leistungsdichte bei steigender Frequenz verstanden. Die Ursachen für das Funkelrauschen in elektronischen Bauelementen sind noch nicht umfassend ergründet [261]. Seit der ersten Beobachtung dieses Effektes [111] ist das Funkelrauschen immer wieder Gegenstand intensiver Untersuchungen. Dennoch existiert zur Zeit noch kein einheitliches Erklärungsmodell, das dieses Phänomen umfassend und zufriedenstellend beschreibt.

Es existieren verschiedene Ansätze, dieses Rauschspektrum für bestimmte Anwendungsfelder in der Elektrotechnik physikalisch herzuleiten, zum Beispiel über die Filterung und Mischung weißen Rauschens durch Anregung von Oszillationen [189].

Andere Ansätze berücksichtigen Ladungsträger- und Beweglichkeitsfluktuationen von freien Ladungsträgern. Insbesondere Kristallstörungen und Grenzflächeneffekte mit diskreten Anregungsenergien scheinen eine dominante Rolle zu spielen [185, 168, 170]. Bei Stromfluß werden an Fehlstellen im Kristall oder an gestörten Grenzflächen Ladungsträger kurzzeitig in freien Atombindungen (Traps) eingefangen und nach kurzer Zeit reemittiert, in Halbleitern tritt noch die Generation und Rekombination von Ladungsträgern hinzu (Ladungsträgerfluktuationen). Daher tritt das Funkelrauschen in Körpern mit vielen Korngrenzflächen und dominantem Stromfluß entlang der Grenzflächen sowie in MOS-Kanälen besonders in Erscheinung (siehe auch Kapitel ??). An der Grenzfläche des Gate-Oxids zum Siliziumkristall treten sehr viele freie Bindungsstellen zu Siliziumatomen auf. In Halbleiterbauelementen, die auf Volumeneffekten

beruhen, wie Bipolartransistoren, ist das Funkelrauschen weniger ausgeprägt. In der MOS-Technologie müssen jedoch Maßnahmen zur Reduktion des Funkelrauschens ergriffen werden, die in den Kapiteln 4.5.2 und 4.5.1 diskutiert werden.

In [207] wird die Vermutung geäußert, daß das Leistungsdichtespektrum des Funkelrauschens in seiner Gesamtheit aus der Überlagerung einer Vielzahl verschiedener Prozesse der Gestalt $\sum_n S_{I,f} \approx I_0^{\beta_f} \sum_n (1 + (\omega/\omega_{g,n})^{\alpha_f})^{-1}$ herrührt. Erst in der Überlagerung führen die Einzelprozesse zum beobachtbaren, tieffrequenten Funkelrauschspektrum der Rauschleistungsdichte $S_{f,i}$ bezüglich des Stroms.

$$S_{f,i} = K_{f,i} \frac{I_0^{\beta_f}}{f^{\alpha_f}} \quad (4.11)$$

In dieser Darstellung ist $K_{f,i}$ (entsprechend $K_{f,u}$) der Funkelrauschkoeffizient und definiert, daß es sich um ein strombezogenes (oder spannungsbezogenes) Signal abhängig vom eingepprägten Strom I_0 (der anliegenden Spannung U_0) handelt. Die Parameter α_f sowie β_f in den Exponenten sind technologieabhängige, empirisch bestimmte Konstanten. Im Funkelrauschkoeffizienten müssen die Parameter α_f und β_f zur Normierung berücksichtigt werden. Entsprechend [147] sind in Halbleiterbauelementen, speziell Feldeffekttransistoren, typische Werte der Parameter $\alpha_f \approx 1$ und $\beta_f \in [0..3]$.

Die untere Frequenzgrenze des Funkelrauschens ist unbekannt, das 1/f-Spektrum erstreckt sich aufgrund langsamer Prozesse bis weit in den μHz -Bereich [207, 10]. In den hier betrachteten Anwendungen liegt die Meßdauer τ weit niedriger und es wird bis zur unteren Grenzfrequenz $1/\tau$ ein gleichförmiges 1/f-Spektrum angenommen.

Zu hohen Frequenzen hin dominiert grundsätzlich ab einer Grenzfrequenz f_c das konstante weiße Rauschen, sodaß das Funkelrauschen jenseits der Grenzfrequenz vernachlässigbar wird.

Für den Beitrag des effektiven Rauschstromes beziehungsweise der Rauschspannung in dem Frequenzband $\Delta f = f_o - f_u$ mit der oberen und unteren Bandgrenze f_o und f_u gilt dann unter der Voraussetzung $1/\tau < f_u < f_o \leq f_c$ und der Annahme $\alpha_f = \beta_f = 1$ in Gleichung 4.11:

$$I_{n,f}^2 = \overline{i_{n,f}^2} = K_{f,i} I_0 \cdot \ln\left(\frac{f_o}{f_u}\right) \quad (4.12)$$

$$U_{n,f}^2 = \overline{u_{n,f}^2} = K_{f,u} U_0 \cdot \ln\left(\frac{f_o}{f_u}\right) \quad (4.13)$$

Weiterführende Betrachtungen auch nichtstationärer Effekte durch Funkelrauschen in aktiven CMOS-Bildsensoren finden sich in [254, 253].

4.1.3 Schrotrauschen

Das Schrotrauschen (shot noise) hat seine Ursache in der Quantisierung des elektrischen Stroms und tritt in Erscheinung, sobald die transportierten Ladungen durch Überquerung einer Potentialbarriere abzählbar werden [73]. Das ist zum Beispiel bei Strömen über pn-Kontakten der Fall, aber auch beim Kanalstrom von MOS-Transistoren im Sub-Threshold Betrieb oder auch bei Vakuumröhren aufgrund der Austrittsarbeit an der Glühkathode.

Da der Stromfluß kein kontinuierlicher Vorgang ist, sondern auf dem Transport von Ladungspaketen in Form von Elektronen beruht, setzt sich der Gesamtstromfluß zeitlich aus einzelnen Impulsen zusammen. Die mittlere Stromstärke I_0 ergibt sich aus der mittleren Anzahl der Elektronen pro Zeiteinheit multipliziert mit der Elementarladung q_e .

Die Fluktuationen im Gesamtstrom werden durch eine Rauschstromdichte $\overline{j_{n,s}^2}$ proportional zur eingepprägten Stromstärke I_0 mit weißem Charakter erfaßt.

$$\overline{j_{n,s}^2} = 2 q_e I_0 \quad (4.14)$$

Der Effektivwert des Rauschstromes $I_{n,s}$ ergibt sich unter Berücksichtigung der erfaßten (Rausch-) Bandbreite Δf_n und wird durch die Schottky-Gleichung beschrieben:

$$I_{n,s} = \sqrt{\overline{i_{n,s}^2(t)} \Delta f_n} = \sqrt{2 q_e I_0 \Delta f_n} \quad (4.15)$$

Das Schrotrauschen tritt besonders störend in den Steuerströmen von Bipolartransistoren und den Eingangsleckströmen von Junction-Feldeffekttransistoren in Erscheinung, da es mit dem Nutzsignal verstärkt wird. Bei MOS-Feldeffekttransistoren treten keine nennenswerten Leckströme über die Gateisolation auf. Das verbleibende Rauschen im Drainstrom wird über das äquivalente thermische Rauschen am Kanalwiderstand erfaßt [73, 200].

4.1.4 Photonenrauschen (Quantenrauschen)

Das Photonenrauschen resultiert aus einem Schrotrauschprozeß, der seine Ursache in der Quantisierung der in Form von Photonen ausgetauschten Energiepakete hat. Das Photonenrauschen tritt gleichermaßen an Bauelementen auf, die Photonen absorbieren oder emittieren. In diesem Zusammenhang soll aber lediglich die Detektion von Photonen im Halbleiter betrachtet werden [163].

In Kapitel 4.1.3 wurde bereits für den Stromtransport über Potentialbarrieren erläutert, daß ein Rauschsignal proportional zur mittleren transportierten Ladungsträgerzahl (Elektronen) erzeugt wird, sobald diese bei der Querung der Potentialbarriere unterscheidbar werden. Spontane Schwankungen in der Photonenemission und -absorption entstehen wie beim Schrotrauschen des Stromtransports.

Photonen können von Festkörpern nur in diskreten Energiepaketen $E_{ph} = h\nu$ absorbiert oder emittiert werden, die erlaubten Energiebandübergängen im Festkörper entsprechen. Damit Photonen in einem Halbleiter detektiert werden können, muß weiterhin ihre Energie größer dem Bandabstand E_g im Halbleiter sein, um Elektronenübergänge aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuregen. Da die angeregten Elektronen nicht in der Lage sind, den Festkörper zu verlassen, wird auch vom inneren Photoeffekt gesprochen.

Unter der Annahme, daß der eingehende Strahlungsfluß Φ_e respektive Photonenzahl $\overline{N_{ph}}$ nicht zu Sättigungseffekten ausreicht, ist die Generation von Photoelektronen ein statistisch unabhängiger Prozeß. Ein Photon regt in einem stochastischen Prozeß jeweils nur maximal ein Elektron (Photoelektron) zum Bandwechsel an, unabhängig von der absoluten Photonenenergie. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photoelektron durch ein Photon im Detektor generiert wird, wird mit dem frequenzabhängigen Quantenwirkungsgrad $\eta_{ph}(\nu)$ erfaßt. Die Generationsrate G_{ph} der Photoelektronen, beziehungsweise der mittlere Photostrom bei Ladungstrennung im Halbleiter ist dann:

$$G_{ph} = \int_{\nu} \eta_{ph}(\nu) \cdot \frac{\Phi_e(\nu)}{h\nu} d\nu = \frac{I_{ph}}{q_e} \quad (4.16)$$

Der Emission und der Absorption von Photonen im sichtbaren Spektralbereich liegen Poisson-Prozesse zugrunde. In der Verknüpfung beider Prozesse, ausgedrückt im Produkt der Quantenwirkungsgrade für die Absorption und Emission, bleibt die Verteilung invariant [56]. Die Anzahl der generierten Photoelektronen N pro Zeitintervall ΔT ist um den Mittelwert \overline{N} Poisson verteilt.

$$\overline{N_{ph}} = G_{ph} \cdot \Delta T \quad (4.17)$$

Die Varianz σ^2 dieses Poisson Prozesses ist das Schwankungsquadrat der generierten Photoladungsträger um das zeitliche Mittel $\overline{N_{ph}}$ im Zeitraum ΔT :

$$\sigma^2 = \overline{N_{ph}} = G_{ph} \cdot \Delta T \quad (4.18)$$

Das heißt, der Detektionsprozeß generiert im Detektor einen effektiven Rauschstrom von $I_{n,ph} = q_e \sigma$ bezogen auf den generierten Photostrom I_{ph} :

$$I_{n,ph} = \sqrt{i_{n,ph}^2} = \sqrt{\frac{2 q_e I_{ph}}{\Delta T}} \quad (4.19)$$

Dieses Rauschsignal entsteht durch den Detektionsprozeß selbst und definiert daher die untere erreichbare Rauschgrenze eines Photodetektors.

4.1.5 Popcornrauschen

Das Popcornrauschen (Burst Noise) ist ein niederfrequentes Rauschsignal im Frequenzbereich unterhalb einiger Kilohertz [73]. Hervorgerufen wird es im wesentlichen durch den Transport beweglicher Ionen (metallische Verunreinigungen) im Halbleitermaterial (pn-Kontakte) oder in isolierenden Oxidschichten. In frühen CMOS-Technologien waren vor allem Natrium- und andere Verunreinigungen für das Popcornrauschen verantwortlich [73]. Unter diesem Aspekt deutet das Auftreten von Popcornrauschen auf ernsthafte Technologieprobleme hin. In aktuellen CMOS-Technologien ist das Popcornrauschen vernachlässigbar und wird durch das dominante Funkelrauschen überdeckt.

4.1.6 Quantisierungsrauschen

Vielfach wird für die Meßdatenverarbeitung ein digitalisiertes Signal gefordert, wobei die Digitalisierung zum Beispiel innerhalb eines Bildsensors oder außerhalb in dem Kamerasystem erfolgen kann. Bei der Digitalisierung wird aber systembedingt zusätzlich zum analogen Schaltungsrauschen dem Signal eine Quantisierungsrauschkomponente hinzugefügt. Die Ursache dieses Rauschsignals liegt in der Quantisierung des analogen Eingangssignals bei der Wandlung selbst begründet und tritt auch bei einem idealen Analog-Digital Wandler in Erscheinung.

Die Abbildung 4.2 veranschaulicht die Ursache des Quantisierungsrauschens. Dargestellt ist das quantisierte Ausgangssignal eines idealen Analog-Digital Wandlers $Z(u_e)$, mit der Quantisierungsstufenweite U_q , abhängig von der Eingangsspannung u_e des Wandlers. Die schraffierten Flächen zwischen der Diagonalen und der idealen Konversionskennlinie kennzeichnen die Abweichung zwischen dem äquivalenten Eingangssignal entsprechend dem Wandlerausgang $Z(u_e) \cdot U_q$ und dem tatsächlichen Eingangssignal u_e . Die entsprechenden Fehlerspannungen $\Delta u(u_e)$ sind im unteren Diagramm aufgetragen.

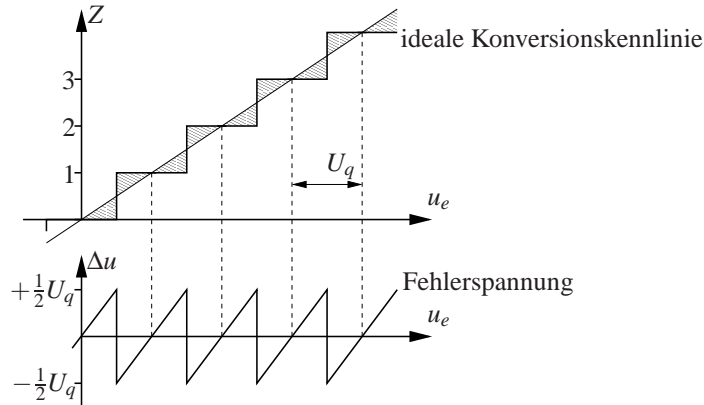


Abbildung 4.2: Quantisierungsrauschen in der Digitalisierung

Die Unsicherheit, ob der Ausgangswert Z des Wandlers die tatsächliche Eingangsspannung u_e repräsentiert, läßt sich durch das effektive Quantisierungsrauschen $U_{n,q}$ fassen. $U_{n,q}$ ist der Effektivwert der Fehlerspannung Δu . Aufgrund der Periodizität von Δu bei einem idealen Wandler mit der Quantisierungsstufenbreite U_q kann das effektive Quantisierungsrauschen über eine beliebige Periode U_q ermittelt werden. Hier wird das Intervall $-\frac{1}{2}U_q \leq u_e \leq +\frac{1}{2}U_q$ um den Ursprung gewählt, mit $\Delta u(u_e) = u_e$:

$$U_{n,q} = \sqrt{u_{n,q}^2} = \sqrt{\frac{1}{U_q} \int_{-U_q/2}^{+U_q/2} \Delta u^2(u_e) du_e} = \frac{1}{\sqrt{12}} U_q \quad (4.20)$$

Das effektive Quantisierungsrauschen ist proportional zur Quantisierungsstufenweite U_q und kann somit durch eine Erhöhung der Auflösung des Wandlers (mit der Bitbreite n) proportional auf $1/2^n$ reduziert werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Reduktion des Quantisierungsrauschens besteht in der Überabtastung. Dabei wird das gleiche Eingangssignal m -Fach überabgetastet, wobei durch Mittelung der Rauschanteil proportional zum Kehrwert der Wurzel aus der Überabtastrate \sqrt{m} abnimmt. Ein solches Vorgehen macht jedoch nur Sinn, wenn während der Abtastung das Eingangssignal über die Quantisierungsstufenweite variiert, damit Änderungen am Ausgang des Wandlers wirksam werden. Die Variation des Eingangssignals kann durch Addition eines zusätzlichen Signals erfolgen, das nach der Digitalisierung wieder aus dem Nutzsinal herausgefiltert wird, oder durch Rückkopplung der Fehlerspannung (wie beim Sigma-Delta Analog-Digital Wandler). Aber auch im Eingangssignal bereits enthaltene Rauschanteile können für die nötige Aussteuerung

ausreichen und werden durch die Mittelung gemeinsam mit dem Quantisierungsrauschen reduziert.

4.2 Rauschfilterung

Wie eingangs bereits erläutert wurde, ist die Rauschbandbreite eines Systems grundsätzlich größer oder im optimalen Fall gleich der Signalbandbreite. Daher ist der Einfluß der Übertragungsfunktion eines Systems auf das Rauschen von besonderem Interesse. Vor allem das breitbandige, weiße Rauschen bereitet in der Begrenzung besondere Probleme und soll im folgenden näher betrachtet werden. Für die Unterdrückung niederfrequenter Rauscheinflüsse, wie das Funkelrauschen, existieren wirkungsvolle Methoden, die in Kapitel 4.5 näher betrachtet werden.

Für Systeme mit geschalteten Kapazitäten (SC-Schaltungen), die in CMOS-Bildsensoren breite Anwendung finden, sind zwei Sonderfälle von grundlegender Bedeutung. Das ist zum einen die Beeinflussung des Eingangsruschspektrums einer SC-Schaltung durch den Abtastvorgang in der Schaltung und zum anderen der Rauschbeitrag einfacher RC-Tiefpässe.

Durch den Innenwiderstand realer MOS-Schalter und anderer Komponenten bekommt jeder Schaltzustand in einem SC-Netzwerk RC-Tiefpaßcharakter. Ein einfaches Beispiel dafür ist der Resetvorgang einer Photodiode in integrierendem Betrieb, deren parasitäre Kapazität vor jedem Integrationszyklus auf eine Referenzspannung vorgeladen wird (siehe auch Abschnitt 4.3.2.1). Ein gleiches gilt allgemein für Systeme und Komponenten mit einpoligem Tiefpaßcharakter, zum Beispiel kapazitiv belastete einstufige Operationsverstärker und OTA's (siehe auch Kapitel 4.4.4).

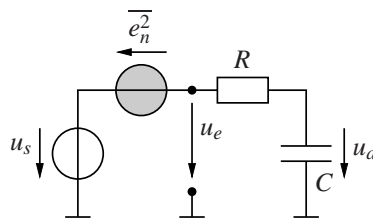


Abbildung 4.3: Einfacher RC-Tiefpaß mit einer weißen Rauschquelle

Die Abbildung 4.3 zeigt das Modell eines realen RC-Tiefpasses mit dem Eingangssignal u_s und der internen weißen Rauschquelle $\overline{e_{n,th}^2}$. Die weiße Rauschquelle mit der

spektralen Leistungsdichte $\overline{e_{n,th}^2} = 4k_bTR$ repräsentiert das thermische Widerstandsrauschen des Widerstandes R . Die Übertragungsfunktion des Tiefpasses hat für das weiße Rauschen und das Eingangssignal die gleiche Gestalt:

$$H(\omega) = \frac{u_a}{u_e} = \frac{1}{1 + j\omega RC} \quad (4.21)$$

Das Betragsquadrat der Rauschspannung am Kondensator repräsentiert die innere (thermische) Energie im System; nur der Effektivwert der Rauschspannung ist von Interesse. Am Ausgang des Tiefpasses steht damit im stationären Zustand die effektive Rauschspannung $U_{n,th}$ an:

$$\begin{aligned} U_{n,th}^2 = \overline{u_{n,th}^2} &= \int_0^{\infty} \overline{e_{n,th}^2} \cdot |H(2\pi f)|^2 df \\ &= \int_0^{\infty} 4k_bTR \cdot \frac{1}{1 + (2\pi fRC)^2} df = \frac{k_bT}{C} \end{aligned} \quad (4.22)$$

Bemerkenswert an diesem Ergebnis ist die Unabhängigkeit der effektiven Rauschspannung U_n vom Ohm'schen Widerstand R des Tiefpasses. Lediglich die spektrale Verteilung der Rauschspannungsdichte am Ausgang des dargestellten Tiefpasses ändert sich mit dem Widerstand.

Dieses Ergebnis entspricht der allgemeineren Herleitung Einsteins für das thermische Rauschen bei der Analyse der Brownschen Molekülbewegung [58, 59], der die systemimmanente thermische Energie (entsprechend k_bT) mit den zur Verfügung stehenden Freiheitsgraden eines Systems (unabhängige Energiespeicher) verknüpft. Im Fall des einfachen Tiefpasses entspricht ein Freiheitsgrad dem kapazitiven Energiespeicher C .

4.3 Photodetektoren in CMOS-Prozessen

Bei der Entwicklung integrierter Schaltungen für die Entfernungsbildaufnahme nach Lichtlaufzeit-Meßprinzipien ist die Wahl und Ausgestaltung des integrierbaren Photodetektors von entscheidender Bedeutung. Als erstes Glied der elektronischen Meßkette auf der Empfängerseite ist dieses Schaltungselement bestimmend für die maximal erreichbare Empfindlichkeit (Eigenrauschen und Impulsantwort) und den erreichbaren Dynamikbereich in einer Messung. Die nachfolgende elektronische Verarbeitung wird bestenfalls die Signalqualität, respektive den Dynamikbereich nicht beeinträchtigen. Ohne Überabtastung wird sie aber keinesfalls die Signalqualität verbessern können.

Die einzig verbleibende Möglichkeit zur Optimierung des Systems ist die Bandbegrenzung, durch die nicht interessante Signalanteile und damit Störungen in diesem Frequenzbereich ausgeblendet werden. Im verbleibenden Frequenzband bleiben die Eigenschaften des Detektors bestimmend für den erreichbaren Dynamikbereich und die Empfindlichkeit.

In der CMOS-Technologie realisierbare lichtempfindliche Bauelemente sind:

- pn-Photodioden
- pin-Photodioden
- Driftkammer-Dioden
- CCD-Strukturen
- Photogates
- Schottky-Dioden
- Photo-Feldeffekttransistoren
- Bipolare Phototransistoren
- Metall-Halbleiter-Metall-Dioden

Speziell für die Detektion modulierten Lichts gibt es aufbauend auf die genannten Elemente neue Ansätze mit der Realisierung sogenannter Demodulations-Pixel:

- Lock-In Pixel [231, 239, 240, 238, 138, 143, 140, 141, 144]
- Photonic Mixer Device [239, 220, 226, 227, 167, 276, 216, 98, 84, 85, 276]

Unter der Prämisse der kurzen Belichtungszeit, sind diese Bauelemente nicht gleichermaßen gut für die Lichtlaufzeitmessung geeignet. Speziell weisen Photo-Feldeffekttransistoren und bipolare Phototransistoren aufgrund von Speichereffekten sehr hohe Zeitkonstanten auf. Andere Strukturen, wie Schottky-Photodioden und CCD-Strukturen erfordern zusätzliche Prozeßschritte oder Modifikationen des Herstellungsprozesses. Für kostensparende Produkte wird dann die Forderung bestehen, auf Standard CMOS-Technologien auszuweichen. In diesen Technologien sind ohne zusätzliche Prozeßschritte oder Prozeßvariationen nur pn-Photodioden von ausreichender Qualität realisierbar.

4.3.1 Photodetektion im Halbleiter

An dieser Stelle soll ein kurzer Überblick über die elektrischen und optoelektrischen Eigenschaften von Halbleitern gegeben werden. Für eine detailliertere Behandlung dieser Themengebiete sei auf die Literaturstellen [249], [128], [267] verwiesen, die eingehend die physikalischen Grundlagen behandeln.

Die äußeren Bindungselektronen (Valenz-Elektronen) der Halbleiteratome im Kristallverbund eines reinen Halbleiters sind, im Gegensatz zur Situation im Metallgitter, im energetischen Grundzustand in den kovalenten Bindungen der Atome lokalisiert. Bei außen angelegter Spannung wird durch einen solchen Halbleiterkristall nur ein sehr geringer Strom fließen; er verhält sich wie ein Isolator. Erst durch zusätzliche Einwirkung, Einbringen von Störstellen, Dotierung und thermische oder optische Anregung ändern sich die Eigenschaften dieses Materials. Was macht aber den Unterschied aus, daß dieses Material in so vielfältiger Weise für die Realisierung elektronischer Bauelemente einschließlich optischer und anderer Detektoren geeignet ist? Der Sachverhalt läßt sich gut am Bänderdiagramm verdeutlichen (siehe Abbildung 4.4).

Elektrischer Strom kann erst fließen, wenn Elektronen im elektrischen Feld aufgrund der außen angelegten Spannung beschleunigt werden, also kinetische Energie aufnehmen. Auf das Energiebandmodell übertragen bedeutet es, daß Elektronen in der Bandstruktur benachbarte, unbesetzte Zustände höherer Energie einnehmen müssen.¹

Zwar ist die Energiebarriere, das heißt der nötige Impuls, für das Verschieben von Valenzelektronen von einer kovalenten Bindung in eine benachbarte relativ gering. Da jedoch bei Halbleitern im Grundzustand alle Bindungen voll besetzt sind und gleichermaßen alle Impulszustände besetzt sind, ist kein Netto-Stromfluß möglich. Dazu müssen zuerst Elektronen aus ihren Plätzen im Valenzband entfernt werden, damit eine äußere angelegte Spannung ausreicht, Stromfluß durch Verschieben der Valenzelektronen anzuregen.

Weil das nächste höhere Energieband über dem Valenzband grundsätzlich nur durch angeregte Elektronen aus dem Valenzband teilweise besetzt wird, die folglich zur Stromleitung beitragen, wird dieses als Leitungsband bezeichnet. Die untere Bandkante des Leitungsbandes wird durch das Energieniveau E_L gekennzeichnet.

¹Im Energiebandmodell der Halbleiterkristallstruktur sind die Energiezustände über den Betrag des reziproken Gittervektor $k_g = ||\vec{k}_g||$ aufgetragen, der zugleich proportional zum Impuls der Ladungsträger ist. Über den Impuls $p = m_{eff}v$ ist damit auch der Zusammenhang mit der Driftgeschwindigkeit v bei bekannter effektiver Masse der Ladungsträger im Kristallverbund gegeben.

Durch die besondere Kristallstruktur der Halbleiter (Diamant- oder Zinkblendegitter) ist der nötige Energiebetrag zum Auslösen von Elektronen aus dem Valenzband überproportional groß. Zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband existiert eine verbotene Zone, die Bandlücke $E_g = E_L - E_V$, für die keine gültige Lösung der Schrödingergleichung existiert. Zur Anregung von Elektronen aus dem Valenzband muß mindestens die Energie E_g zur Überwindung der Bandlücke aufgebracht werden.

Durch thermische oder optische Anregung können Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband angehoben werden. Im Valenzband werden einige Impulszustände frei, gleichzeitig stehen im Leitungsband bei vielen freien erlaubten Impulszuständen einige Leitungselektronen zur Verfügung.² Die Stromleitung wird möglich, wenn auch eingeschränkt, da der spezifische Widerstand eigenleitender Halbleiter mit bis zu $100k\Omega cm$ relativ hoch ist. Dieser ist aber in weiten Bereichen durch Dotierung zu beeinflussen.

Metalle, Halbleiter und Isolatoren unterscheiden sich hinsichtlich der Energiebänder nur in der Größe der Bandlücke. Bei Isolatoren ist die Bandlücke derart groß, daß eine Anregung von Elektronen aus dem Valenzband äußerst unwahrscheinlich wird. Bei Metallen hingegen berühren beziehungsweise überlappen das Leitungs- und Valenzband einander. Unter Halbleitern werden Materialien verstanden, deren Bandlücke bis in den Bereich von 5eV reicht (Diamant: $E_g = 5,4eV$, Silizium $E_g = 1,17eV$)³.

4.3.1.1 Optische Anregung in Halbleiterbauelementen

Die optische Strahlungsdetektion setzt eine Wechselwirkung von Licht (Photonen) und Materie voraus. Photonen wechselwirken im wesentlichen durch den Photoeffekt, dem Compton-Effekt und durch Paarerzeugung unter Energieabgabe mit Materie [285] (kurzgefaßter Überblick, siehe [181]). Für Photonenenergiebeträge kleiner 100keV ist der Compton-Effekt, bei dem Photonen durch Streuung an (gebundenen) Elektronen und Reemission Energie verlieren, vernachlässigbar. Die Paarbildung, bei der ein Photon im Coulombfeld von Atomkernen in Elektron-Positron-Paare umgewandelt wird, ist bei den Energiebeträgen nicht möglich. Da bei Licht im infraroten ($\lambda = 780nm - 1050m$) und sichtbaren Wellenlängenbereich ($\lambda = 380nm - 780nm$), Energiebeträgen bis zu $E = h\nu < 6,20eV$ entspricht, dominiert der Photoeffekt.

²Daraus resultiert der negative Temperaturkoeffizient im spezifischen Widerstand von Halbleitern.

³In der Literatur wird häufig eine Bandlücke von 3eV zur Unterscheidung von Halbleitern und Isolatoren angegeben. Zunehmend werden aber auch Diamant und Mischkristalle, wie InGaN/AlGaN mit wesentlich größeren Bandlücken als Halbleitermaterial für diskrete Bauelemente eingesetzt.

Der Photoeffekt ist der Anregungsprozeß von Hüllenelektronen eines Atoms, beziehungsweise von Elektronen in den dislokalisierten Energieniveaus in einem Festkörper (Kristall). Das Licht kann dabei nur in diskreten Energieportionen absorbiert werden, den Lichtquanten oder Photonen. Für die Verteilung der Schwarzkörperstrahlung liefert die klassische Physik ein Maximum der Strahlungsleistung bei kürzesten Wellenlängen. Dieser Widerspruch zur Realität, bekannt geworden als „die Ultraviolett-Katastrophe“, konnte von Max Plank empirisch aufgelöst werden, indem er den quantisierten Energieaustausch in diskreten Lichtquanten ($E(\nu) = h\nu$) postulierte und führte so zur Entwicklung der Quantenmechanik [89].

Bei der Absorption eines Photons müssen grundsätzlich die Energie und der Impuls erhalten bleiben. Weil das Photon selbst nur einen sehr geringen Impuls transportiert, sind in den Energiebanddiagrammen zunächst nur vertikale Übergänge wahrscheinlich (siehe auch Abbildung 4.5). Bei diesen Übergängen bleibt der Impuls der angeregten Elektronen näherungsweise konstant. Das widerspricht aber den Befunden, daß Halbleiter mit indirekter Bandlücke, das sind Halbleiter, bei denen das absolute Minimum des Leitungsbandes bei einem anderen Impulszustand als das Maximum im Valenzband auftritt, auch Licht der Photonenenergie im Bereich der Bandlücke absorbiert. Hierzu muß ein weiterer Reaktionspartner die Impulsbilanz ausgleichen. Es wird auch von einem Drei-Teilchen-Prozeß gesprochen. Die Impulsbilanz kann dann ausgeglichen werden, indem der nötige zusätzliche Impuls bei der Elektronenanregung von einem thermisch angeregten Atom übertragen wird, beziehungsweise dieses den Rückstoß übernimmt. Der Impulsanteil zum Ausgleich der Energie-Impuls-Bilanz, den das Atom übernimmt oder bereitstellt, wird in der Form von Gitterschwingungen (Phononen) an den gesamten Festkörper (Kristall) weitergegeben oder gegebenenfalls daraus aufgenommen. Die Interaktion von Licht und Materie ist also mit der Aufnahme und Erzeugung von Phononen verbunden.

Es wird zwischen dem äußeren und dem inneren Photoeffekt unterschieden. Bei dem äußeren Photoeffekt wird durch Photonen eine ausreichende Energiemenge zugeführt, sodaß angeregte Elektronen die Energiebarriere zum Austritt aus einem Festkörper überwinden. Entsprechend der Veröffentlichung [57] verlassen die sogenannten Photoelektronen den Festkörper. Für die Lichtdetektion mit integrierten Halbleiterbauelementen, das sind zum Beispiel Halbleiter-Photodioden oder Photoleiter, ist vor allem der innere photoelektrische Effekt von Bedeutung (Abbildung 4.4).

Dabei werden Photonen unter Anregung lokalisierter oder quasifreier Ladungsträger absorbiert:

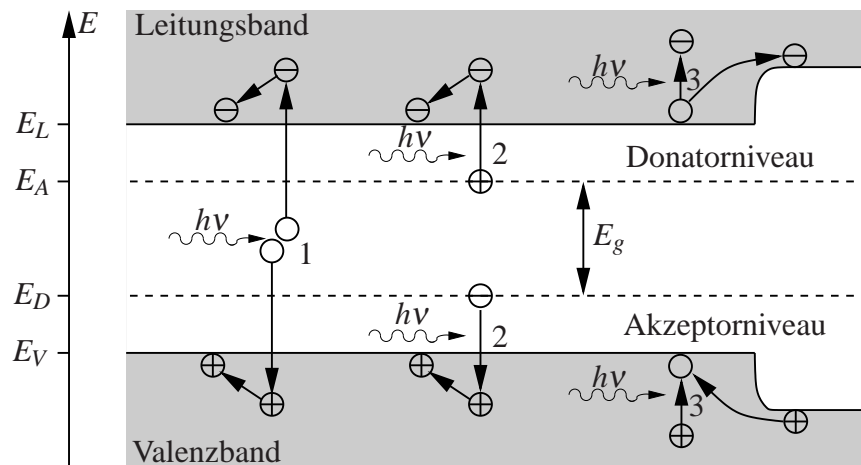


Abbildung 4.4: Photoanregung in Halbleitern

- 1: Anregung von Interbandübergängen: Dabei regt einfallendes Licht im Halbleiter Elektronen aus dem Valenzband an, die unter Absorption eines Lichtquants in das Leitungsband wechseln. Hierfür ist eine Photonenenergie $h\nu$ größer der Bandlücke E_g nötig. Dieser Effekt ist der wichtigste, da er für sehr effiziente integrierte Photodetektoren genutzt werden kann.
- 2: Anregung von Störstellen-Bandübergängen: Einfallende Photonen regen Elektronenübergänge zwischen Störstellen durch Dotierstoffatome oder Kristalldefekte und dem Valenzband beziehungsweise dem Leitungsband an. Die nötige Energie für diesen Anregungseffekt ist wesentlich geringer, als zur Anregung von Interbandübergängen benötigt wird, da die Akzeptor- und Donatorniveaus innerhalb der Bandlücke liegen. Dadurch wird ein hochdotierter Halbleiter für langwelliges Licht empfindlich. Jedoch sind in integrierten Halbleiterschaltungen gebräuchliche Dotierstoffkonzentrationen so gering, daß dieser Effekt nicht effektiv nutzbar ist. Er geht in dem Beitrag thermisch angeregter Störstellen unter.
- 3: Interne Photoemission, die Anregung quasifreier Ladungsträger: Einfallendes Licht regt quasifreie Ladungsträger im Festkörper an. Das sind Elektronen im Leitungsband oder im teilweise unbesetzten Valenzband eines Halbleiters, oder in den überlappenden Energiebändern von Metallen. Die angeregten Ladungsträger nehmen höherenergetische Zustände innerhalb des gleichen Bandes ein. Die aufgenommene Energie kann zur Überwindung von Potentialbarrieren an Kontaktstellen verschiedener Materialien führen. Damit dieser Effekt effektiv

zur Lichtdetektion nutzbar wird, müssen einerseits hohe Konzentrationen quasi-freier Ladungsträger zur Verfügung stehen. Andererseits muß die optische Anregung in direkter Nähe zur Kontaktstelle erfolgen, da die angeregten Ladungsträger durch Stöße am Kristallgitter auf kurzer Strecke Energie verlieren, und nicht mehr in der Lage sind, eine Potentialbarriere zu überwinden. Schottky-Kontakte mit sehr dünnen, semitransparenten Metallelektroden erfüllen diese Bedingung.

- **Exzitonenanregung:** Photonen der Energie entsprechend der Bandlücke können in Halbleitern sogenannte Exzitonen anregen [128, 267]. Bei der Generation der Elektron-Loch-Paare reicht die zugeführte Energie nicht aus, die Ladungsträger zu trennen. Sie bleiben durch Coulomb-Kräfte aneinander gebunden. Die Ladungsträgerpaare driften gemeinsam durch den Halbleiter und tragen somit nicht zur Netto-Stromleitung bei. Erst durch Zuführung weiterer Energie können die Elektron-Loch-Paare getrennt werden, und zum Stromfluß beitragen. Tendenziell ist jedoch die Wahrscheinlichkeit einer Rekombination der verkoppelten Leitungsträger hoch, sodaß nur ein Teil der Exzitonen aktiviert werden kann. So die Ladungsträgerpaare nicht vor der Rekombination getrennt werden, können sie nicht detektiert werden und beeinträchtigen den Wirkungsgrad des Detektors.

Bei anliegendem elektrischen Feld tragen die generierten Ladungsträgerpaare zum Stromfluß bei (Photoleiter). Sie können in einer isolierenden Zone getrennt und ausgewertet werden (pn-Diode). Die beiden wichtigsten Anregungsprozesse sind in Abbildung 4.5 mit den Energiebandverläufen über den Betrag des reziproken Kristallgittervektors k_g detaillierter veranschaulicht.

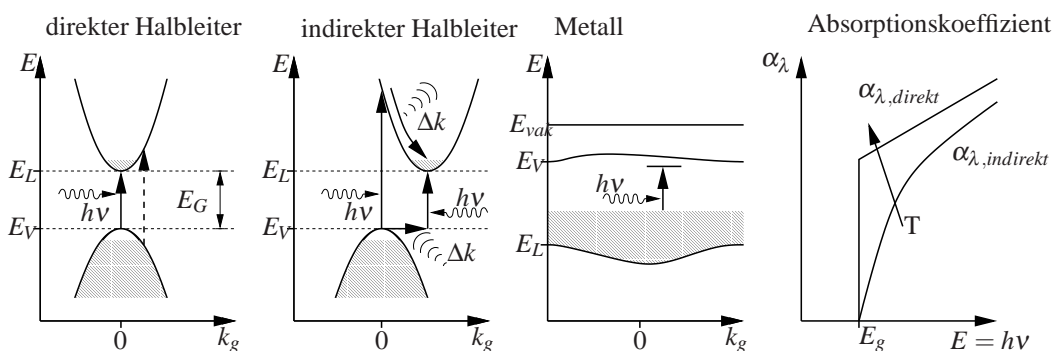


Abbildung 4.5: Lichtabsorption in Halbleitern

Dargestellt ist die Situation bei Metallen, sowie direkten und indirekten intrinsischen Halbleitern. Im rechten Diagramm der Abbildung 4.5 ist der prinzipielle Verlauf des

Absorptionskoeffizienten α_λ über die Photonenenergie $E_{ph} = h\nu$ für direkte und indirekte Halbleiter skizziert (siehe auch Kapitel 4.3.1.2).

Lichtquanten größerer Energie, als dem Bandabstand E_g im Halbleiter entspricht, können Bindungselektronen im Halbleiter freisetzen. Es entstehen quasifreie Elektronen-Loch-Paare. Da ausschließlich Lichtquanten der Mindestenergie $h\nu = E_g$ in der Lage sind, Elektron-Loch-Paare anzuregen, ist entsprechend der Absorptionskoeffizient stark wellenlängenabhängig. Für Wellenlängen, respektive Frequenzen nahe dem Bandabstand $h\nu \approx E_g$ nimmt der Absorptionskoeffizient mit zunehmender Wellenlänge sehr stark ab.

Das Diagramm in der Abbildung 4.5 (links) verdeutlicht den Absorptionsprozeß in einem direkten Halbleiter, zum Beispiel Gallium-Arsenid. In einem direkten Halbleiter liegt das absolute Minimum des Leitungsbandes bezogen auf die Impulszustände direkt über dem Maximum des Valenzbandes. Das eingestrahelte Photon muß im Idealfall nur genügend Energie transportieren, um die Bandlücke zu überwinden. Es ist keine Impulsänderung der beteiligten Elektronen nötig, was der Tatsache entgegenkommt, daß Photonen nur ein sehr geringes Impulsmoment transportieren. Der Interbandübergang für Photonenanregung mit größeren Energiebeträgen, den die Bandlücke E_g erfordert, ist gestrichelt angedeutet. Das angeregte Elektron wird nach kurzer Zeit relaxieren und einen Zustand möglichst niedriger Energie im Leitungsband einnehmen. Bezogen auf das Bänderdiagramm wird von vertikalen Interbandübergängen gesprochen, da keine Impulsänderung stattfindet.

Einen weiteren Einfluß auf die Photoabsorption hat die Besetzungsdichte der Energiebänder. Es wurde bereits angesprochen, daß für die Besetzung der Energieniveaus das Pauli-Verbot gilt. Demgemäß können Photonen nur Energieübergänge der Elektronen zu unbesetzten Energieniveaus anregen. Abhängig von der Temperatur und Photoanregung befinden sich Elektronen im Leitungsband und belegen Energieniveaus. Mit der steigenden Anzahl der belegten Zustände sinkt die Wahrscheinlichkeit der Photoabsorption für Licht der Photonenenergie nahe der Bandlücke. Die Absorptionswahrscheinlichkeit nimmt aber mit steigender Photonenenergie zu, die nur noch spärlich besetzte hohe Energiezustände anregen können. Die hoch angeregten Elektronen relaxieren nach kurzer Zeit in das niedrigste freie Energieniveau des Leitungsbandes. Dabei werden geringe Energiedifferenzen durch Abgabe von Phononen und gegebenenfalls durch (Wärme-) Strahlung überwunden. Mit Erhöhen der Temperatur werden Elektronen innerhalb der Bänder angeregt und die Zustandsbesetzung aufgelockert. Dadurch wird die Absorptionswahrscheinlichkeit für niedrige Energiebeträge erhöht. Der Absorptionskoeffizient steigt mit der Temperatur.

Die genannten Effekte lassen sich sehr gut in den gemessenen Verläufen des Absorptionskoeffizienten verschiedener Halbleiter (Abbildung 4.6) identifizieren.

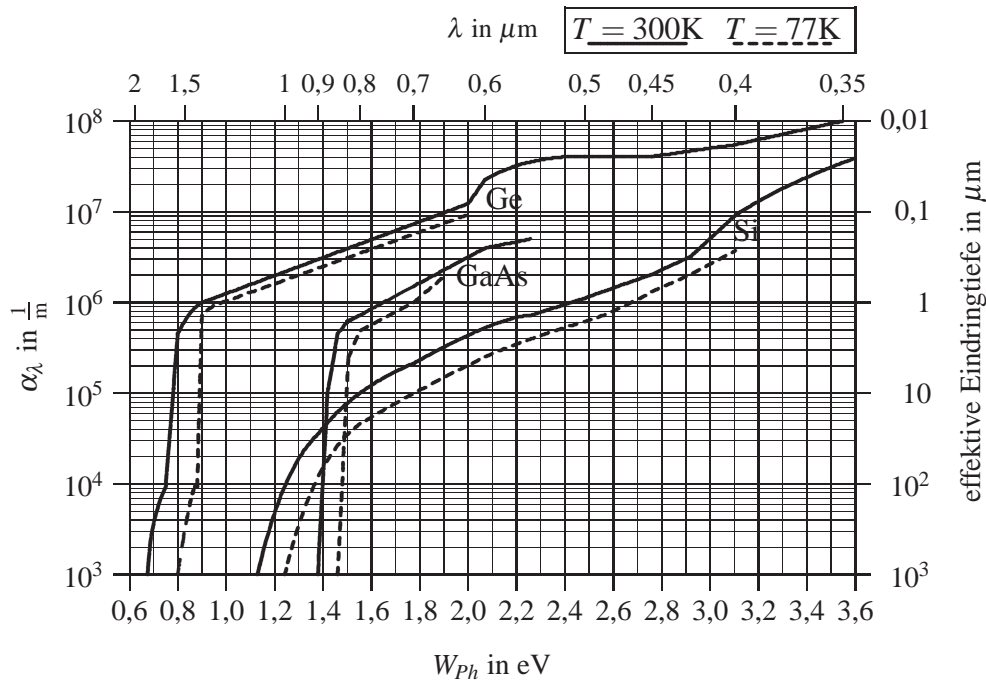


Abbildung 4.6: Absorptionskoeffizient in Halbleitern, Daten entnommen aus [90, S. 750] (Si,GaAs,Ge ab 2eV) und [192, S. 832] (Ge bis 2eV)

Aufgrund der direkten Bandstruktur von Gallium-Arsenid-Kristallen zeigt dieser Halbleiter einen wesentlich steileren Anstieg des Absorptionskoeffizienten für Photonen der Energie im Bereich des Bandabstandes als Silizium. Mit steigender Temperatur nimmt dabei der Absorptionskoeffizient für indirekte, wie direkte Halbleiter insbesondere im Bereich der Bandlücke zu, wie es die Effekte der Besetzungsverteilung niedriger Impulszustände und die Bereitstellung zusätzlicher Photonen zur Überwindung der indirekten Bandlücke im Silizium erwarten lassen.

4.3.1.2 Absorption

Im vorhergehenden Kapitel wurden die grundlegenden Prozesse der Lichtabsorption in Halbleitern und Metallen erläutert. Zur Beurteilung von Detektorkonzepten muß die Absorption noch quantitativ erfaßt werden.

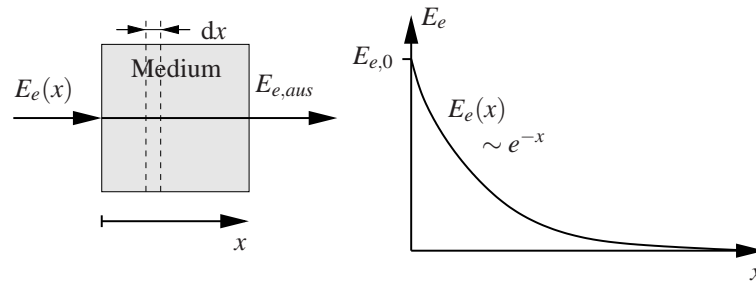


Abbildung 4.7: Dämpfung

Durchdringt Licht der Bestrahlungsstärke E_e eine dünne Metall- oder Halbleiterschicht der Dicke dx , so wird ein Teil dE_e des Lichtes absorbiert. Der Rest passiert das Material. Der Absorptionskoeffizient α_λ beschreibt, welcher Teil des Lichtes in der infinitesimal dünnen Schicht dx absorbiert wird:

$$dE_e = -\alpha_\lambda E_e dx \quad (4.23)$$

Die Lichtabsorption ist ein zufälliger Prozess. Der eindringtiefenabhängige Strahlungsleistungsverlauf kann vergleichbar dem radioaktiven Zerfall durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden. Die Lösung obiger Gleichung liefert unter der Randbedingung, daß an der Halbleiteroberfläche Licht der Bestrahlungsstärke $E_{e,0} = E_e(0)$ eingestrahlt wird, die Grundgleichung der Absorption:

$$E_e(x) = E_e(0) e^{-\alpha_\lambda x} \quad (4.24)$$

im Abstand x von der Festkörperoberfläche, abhängig von der Bestrahlungsstärke $E_{e,0}$ des einfallenden Lichts an der Oberfläche und dem Absorptionskoeffizient α_λ .

Der Reziprokwert des Absorptionskoeffizienten ist die Eindringtiefe l , bei der die einfallende Bestrahlungsstärke auf 36,8% abgesunken ist.

In den vorhergehenden Ausführungen ist deutlich geworden, daß der Absorptionskoeffizient stark Wellenlängenabhängig ist, was folglich auch für die Eindringtiefe gilt. Während blaues (400nm) Licht aufgrund der hohen Photonenenergie zum Beispiel in Silizium nur eine Eindringtiefe von wenigen hundert Nanometern zeigt, weist (nah) infrarotes Licht (800nm) bei Raumtemperatur bereits eine Eindringtiefe im Bereich von $10\mu m$ auf. Die Anregung von Photoladungsträgern findet vorwiegend in den oberflächennahen Schichten statt. Ein wichtiger Umstand der bei der Auslegung von Detektorstrukturen Beachtung finden muß.

Für die Auslegung einer Photodiode ist die erreichbare Generationsrate im Bereich der Raumladungszone von entscheidender Bedeutung. In einer Schicht der Dicke dx

beträgt die relative Generationsrate $g_\lambda(x)$ bezogen auf die Schichttiefe x :

$$g_\lambda(x) dx = -d \frac{E_e(x)}{h\nu} \quad (4.25)$$

$$\Rightarrow g_\lambda(x) = \alpha_\lambda E_{e,0} e^{-\alpha_\lambda x} \quad (4.26)$$

Durch die Integration dieser Gleichung über die Tiefe x erhält man die Gesamtzahl der erzeugten Ladungsträger pro Zeit mit der Generationsrate:

$$G_\lambda(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} g_\lambda(x) dx = E_{e,0} \cdot \left(e^{-\alpha_\lambda x_1} - e^{-\alpha_\lambda x_2} \right) \quad (4.27)$$

4.3.2 pn-Photodiode

Die pn-Photodioden haben prinzipiell den gleichen Aufbau wie gewöhnliche pn-Dioden. Sie unterscheiden sich nur dadurch, daß über ein transparentes Fenster Licht in die Photodiode eindringen kann.

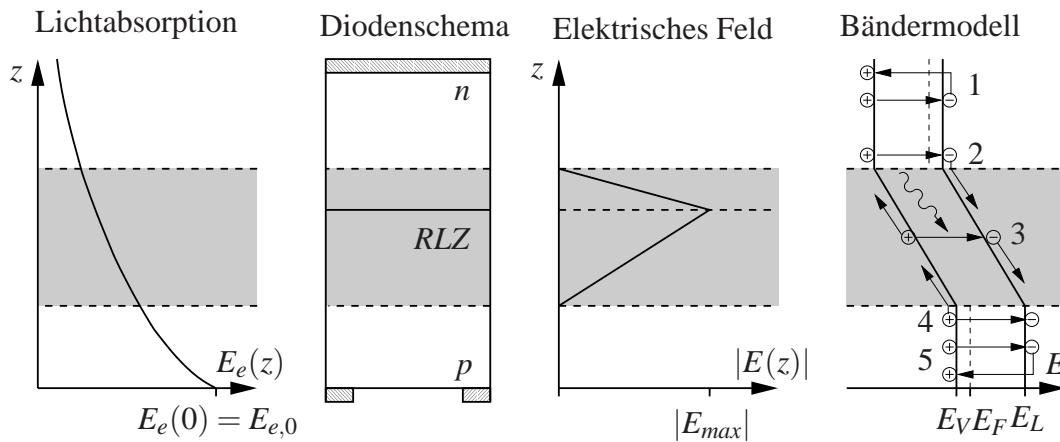


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der pn-Diode

Zur Photodetektion ist die Photodiode in Sperrrichtung vorgespannt. Durch Photoabsorption entstehen in der Raumladungszone und der Umgebung Elektron-Loch-Paare, die im Feld der Raumladungszone getrennt werden. Die generierten Elektronen driften im Feld der Raumladungszone zum positiv vorgespannten n-Halbleiter und Löcher driften in Richtung des negativ vorgeladenen p-Halbleiters. Im äußeren Stromkreis entsteht ein Photostrom, der sich zusammensetzt aus:

- Innerhalb der Raumladungszone generierte Elektron-Loch-Paare:
Diese Ladungsträgerpaare werden im E-Feld der Raumladungszone getrennt und liefern den Driftstromanteil mit kürzester Laufzeit. (Bereich 3 in Abbildung 4.8, rechts.)
- Elektron-Loch-Paare, die in der Entfernung bis zu einigen Diffusionslängen L_n, L_p außerhalb der Raumladungszone generiert werden:
Durch Diffusion gelangt ein Teil der photogenerierten Minoritätsladungsträger aus dem jeweiligen Bahngebiet in den Bereich der Raumladungszone und durchqueren diese. Aufgrund der zufälligen Diffusionsbewegungen gelangen diese Ladungsträger verzögert in die Raumladungszone. Für diese Ladungsträger läßt sich nur eine mittlere Zeitkonstante τ_{diff} angeben, nach der diese die Raumladungszone erreichen und als Diffusionsstrom zum gesamten Photostrom beitragen. (Bereich 2 und 4 in Abbildung 4.8 rechts.)

Elektron-Loch-Paare, die weit außerhalb der Raumladungszone erzeugt werden, rekombinieren in den Bahngebieten, bevor sie die Raumladungszone erreichen und tragen daher nicht zum Photostrom bei. (Bereich 1 und 5 in Abbildung 4.8 rechts.)

Für ein gutes dynamisches Verhalten ist der langsame Beitrag der Diffusionsströme von Nachteil. Nach dem Erreichen der Raumladungszone müssen die Ladungsträger diese driftend überwinden. Das hat zur Folge, daß die Zeitkonstante für den mittleren Photostrom erhöht wird, bzw. die Grenzfrequenz der Photodiode verringert wird. Der Einfluß der Diffusionsströme tritt phänomenologisch als Tiefpaß in Erscheinung. Bei optischen Demodulationsdetektoren in der Art von Login-Pixeln oder PMD-Pixeln äußert sich dieser Effekt in einer Erniedrigung des erreichbaren Signalhubes respektive der Modulationstiefe. Geschaltete, direktintegrierende Photodetektoren erlauben eine Kompensation dieses Effekts durch Einfügen einer Wartezeit zwischen den Akquisitionszyklen bis das verzögerte Diffusionssignal abgeklungen ist.

Die Transitzeit der Driftstromanteile in der Raumladungszone kann bei den realisierbaren pn-Photodioden in der verwendeten CMOS-Technologie vernachlässigt werden. Entsprechend [249] erreichen Silizium-Photodioden mit einer Raumladungszonebreite von $w_{RLZ} = 5\mu\text{m}$ eine Grenzfrequenz von 10GHz, respektive einer Driftzeit im Bereich von $\tau_{diff} = \frac{w_{RLZ}}{v_{sat}} = 50\text{ps}$.

Die Empfindlichkeit der Photodiode wird über den Quantenwirkungsgrad, die Stromempfindlichkeit, beziehungsweise über die Responsivität erfaßt.

Der Quantenwirkungsgrad η_{ph} der pn-Photodiode ist das Verhältnis aus den eingestrahlenen Lichtquanten n_{ph} und den detektierten Photoladungsträgern $n_{el} = I_{ph}/q_e$ pro Zeiteinheit bei einer definierten Wellenlänge λ des eingestrahlenen Lichts:

$$\eta_{ph} = \frac{n_{el}}{n_{ph}} = \frac{\frac{I_{ph}}{q_e}}{\frac{E_{e,0} A_{PD}}{h\nu}} \quad (4.28)$$

Die Zahl der einfallenden Lichtquanten der Wellenlänge $\lambda = c_0/\nu$ pro Zeiteinheit ist direkt proportional zur einfallenden Bestrahlungsstärke $E_{e,0}$ (der Wellenlänge λ) auf die aktive Diodenfläche A_{PD} . Die Zahl generierter Ladungsträger pro Zeiteinheit wird vorteilhaft über den Photostrom I_{ph} bezogen auf die Elementarladung q_e erfaßt.

Der gleiche Zusammenhang kann auch über den generierten Photostrom dargestellt werden:

$$I_{ph} = \underbrace{\eta_{ph} \frac{q_e}{h\nu}}_{=S_\lambda} \cdot E_{e,0} A_{PD} \quad (4.29)$$

Der markierte Term wird auch als spektrale Empfindlichkeit S_λ bezeichnet und setzt den generierten Photostrom mit der Bestrahlungsstärke in Beziehung.

$$S_\lambda = \eta_{ph} \frac{q_e}{h\nu} = \eta_{ph} \frac{q_e}{h c} \lambda \quad (4.30)$$

In CMOS-Sensoren werden Photodioden vielfach in Sperrrichtung betrieben, indem die parasitäre Photodiodenkapazität C_{PD} vor der Messung auf das Versorgungsspannungsniveau vorgeladen wird und der Spannungsabfall, beziehungsweise -Hub ΔU_{PD} , bei Entladung der Photodiodenkapazität durch den Photostrom I_{ph} während der Integrationszeit gemessen wird. Diese Betriebsart wird im folgenden auch als integrierender Photodetektor bezeichnet. Das Verhältnis des differentiellen Spannungshubs dU_{PD} pro Zeit dt zur Bestrahlungsstärke bei einer definierten Wellenlänge λ wird über die spektrale Responsivität \mathfrak{R}_λ erfaßt.

$$\mathfrak{R}_\lambda = \frac{dU_{PD}}{E_{e,0}} = S_\lambda \frac{A_{PD}}{C_{PD}} \quad (4.31)$$

$$\Rightarrow \mathfrak{R} = \frac{\int_\lambda I_{e,\lambda}(\lambda) \cdot \mathfrak{R}_\lambda(\lambda) d\lambda}{\int_\lambda I_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda} \quad (4.32)$$

Bei bekannter Strahlstärkeverteilung $I_{e,\lambda}(\lambda)$ der Lichtquellen und der spektralen Responsivität der Photodiode $\mathfrak{R}_\lambda(\lambda)$ kann die äquivalente Responsivität \mathfrak{R} entsprechend Gleichung 4.32 angegeben werden, mit der für eine spezielle Konfiguration das Ausgangssignal der Photodiode bei Beleuchtung mit dem gesamten Spektrum beschrieben wird.

4.3.2.1 Modell der Photodiode

Verschiedene Effekte beeinträchtigen die Detektorfunktion der Photodiode im Sperrbetrieb. Das sind insbesondere signalabhängige und -unabhängige Fehlerströme und die nichtlinear spannungsabhängige Photodiodenkapazität.

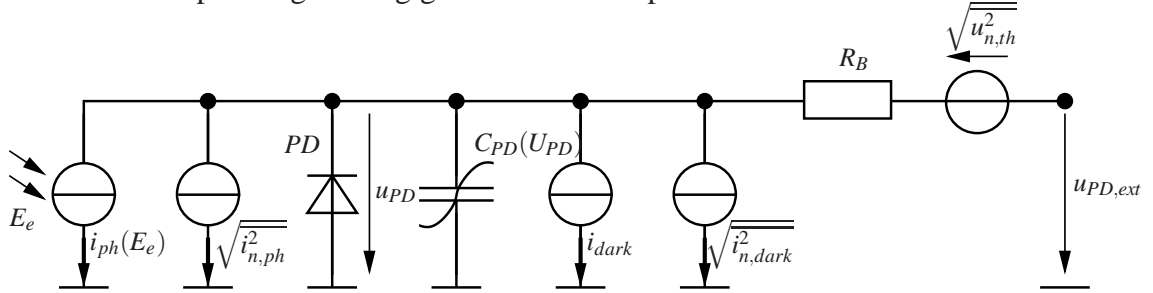


Abbildung 4.9: Ersatzschaltbild der Photodiode

Die Abbildung 4.9 zeigt das Ersatzschaltbild der Photodiode. Links in dem Ersatzschaltbild wird die optische Ladungsträgergeneration durch die Photostromquelle $i_{ph}(E_e)$ erfaßt.

$$i_{ph} = S_{\lambda} \cdot E_e(t) A_{PD} \quad (4.33)$$

Die einfallende Bestrahlungsstärke $E_e(t)$ mit Licht der Wellenlänge λ wird mit der wellenlängenabhängigen Empfindlichkeit S_{λ} entsprechend der Photodiodenfläche in den Photostrom i_{ph} transformiert.

Durch den statistischen Detektionsprozeß der Lichtquanten ist der generierte Photostrom mit einem proportionalen Schrotrauschsignal überlagert, das entsprechend Kapitel 4.1.4 durch die Rauschstromquelle $\sqrt{i_{n,ph}^2}$ repräsentiert wird. Bei integrierendem Betrieb ist dieser Rauschstrom proportional zur reziproken Integrationsdauer ΔT .

$$\sqrt{i_{n,ph}^2} = \sqrt{2 q_e I_{ph} \frac{1}{\Delta T}} \quad (4.34)$$

Durch thermische Anregung werden ebenfalls Ladungsträgerpaare in den Bahngebieten und der Raumladungszone der Photodiode generiert, die in der Raumladungszone getrennt den Dunkelstrom I_{dark} erzeugen. Der Dunkelstrom entspricht dem Sperrstrom einer normalen pn-Diode.

$$I_{dark} = q_e \cdot A_{PD} \cdot \left(\underbrace{\left(\frac{D_p}{L_p} p_{n0} + \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \right)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\frac{W_{RLZ}}{\tau_{i0}} n_i}_{\text{Drift}} \right) \quad (4.35)$$

Entsprechend [91] setzt sich für eine (ideale) Diode mit langen Bahngebieten der Dunkelstrom aus einer Diffusionsstromkomponente und einer Driftstromkomponente zusammen. Die Diffusionsstromkomponente erfaßt Ladungsträgerpaare, die in den Bahngebieten erzeugt werden und als Minoritätenladungsträger in die Raumladungszone eindiffundieren. Die Generationsrate und Wahrscheinlichkeit des Erreichens der Raumladungszone ist von der Diffusionskonstanten D_p, D_n , der Diffusionslänge L_p, L_n und den Minoritätendichten n_{p0} und p_{n0} in den Bahngebieten im thermischen Gleichgewicht abhängig.

Die Driftstromkomponente ist wesentlich von der Weite der Raumladungszone w_{RLZ} , der Minoritätenlebensdauer τ_{i0} und der intrinsischen Ladungsträgerdichte abhängig. A_{PD} ist die effektive Fläche der Diode respektive Raumladungszone. Über die technologischen Parameter wie Lebensdauern etc. ist der Dunkelstrom bei gegebener Diodenfläche direkt vom Herstellungsprozeß abhängig.

Der Dunkelstrom ist verglichen mit dem zu erwartenden Photostrom bei kurzzeitintegrierenden Photodetektorschaltungen sehr klein und kann im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Anwendungen vernachlässigt werden.

Genau wie beim Photostrom liegt dem Dunkelstrom ein statistischer Generationsprozeß zugrunde, sodaß mit ihm ein proportionaler Rauschstrom $i_{n,dark}$ einhergeht.

$$\sqrt{\overline{i_{n,dark}^2}} = \sqrt{2 q_e I_{dark} \frac{1}{\Delta T}} \quad (4.36)$$

In den resistiven p- und n-Bahngebieten wird thermisches Widerstandsrauschen generiert, wie in Abschnitt 4.1.1 erläutert.

$$\overline{u_{n,th}^2} = 4 k_B T R_B \Delta f_n \quad (4.37)$$

Im Ersatzschaltbild wird der Einfluß der Bahngebiete durch den Serienwiderstand R_B und die proportionale thermische Rauschspannungsquelle $\overline{u_{n,th}^2}$ repräsentiert. Es zeigt sich jedoch, daß diese Rauschkomponente in der Regel gegenüber dem Rauschen der Ausleseschaltung vernachlässigt werden darf.

Den Hauptbeitrag zur parasitären Photodiodenkapazität C_{PD} liefert die Kapazität C_{RLZ} über die Raumladungszone zwischen dem p- und n-leitenden Gebiet der Photodiode. Abhängig von der anliegenden Spannung über die Photodiode variiert die Weite der Raumladungszone und in der Folge die Kapazität. Entsprechend [91] kann die spannungsabhängige Kapazität häufig durch die folgende empirische Gleichung angenähert werden:

$$C_{RLZ}(U_{PD}) = C_{RLZ,0} \cdot \left(1 - \frac{U_{PD}}{U_D}\right)^{-m_c} \quad (4.38)$$

In der Gleichung ist $C_{RLZ,0}$ die Sperrschichtkapazität bei $U_{PD} = 0V$, U_D , die Diffusionsspannung und m_c der Kapazitätskoeffizient. Damit wird die Variation des Dotierprofils der Diode im Bereich der Raumladungszone erfaßt.

Für kleine Spannungsänderungen kann die spannungsabhängige Sperrschichtkapazität linearisiert werden.

4.4 Bauelemente in der CMOS-Schaltungstechnik

Im folgenden wird ein kurzer Überblick wichtiger Bauelemente und Schaltungskomponenten integrierter CMOS-Schaltungen für Bildsensoren gegeben. Dabei werden die dominanten Rauschquellen und parasitäre Elemente aufgezeigt. Von Bedeutung sind neben den p- und n-MOS-Transistoren vor allem die Eigenschaften der Photodetektoren und Kondensatoren. Die Kondensatoren verdienen besondere Beachtung, da sie in vielen analogen Schaltungen als Lastkondensatoren und in SC-Schaltungen (Switched Capacitor Schaltungen) zur Signalverarbeitung eingesetzt werden. Abhängig von den technologischen Gegebenheiten treten parasitäre Elemente zum Teil sehr stark ausgeprägt auf und dürfen nicht vernachlässigt werden.

4.4.1 MOS-Kondensator

Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendete $0,5\mu\text{m}$ CMOS-Technologie ist charakteristisch, daß ausschließlich Kondensatoren zum Substrat realisiert werden können (Design-Manual [104]). Der Aufbau entspricht im Prinzip dem Gate eines MOS-Transistors. Die Möglichkeit mancher Technologien, hochkapazitive Kondensatoren unabhängig vom Substrat zu fertigen, steht nicht zur Verfügung. Die Abbildung 4.10 zeigt einen Schnitt durch die realisierbaren Kondensatoren.

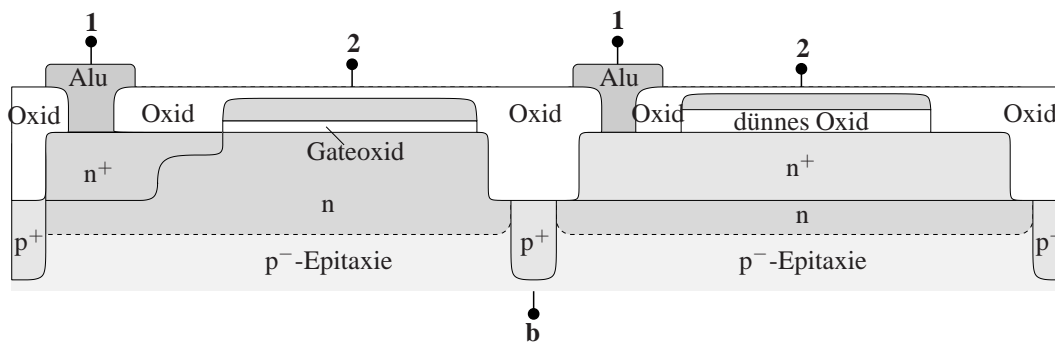


Abbildung 4.10: Schnittbild des MOS-Kondensators

Es sind zwei Varianten der Kondensatoren realisierbar. Links in der Abbildung 4.10 ist die Realisierung als „Gate-Kondensator“ dargestellt. (Die Bezeichnungen **1**, **2** und **b** referenzieren die entsprechenden Klemmen im Ersatzschaltbild 4.11.) Dieser Kondensatortyp wird gleich dem Gate von p-MOS-Transistoren auf einer zum Substrat

isolierenden n-Wanne hergestellt. Die obere Kondensatorplatte bildet eine hochdotierte Polysiliziumschicht, die untere Platte stellt die n-Wanne dar.

Eine Besonderheit dieses Kondensators ist die starke Spannungsabhängigkeit der Kapazität, da bei entsprechender Potentialdifferenz das n-Gebiet unter der Poly-Platte verarmen kann und sich schließlich eine Raumladungszone ausbildet. Das läßt sich nur mit einem genügend hohen positiven Potential an der Poly-Platte relativ zur n-Wanne vermeiden [258].

Diesen Effekt reduziert weitgehend die in der Abbildung 4.10 rechts dargestellte Realisierung. Hier wird zusätzlich eine hochdotierte n^+ -Schicht im Bereich der Poly-Platte eingebracht. Erst bei vergleichsweise hohem negativen Potential zwischen der Poly-Platte und der n^+ -Schicht verarmt diese mit einhergehender Kapazitätsvariation. Zudem wird der Schichtwiderstand durch die n^+ -Schicht erheblich reduziert. Erkauft werden diese Vorteile mit einem um die Hälfte reduzierten Kapazitätsbelag, da die nötigen technologischen Schritte ein dickeres Dielektrikum (Oxid) erfordern [104].

Während sich der erstgenannte Kondensatortyp mit dem höheren Kapazitätsbelag für unkritische Lastkondensatoren gut eignet, ist in kritischen Anwendungen der Signalverarbeitung unbedingt dem letztgenannten Kondensatortyp aufgrund der geringeren Spannungsabhängigkeit der Kapazität der Vorzug zu geben.

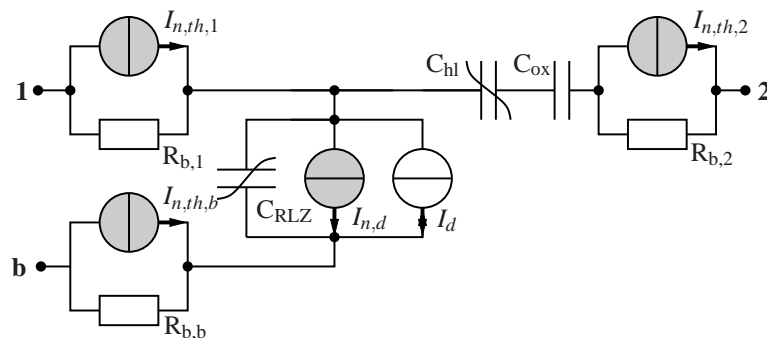


Abbildung 4.11: Ersatzschaltbild des Kondensators

Die Abbildung 4.11 zeigt das Ersatzschaltbild der Kondensatoren aus Abbildung 4.10. Die Nutzkapazität zwischen den Anschlüssen **1** und **2** über das Oxid als Dielektrikum wird darin durch C_{ox} repräsentiert und liegt in Serie zur variablen Kapazität der Raumladungszone C_{hl} unter dem Oxid. Die variable Kapazität kann bei hoher Dotierung unter dem Oxid (n^+ -Schicht) vernachlässigt werden, oder wenn sichergestellt ist, daß

in jedem Betriebszustand eine genügend hohe Potentialdifferenz zwischen den Kondensatorplatten einen Ladungsträgerüberschuß unter dem Oxid erzwingt.

Der hohe Widerstandsbelag der Poly-Schicht und der Wannens, beziehungsweise der n^+ -Schicht, wird durch die Bahnwiderstände $R_{b,1}$ und $R_{b,2}$ mit den thermischen Rauschquellen $I_{n,th} = 2k_b T R_b \Delta f_n$ unter Berücksichtigung der erfaßten Rauschbandbreite Δf_n modelliert. Durch geeignete Maßnahmen, zum Beispiel Fingerstrukturierung des Kondensators mit vielen niederohmigen Zuleitungen, können die Bahnwiderstände erheblich reduziert werden. In den Schaltungsanalysen der folgenden Kapitel wird daher angenommen, daß die Bahnwiderstände vernachlässigbar sind.

Zum Substrat hin ist die Bodenplatte des Kondensators (n-Wanne, Knoten **1**) mittels der gesperrten pn-Diode zwischen Wanne und Substrat mit der Sperrschichtkapazität C_{RLZ} isoliert. Die parasitäre Kapazität ist stark spannungsabhängig und beträgt bei maximaler Ausdehnung der isolierenden Raumladungszone (anliegende Betriebsspannung von 3,3V über die Raumladungszone) in der Größenordnung 0,5% der Nutzkapazität [104].

Thermische Generation von Ladungsträgern in der Raumladungszone und eindringende Minoritätsladungsträger aus den Bahngebieten erzeugen einen Dunkelstrom I_d mit der Schrotrauschkomponente $I_{n,d}$. Bei einer hochohmigen Beschaltung der Bodenplatte des Kondensators hat der Dunkelstrom Einfluß auf die gespeicherten Ladungen der Nutzkapazität. Daher sollte in Konfigurationen zur Ladungsspeicherung die Bodenplatte des Kondensators geerdet oder niederohmig beschaltet sein. Auf diese Weise wird der Dunkelstrom kurzgeschlossen und hat keinen Einfluß auf die verarbeiteten Signale.

Weitere Rauschanteile werden über den Bahnwiderstand im Substrat $R_{b,b}$ mit der entsprechenden Rauschstromquelle $I_{n,th,b}$ und über die Substrateinkopplung von Störsignalen aus anderen Schaltungsteilen über die großflächige Bodenplatte erzeugt. Auch um diese Störeinstreuungen durch einen Signalkurzschluß zu minimieren, empfehlen sich Schaltungsvarianten, in denen die Bodenplatten der Kondensatoren geerdet oder niederohmig beschaltet werden.

4.4.2 MOS-Transistor

Hochintegrierte Schaltungen werden heute in CMOS-Technologien realisiert. Das liegt vor allem im einfachen und platzsparenden Aufbau des MOS-Transistors begründet. In wenigen Prozeßschritten kann dieses unipolare, spannungsgesteuerte Bauelement rea-

lisiert werden. Durch die Einführung einer zusätzlichen Isolationswanne stehen sowohl n-Kanal- als auch p-Kanal-Transistoren zur Verfügung. Dabei können viele Transistoren in einer gemeinsamen Wanne realisiert werden [104].

Das erlaubt die einfache Implementierung komplementärer Schaltungen und die Vermeidung zusätzlicher Lastwiderstände. Zudem kann der MOS-Transistor selbst im geeigneten Arbeitsgebiet die Funktion eines Widerstandes übernehmen. Im folgenden wird ein kurzer Überblick der wichtigsten Eigenschaften dieses Bauelementes gegeben. Detaillierte Beschreibungen auch der physikalischen Grundlagen von MOS-Transistoren finden sich zum Beispiel in [249, 91] und [258].

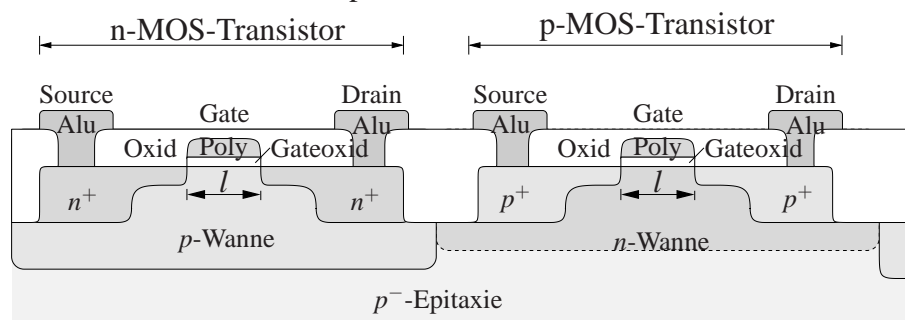


Abbildung 4.12: Aufbau von p- und n-MOS-Transistoren

Aufgebaut ist der MOS-Transistor aus einer Oxid-Kapazität zu einem vergleichbar hochohmigen Substrat flankiert von zwei hoch dotierten Kontaktdiffusionen (Source und Drain), die in Sperrichtung vorgespannt, einen isolierenden pn-Kontakt zum Substrat bilden. Die Abbildung 4.12 zeigt schematisch den Aufbau von p- und n-MOS-Transistoren. Ursprünglich war die obere Platte der Oxid-Kapazität, der Gate-Kontakt, ausschließlich durch eine Metallisierung realisiert worden. Aus dieser Zeit stammt noch die Bezeichnung **Metall-Oxid-Semiconductor** Feldeffekttransistor. In aktuellen Technologien sind die Gateplatten zumeist silizidierte hochdotierte Polysiliziumschichten. Durch geeignete Vorspannung U_{gs} der Gateoxidkapazität relativ zu den diffundierten Kontakten und zum Substrat bildet sich im Substrat eine Raumladungszone und schließlich bei Erreichen der Schwellenspannung U_{th} eine Inversionsschicht unter der Kapazität aus. In die Inversionsschicht wandern Majoritätsladungsträger aus den hochdotierten Kontaktgebieten ein und bilden so einen leitenden Kanal zwischen den Kontaktgebieten. Bei einer Spannungsdifferenz zwischen der Drain- und Source-Diffusion U_{ds} kann durch den Kanal Strom fließen.

Um einem Durchgreifen der Raumladungszonen von Source und Drain vorzubeugen, werden die Transistoren bei kleinen Strukturgrößen in höher dotierten Wannen rea-

lisiert. In der genutzten Zwei-Wannen-Technologie bildet die n-Wanne der p-MOS-Transistoren zum p-Substrat aufgrund der Vorspannung der so gebildeten pn-Diode eine isolierende Raumladungszone aus. Die Raumladungszone vermindert tieffrequente Störeinkopplungen über das Substrat.

Im folgenden werden exemplarisch n-MOS-Transistoren behandelt. Alle Ausführungen gelten bei Anpassung der Vorzeichen in Spannungen und Strömen und bei Berücksichtigung der Dotierungen auch für p-MOS-Transistoren.

Für die vorgestellten Schaltungen ist der Sperrbereich und der aktive Betrieb des MOS-Transistors in starker Inversion ($U_{gs} > U_{th}$) von Bedeutung. Bei starker Inversion bildet sich ein Kanal unter der Gateelektrode aus.

Die Stromsteuerung in den drei relevanten Arbeitsbereichen, Sperrbereich, Anlaufbereich und Sättigung, wird näherungsweise durch das Transistormodell von Shockley beschrieben [258].

Im Sperrbereich für $U_{gs} < U_{th}$ wird ein vernachlässigbar geringer Drainstrom $I_{ds} \approx 0$ angenommen.

Im Anlaufbereich der Ausgangskennlinie für $U_{ds} < U_{gs} - U_{th}$, auch Triodenbereich genannt, gilt am Beispiel des n-MOS-Transistors für den Drainstrom:

$$I_{ds} = \beta_n \cdot \left((U_{gs} - U_{th}) - \frac{1}{2} U_{ds} \right) \cdot U_{ds} \cdot (1 + \lambda U_{ds}) \quad (4.39)$$

In der obigen Gleichung berücksichtigt der Faktor λ die Kanallängenmodulation (siehe unten). Der Faktor β_n ist die technologiespezifische Transistorkonstante des n-MOS-Transistors:

$$\beta_n = \mu_e \cdot C'_{ox} \cdot \frac{W}{L} \quad (4.40)$$

Die technologiespezifische Transistorkonstante bestimmt die erreichbare Verstärkung einer MOS-Transistorschaltung. Neben den technologischen Gegebenheiten, der Elektronenbeweglichkeit μ_e und dem Gate-Kapazitätsbelag C'_{ox} , definiert das Geometrieverhältnis der Kanalweite W und -länge L die technologiespezifische Transistorkonstante.

Im unteren, linearen Bereich der Kennlinie ist der Drainstrom in erster Näherung proportional zur Drain-Source-Spannung. Hier verhält sich der Kanal für kleine Aussteuerungen der Drain-Source-Spannung resistiv und kann durch einen Widerstand modelliert werden.

Der zusätzliche Term $(1 + \lambda U_{ds})$ beschreibt die Kanallängenmodulation mit dem Kanalmodulationsfaktor λ . Mithin ist der steuerbare Kanal nicht über die gesamte Strecke

zwischen Drain und Source mit der gleichen Mächtigkeit ausgeprägt, sondern verjüngt mit zunehmender Entfernung vom Sourcegebiet. Dieser Effekt beruht auf der lateralen Beschleunigung der Ladungsträger im Kanal im elektrischen Feld, abhängig von U_{ds} zwischen dem Drain- und Sourcegebiet.

Überschreitet die Spannungsdifferenz $U_{gs} - U_{th}$ die Abschnürspannung U_p , degeneriert der Kanal zum Draingebiet vollends. Das laterale elektrische Feld ist auf der Strecke zwischen dem Kanalende und dem Draingebiet stark ausgeprägt und die Ladungsträger aus dem Kanal überwinden die Strecke zwischen dem Kanalende und dem Draingebiet quasi im freien Flug. In Transistoren mit kurzem Kanal ist dieser Effekt besonders ausgeprägt.

Im Sättigungsbereich für $U_{ds} \geq U_{gs} - U_{th}$ nimmt der Drain-Strom unabhängig von der Drain-Source-Spannung konstante Werte an, und der Transistor verhält sich wie eine gesteuerte Stromquelle:

$$I_{ds} = \frac{\beta_n}{2} \cdot (U_{gs} - U_{th})^2 \cdot (1 + \lambda U_{ds}) \quad (4.41)$$

Der Punkt $U_{ds,sat} = U_{gs} - U_{th}$ definiert die Grenze zwischen Anlaufgebiet (Gleichung 4.39) und dem beginnenden Sättigungsbereich (Gleichung 4.41), er beschreibt im Ausgangskennlinienfeld eine Parabel (Abschnürparabel).

Nicht nur die Spannung über die Gatekapazität zum Kanal, sondern auch die Substratvorspannung zum Kanal hat steuernden Einfluß auf den Drainstrom (Substrateffekt). Die Substratsteuerung läßt sich über eine effektive Schwellenspannung $U_{th}(U_{sb})$, abhängig vom Potential zwischen Source und Substrat, erfassen.

$$U_{th} = U_{th,0} + \gamma \left(\sqrt{\phi_F + U_{sb}} - \sqrt{2\phi_F} \right) \quad (4.42)$$

In der Gleichung sind das Fermipotential $\phi_F = \frac{k_b T}{q_e} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right)$ und der Substratsteurfaktor $\gamma = \sqrt{q_e N_A 2 \epsilon_0 \epsilon_r} / C'_{ox}$ lediglich noch von technologischen Größen, wie der Substratdopierung N_A , der Elementarladung q_e , der dielektrischen Konstanten im Silizium $\epsilon_0 \epsilon_r$ und dem Gate-Kapazitätsbelag sowie von der absoluten Temperatur T abhängig.

Besonders negativ wirkt sich der Substrateffekt über die Einkoppelung von Störungen über das Substrat aus, die mit dem Substratsteurfaktor verstärkt die Stromsteuerung beeinflussen (siehe unten). Zudem wirkt der Substrateffekt bei Sourcefolgern der Gatesteuerung entgegen, sodaß die ideale Verstärkung von Eins nur näherungsweise zu erreichen ist.

Für die Analyse linearer Schaltungen zur Signalverarbeitung und zur Beurteilung von Rauscheffekten im eingeschwungenen Zustand von Schaltungen im Großsignalbetrieb ist die Steilheit als Kleinsignalparameter von Bedeutung.

Die Steilheit oder Transkonduktanz $g_m = \frac{\delta I_{ds}}{\delta U_{gs}}|_{AP}$ beschreibt den Steuereffekt $i_d = g_m \cdot u_{gs}$ des Transistors im Kleinsignalbetrieb für einen festen Arbeitspunkt AP . Bei starker Inversion gilt für die Steilheit:

$$g_m = \begin{cases} \beta_n \cdot U_{ds}(1 + \lambda U_{ds}) & \text{für: } U_{ds} < U_{gs} - U_{th} \\ \beta_n \cdot (U_{gs} - U_{th}) \cdot (1 + \lambda U_{ds}) = \sqrt{2I_{ds}\beta_n(1 + \lambda U_{ds})} & \text{für: } U_{ds} \geq U_{gs} - U_{th} \end{cases} \quad (4.43)$$

Die Substratsteuerung wird zweckmäßig über die Substratsteilheit $g_{mb} = \frac{\delta I_{ds}}{\delta U_{bs}}|_{AP}$ abhängig von der Steilheit g_m dargestellt, in der bereits die Arbeitspunktabhängigkeit berücksichtigt ist:

$$g_{mb} = g_m \cdot \frac{\gamma}{2\sqrt{2\phi_F + U_{sb}}} \quad (4.44)$$

Die Kanallängenmodulation durch die Drain-Source-Spannung äußert sich durch einen zusätzlichen Kleinsignal-Leitwert $g_{ds} = \frac{\delta I_d}{\delta U_{ds}}|_{AP}$ zwischen dem Source- und dem Drainanschluß.

$$g_{ds} = \begin{cases} \beta_n \cdot (U_{gs} - U_{th} - U_{ds}) & \text{für: } U_{ds} < U_{gs} - U_{th} \\ \frac{\lambda I_{ds}}{1 + \lambda U_{ds}} & \text{für: } U_{ds} \geq U_{gs} - U_{th} \end{cases} \quad (4.45)$$

Indem die Drain-Source-Spannung konstant gehalten wird, kann die störende Kanallängenmodulation bei gesättigtem Betrieb eliminiert werden. Das wird zum Beispiel in Kaskodeschaltungen durch Einbringen eines Sourcefolgers in den Drain-Zweig eines Transistors realisiert.

Verglichen mit Bipolartransistoren, ist die Steilheit von MOS-Transistoren gering [91]. Die geringe Steilheit des MOS-Transistors äußert sich in mehrfacher Hinsicht unangenehm. Um hohe Verstärkungen zu erreichen, sind große Transistorweiten notwendig. Damit vergrößern sich aber auch parasitäre Kapazitäten, die den Nutzen der vergrößerten Transistorfläche je nach Schaltungskonfiguration teilweise wieder zunichte machen. Eine geringe Steilheit bedeutet aber auch einen hohen Kanalwiderstand bei gleicher lateraler Geometrie, der sich in thermischem Kanalrauschen äußert.

In ihrer Funktion entsprechen p-MOS- und n-MOS-Transistoren einander, ein gravierender Unterschied resultiert jedoch aus der Elektronenbeweglichkeit $\mu_e = 600 \dots 700 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ und Löcherbeweglichkeit $\mu_p = 200 \dots 250 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ im Silizium [249]. Die Beweglichkeit der Ladungsträger im Kanal und die Kanallänge bestimmen die minimal er-

reichbare Zeit für den Kanaldurchlauf der Ladungsträger und in der Folge die maximale Arbeitsfrequenz des Transistors. Die maximale Arbeitsfrequenz kann über die Transitfrequenz $f_t = \frac{g_m}{2\pi c_{ox}WL} \approx \frac{\mu_e U_{ds}}{2L^2}$, für Unterschreiten der frequenzabhängigen Kurzschlußstromverstärkung von Eins, erfaßt werden [249]. Aufgrund der niedrigeren Beweglichkeit der Löcher im Silizium ist die Transitfrequenz für die Übertragung von Signalen im p-MOS-Transistor erheblich niedriger, als im n-MOS-Transistor. Folglich ist die Grenzfrequenz und die Steilheit des p-MOS-Transistors ist bei gleicher Geometrie geringer, verglichen mit dem n-MOS-Transistor.

Lediglich hinsichtlich Funkelrauscheffekten ist der p-MOS-Transistor dem einfachen n-MOS-Transistor überlegen [249]. Prozeßbedingte, positive Oxidladungen ziehen Leitungselektronen des Kanals in den gestörten Grenzbereich zwischen Gateoxid und Substrat, während der Löcherstrom im p-MOS-Transistor in das Substrat fortgedrängt wird. So können sich Grenzflächeneffekte beim n-MOS-Transistor stärker bemerkbar machen.⁴

4.4.2.1 Thermisches Kanalrauschen

Thermische Anregung der Ladungsträger im MOS-Kanal generieren wie im Ohm'schen Widerstand eine Signalkomponente mit weißem Rauschcharakter im Drainstrom. Dabei ist abhängig vom Betriebsbereich das thermische Kanalrauschen quantitativ über den gesamten Kanalwiderstand g_{ds} oder die Steilheit g_m zu erfassen.

Im Ohm'schen Betriebsbereich ($U_{ds} \leq U_{gs} - U_{th}$) ist für das thermische Kanalrauschen der gesamte Ausgangsleitwert g_{ds} des Transistors relevant:

$$\overline{i_{n,th,ds}^2} = 4k_b T g_{ds} \Delta f_n \quad \text{für: } U_{ds} \leq U_{gs} - U_{th} \quad (4.46)$$

Diese Betriebsart tritt zum Beispiel bei MOS-Schaltern auf, die mit einer möglichst hohen Steuerspannung betrieben werden, um den Gatesteuereffekt zu reduzieren. Der Ausgangsleitwert des Transistors im Ohm'schen Bereich $g_{ds} = \beta_n \cdot (U_{gs} - U_{th} - U_{ds})$ kann für kleine Spannungen U_{ds} durch die Steilheit g_m angenähert werden.

Im gesättigten Betrieb des Transistors sind zusätzliche Effekte zu berücksichtigen. Zwar tritt nach wie vor thermisches Rauschen proportional zur Steilheit g_m im Kanal

⁴Eine Alternative bieten implantierte n-MOS-Transistoren vom Verarmungstyp mit vergrabem Kanal [37]. Eine Implantation erzeugt im ungestörten Substrat unterhalb des Gateoxids einen selbstleitenden Kanal, der wie beim Junction Feldeffekttransistor durch die Gatesteuerspannung abgeschnürt wird.

auf, aber über Steuereffekte durch die Rauschquellen im aktiven Kanalbereich wird das wirksame thermischen Rauschen bezüglich der äußeren Klemmen des Transistors effektiv vermindert [170]. Konkurrierende Effekte treten über die Kanallängenmodulation, Kurzkanaleffekte und die Variation des Arbeitspunktes auf, die den Ausgangsleitwert und die Stromsteuerung des Transistors beeinflussen.

Berücksichtigt werden die Einflüsse auf das effektiv wirksame thermische Kanalrauschen durch einen zusätzlichen Gewichtungsfaktor γ_n , mit dem die Leistungsdichte der Rauschspannung beziehungsweise des Rauschstroms zu multiplizieren ist.

Entsprechend [156] kann γ_n Werte zwischen $2/3$ und 10 annehmen. Dabei sind nach [257] für Kurzkanaltransistoren Werte im Bereich von $2,5$ realistisch. Bei aktuellen MOS-Technologien mit Kanallängen unterhalb des μm -Bereiches werden zudem Effekte durch heiße Elektronen bedeutsam, die entsprechend [125] in einem dynamischen Modell berücksichtigt sein können. Für Transistoren mit langem Kanal mit Kanallängen $L > 1,7\mu m$ [250] ist $\gamma_n = 2/3$ im Sättigungsbereich anzusetzen (siehe auch [170, 257, 3]).

Da Kurzkanaltransistoren auch im Hinblick auf die Kanallängenmodulation für analoge Schaltungen unattraktiv sind, wurde für die analogen Schaltungselemente der entwickelten Bildsensoren von der Verwendung der technologisch vorgegebenen minimalen Kanallänge $L_{min} = 0,6\mu m$ Abstand genommen und Transistoren mit Kanallängen von $0,8\mu m$ und im Signalpfad Transistoren mit Kanallängen von $1,2\mu m$ eingesetzt. Die gewählten Kanallängen sind deutlich unterhalb von $1,7\mu m$ und bedingen einen erhöhten Gewichtungsfaktor γ_n für das Kanalrauschen. Die Wahl stellt einen Kompromiß dar, um die geforderten hohen Signalbandbreiten (respektive Arbeitsgeschwindigkeit bei der Messung) und Verstärkungsfaktoren bei moderatem Schaltungsrauschen erreichen zu können. Entsprechend der Erfahrung am Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme, Duisburg, bezüglich der gewählten Technologie C0512 (und analog [3], Kapitel 6) ist für diese Kanallängen der Rauschkoeffizient $\gamma_n = 8/3$ für eine Abschätzung des Schaltungsrauschens angemessen.

Damit gilt für die thermischen Beiträge zum Kanalrauschen im gesättigten Transistorbetrieb ($U_{ds} > U_{gs} - U_{th}$):

$$\overline{i_{n,th,ds}^2} = 4k_bT \frac{8}{3} g_m \Delta f_n \quad \text{für: } U_{ds} > U_{gs} - U_{th} \quad (4.47)$$

Modelliert wird das Kanalrauschen durch eine zusätzliche Rauschstromquelle zwischen dem Drain- und Sourceanschluß (siehe Abbildung 4.14).

Die Gleichung 4.47 zeigt, daß der thermische Kanalrauschstrom $\sqrt{\overline{i_{n,th,ds}^2}}$ des gesättigt betriebenen Transistors proportional mit $\sqrt{g_m}$ zunimmt, beziehungsweise die Rauschleistungsdichte $S_{i,th,ds} = \overline{i_{n,th,ds}^2}$ proportional mit der Steilheit g_m zunimmt. Die Signalverstärkung hingegen ist direkt proportional zur Steilheit g_m . Eine Erhöhung der Steilheit g_m vermag somit eine Verbesserung im Signal-Rausch-Verhältnis bezogen auf die Beiträge des thermischen Kanalrauschens eines Transistors proportional zu $\sqrt{g_m}$ herbeizuführen. Ohne eine Änderung der Technologie muß hierbei entsprechend Gleichung 4.43 und 4.40 jedoch ein erhöhter Platzbedarf und damit ein Zuwachs parasitärer Elemente oder im Sättigungsbereich eine höhere Stromaufnahme in Kauf genommen werden.

4.4.2.2 Funkelrauschen im MOS-Transistor

Im Unterschied zum thermischen Rauschen ist das Funkelrauschen bei ausgebildetem Kanal vom Betriebsmodus des Transistors weitgehend unbeeinflusst [170, 185, 189]. Wie in Kapitel 4.1.2 bereits angesprochen wurde, rührt es weitgehend von Grenzflächeneffekten und Kristallstörungen her. Daher geht in die eingangsbezogene Funkelrauschspannung $\sqrt{\overline{u_{n,f}^2}}$, beziehungsweise in ihre Leistungsdichte $S_{U,f}$ maßgeblich die Gate-Kapazität (der Kapazitätsbelag C'_{ox} und die Fläche $W \cdot L$) mit ein.

$$S_{U,f} = \frac{k_f}{C_g} \cdot \frac{1}{f} = \frac{\overline{u_{n,f}^2}}{df} \Leftrightarrow \overline{u_{n,f}^2} = \frac{k_f}{C_g} \cdot \ln\left(\frac{f_o}{f_u}\right) \quad \text{mit: } C_g = C'_{ox} \cdot WL \quad (4.48)$$

Der Funkelrauschparameter k_f des MOS-Transistors ist technologie- und temperaturabhängig, er berücksichtigt die Qualität und Reinheit des Gateoxids. Die Frequenzen f_u und f_o definieren die obere und untere Grenze des relevanten Rauschspektrums. Typische Werte für k_f liegen im Bereich von $3 \text{ V}^2/\text{F}$ [37].

Das Funkelrauschen dominiert bei niedrigen Frequenzen und geht ab einer typischen Grenzfrequenz f_c im Bereich von 1kHz bis 100MHz im weißen, thermischen Kanalrauschen unter.

Es wurde bereits angesprochen, daß positive Oxidladungen an der Silizium-Siliziumoxid-Grenzschicht des Substrats zum Gateoxid und im Gateoxid Elektronen in den gestörten Grenzschichtbereich ziehen. Löcher hingegen werden aus der gestörten Zone verdrängt. Daher sind n-MOS-Transistoren anfälliger für das Funkelrauschen, als p-MOS Transistoren.

Als Beispiel seien die gemessenen Funkelrauschparameter der verwendeten $0,5\mu\text{m}$ Technologie genannt [158]. Verglichen wurden je ein p-MOS- und n-MOS-Transistor vom Anreicherungstyp mit einer Gatelänge von $1\mu\text{m}$ und der Weite $20\mu\text{m}$. Die Rauschparameter des p-MOS- und n-MOS-Transistors wurden zu $k_{f,p} \approx 1,5 \cdot 10^{-12} \text{V}^2/\text{pF}$ und $k_{f,n} \approx 2,8 \cdot 10^{-13} \text{V}^2/\text{pF}$ bestimmt bei einer Grenzfrequenz im Bereich von $f_{c,p} = 8 \dots 15 \text{kHz}$ beziehungsweise bis zu $f_{c,n} = 1 \text{MHz}$ für den Übergang zum thermischen Rauschen.

Damit ist der Funkelrauschparameter des n-MOS-Transistors um das Fünffache größer als beim p-MOS-Transistor. Die hohe Steilheit aufgrund hoher Elektronenbeweglichkeit relativiert diesen Nachteil des n-MOS-Transistors, sodaß er im Einsatz bei hohen Frequenzen wenn möglich, grundsätzlich dem p-MOS-Transistor vorzuziehen ist.

4.4.3 MOS-Transistormodell

Die Abbildung 4.13 zeigt das Kleinsignalersatzschaltbild des MOS-Feldeffekttransistors mit den wesentlichen parasitären Elementen.

Der Bahnwiderstand über das verhältnismäßig hochohmige Substrat R_b (mit der Rauschstromquelle $\sqrt{i_{n,b}^2} = \sqrt{4k_b T \cdot R_b \cdot \Delta f}$) kann nur bei einer großen Transadmittanz g_{mb} über die Substratsteuerung Einfluß haben. Die Bahnwiderstände im Drain- und Sourcegebiet, R_d und R_s können durch gute Kontaktierung minimiert werden und der Widerstand im Polysilizium-Gate R_g kann durch layouttechnische Maßnahmen, zum Beispiel der Realisierung großer Transistoren in Fingerstrukturen, reduziert werden (siehe zum Beispiel [259]). Daher werden diese Elemente des äußeren MOS-Feldeffekttransistors in der Schaltungsanalyse der folgenden Kapitel gegenüber den übrigen vernachlässigt. Gleiches gilt für die Rauschquellen des parasitären Sourcebahnwiderstands $\sqrt{i_{n,th,s}^2}$, Drainbahnwiderstands $\sqrt{i_{n,th,d}^2}$ und des Gatewiderstandes $\sqrt{i_{n,th,g}^2}$.

Ebenfalls dargestellt sind die stark spannungsabhängigen parasitären Kapazitäten über die isolierenden Raumladungszonen der pn-Übergänge vom Sourcegebiet C_{sb} und vom Draingebiet C_{db} zur Transistorwanne (siehe Abbildung 4.12). Bei Beschaltung des Transistors mit großen Eingangs- und Lastkapazitäten, zum Beispiel in Abtast- und Haltestufen, sind diese parasitären Kapazitäten in der Regel vernachlässigbar.

Der innere Feldeffekttransistor, das heißt, der gesteuerte Kanal wird durch die gesteuerte Stromquelle mit der Transkonduktanz g_m repräsentiert. Parallel dazu liegt eine Stromquelle mit der Transkonduktanz g_{mb} zur Modellierung des Substrateffekts. Als Steuerspannungen der Stromquellen sind die Differenzspannungen zwischen den Kno-

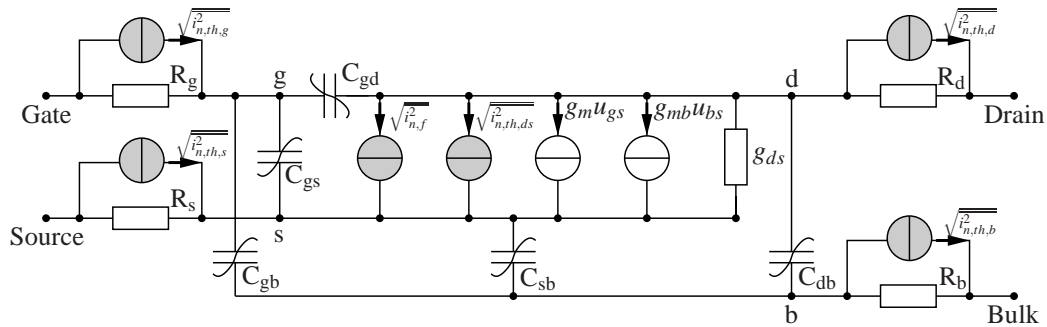


Abbildung 4.13: Kleinsignalersatzschaltbild des MOS-FET

ten des inneren Transistors g , s , d und b anzunehmen. Die Ausgangskonduktanz g_{ds} berücksichtigt den virtuellen Innenwiderstand des Feldeffekttransistors durch die Kanallängenmodulation.

Die Rauschstromquellen $\sqrt{i_{n,f}^2}$ und $\sqrt{i_{n,th,ds}^2}$ berücksichtigen das Funkelrauschen und das thermische Kanalrauschen des MOS-Transistors. In dieser Darstellung wird die Gateanschluß bezogene Funkelrauschspannung $\sqrt{u_{n,f}^2}$ in die ausgangsbezogene Rauschstromquelle $\sqrt{i_{n,f}^2} = g_m \cdot \sqrt{u_{n,f}^2}$ transformiert.

Die Kapazitäten C_{gs} und C_{gd} beinhalten die Überlappungskapazitäten zwischen dem Gate und den Bahngebieten von Drain und Source. Dazu tritt eine arbeitspunktabhängige Komponente der jeweiligen Kapazität zwischen Gate und dem Kanal, die mit der Kanallängenmodulation variiert (zum Beispiel im gesättigtem Betrieb). Bei zurückgebildetem Kanal ist hingegen die ansonsten vernachlässigbare Kapazität C_{gb} zwischen dem Gate und dem Substrat, beziehungsweise der Wanne von Bedeutung (zum Beispiel bei geöffneten MOS-Schaltern).

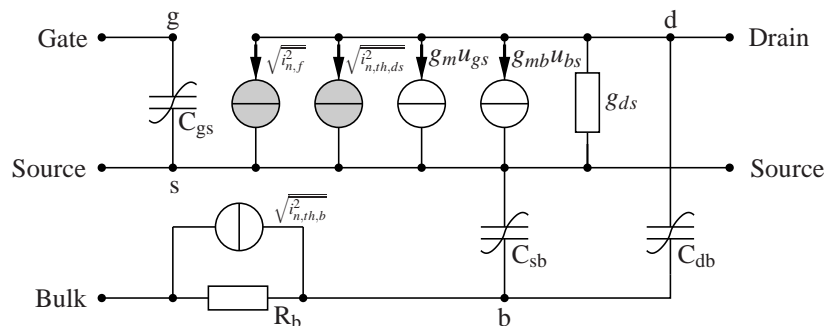


Abbildung 4.14: Vereinfachtes Kleinsignalersatzschaltbild des MOS-FET

In allen vorgestellten aktiven Transistorschaltungen werden die Transistoren in Sättigung betrieben. Hier gilt das reduzierte Ersatzschaltbild gemäß Abbildung 4.14. Bei voll ausgebildetem Kanal ist vor allem die Kapazität zwischen Gate und Source C_{gs} maßgeblich. Zum Drain hin ist der Kanal abgeschnürt, die Kapazität zwischen Gate und Drain des inneren Transistors wird daher vernachlässigt, ebenso wird die Gatekapazität zum Substrat, abgeschirmt durch den ausgebildeten Kanal, irrelevant [72]. Bezüglich der Gateknotenbelastung ist die verbleibende, parasitäre Gate-Drain Überlappungskapazität C_{gd} gegenüber C_{gs} von untergeordneter Bedeutung. Da im folgenden in den aktiven Signalpfaden vor allem Kaskodeschaltungen und Sourcefolger eingesetzt werden, ist die Signalarückkopplung über C_{gd} für die Schaltungsanalyse näherungsweise ebenfalls vernachlässigbar.

4.4.4 Rauschmodell für Operationsverstärker

Die sorgfältige Betrachtung des Rauschverhaltens ist von besonderer Bedeutung für den Entwurf schneller Operationsverstärker und ihrer Beschaltung. Denn mit der wachsenden Signalbandbreite schneller Schaltungen muß eine entsprechend größere Rauschbandbreite in Kauf genommen werden.

In dieser Arbeit werden ausschließlich einstufige Transkonduktanzoperationsverstärker (Operational Transconductance Amplifier, OTA) mit MOS-Differenzstufe eingesetzt. Transkonduktanzoperationsverstärker unterscheiden sich in ihrer hochohmigen Stromausgangsstufe von Operationsverstärkern. Einstufige Operationsverstärker und OTAs weisen bei sorgfältiger Auslegung ein günstigeres Rauschverhalten auf, als Operationsverstärker und OTAs mit mehrstufiger Verstärkung. In [95] wird dies anhand des Vergleiches eines einstufigen und eines zweistufigen CMOS-Operationsverstärkers diskutiert. Zwei Ursachen sind hervorzuheben. Zunächst verstärkt jede folgende Verstärkerstufe zwangsläufig auch das Rauschen der vorangehenden Stufen. Zum Anderen ist pro Verstärkerstufe mindestens eine Tiefpaßeckfrequenz im Frequenzgang anzusetzen, da die Bandbreite realer Verstärkerstufen nicht unendlich groß sein kann. Um einen universell stabilen Betrieb unabhängig von unvermeidlichen prozeßbedingten Parameterschwankungen zu garantieren, muß ein Tiefpaß dominant sein [52]. Dabei können aber Rauschanteile höherer Frequenz aus Verstärkerstufen mit nicht dominantem Tiefpaßcharakter an den Ausgang übertragen werden. Die Gegenkopplung des Operationsverstärkers brächte hier keine Abhilfe, da der dominante Pol eine genügend schnelle Reaktion verhindert.

Das Rauschverhalten eines einstufigen Operationsverstärkers kann durch einen einpoligen Tiefpaßfilter mit vorgeschaltetem idealen Verstärker und Eingangsrauschspannungsquelle beschrieben werden. Im Vergleich der Signalübertragungsfunktion und der Rauschübertragungsfunktion zeigt sich, daß die Rauschbandbreite des einpoligen Systems um den Faktor $\frac{\pi}{2}$ größer ist als die $3dB$ -Signalbandbreite [52].

Für den Entwurf rauscharmer Operationsverstärker ist der Entwurf der Differenzeingangsstufen von besonderer Wichtigkeit. Die Eingangsstufe definiert im wesentlichen die Verstärkung des gesamten Operationsverstärkers, beziehungsweise die Transkonduktanz des OTAs [52]. Die Rauscheinflüsse der übrigen Transistoren im Verstärker sind dann gegenüber der Eingangsstufe vernachlässigbar.

Im Vergleich zur bipolaren Eingangsstufe sind sehr weite MOS-Transistoren nötig, um vergleichbare Steilheiten zu erreichen. Große Transistorgeometrien reduzieren zudem den Einfluß des Funkelrauschens [74]. Um hier hohe Serienwiderstände in der Gatekontaktierung zu vermeiden, an denen entsprechend hohe thermische Rauschspannungen auftreten, empfiehlt sich ein verschachtelter Aufbau der Eingangstransistoren in der Form von Kammstrukturen [259]. Unter Berücksichtigung dieser Bedingung wird die Eingangsimpedanz des MOS-Operationsverstärkers Z_D durch eine Serienschaltung der Gatekapazitäten der Einzeltransistoren angenähert. In Abbildung 4.15, links, ist dies am Beispiel der Eingangsstufe eines Kaskode-Transkonduktanzoperationsverstärkers gestrichelt angedeutet.

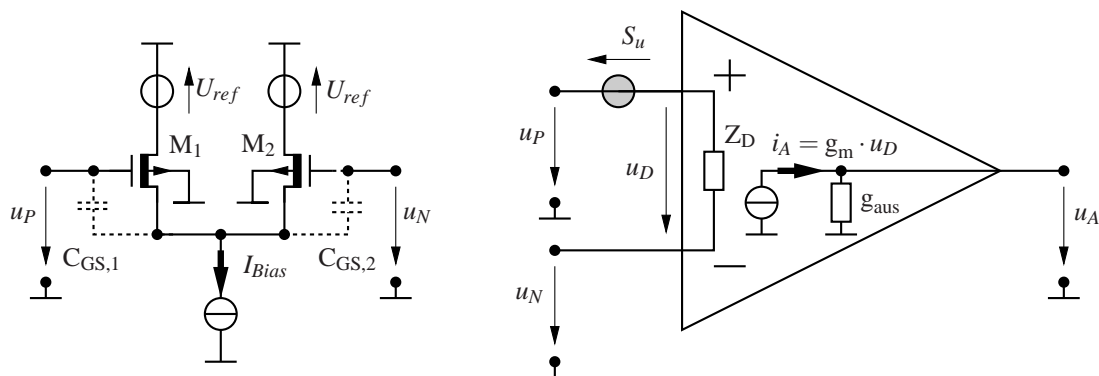


Abbildung 4.15: Rauschersatzschaltbild des Transkonduktanzoperationsverstärkers

Die Abbildung 4.15, rechts, zeigt das Ersatzschaltbild eines Transkonduktanzoperationsverstärkers unter Berücksichtigung der Rauschquellen. Es werden die Spannungen bezüglich der äußeren Klemmen betrachtet.

Relevant ist aus den oben genannten Gründen lediglich das Rauschen der Eingangsdifferenzstufe (links im Bild dargestellt). Aus Symmetriegründen und aufgrund der guten Entkoppelung der Eingangsdifferenzstufe durch die hochohmige Biasstromquelle entspricht die spektrale Rauschleistungsdichte der gesamten Eingangsstufe S_u der Summe der Rauschleistungsdichten der identischen Einzeltransistoren M_1 und M_2 der Differenzstufe.

$$S_u = S_{u,M_1} + S_{u,M_2} = 2 \cdot S_{u,M} \quad (4.49)$$

Im MOS-Operationsverstärker sind im wesentlichen die Terme für das weiße, thermische Rauschen $S_{u,th}$ und das Funkelrauschen $S_{u,f}$ zu berücksichtigen. Entsprechend Gleichung 4.47 ist der thermische Rauschbeitrag der Einzeltransistoren $S_{u,th,M} = 4k_b T \cdot \gamma_n g_m / g_m^2$, mit $\gamma_n = \frac{8}{3}$ und der Funkelrauschbeitrag beträgt $S_{u,f,M} = \frac{k_f}{C_g} \cdot \frac{1}{f}$ gemäß Gleichung 4.48. Damit wird der gesamte Rauschbeitrag im Operationsverstärker:

$$S_u = S_{u,th} + S_{u,f} \quad (4.50)$$

$$S_{u,th} = 2 \cdot \frac{32}{3} k_b T \frac{1}{g_m} \quad (4.51)$$

$$S_{u,f} = 2 \cdot \frac{k_f}{C_g} \cdot \frac{1}{f} \quad (4.52)$$

$$\text{mit: } C_g = C'_{ox} WL \quad (4.53)$$

Der Term für die thermischen Rauschbeiträge berücksichtigt die Transkonduktanz g_m der Eingangstransistoren, die sich wie ein rauschender Widerstand auswirkt. Der Funkelrauschterm ($1/f$ -Rauschen) ist stark von der Qualität der Technologie abhängig und berücksichtigt neben der Gatekapazität (mit der Kanallänge L , -Weite W und dem Kapazitätsbelag C'_{ox}) die Technologieeigenschaften in der Konstanten k_f .

Neben der Rauschspannungsquelle zeigt das Ersatzschaltbild noch die differentielle Eingangsimpedanz Z_D des Operationsverstärkers, die für den MOS-Operationsverstärker durch die Serienschaltung der Gatekapazitäten ($C_{GS,1}$ und $C_{GS,2}$) angenähert wird und den Ausgangsleitwert g_{out} parallel zur Ausgangsstromquelle $g_m \cdot u_d$.

4.4.5 Rauschmodell des Sourcefolgers

Die im Rahmen dieser Arbeit realisierten optischen Entfernungssensoren arbeiten ausschließlich mit pn-Photodioden im Spannungsauslesemodus. Dazu wird die Spannung über die im Sperrbereich arbeitende Photodiode mit einem Pufferverstärker als Spannungsfolger hochohmig abgegriffen. Als Spannungsfolger findet ein Sourcefolger An-

wendung, wie er in seiner einfachsten Konfiguration links in Abbildung 4.16 dargestellt ist. Der gesamte Spannungsfollower besteht aus dem Sourcefolgertransistor M_1 und der Laststromquelle M_2 . Der Kondensator C_L faßt die gesamte kapazitive Belastung des Sourcefolgers durch die folgende Signalverarbeitungskette aber auch durch zusätzliche bandbreitenbegrenzende Lastkondensatoren zusammen.

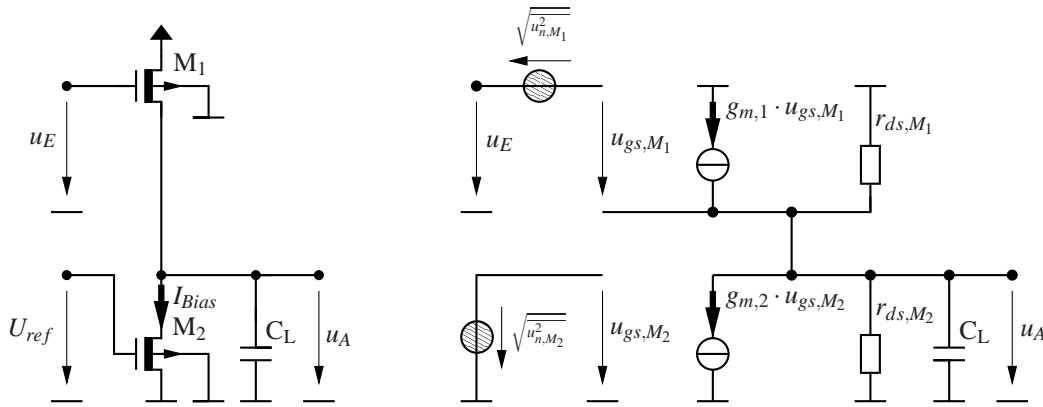


Abbildung 4.16: Schaltung und Rauschersatzschaltbild des Sourcefolgers

Das Eigenrauschen des Sourcefolgers wird anhand des Rauschersatzschaltbildes in Abbildung 4.16, rechts abgeschätzt. Zusätzliche Rauscheinträge durch die Referenzspannung U_{ref} zur Biasstromereinstellung I_{Bias} und durch das Eingangssignal werden für diese Betrachtung vernachlässigt. Die Kleinsignalwiderstände r_{ds} durch die Kanallängenmodulation und ihre Rauschbeiträge werden mit der Annahme $r_{ds} \ll 1/g_m$ gegenüber den größeren Beiträgen durch das Kanalrauschen vernachlässigt.

Für das thermische Kanalrauschen der Transistoren gilt:

$$S_{i,th} = \frac{32}{3} k_B T g_m ; \quad \overline{i_{n,th}^2} = \frac{32}{3} k_B T g_m \Delta f_n \quad (4.54)$$

$$\Leftrightarrow S_{u,th} = \frac{32}{3} \frac{k_B T}{g_m} ; \quad \overline{u_{n,th}^2} = \frac{32}{3} \frac{k_B T}{g_m} \Delta f_n \quad (4.55)$$

Die Spannungsübertragung der Sourcefolgerschaltung kann bei vernachlässigtem Substrateffekt entsprechend Gleichung 4.56 abgeschätzt werden.

$$u_a = \frac{1}{1 + j\omega \frac{C_L}{g_{m,M_1}}} \cdot \left(u_E + \frac{g_{m,M_2}}{g_{m,M_1}} U_{Ref} \right) \quad (4.56)$$

Übertragungsfunktion des Sourcefolgers bezüglich der Rauschspannungsdichten:

$$S_{u,a} = \frac{1}{1 + \omega^2 \frac{(C_L)^2}{g_{m,M_1}^2}} \cdot \left(S_{u,M_1} + \left(\frac{g_{m,M_2}}{g_{m,M_1}} \right)^2 S_{u,M_2} \right) \quad (4.57)$$

Der Term $A(\omega) = (1 + j\omega C_L / g_{m,M_1})^{-1}$ erfaßt die Tiefpaßcharakteristik des Sourcefolgers durch die Steilheit bei kapazitiver Belastung. Damit ist die Rauschbandbreite zur Abschätzung des thermischen Rauschens entsprechend Gleichung 4.6 gegeben durch:

$$\Delta f_n = \frac{g_{m,M_1}}{4C_L} \quad (4.58)$$

Unter Berücksichtigung der Rauschbandbreite ist das gesamte thermische Rauschen des Spannungsfolgers durch Gleichung 4.55 erfaßt und liefert, eingesetzt in die Gleichung 4.57, für das ausgangsbezogene thermische Rauschen:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,th,A}^2} &= \frac{32}{3} \frac{k_B T}{g_{m,M_1}} \frac{g_{m,M_1}}{4C_L} + \left(\frac{g_{m,M_2}}{g_{m,M_1}} \right)^2 \cdot \frac{32}{3} \frac{k_B T}{g_{m,M_2}} \frac{g_{m,M_1}}{4C_L} \\ &= \frac{8}{3} \frac{k_B T}{C_L} \cdot \left(1 + \frac{g_{m,M_2}}{g_{m,M_1}} \right) \end{aligned} \quad (4.59)$$

Bezüglich des Funkelrauschens darf davon ausgegangen werden, daß die Bandbreite der realisierten Sourcefolgerschaltungen wesentlich größer ist als die Durchtrittsfrequenz f_c , ab der das thermische Rauschen das Funkelrauschen dominiert. Unter dieser Bedingung gilt Gleichung 4.13 mit der oberen Grenzfrequenz $f_o = f_c$ des Funkelrauschens gleich der Durchtrittsfrequenz. Für die untere Grenzfrequenz f_u wird zum Beispiel der Kehrwert der Betriebsdauer der Schaltung angenommen.

$$\overline{u_{n,f}^2} = \frac{k_f}{C_g} \cdot \ln \left(\frac{f_c}{f_u} \right) \quad \text{mit der Gatekapazität: } C_g = C'_{ox} W L \quad (4.60)$$

4.5 Methoden zur Rauschminimierung

In den vorangehenden Kapiteln wurden grundlegende Rauscheffekte und Rauschquellen in den Komponenten integrierter Bildsensoren diskutiert. Mit zunehmender Geschwindigkeit und Bandbreite beschränken diese Effekte zunehmend die erreichbare Empfindlichkeitsgrenze der Bildsensoren. An dieser Stelle werden daher geeignete Maßnahmen zur Reduktion der Rauscheinflüsse diskutiert, die auch in den vorgestellten Bildsensorrealisierungen Anwendung finden.

4.5.1 Dynamische Leistungssteuerung

Die dynamische Leistungssteuerung von MOS-Transistoren ermöglicht die direkte Beeinflussung und Reduktion des Funkelrauschens dieser Schaltungselemente. Da-

bei setzt diese Methode bei der physikalischen Ursache des Funkelrauschens an, im Gegensatz zu anderen etablierten Methoden, wie zum Beispiel die korrelierte Doppelabtastung (CDS). Dies ist besonders wünschenswert, da mit der zunehmenden Verringerung der Strukturgrößen und folglich auch der Oxiddicken aktueller MOS-Technologien mit steigender Amplitude der Rauschleistungsdichte auch die Grenzfrequenz des Funkelrauschens zu höheren Frequenzen im MHz-Bereich verschoben wird [158]. Das Funkelrauschen ist somit auch in Hochfrequenzschaltungen nicht mehr gegenüber weißen Rauscheffekten vernachlässigbar.

Für das Funkelrauschen in MOS-Transistoren werden unter anderem Haftstellen für Ladungsträger in der gestörten Grenzfläche zwischen Gateoxid und Substrat (Silizium) verantwortlich gemacht. Diese Haftstellen fangen vorübergehend Ladungsträger im MOS-Kanal ein und führen so zu einer Ladungsträgerdichtefluktuation und Modulation der Ladungsträgerbeweglichkeit. In [189] wurde zudem die Möglichkeit der Filterung des weißen Rauschens durch die Anregung von tieffrequenten Oszillationen von Zuständen im MOS-Kanal aufgezeigt.

Untersuchungen belegen, daß durch zyklisches Umschalten von MOS-Transistoren zwischen dem Bereich der starken Inversion ($U_{gs} \geq U_{th}$) und dem Akkumulationsbereich ($U_{gs} = 0$) das Funkelrauschen wirksam reduziert werden kann [15, 44]. Ursächlich hierfür wird das Freisetzen von Ladungsträgern aus den Haftstellen im Kanalbereich während der Akkumulationsphase angesehen.

Dieses Verfahren zur Rauschreduktion ist für getaktete Analogschaltungen (zum Beispiel Schalter-Kondensator-Schaltungen, beziehungsweise Switched-Capacitor Schaltungen genannt) im besonderen aber auch allgemein für Analogschaltungen geeignet, die nur periodisch zur Signalverarbeitung beitragen. In den Aktivitätspausen werden die Biasströme abgeschaltet und so ein Übergang der Transistoren in den Akkumulationsbereich erzwungen.

In [124, 70] wird anhand einzelner getakteter MOS-FETs und eines Ring-Oszillators in einer $0,8\mu\text{m}$ Technologie die Wirksamkeit dieses Konzeptes zur Funkelrauschreduktion demonstriert. Neben der Reduktion des Funkelrauschens um 6dB alleine durch die Filterung mit der Abtastfunktion durch die Stromsteuerung mit 50% Duty-Cycle konnte für niedrige Frequenzen eine zusätzliche Rauschreduktion um weitere 8dB nachgewiesen werden, die nicht durch die Abtastung erklärbar ist.

Ein weiterer wichtiger Effekt ist die Reduktion der Leistungsaufnahme und der damit verbundenen Reduktion der Verlustwärme. In den genannten Veröffentlichungen ist bereits die Reduktion der Leistungsaufnahme als günstiger Nebeneffekt angespro-

chen worden. Wichtig ist es noch, festzuhalten, daß einhergehend mit der verringerten Leistungsaufnahme die Verlustwärme und folglich auch indirekt das thermische Rauschen signifikant gesenkt werden kann. Gerade in breitbandigen Hochfrequenzschaltungen sind hohe Drainströme zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses der Eingangsspannung zur eingangsbezogenen Transistorrauschspannung ($\sim 1/g_m \sim \sqrt{1/I_{bias}}$, in starker Inversion und bei konstanter Temperatur) nötig. Zugleich nimmt aber mit steigendem Strom die Verlustleistung in der Schaltung und proportional mit der Temperaturerhöhung durch Abwärme die spektrale Leistungsdichte ($S_{u,th}, S_{i,th} \sim T$) des thermischen (Widerstands-) Rauschens zu und beeinträchtigt die Rauschreduktion durch die Drainstromerhöhung. Diesem gegenläufigen Prozeß läßt sich ohne Leistungssteuerung nur durch zusätzliche Maßnahmen zur Kühlung teilweise begegnen, wobei auch die thermischen Widerstände des Substrats der integrierten Schaltung und des IC-Gehäuses zu berücksichtigen sind.

Wie bereits in Kapitel 4.1.2 angesprochen wurde, wird in der Veröffentlichung [189] die Theorie verfolgt, daß das Funkelrauschspektrum durch thermisch angeregte Oszillationen erklärbar sei. In diesem Sinne führt eine Reduktion der Verlustleistung auch zu einer Reduktion des Funkelrauschens.

4.5.2 Korrelierte Doppelabtastung

Mit der korrelierten Doppelabtastung (Correlated Double Sampling, CDS) ist ein Verfahren gegeben, das eine erhebliche Reduktion niederfrequenten Rauschens und eine Offsetkorrektur ermöglicht [74]. Gerade Bildsensoren sind von verschiedenen tiefrequenten Störeinflüssen beeinträchtigt, die sich sehr nachteilig im Bild oder in den Meßdaten auswirken. Das sind zum Beispiel temperaturabhängige Offsetspannungen, Resetrauschen in den Pixeln, tieffrequentes Funkelrauschen der MOS-Transistoren in Ausleseverstärkern oder örtliches Rauschen (Fixed Pattern Noise, FPN) nullter Ordnung durch Parametervariation über die Chipfläche. In der Regel müssen solche Fehler nach der Bildakquisition aufwendig pixelweise korrigiert werden. Die korrelierte Doppelabtastung bietet eine Möglichkeit, eine Fehlerkorrektur dieser Rausch- und Störeinflüsse von Bildsensoren im Ausleseprozeß inhärent durchzuführen. Nachfolgend wird die korrelierte Doppelabtastung in ihren Grundzügen erläutert. Eingehendere Arbeiten über die Realisierung in CMOS-Technologien und über den Einsatz in der Bildsensorik finden sich in [97, 259]

Das Prinzip der korrelierten Doppelabtastung beruht auf der Differenzbildung eines Referenzpotentials und dem Nutzsignal, die beide über die gleiche Signalverarbeitungskette erfaßt werden. Dabei werden alle Rauschsignale der aktiven Komponenten im Signalpfad jeweils mit erfaßt und durch die Differenzbildung die korrelierten, tieffrequenten Anteile eliminiert. Unter Berücksichtigung, daß das Referenzpotential prinzipiell frei wählbar ist, bleibt das Nutzsignal von der korrelierten Doppelabtastung unbeeinträchtigt. Daraus folgt eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses bezüglich des Funkelrauschens. Die Voraussetzung für die Eliminierung ist eine gute Korrelation der abgetasteten Rauschsignale. Daher müssen die Messungen des Referenzsignals und des Nutzsignals unmittelbar aufeinanderfolgend ausgeführt werden, um die Korrelation niederfrequenter Signale zu verbessern.

Um aber den Gesamtnutzen der CDS beurteilen zu können, muß auch die Wirkung der CDS auf breitbandige Rauschsignale betrachtet werden. Zur besseren Beurteilung soll im folgenden die Wirkung der korrelierten Doppelabtastung quantifiziert werden (siehe auch [188]).

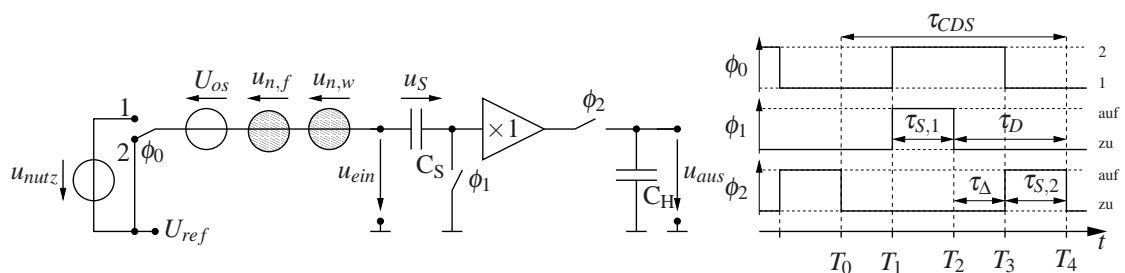


Abbildung 4.17: Prinzipielle Darstellung der korrelierten Doppelabtastung

In der Abbildung 4.17 ist das Prinzip der korrelierten Doppelabtastung dargestellt. Die Quellen U_{os} , $u_{n,f}$ und $u_{n,w}$ fassen die störenden Offsetspannungen, die Funkelrauschbeiträge und breitbandige, weiße Rauschbeiträge aus der Signalverarbeitungskette vor der korrelierten Doppelabtastung zusammen. Die Referenzspannung U_{ref} ist für die Betrachtung ein beliebig wählbares Gleichspannungsbezugspotential.

Rechts in der Abbildung 4.17 ist das Zeitdiagramm der Schaltersteuerung für eine beliebige, aber vollständige Akquisitionsperiode wiedergegeben. Innerhalb der Akquisitionsperiode τ_{CDS} wird das Referenzsignal U_{ref} während der Periode $\tau_{S,1}$ und zusätzlich das Nutzsignal u_{nutz} in der Periode $\tau_{S,2}$ abgetastet. Die High-Pegel der Signale ϕ_1 und ϕ_2 in dem Diagramm entsprechen den geschlossenen Schaltern ϕ_1 und ϕ_2 . Der High-Pegel des Signals ϕ_0 entspricht der Schalterposition 2 und der Low-Pegel der Position 1 des Schalters ϕ_0 in dem Schaltplan Abbildung 4.17, links.

Vereinfachend wird angenommen, daß die Schalter und der Pufferverstärker ideal sind. Damit bleiben bei vernachlässigbarem Innenwiderstand der Schalter auf den Kondensatoren C_S und C_H jeweils die Spannungen nach dem Öffnen der Schalter ϕ_1 und ϕ_2 am Ende der Perioden $\tau_{S,1}$ und $\tau_{S,2}$ erhalten. Da nur die gespeicherten Spannungen nach der Abtastperiode von Interesse sind, entspricht das einer Abtastung mit Deltaimpulsen zu den Zeitpunkten T_2 und T_4 mit dem zeitlichen Abstand $\tau_D = \frac{1}{2}\tau_{CDS}$.

Am Ende der ersten Abtastperiode $\tau_{S,1}$ mit dem Schalter ϕ_0 in Stellung 2 und geschlossenem Schalter ϕ_1 ist auf dem Kondensator C_S mit der Spannung $u_S(T_2) = u_{ein}(T_2) = U_{os} + u_{n,f}(T_2) + u_{n,w}(T_2) + U_{ref}$ das Referenzpotential und die Offsetspannung zuzüglich der niederfrequenten Funkelrauschspannung und der weißen Rauschspannung zum Zeitpunkt T_2 gespeichert.

Nach dem Öffnen des Schalters ϕ_1 bleibt die Spannung auf C_S erhalten, sodaß nach dem Umschalten des Schalters ϕ_0 in Stellung 1 und dem Schließen von ϕ_2 am Ausgang der Schaltung während der Periode $\tau_{S,2}$ ($T_4 \geq t \geq T_3$) mit $u_{aus}(t) = u_{ein}(t) - u_S(T_2)$ die Differenz der Eingangsspannung $u_{ein} = u_{nutz}(t) + U_{os} + u_{n,f}(t) + u_{n,w}(t) + U_{ref}$ und der Rauschbeiträge zuzüglich Offset- und Referenzspannung zum Zeitpunkt T_2 anliegt. Nach dem Ende der Periode $\tau_{S,2}$ mit dem Öffnen von ϕ_2 zum Zeitpunkt T_4 bleibt als Ausgangsspannung das Nutzsinal $u_{nutz}(T_4)$ zuzüglich der Offset- und Referenzspannung, sowie der niederfrequenten Funkelrauschspannung und der weißen Rauschspannung und abzüglich der zuvor gespeicherten Fehlerspannung zum Zeitpunkt T_2 auf dem Haltekondensator C_H bis zur nächsten Betätigung des Schalters ϕ_2 erhalten.

Für Gleichspannungssignale (also ohne Berücksichtigung des Rauschens), das sind die Referenz- und Offsetspannungen, ist der Nutzen der korrelierten Doppelabtastung offensichtlich:

$$\begin{aligned}
 u_{aus}(t) &= u_{ein}(T_4) - u_{ein}(T_2) \quad \text{da: } u_S = u_{ein}(T_2) \\
 &= \underbrace{u_{nutz}(T_4) + U_{os} + U_{ref}}_{\text{Abtastung bei } T_4} - \underbrace{(U_{os} + U_{ref})}_{\text{Abtastung bei } T_2} \\
 &= u_{nutz}(T_4) \\
 &\quad \text{für: } T_4 \leq t \leq (T_4 + \tau_{CDS} - \tau_{S,2})
 \end{aligned} \tag{4.61}$$

Zur Beurteilung der Wirkung der korrelierten Doppelabtastung auf die niederfrequenten und breitbandigen Rauschsignale soll das Betragsquadrat der Übertragungsfunktion betrachtet werden (analog zu [188]). Dabei wird auf die äquivalente Darstellung der korrelierten Doppelabtastung entsprechend Abbildung 4.18 zurückgegriffen.

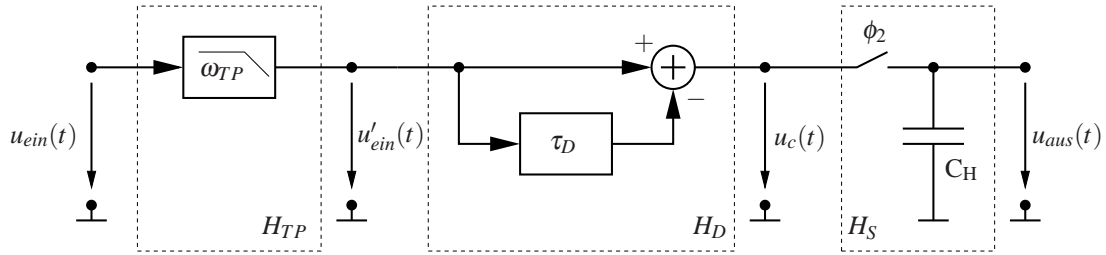


Abbildung 4.18: Zeitkontinuierliche Entsprechung der korrelierten Doppelabtastung

Es ist weiterhin wichtig zu wissen, daß ausgangsseitig der korrelierten Doppelabtastung nur das Spektrum im Basisband $0 \leq f \leq \frac{1}{2\tau_{CDS}}$ (Nyquist-Bedingung) für die Rekonstruktion des Nutzsignals ausreicht. Darüber hinausgehende spektrale Anteile des Ausgangssignals tragen nicht zum Informationsgewinn bei.

In realen Systemen ist das Signal- und Rauschspektrum durch ihr Tiefpaßverhalten begrenzt. Dieser Effekt soll durch die einpolige Tiefpaßfunktion $H_{TP}(\omega) = U'_{ein}/U_{ein}$ mit Eckfrequenz ω_{TP} berücksichtigt werden.

$$H_{TP}(\omega) = \frac{1}{1+j\frac{\omega}{\omega_{TP}}} \quad (4.62)$$

$$\Rightarrow |H_{TP}(\omega)|^2 = \frac{1}{1+\frac{\omega^2}{\omega_{TP}^2}} \quad (4.63)$$

Dieses Tiefpaßverhalten begrenzt das wirksame Leistungsdichtespektrum der Rauschquellen im Eingang des Abtast- und Halteglieders.⁵ Daher empfiehlt es sich, die Tiefpaßeckfrequenz ω_{TP} respektive die Bandbreite so gering wie möglich zu wählen. Hierzu wird eine grobe Abschätzung unter der Annahme vorgenommen, daß die gesamte CDS-Stufe während der Periode τ_D zwischen zwei Abtastungen den maximal möglichen Spannungshub \hat{U}_S mit geringem Fehler verarbeiten soll. Die nötige Bandbreite des Tiefpasses wird aus der Sprungantwort für das Einschwingen der Ausgangsspannung $u_{aus}(t) = \hat{U}_S \cdot (1 - e^{-t\omega_{TP}})$ mit dem maximal erlaubten relativen Fehler ε_n bezogen auf den Endwert $u_{aus}(t \rightarrow \infty) = \hat{U}_S$ gewonnen:

$$\varepsilon_n \leq 1 - \frac{u_{aus}(\tau_D)}{\hat{U}_{aus}} = 1 - (1 - e^{-\tau_D\omega_{TP}}) \quad (4.64)$$

Nach Einsetzen der Sprungantwort des Tiefpasses läßt sich die folgende Bedingung für die minimale Eckfrequenz ω_{TP} des Tiefpasses, respektive die minimale Bandbreite

⁵ Es muß beachtet werden, daß Rauschquellen in einer Abtast- und Halteschaltung nicht durch einen vorgeschalteten Tiefpaß begrenzt werden können, sondern nur durch immanente Tiefpaßfunktionen in der Abtast- und Halteschaltung selbst begrenzt sind. Daher kommt unabhängig von vorgeschalteten Tiefpässen ihr volles Leistungsspektrum in das Basisband gefaltet zum Tragen.

Δf_{TP} abhängig von dem geforderten relativen Fehler ε_n durch den Einschwingvorgang angeben:

$$\omega_{TP} \geq -\frac{\ln(\varepsilon_n)}{\tau_D} \quad (4.65)$$

$$\Delta f = \frac{\omega_{TP}}{2\pi} = -\frac{\ln(\varepsilon_n)}{2\pi\tau_D} \quad (4.66)$$

Damit die CDS-Stufe zum Beispiel auf 0,1% des theoretisch möglichen Endwertes während einer Periode τ_D einschwingt, ist eine Bandbreite vom $\Delta f_{TP} = 1,11 \cdot \frac{1}{\tau_D}$ nötig. Die Rauschbandbreite ist noch einmal um den Faktor $\frac{\pi}{2}$ größer, als die Signalbandbreite (siehe Kapitel 4.1).

Das Verzögerungsglied in H_D modelliert den Zeitverzug τ_D in der Abtastung des Nutzsingals und des Referenzpotentials (Siehe T_2 und T_4 im Timingdiagramm, Abbildung 4.17) bei der Doppelabtastung; für die verrechneten Signale gilt $H_D(\omega) = U_c/U'_{ein}$. Mit Hilfe des Verschiebungs-Theorems⁶ wird die äquivalente Darstellung der zeitversetzten Erfassung und Verrechnung des Eingangssignals $h_D(t) = 1 - \frac{u_{ein}(t-\tau_D)}{u_{ein}(t)}$ die äquivalente Darstellung der Übertragungsfunktion $H_D(\omega)$ im Frequenzbereich gewonnen:

$$h_D(t) = 1 - \frac{u_{ein}(t-\tau_D)}{u_{ein}(t)} \quad (4.67)$$

$$\Leftrightarrow H_D(\omega) = \left(1 - e^{-j\omega\tau_D}\right) = 2 \sin\left(\frac{1}{2}\omega\tau_D\right) \cdot je^{-\frac{1}{2}j\omega\tau_D} \quad (4.68)$$

$$\Rightarrow |H_D(\omega)|^2 = 4 \sin^2\left(\frac{1}{2}\omega\tau_D\right) \quad (4.69)$$

In der Darstellung Abbildung 4.18 erfolgt die Abtastung ($H_S(\omega) = U_{aus}/U_c$) im Intervall τ_{CDS} erst nach Subtraktion des verzögerten und nicht verzögerten Eingangssignals mit vernachlässigbarer Abtastdauer ($T_{S,1} = T_{S,2} \rightarrow 0$). Für das abgetastete Signal $u_{aus}(t)$ am Ausgang des Abtast-Haltegliedes H_S gilt:

$$\begin{aligned} u_{aus}(t) &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} h_h(t - n\tau_{CDS}) \cdot u_c(n\tau_{CDS}) \\ &= h_h(t) \star \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(t - n\tau_{CDS}) \cdot u_c(n\tau_{CDS}) \\ &= h_h(t) \star \left(u_c(t) \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(t - n\tau_{CDS}) \right) \\ \text{mit: } h_h(t) &= \text{rect}\left(\frac{t}{\tau_{CDS}} - \frac{1}{2}\right) \end{aligned} \quad (4.70)$$

⁶ Zeitverschiebung: $\int_{-\infty}^{+\infty} f(t-t_0) \cdot e^{-j\omega t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t-t_0) \cdot e^{-j\omega(t-t_0)} \cdot e^{-j\omega t_0} dt = e^{-j\omega t_0} \cdot F(j\omega)$

Der Term $h_h(t)$ modelliert mit der Rechteckfunktion die Haltephase des Ausgangssignals zwischen den Abtastzeitpunkten. Die Fouriertransformation liefert hierfür die Übertragungsfunktion $H_h(\omega)$ für den Einfluß der Abtast- und Halteschaltung auf das Ausgangsspektrum:⁷

$$H_h(\omega) = \tau_{CDS} \cdot \text{si} \left(\frac{\omega \tau_{CDS}}{2} \right) \cdot e^{-j\omega(-\frac{1}{2}\tau_{CDS})} \quad (4.71)$$

$$\Rightarrow |H_h(\omega)|^2 = \tau_{CDS}^2 \cdot \text{si}^2 \left(\frac{\omega \tau_{CDS}}{2} \right) \quad (4.72)$$

Die Übertragungsfunktion des Abtast-Haltegliedres im Frequenzbereich ist folglich:

$$\begin{aligned} U_{aus}(\omega) &= H_h(\omega) \cdot \left(\frac{1}{\tau_{CDS}} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} U_c \left(\omega - n \frac{2\pi}{\tau_{CDS}} \right) \right) \\ &= H_h(\omega) \cdot \left(\frac{1}{\tau_{CDS}} \cdot U_c(\omega) \star \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta \left(\omega - n \frac{2\pi}{\tau_{CDS}} \right) \right) \end{aligned} \quad (4.73)$$

$$\Rightarrow |U_{aus}(\omega)|^2 = |H_h(\omega)|^2 \cdot \frac{1}{\tau_{CDS}^2} \cdot \left| \sum_{n=-\infty}^{+\infty} U_c \left(\omega - n \frac{2\pi}{\tau_{CDS}} \right) \right|^2 \quad (4.74)$$

Einsetzen von $U_c(\omega) = H_D(\omega) \cdot H_{TP}(\omega) \cdot U_{ein}(\omega)$ in Gleichung 4.74 liefert die Rauschübertragungsfunktion des Abtast-Haltegliedres entsprechend Abbildung 4.18 ohne Eingangstiefpaß. Für die ausgangsbezogene spektrale Rauschleistungsdichte $U_{aus}^2 = S_{n,aus}$ gilt nach der korrelierten Doppelabtastung mit der eingangsbezogenen Rauschleistungsdichte $U_{ein}^2 = S_{n,ein} = S_{n,w} + S_{n,f} = \left(u_{n,w}^2 + u_{n,f}^2 \right) \frac{d}{df}$ für das Rauschspektrum am Ausgang nach der korrelierten Doppelabtastung:

$$S_{n,aus}(\omega) = |H_h(\omega)|^2 \cdot \frac{1}{\tau_{CDS}^2} \cdot \quad (4.75)$$

$$\begin{aligned} &\cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} S_{n,ein} \left(\omega - n \frac{2\pi}{T_{CDS}} \right) \cdot |H_D \left(\omega - n \frac{2\pi}{T_{CDS}} \right)|^2 \cdot |H_{TP} \left(\omega - n \frac{2\pi}{T_{CDS}} \right)|^2 \\ &= 4 \text{si}^2 \left(\frac{\omega T_{CDS}}{2} \right) \cdot \quad (4.76) \\ &\cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} S_{n,ein} \left(\omega - n \frac{2\pi}{T_{CDS}} \right) \cdot \sin^2 \left(\frac{1}{2} \omega T_D - n \pi \frac{T_D}{T_{CDS}} \right) \cdot \frac{1}{1 + \frac{(\omega - n \frac{2\pi}{T_{CDS}})^2}{\omega_{TP}^2}} \end{aligned}$$

In der Abtastung (Produkt aus si-Funktion und Summenterm in Gleichung 4.76) werden eingangsbezogene, breitbandige Rauschbeiträge in das Basisband gefaltet. Die

⁷ Zur Fouriertransformation:

$$\text{rect} \left(\frac{t}{T} \right) \quad \circ \bullet \quad T \cdot \text{si} \left(\frac{T\omega}{2} \right) \quad \text{Gleichung 5.67 aus [129]}$$

$$s(t - t_0) \quad \circ \bullet \quad S(\omega) \cdot e^{-j\omega t_0} \quad \text{Tabelle 5.67 aus [129]}$$

wirksamen eingangsbezogenen (breitbandigen) Rauschbeiträge zum Ausgangsspektrum (im Basisband) der korrelierten Abtastung werden im wesentlichen nur durch die periodische Übertragungsfunktion $H_D(\omega)$ und die Übertragungsfunktion $H_{TP}(\omega)$ des Tiefpasses bestimmt. Zur Ermittlung des ausgangsseitigen Rauschspannungsquadrates $\overline{u_{n,aus}^2}$ genügt es daher, das äquivalente Rauschspannungsquadrat vor dem Abtast- und Halteglied zu bestimmen (siehe [188]).

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,aus}^2} &= \int_{-\infty}^{+\infty} S_{n,aus}(2\pi f) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \text{si}^2\left(\frac{2\pi f \tau_{CDS}}{2}\right) \cdot \end{aligned} \quad (4.77)$$

$$\begin{aligned} &\cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} S_{n,ein}\left(2\pi f - n\frac{2\pi}{\tau_{CDS}}\right) \cdot |H_D(2\pi f - n\frac{2\pi}{\tau_{CDS}})|^2 \cdot |H_{TP}(2\pi f - n\frac{2\pi}{\tau_{CDS}})|^2 \text{d}f \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} S_{n,ein}(2\pi f') \cdot |H_D(2\pi f')|^2 \cdot |H_{TP}(2\pi f')|^2 \text{d}f' \end{aligned} \quad (4.78)$$

Die wirksame Rauschspannung $\sqrt{\overline{u_{n,w,ein}^2}}$ durch den weißen Rauschbeitrag $S_{n,w}(\omega) = \text{konst}$ vor der korrelierten Abtastung ist:

$$\overline{u_{n,w,ein}^2} = S_{n,w} \int_0^{+\infty} |H_{TP}(2\pi f)|^2 \text{d}f = \frac{\omega_{TP}}{4} S_{n,w} \quad (4.79)$$

Die weiße Rauschleistungsdichte $S_{n,w}(\omega) = \text{konst}$ für $S_{n,ein}(\omega)$, in Gleichung 4.78 eingesetzt, liefert das Quadrat der ausgangsbezogenen Rauschspannung $\overline{u_{n,w,aus}^2}$ allein durch die weißen, eingangsbezogenen Rauschanteile.

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,w,aus}^2} &= \int_0^{+\infty} |H_D(2\pi f)|^2 \cdot |H_{TP}(2\pi f)|^2 \cdot S_{n,w} \text{d}f \\ &= S_{n,w} \cdot \int_0^{\infty} 4 \sin^2\left(\frac{1}{2} 2\pi f \tau_D\right) \cdot \frac{1}{1 + \frac{(2\pi f)^2}{\omega_{TP}^2}} \text{d}f \\ &= \frac{\omega_{TP}}{2} S_{n,w} \cdot (1 - e^{-\tau_D \omega_{TP}}) \\ &= 2 \cdot \overline{u_{n,w,ein}^2} \cdot (1 - e^{-\tau_D \omega_{TP}}) \end{aligned} \quad (4.80)$$

$$\Rightarrow \overline{u_{n,w,aus}^2} = 2 \cdot \overline{u_{n,w,ein}^2} \cdot (1 - \varepsilon_n) \quad \text{für: } 0 \leq \varepsilon_n \leq 1 \quad (4.81)$$

In obiger Gleichung 4.80 ist das Quadrat der Ausgangsrauschspannung $\overline{u_{n,w,aus}^2}$ auf die Eingangsrauschspannung $\overline{u_{n,w,ein}^2}$ nach der Tiefpaßfilterung bezogen dargestellt.

Die Möglichkeit zur Verringerung des Ausgangsrauschens ist durch eine Verringerung des Exponenten $\tau_D \omega_{TP}$, das heißt durch Verkürzung des Abtastintervalls τ_D oder Verringerung der Bandbreite, respektive der Eckfrequenz ω_{TP} des Tiefpasses gegeben. Dabei ist die erreichbare Verbesserung durch den tolerierbaren maximalen Fehler ε_n am Ende des Abtastintervalls τ_D entsprechend Gleichung 4.66 mit $\ln(\varepsilon_n) \leq -\tau_D \omega_{TP}$ beschränkt. Für kleine Fehler konvergiert das Quadrat der Ausgangsrauschspannung $\overline{u_{n,w,aus}^2}$ entsprechend Gleichung 4.81 gegen das zweifache Quadrat des Eingangsrauschens $\overline{u'^2}$. Das heißt, es erfolgt näherungsweise eine Verdoppelung des Beitrags der weißen, breitbandigen Rauschleistung durch die korrelierte Doppelabtastung. Es ist zu bemerken, daß dieses Ergebnis für die Übertragung weißer Rauschbeiträge unabhängig von der Haltedauer τ_{CDS} des Ausgangssignals ist, und alleine von der Dauer der Verzögerungszeit τ_D zwischen den korrelierten Doppelabtastungen abhängt. Die korrelierte Doppelabtastung ist damit geeignet, einen schnellen Akquisitionsprozeß im Eingang und eine langsame Weiterverarbeitung der Signale am Ausgang hinsichtlich der zeitlichen Behandlung des breitbandigen Rauschens zu entkoppeln.

Der Bandpaßcharakter der korrelierten Doppelabtastung entsprechend Gleichung 4.75 (und Abbildung 4.18) wird zur Unterdrückung von Funkelrauschbeiträgen genutzt. Ohne die korrelierte Doppelabtastung werden Funkelrauschbeiträge zu hohen Frequenzen hin gegenüber weißen Rauschquellen vernachlässigbar. Aber zu tiefen Frequenzen hin sind Funkelrauschbeiträge dominant und können ohne die korrelierte Doppelabtastung entsprechend ihrer Beschreibung über jede Schranke wachsen. Erst die korrelierte Doppelabtastung ermöglicht eine effektive Begrenzung der Funkelrauschbeiträge, da die Übertragungsfunktion der korrelierten Doppelabtastung mit fallender Frequenz in der Umgebung $\omega \rightarrow 0$ näherungsweise quadratisch gegen Null strebt (siehe Term H_h in Gleichung 4.84 und Gleichung 4.72). An dieser Stellung sollen lediglich die Beiträge mit einer Rauschleistungsdichte $S_{n,f}(\omega)$ proportional zu $1/f$ betrachtet werden.

Zum besseren Vergleich mit dem Verhalten der korrelierten Doppelabtastung bezüglich des breitbandigen weißen Rauschens wird die Leistungsdichte der Funkelrauschbeiträge auf die weiße Rauschleistungsdichte bezogen:

$$S_{n,f} = \frac{2\pi}{\omega} \cdot K_f = \frac{\omega_{0,f}}{\omega} S_{n,w} \quad (4.82)$$

$$\text{mit: } \omega_{0,f} = 2\pi \frac{K_f}{S_{n,w}} \quad (4.83)$$

Die Durchtrittsfrequenz $\omega_{0,f}$ ist die Frequenz, bei der die Leistungsdichtefunktionen der Funkel- und der weißen Rauschbeiträge betraglich gleich sind. In obiger Gleichung ist K_f der Funkelrauschkoeffizient des eingangsbezogenen Funkelrauschens.⁸

Es wird vorausgesetzt, daß für eine gute Korrelation der niederfrequenten Funkelrauschanteile für die Grenzfrequenz $\omega_{0,f} < \frac{1}{2} \cdot \frac{2\pi}{\tau_D}$ gilt. Das heißt, die gesamten Funkelrauschbeiträge mit einer Rauschleistungsdichte größeren Betrages verglichen mit der weißen Rauschleistungsdichte sollen ausschließlich im Basisband liegen. Unter dieser Bedingung können die Funkelrauschbeiträge oberhalb von $\omega_{0,f}$ gegenüber den weißen Rauschbeiträgen und Faltungseffekten näherungsweise vernachlässigt werden, da bereits durch den Frequenzgang des Funkelrauschens selbst mit der Grenzfrequenz $\omega_{0,f}$ die gegenüber weißen Rauschanteilen relevante Bandbreite dem Nyquist-Kriterium genügt. Eine dementsprechende Näherung für die ausgangsbezogene Rauschspannung durch das Funkelrauschen ist nach [93, 268, 97] (zuvor numerisch ermittelte Lösung von [120]) gegeben durch:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,f,aus}^2} &= \int_0^{+\infty} |H_D(2\pi f)|^2 \cdot |H_h(2\pi f)|^2 \cdot |H_{TP}(2\pi f)|^2 \cdot \frac{\omega_{0,f}}{2\pi f} \cdot S_{n,w} df \\ &\approx \frac{\omega_{0,f}}{2\pi} S_{n,w} \cdot 2 \left(\gamma_e + \ln(\tau_D \omega_{TP}) \right) \quad \text{für: } \tau_D \omega_{TP} \geq 3 \quad (4.84) \end{aligned}$$

$$\approx 2 \cdot K_f \left(\gamma_e + \ln(\tau_D \omega_{TP}) \right) \quad \text{für: } \tau_D \omega_{TP} \geq 3 \quad (4.85)$$

$$\Rightarrow \overline{u_{n,f,aus}^2} \approx 2 \cdot K_f \left(\gamma_e + \ln(-\ln(\varepsilon_n)) \right) \quad \text{für: } 0 < \varepsilon_n < 1 \quad (4.86)$$

In obigen Gleichungen ist $\gamma_e = 0,557$ die Eulerkonstante. Für die Gültigkeit der Näherung wird in [269] die Bedingung $\tau_D \omega_{TP} > 3$ angegeben. Diese Bedingung ist in der Regel bereits durch die Wahl der Bandbreite für genügend genaues Einschwingen innerhalb der Abtastfenster entsprechend Gleichung 4.65, beziehungsweise Gleichung 4.66, implizit erfüllt. In Gleichung 4.86 ist die Bedingung für den Einschwingfehler 4.65 in der Periode τ_D direkt eingesetzt, sodaß für einen geforderten Einschwingfehler direkt der resultierende Funkelrauschbeitrag im Ausgangssignal ersichtlich wird. Beispielsweise wird für einen geforderten maximalen Fehler $\varepsilon_n = 0,1\%$ der quadratische Funkelrauschbeitrag im Ausgangssignal durch die korrelierte Doppelabtastung auf $\overline{u_{n,f,aus}^2} \approx 4,98 \cdot K_f = 4,98 \frac{\omega_{0,f}}{2\pi} S_{n,w}$ begrenzt. Die Gleichungen 4.84 bis 4.86 zeigen auch die Wichtigkeit einer Technologie mit guten Funkelrauschparametern, denn die Funkelrauschbeiträge nehmen trotz der korrelierten Doppelabtastung proportional zur Grenzfrequenz ω_0 , respektive der Funkelrauschkonstanten K_f zu.

⁸ Zum Beispiel: $K_f = \frac{k_f}{C_{ox}WL}$, Darstellung des Funkelrauschkoeffizienten von MOS-Transistoren).

Oberflächlich betrachtet liegt es nahe, anhand von Gleichung 4.86 und Gleichung 4.81 die Bandbreite des Tiefpasses ω_{TP} und die Abtastdauer τ_D so zu optimieren, daß der zu fordernde Einschwingfehler ε_n den Rauschspannungsbeiträgen $\sqrt{u_{n,f,aus}^2 + u_{n,w,aus}^2}$ im Ausgangssignal entspricht. Im Hinblick auf eine Mittelung über mehrere Abtastwerte macht es aber durchaus Sinn, einen entsprechend geringeren Einschwingfehler ε_n bei höherem Rauschanteil im Ausgangssignal zu fordern.

In Bezug auf breitbandige (weiße) Rauschsignale im Eingang, wie das thermische Rauschen, erbringt die korrelierte Doppelabtastung keine Verbesserung im Signal-Rausch-Verhältnis [188]. Im Abtastprozeß der Eingangssignale bleiben jeweils die breitbandigen Rauschbeiträge durch Unterabtastung vollständig erhalten, sodaß hier lediglich der inhärente Tiefpaß H_{TP} eine Begrenzung dieser Rauschbeiträge erbringt. Die korrelierte Doppelabtastung führt hingegen zu einer Verschlechterung des Signal-Rauschverhältnisses bezüglich der weißen Eingangsausbeiträge. Bei der Differenzbildung akkumuliert weiterhin die Rauschleistung der unkorrelierten Rauschanteile aus den Einzelmessungen des Referenz- und des Nutzsignals. Die effektive Rauschspannung im Ausgangssignal nimmt damit, abhängig vom geforderten Einschwingfehler, bei der korrelierten Doppelabtastung bis zu einem Faktor $\sqrt{2}$ zu, während das Nutzsignal invariant bleibt. Das Signal-Rausch-Verhältnis bezüglich breitbandiger Rauschanteile verschlechtert sich um $1/\sqrt{2}$.

Insgesamt überwiegt jedoch der Nutzen der korrelierten Doppelabtastung, sobald die tieffrequenten Funkelrauschbeiträge berücksichtigt werden. Dieser Fall ist bei breitbandigen, analogen CMOS-Schaltungen in der Regel gegeben.

Abschließend muß angemerkt werden, daß in obiger Betrachtung der korrelierten Doppelabtastung durch Idealisierungen der Schalter und Pufferverstärker das Resetrauschen der Halte- und Klemmkondensatoren nicht berücksichtigt wurde. Dieser Rauschbeitrag ($= k_b T / C$) ist jedoch durch die Wahl genügend großer Kapazitäten beherrschbar, sodaß dieser Rauscheintrag gegenüber anderen Rauschquellen gering gehalten werden kann.

Kapitel 5

3D-Bildsensorik für die indirekte Lichtpuls-Laufzeit-Messung

In diesem Kapitel wird das Verfahren zur indirekten Lichtpuls-Laufzeitmessung hinsichtlich begrenzender Faktoren und der Realisierung von CMOS-Bildsensoren zur Tiefenbildgewinnung behandelt. Dazu werden die allgemeinen Eigenschaften der Pulslichtquellen betrachtet und in diesem Zusammenhang Aspekte der Augensicherheit und der optischen Anpassung der CMOS-Bildsensoren, sowie des Hintergrundlichteinflusses diskutiert. Begrenzende Faktoren sind die Eigenschaften und Verluste auf der optischen Übertragungstrecke, wie auch das Schaltungsrauschen und der optische Dynamikbereich des Bildsensors. Diese definieren den möglichen Einsatzbereich zur 3D-Bilderfassung.

Neue Entwicklungen im Bereich Präsenzsensoren streben die schnelle, dreidimensionale Erfassung einer Szene mit hoher örtlicher Auflösung an. Mögliche Anwendungsbereiche wurden bereits in der Einleitung dieser Arbeit angesprochen. Dies sind zum Beispiel die Präsenzsensoren im und um das Automobil, in der Gebäudetechnik und die dreidimensionale Erfassung in der Automatisierungstechnik.

Die Voraussetzung für die genannten Anwendungsbereiche ist die Unabhängigkeit von der Umgebungshelligkeit. Dies impliziert ein Bilderfassungssystem mit aktiver Beleuchtung. Deutliche Vorteile bieten hier LIDAR-Systeme (**L**ight **D**etection **a**nd **R**anging), die mit modulierten oder gepulsten aktiven Lichtquellen arbeiten. Der Abstand zur Gegenstandsoberfläche wird durch Auswertung der Phasenverschiebung oder der Signallaufzeit von der Lichtquelle zum Objekt und zurück zum Detektor, zum Beispiel in einer Kamera, ermittelt.

Ein weiteres Kriterium für die Einsetzbarkeit der Sensorik ist der sichere Betrieb bei intensivem Hintergrundlicht, zum Beispiel durch Sonneneinstrahlung. Das erfordert in der Regel Sensoren mit einem großen optischen Dynamikbereich. Ein anderer Ansatz, um auch in heller Umgebung arbeiten zu können, ist die Verwendung kurzer Verschlusszeiten bei leistungsstarker aktiver Beleuchtung, die das Hintergrundlicht deutlich übertrifft. Bei Anwendungen aktiver optischer Verfahren im menschlichen Umfeld ist aber die maximal nutzbare mittlere Strahlungsleistung durch die Laserschutzklassen vorgegeben, um Personenschäden zu vermeiden.

Mit dem Ziel, einen diskreten Einsatz der Entfernungssensorik zu ermöglichen, ist weiterhin eine aktive Beleuchtung im Infrarotbereich $\lambda \geq 780 \dots 950 \text{ nm}$ wünschenswert, die für den Menschen nicht sichtbar ist. Siliziumdioden weisen in diesem Spektralbereich eine ausreichend gute Empfindlichkeit auf, so daß die Realisierung integrierter Sensorik in CCD-Technologien und den preiswerten Standard CMOS-Technologien möglich ist.

Von einigen Forschergruppen wurden bisher verschiedene LIDAR-Verfahren und darauf basierende Sensorarrays zur Entfernungsmessung mit Pulssequenzen [34, 225, 224] oder kontinuierlich moduliertem Signal und kohärenter Demodulation untersucht [85, 138, 141, 142, 220]. Diese Verfahren bieten durch die kontinuierliche Modulation eines Lichtstrahls als Dauerträger den Vorteil, theoretisch beliebig lange Meßzyklen zu ermöglichen. Dadurch ist eine theoretische Verbesserung im Signal-Rausch-Verhältnis proportional zur Wurzel aus der Anzahl der Einzelmessungen erzielbar. Auch bei intensivem Hintergrundlicht wird trotz der begrenzten mittleren Leistung der aktiven Beleuchtung die Laufzeitmessung möglich. Damit verbunden ist aber auch der Nachteil einer verhältnismäßig langen Meßdauer. Es ist jedoch bei den vielfach hierfür verwendeten Photodetektoren die Meßdauer durch die Kapazität der Detektoren zur Speicherung der photogenerierten Ladungen, eng begrenzt und stark von der Bestrahlungsstärke durch das Hintergrundlicht abhängig, das grundsätzlich miterfaßt wird. Die angesprochene Signalverbesserung kann daher bei starkem Hintergrundlicht nur noch eingeschränkt realisiert werden.

In dieser Arbeit findet ein indirektes Puls-Laufzeit-Meßverfahren Anwendung, das im Gegensatz zu den oben genannten Verfahren die Laufzeit von vorzugsweise rechteckförmigen Einzelpulsen erfaßt. Dieses Verfahren bietet gegenüber den Verfahren mit kontinuierlich moduliertem Dauerträger den Vorteil, daß die Lichtenergie in kurzen Pulsen konzentriert werden kann, ohne daß Augenschäden bei der zufälligen Exposition zu befürchten sind, weil die Strahlungsleistung im zeitlichen Mittel gering ist. Dieses Verfahren ist unempfindlicher gegen Hintergrundlicht, weil die Pulsbeleuch-

tung dem Hintergrund gegenüber deutlich intensiver gewählt werden kann. Insbesondere in Situationen, in denen das Photonenrauschen nicht das Schaltungsrauschen im Sensorsystem dominiert, ist durch die Steigerung der Strahlungsleistung der Lichtpulse ein deutlicher Gewinn im Signal-Rausch-Verhältnis erzielbar. Die Meßdauer für die Einzelmessung sinkt und dieses Verfahren ist für zeitkritische Anwendungen gut geeignet (zum Beispiel intelligente Airbagsteuerungen). Entsprechend den Meßverfahren mit Dauerträger ist die Mehrfachbelichtung zur weiteren Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses (proportional zur Wurzel aus der Anzahl der Einzelmessungen) ebenfalls möglich.

Ein besonderer Vorteil des beschriebenen Puls-Laufzeit-Meßverfahrens gegenüber Verfahren mit kontinuierlichen, frequenz- oder amplitudenmodulierten Signalen ist in der relativ freien Wahl der Puls-Pausen-Verhältnisse begründet. Verfahren mit kontinuierlichem Signalträger erlauben prinzipbedingt nur in einem begrenzten Entfernungintervall eindeutige Messungen (vergleiche Kapitel A.4.2). Durch die Wahl großer Pausen zwischen den Einzelmessungen kann das Abklingen der rückkehrenden Lichtpulse abgewartet werden, so daß der Eindeutigkeitsbereich gegenüber kontinuierlichen Verfahren erheblich erweitert werden kann. Wenn die Intensität der rückkehrenden Lichtpulse vor der folgenden Messung weit unter die Detektionsschwelle abgesunken ist, sind mehrdeutige Messungen nicht zu erwarten.

5.1 Das indirekte Puls-Laufzeit-Meßprinzip

Das Verfahren zur flächenhaften Erfassung der Tiefeninformation beruht auf der Laufzeitmessung aktiv gesendeter und reflektierter Lichtpulse. Dabei wird in dem Verfahren nicht versucht, direkt die Ankunftszeit des Lichtpulses zu messen, sondern es wird die Anzahl der detektierten Photonen am Sensor, respektive die generierten Photoladungsträger in einem festen Zeitintervall gemessen. Meßfehler, beruhend auf Hintergrundlicht, Reflektivitätsvariation der erfaßten Gegenstände oder Einflüsse durch Verstärker- und Detektorrauschen können hierbei wirkungsvoll unterdrückt werden. Dabei entfällt auch die Problematik zusätzlicher Meßfehler durch die Variation der Detektionsschwelle und der exakten Peak-Detektion bei schwachen Eingangssignalen, wie zum Beispiel bei den direkt die Laufzeit messenden Systemen in Stop-Only und Start-Stop-Konfiguration (siehe [55]).

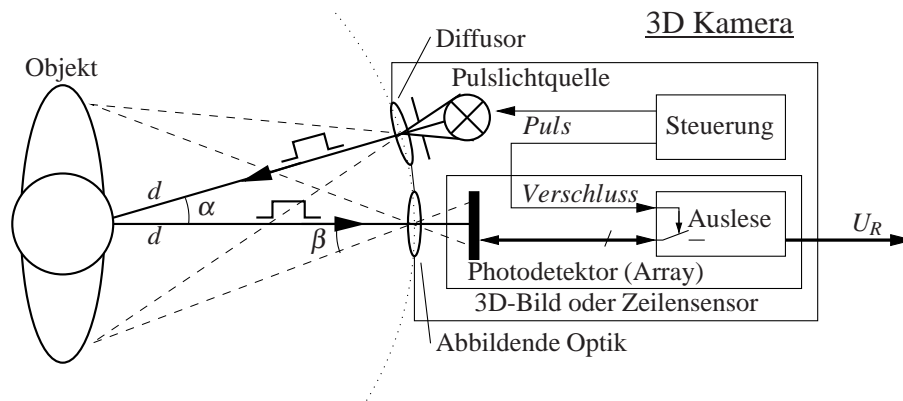


Abbildung 5.1: Prinzipieller Systemaufbau zur Laufzeitmessung

Die Abbildung 5.1 zeigt schematisch den prinzipiellen Meßaufbau zur Tiefenerfassung nach dem Puls-Laufzeitprinzip. Ein Meßobjekt, beziehungsweise eine Szene, wird von einer gesteuerten Pulslichtquelle in der Laufzeitkamera homogen ausgeleuchtet (Diffusor-Optik) und das Bild mit einem Photodetektorarray eines zeilen- oder flächenhaften Entfernungsbildsensors (mit abbildender Optik) aufgenommen. In der Praxis wird die Pulslichtquelle in unmittelbarer Nähe zum Objektiv der Entfernungskamera angebracht, so daß der Winkel α zwischen einem Objektstrahl bezüglich der Pulslichtquelle und dem Objektiv in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Die Sehstrahlängen von einem Photodetektor d und der Lichtquelle d' zu einem Objektpunkt im erlaubten Fehlerbereich dürfen als gleich lang angenommen werden. Unter dieser Bedingung wird die Entfernungsmessung unabhängig vom Einfallswinkel β durchzuführen sein. Anderenfalls müßte der Laufzeitunterschied von der Lichtquelle zum Objekt und vom Objekt zum Photodetektor in der Entfernungsberechnung aus der Laufzeit berücksichtigt werden. Ein weiterer Vorteil im Vergleich zu stereoskopischen und Triangulationsmeßverfahren ist, daß bei gleichem Strahlengang keine Abschattungen zwischen dem Sehstrahl und dem Beleuchtungsstrahl die Entfernungsmessung beeinträchtigen kann.

Die prinzipielle Struktur des Entfernungsbildsensors ist in den Abbildungen 5.2 und 5.3 skizziert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Zeilensensoren (analog zur Abbildung 5.3, rechts) und ein Bildsensor (analog zur Abbildung 5.3, links) realisiert. Die Struktur der Sensoren ist ähnlich: Die Photodetektoren (schraffierte Flächen in Abbildung 5.3) in dem Sensor nehmen gleichzeitig das reflektierte Licht vieler Objektpunkte auf und es wird in einer Aufnahme das Entfernungsprofil der gesamten Szene erfaßt.

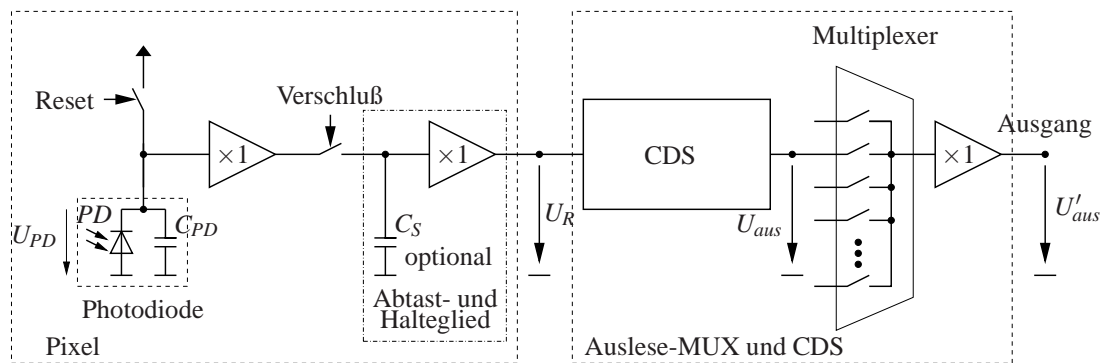


Abbildung 5.2: Sensoraufbau

Als Photodetektoren finden in dieser Arbeit ausschließlich pn-Photodioden Anwendung (PD in Abbildung 5.2), die in Standard CMOS-Technologien herstellbar sind.

Eine Ausleseelektronik in unmittelbarer Nachbarschaft der Photodetektoren (weiße Flächen unterhalb der Photodetektoren in Abbildung 5.3) setzt die Detektorsignale des Photodetektors in eine proportionale Spannung U_R entsprechend der Zahl der detektierten Photonen um und hält das Spannungssignal in einem Analogspeicher. An dieser Stelle unterscheiden sich die Sensoren. Bei den ersten realisierten Zeilensensoren war noch nicht die Abtast- und Haltestufe, bestehend aus dem Haltekapazitor C_S und dem folgenden Buffer eingebaut (im strichpunktierten Rahmen in Abbildung 5.2 dargestellt). Hier wird das Pixelsignal direkt bei geöffnetem Verschluss in der folgenden Stufe zur korrelierten Doppelabtastung (CDS) verarbeitet und gespeichert. Bei den folgenden Sensorrealisierung wurde die Abtast- und Haltestufe eingefügt, um die CDS-Stufe unabhängig von der Lichtakquisition betreiben zu können. Die Vorteile werden später diskutiert. Die Photodetektoren bilden zusammen mit den Auslese- und gegebenenfalls mit den Abtast- und Haltestufen die Pixel des Sensors (Pixel = **P**icture **E**lements).

Die Ausleseschaltung mit CDS-Stufe (CDS, Correlated Double Sampling) dient zur Verrechnung zweier Aufnahmen mit und ohne Beleuchtung und eliminiert Fremdluchteffekte. Über Multiplexer werden nach der Verrechnung die analogen Ausgangssignale der CDS-Stufen ausgelesen und über einen Puffer-Verstärker vom Bildsensor zur weiteren Verarbeitung und zur Entfernungsberechnung im Kamerasystem ausgegeben. Die weitere Erläuterung des Meßverfahrens betrachtet stellvertretend nur das Ausgangssignal U_R eines beliebigen Photodetektors, respektive Pixels. Die zeitliche Steuerung der Messung wird von außen mit Steuersignalen vorgegeben, die über eine interne

Logik und Treiber (Steuerungsblöcke in Abbildung 5.3) im Entfernungsbildsensor verteilt werden.

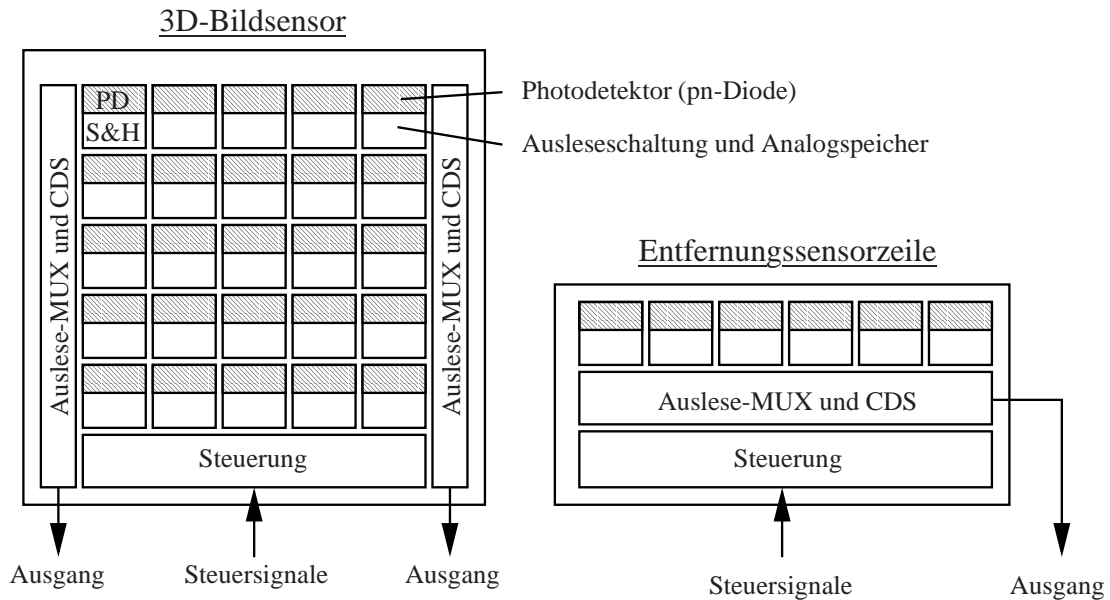


Abbildung 5.3: 3D-Bildsensorkonzepte

Zur Bestimmung der Laufzeit erfolgt synchron mit der Bestrahlung des Zielobjektes durch die Pulslichtquelle (Steuersignal „Puls“ in Abbildung 5.1), Pulsdauer τ_0 die Belichtung des Photodetektorarrays auf dem Entfernungsbildsensor (Steuersignal „Verschluss“ in Abbildung 5.1), mit der Verschlussöffnungszeit $\tau_{int,1}$, beziehungsweise $\tau_{int,2}$, in der Kamera. Dazu wird der Verschluss der Kamera mit Beginn des Lichtpulses geöffnet und gleichzeitig mit dem Ende des Pulses geschlossen ($\tau_0 = \tau_{int,1}$). In dem Photodetektorarray werden durch die eintreffenden Photonen freie Ladungsträger generiert, gesammelt und auf diese Weise das Spannungssignal ΔU_R entsprechend der Responsivität des Detektors (vergleiche Kapitel 4.3.2) proportional zum Integral über die eintreffende Bestrahlungsstärke während der Verschlussöffnungszeit erzeugt. Für das Meßprinzip ist es unerheblich, ob der Kameraverschluss vor dem Bildsensor angebracht ist oder hinter dem Photodetektor zum Beispiel in Form eines Schalters, der den Sammelprozeß der photogenerierten Ladungsträger unterbricht. Die Grundidee des Meßverfahrens ist, daß nur reflektiertes Licht innerhalb der kurzen Verschlussöffnungszeit $\tau_{int,1}$ ($\tau_{int,2}$) registriert wird. Die Menge der gesammelten Ladungsträger ist, bei Vernachlässigung von Hintergrundlichteffekten, proportional zur Lichtpulsdauer abzüglich der Laufzeit des Lichts. ¹

¹Zur Verdeutlichung des Meßprinzips wird hier angenommen, daß die Lichtpulsdauer und die Verschlussöffnungszeit bei der Laufzeitmessung gleich sind. Es ist durchaus denkbar, hiervon abzuweichen,

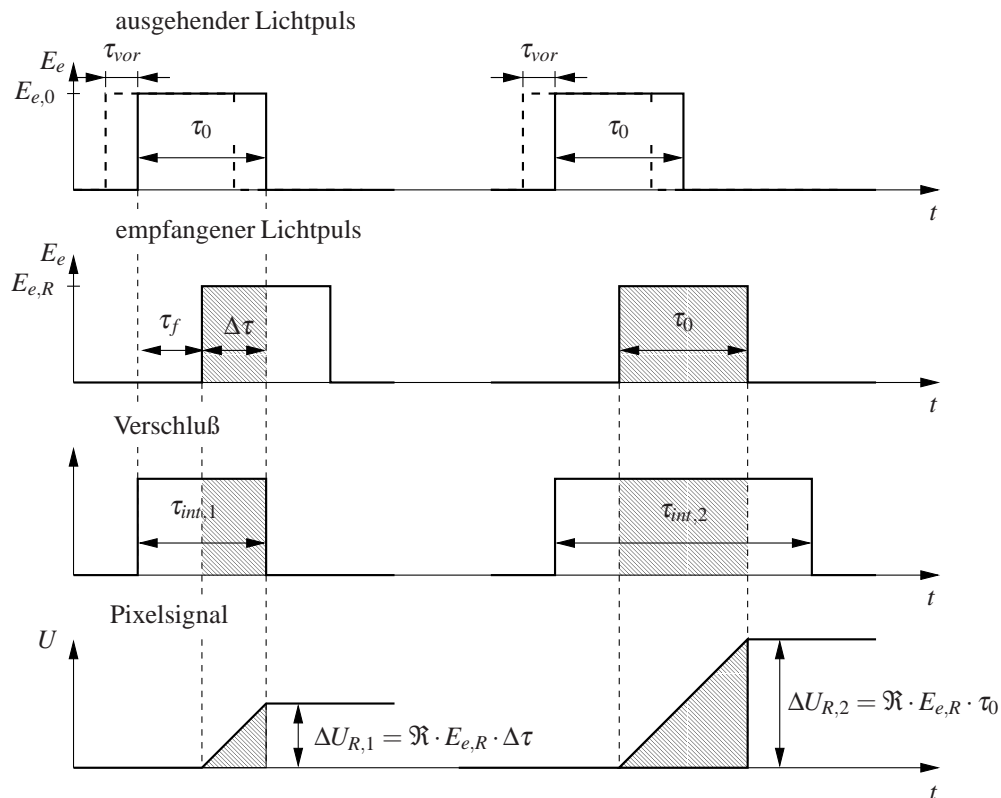


Abbildung 5.4: Laufzeitmessung mit Korrektur von Fehlern erster Ordnung

Abbildung 5.4 zeigt den idealisierten Verlauf des ausgehenden und reflektierten Lichtpulses synchron zur Verschlussöffnungszeit und das gemessene Signal am Photodetektor. Mit der zunehmenden Entfernung des Meßobjekts d zur Pulslichtquelle und Kamera nimmt die Laufzeit des Lichts τ_f proportional zu und der Lichtpuls verschiebt sich relativ zum Verschlussfenster auf der Zeitachse, so daß die Überlappungszeit $\Delta\tau$ des Verschlussöffnungsfensters $\tau_{int,1}$ und des Lichtpulses um diesen Betrag abnimmt (links im Bild 5.4 dargestellt).

$$\tau_f = \tau_{int,1} - \Delta\tau = \frac{2d}{c} \quad (5.1)$$

In Gleichung 5.1 ist c die Lichtgeschwindigkeit im Medium. In der Luft wird für die Anwendung näherungsweise die Vakuumlichtgeschwindigkeit angenommen.

dann definiert die kürzere Zeitkonstante, die Verschlusszeit oder die Lichtpulsdauer, den erfaßbaren Laufzeitmeßbereich, weil die Laufzeitunterschiede durch die variierende Überlappung des zurückkehrenden Lichtpulses und der Verschlussöffnungszeit ermittelt werden.

Es sollen nur Photoladungsträger, respektive auf den Detektor treffende Photonen, bei geöffnetem Verschuß erfaßt werden, daher sinkt die Gesamtzahl der erfaßten Photonen, wenn der Lichtpuls das Verschußfenster mit steigender Laufzeit verläßt. Nur in der kurzen Überlappungszeit des Lichtpulses mit dem Verschußzeitfenster $\Delta\tau$ generierte Photoladungsträger tragen zum Ausgangssignal des Detektors bei, repräsentiert durch die schraffierte Fläche in Abbildung 5.4. Die integral gemessene Bestrahlungsstärke in Form der Detektorspannung ΔU_R nach der Verschußöffnungszeit, nimmt bei rechteckigem Lichtpuls proportional zur Entfernung ab.

Allerdings gehen in die Messung auch die Strahldichte der Pulslichtquelle $L_{e,0}$, die Reflektivität des Objekts und die Transmissionseigenschaften der Optik und der Übertragungsstrecke multiplikativ ein. Für die folgende Betrachtung werden die Einflüsse der Übertragungsstrecke in der entfernungsabhängigen Übertragungsfunktion $G_{opt}(d)$ zusammengefaßt. Die Übertragungsfunktion $G_{opt}(d)$ soll die Übertragungseigenschaften der gesamten optischen Bahn von der Pulslichtquelle bis zur Sensoroberfläche beinhalten und die Bestrahlungsstärke auf der Sensoroberfläche für ein Pixel mit der Strahldichte der Pulslichtquelle $L_{e,0}$ in Beziehung setzen:

$$G_{opt}(d) = \frac{E_{e,R}}{L_{e,0}} \quad (5.2)$$

Diese Einflüsse gehen störend die Laufzeitmessung ein und werden so mit der Bestrahlungsstärke des empfangenen Lichtpulses an der Sensoroberfläche $E_{e,R}$ berücksichtigt. Die genaue Kenntnis der Übertragungsfunktion ist für die Betrachtung des Tiefenmeßprinzips an dieser Stelle unerheblich, aber es wird vorausgesetzt, dass $G_{opt}(d)$ für die Dauer der Entfernungsmessung als konstant angenommen werden darf. Auf die Eigenschaften der optischen Übertragungsstrecke wird in dem Kapitel 5.2 weiter eingegangen.

Die empfangene Lichtenergie während der Öffnungszeit $\tau_{int,1}$ bewirkt entsprechend der Responsivität \mathfrak{R} (Siehe Kapitel 4.3.2, Gleichung 4.32) des Sensors das Ausgangssignal $\Delta U_{R,1}$.

$$\Delta U_{R,1} = \mathfrak{R} \cdot E_{e,R} \cdot \Delta\tau \quad \text{mit:} \quad E_{e,R} = G_{opt}(d) \cdot E_{e,0} \quad (5.3)$$

Der Lichtpuls muß innerhalb der Verschußöffnungszeit die Strecke von der Pulsquelle zum Zielobjekt und zurück zum Detektor durchmessen. Die maximale erfaßbare Meßstrecke $d_{max,0}$ ist bei beliebig einstellbarer Dauer der Verschußöffnungszeit durch die Dauer des Lichtpulses τ_0 begrenzt:

$$d_{max,0} = \frac{1}{2} \tau_0 \cdot c \quad (5.4)$$

Um auch größere Strecken bei gleicher Pulsdauer überbrücken zu können ist noch die Möglichkeit gegeben, den Lichtpuls um eine zusätzliche Vorhaltezeit τ_{vor} vor dem Verschuß auszulösen (gestrichelter Verlauf des Lichtpulses in Abbildung 5.4). Es werden dann ausschließlich Lichtpulse aus dem Bereich $d_{min} \leq d \leq d_{max} = d_{min} + d_{max,0}$, mit $d_{min} = \frac{1}{2} \tau_{vor} \cdot c$ erfaßt. Im Prinzip sind auf diese Weise iterativ beliebige Strecken zu vermessen, indem bei verschiedenen Vorhaltezeiten zunächst die grobe Position des Lichtpulses bestimmt wird, anschließend mit der diskutierten Methode die genaue Position des Lichtpulses im Verschußzeitfenster gemessen wird.

In die bisher dargestellte Messung gehen außer dem Abstand und den optischen Verlusten auf der Meßstrecke bis zum Sensor noch unvermeidbar Rauschen und Offsets des Sensors, beziehungsweise Rauschen durch die Lichtdetektion und Störungen durch das Hintergrundlicht ein. Diese Störgrößen sind in der Regel unbekannt und von zufälliger Natur, sie können nicht durch Kalibrieren eliminiert werden. Es sind daher zur eindeutigen Bestimmung der Entfernung zusätzliche Messungen notwendig.

Zuerst wird die Eliminierung der Einflüsse optischer Verluste und der Strahldichte der Pulslichtquelle betrachtet. Das Vorgehen ist in Abbildung 5.4 rechts wiedergegeben. Der Verschuß des Sensors bleibt im Unterschied zur Laufzeitmessung mit $\tau_{int,2} > \tau_{int,1} + \tau_f$ geöffnet, so daß der vollständige Lichtimpuls sicher erfaßt wird. Durch die Laufzeit des Lichtimpulses verschiebt sich zwar die Position des rückkehrenden Impulses innerhalb der Verschußöffnungszeit $\tau_{int,2}$, das hat aber keinen Einfluß auf das Meßergebnis am Ende der Verschußöffnungszeit. Unter Vernachlässigung additiver Störgrößen, zum Beispiel durch Offsets und Hintergrundlicht, gehen in das Meßergebnis $U_{R,2}$ neben der bekannten Pulsdauer τ_0 nur noch die Strahlstärke der Quelle, optische Verluste und die Responsivität des Sensors ein.

$$\Delta U_{R,2} = \mathfrak{R} \cdot E_{e,R} \cdot \tau_0 \quad (5.5)$$

Durch eine Division beider Meßergebnisse werden alle Fehler erster Ordnung eliminiert:

$$\frac{\Delta U_{R,1}}{\Delta U_{R,2}} = \frac{\mathfrak{R} \cdot E_{e,R} \cdot \tau_{int}}{\mathfrak{R} \cdot E_{e,R} \cdot \tau_0} = \frac{\tau_{int}}{\tau_0} \quad (5.6)$$

Aus dieser vergleichenden Messung ist bei bekannter Pulsdauer τ_0 mit der Lichtlaufzeit $\tau_f = \tau_0 - \Delta\tau$ die Entfernung zu bestimmen:

$$d = \frac{1}{2} c \cdot \tau_f = \frac{1}{2} c \cdot \tau_0 \left(1 - \frac{\Delta U_{R,1}}{\Delta U_{R,2}} \right) \quad (5.7)$$

Den Einfluß additiver Störsignale $U_{hg,1}$ und $U_{hg,2}$ auf die Messung zeigt Abbildung 5.5. Als additive Störsignale werden nicht nur Offsets im Sensor und Einflüsse durch

konstantes Hintergrundlicht betrachtet, sondern auch alle niederfrequenten Signale zum Beispiel aus der Sensorschaltung, wie tieffrequentes Funkelrauschen ($1/f$ -Rauschen), die im Verlauf eines Meßzyklus nur eine vernachlässigbar geringe Änderung zeigen.

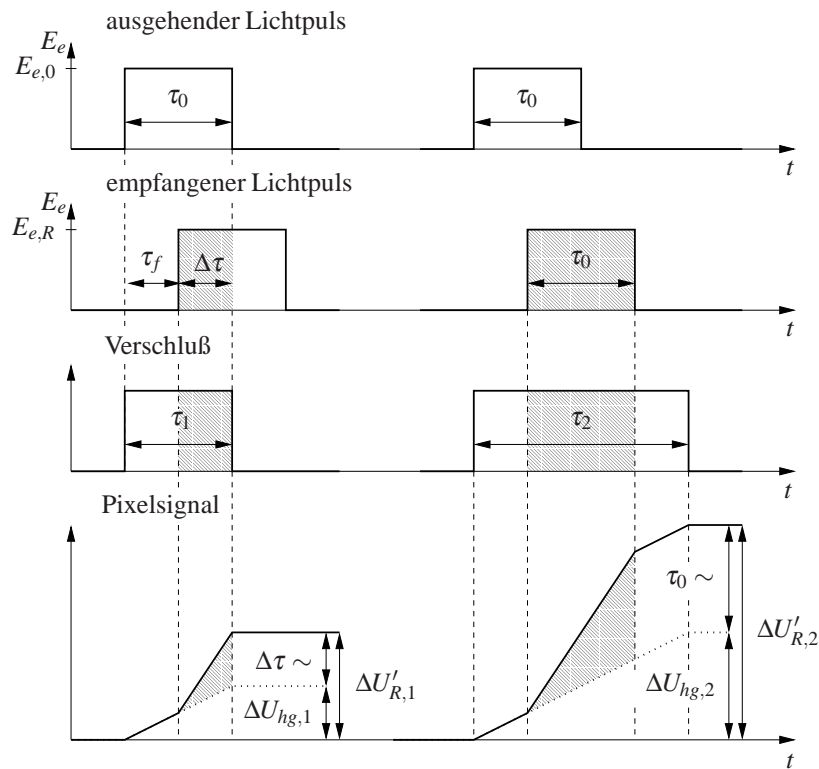


Abbildung 5.5: Laufzeitmessung unter Berücksichtigung additiver Fehler

Links in Abbildung 5.5 ist die Situation bei angeschnittenem Lichtpuls zur Laufzeitbestimmung dargestellt, rechts der Meßvorgang zur Bestimmung der Fehler erster Ordnung. Zur Korrektur der additiven Fehler werden zwei zusätzliche Messungen ohne Pulsbeleuchtung, aber zeitlich direkt vor der Messung mit aktiver Beleuchtung durchgeführt. Dabei ergeben sich die punktiert angedeuteten Signalverläufe und es werden nur die additiven Fehlergrößen $\Delta U_{hg,1}$ und $\Delta U_{hg,2}$ erfaßt. Diese Meßwerte werden von den Meßwerten $\Delta U'_{R,1}$ und $\Delta U'_{R,2}$ bei aktiver Beleuchtung subtrahiert und so die additiven Fehler korrigiert.

Indem die Messungen der additiven Fehlerkomponenten unmittelbar vor der aktiv beleuchteten Messung durchgeführt werden, nimmt die Korrelation tieffrequenter Störsignale zu. Das Meßverfahren begrenzt implizit tieffrequente Störsignale entsprechend der Methode der korrelierten Doppelabtastung (CDS) durch den Bandpaßcharakter der

realen CDS-Schaltung. Bei der korrelierten Doppelabtastung nimmt die Dämpfung der tieffrequenten Signalkomponenten mit der Verringerung der Zeitdauer zwischen den Einzelmessungen zu.

Die gesamte Meßprozedur zur korrigierten Laufzeitbestimmung erfordert also vier Einzelmessungen:

1. Eine Messung ohne aktive Beleuchtung der Dauer $\tau_{int,1}$ zur Erfassung additiver Fehler mit $\Delta U_{hg,1}$ wird durchgeführt.
2. Unmittelbar im Anschluß an die erste Messung erfolgt eine weitere Messung mit aktiver Beleuchtung der Dauer $\tau_{int,1}$ zur Erfassung der Laufzeitinformationen mit $\Delta U'_{R,1}$.
3. Eine Messung ohne aktive Beleuchtung der Dauer $\tau_{int,2}$ erfasst additive Fehler mit $\Delta U_{hg,2}$.
4. Im direkten Anschluß zur dritten Messung wird eine weitere Messung mit aktiver Beleuchtung der Dauer $\tau_{int,2}$ zur Erfassung der Fehler erster Ordnung mit $\Delta U'_{R,2}$ durchgeführt. Darin geht zum Beispiel die Objektreflektivität etc. ein.

Die Berechnung der korrigierten Entfernung erfolgt dann gemäß der Gleichung 5.8.

$$d = \frac{c}{2} \cdot \tau_0 \cdot \left(1 - \frac{\Delta U'_{R,1} - \Delta U_{hg,1}}{\Delta U'_{R,2} - \Delta U_{hg,2}} \right) \quad (5.8)$$

Die Berechnung der Entfernung nach obiger Gleichung setzt voraus, daß die Kamera und die Pulsbeleuchtung die gleiche Entfernung zum Zielobjekt haben.

Zur Reduzierung von Rauscheinflüssen, zum Beispiel das Rauschen des Photodetektors oder Rauschen der Ausleseschaltungen, sind zwei Lösungswege möglich. Zum einen kann die Strahlungsleistung der Pulslichtquelle erhöht werden, dadurch hebt sich das optisch generierte Signal im Photodetektor bei ansonsten gleichen Gegebenheiten deutlich vom Rauschen des Sensors und den externen Störeinflüssen durch Hintergrundlicht ab. Die Möglichkeiten zur Erhöhung der Strahlungsleistung der Pulslichtquelle sind jedoch beschränkt. Einmal beschränkt die Verfügbarkeit kostengünstiger und robuster Lichtquellen, optimal gepulster Laserdioden, die sinnvoll realisierbare Leistung. Zum anderen ist für den Einsatz eines Entfernungssensors mit aktiver Beleuchtung im Umfeld des Menschen die Bestrahlungsstärke pro Zeitintervall durch unbedingt einzuhaltende Sicherheitsbestimmungen beschränkt (siehe zum Beispiel die DIN Schrift [48]). Dennoch ist es sinnvoll, die Anzahl der Messungen zu reduzieren

und die Strahlungsleistung in den Pulsen bei reduzierter Repetitionsrate zu erhöhen, also die verfügbare beziehungsweise erlaubte Energie in entsprechend wenige Lichtpulse zu konzentrieren. Die Verbesserung im Signal-Rausch-Verhältnis in der Einzelmessung ist bei dominantem Photonenrauschen durch die Lichtpulse proportional zur Wurzel aus der relativen Steigerung der Strahlungsleistung der Einzelpulse, oder bei dominierendem Rauschen bedingt durch das Hintergrundlicht sogar näherungsweise proportional zur relativen Steigerung der Strahlungsleistung der Pulslichtquelle.

Die weitere Möglichkeit zur Verbesserung im Signal-Rausch-Verhältnis ist durch Mehrfachabtastung und Mittelung gegeben. Dafür werden die differentiellen Messungen ($\Delta U'_{R,x} - \Delta U'_{hg,x}$ für $x \in \{1, 2\}$) mehrfach durchgeführt, anschließend wird über die Meßwerte gemittelt. Die Verbesserung im Signal-Rausch-Verhältnis ist dann proportional zur Wurzel aus Zahl der Abtastwerte pro Mittelung (siehe unten). Die Gleichung für die Entfernungsberechnung geht dafür über in:

$$d = \frac{c}{2} \cdot \tau_0 \cdot \left(1 - \frac{\Delta U'_{R,1} - \Delta U'_{hg,1}}{\Delta U'_{R,2} - \Delta U'_{hg,2}} \right) = \frac{c}{2} \cdot \tau_0 \cdot \left(1 - \frac{\sum_{i=1}^m (\Delta U'_{R,1,i} - \Delta U'_{hg,1,i})}{\sum_{i=1}^l (\Delta U'_{R,2,i} - \Delta U'_{hg,2,i})} \cdot \frac{l}{m} \right) \quad (5.9)$$

mit:

$$\begin{aligned} \Delta U'_{R,1} &= \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \Delta U'_{R,1,i} & \Delta U'_{hg,1} &= \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \Delta U'_{hg,1,i} \\ \Delta U'_{R,2} &= \frac{1}{l} \sum_{i=1}^l \Delta U'_{R,2,i} & \Delta U'_{hg,2} &= \frac{1}{l} \sum_{i=1}^l \Delta U'_{hg,2,i} \end{aligned}$$

Die Variablen m und l in der Gleichung 5.9 erfassen die Anzahl der Laufzeitmessungen (\rightarrow Summenterm im Zähler) und der Messungen der optischen Verluste (\rightarrow Summenterm im Nenner), über die gemittelt wird.

Die Fehlerfortpflanzung angewandt auf Gleichung 5.9 zeigt den Einfluß der mittleren Meßfehler der Einzelmessungen der Laufzeit, des Hintergrundlichts oder der optischen Verlustmessungen zum Beispiel durch Rauschen auf die Entfernungsfehler in der Messung. Anschließend kann das Ergebnis auf die Messung mit Mittelung übertragen werden, indem die Mittelwerte und die mittleren Fehler der Mittelwerte der verschiedenen Messungen für die Meßgrößen $\Delta U'_{R,1}$, $\Delta U'_{hg,1}$, $\Delta U'_{R,2}$ und $\Delta U'_{hg,2}$ eingesetzt werden. Für die Fehlerfortpflanzung gilt an der Stelle $\vec{a}_0 = (\tau_0, \Delta U'_{R,1,0}, \Delta U'_{hg,1,0}, \Delta U'_{R,2,0}, \Delta U'_{hg,2,0})$:

$$\sqrt{d_n^2} = \overline{\partial d(\vec{a})} \quad \text{mit: } \vec{a} = (\tau_0, \Delta U'_{R,1}, \Delta U'_{hg,1}, \Delta U'_{R,2}, \Delta U'_{hg,2}) \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned}
\sqrt{d_n^2} = & \left(\left(\frac{\partial d(\vec{a})}{\partial \tau_0} \Big|_{\vec{a}_0} \cdot \sqrt{\tau_{n,0}} \right)^2 + \left(\frac{\partial d(\vec{a})}{\partial \Delta U'_{R,1}} \Big|_{\vec{a}_0} \cdot \sqrt{\Delta u'^2_{n,R,1}} \right)^2 + \right. \\
& + \left(\frac{\partial d(\vec{a})}{\partial \Delta U'_{hg,1}} \Big|_{\vec{a}_0} \cdot \sqrt{\Delta u'^2_{n,hg,1}} \right)^2 + \left(\frac{\partial d(\vec{a})}{\partial \Delta U'_{R,2}} \Big|_{\vec{a}_0} \cdot \sqrt{\Delta u'^2_{n,R,2}} \right)^2 + \\
& \left. + \left(\frac{\partial d(\vec{a})}{\partial \Delta U'_{hg,2}} \Big|_{\vec{a}_0} \cdot \sqrt{\Delta u'^2_{n,hg,2}} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.11)
\end{aligned}$$

$$= d \cdot \sqrt{\delta \tau_{n,0}^2 + \frac{\Delta u'^2_{n,R,1} + \Delta u'^2_{n,hg,1}}{(\Delta U'_{R,1} - \Delta U'_{hg,1})^2} + \frac{2d^2}{c \tau_0} \cdot \frac{\Delta u'^2_{n,R,2} + \Delta u'^2_{nhg,2}}{(\Delta U'_{R,1} - \Delta U'_{hg,1})^2}} \quad (5.12)$$

Dabei wird angenommen, daß alle Einzelmeßwerte $\Delta U'_{R,1,i}$, $\Delta U_{hg,1,i}$, $\Delta U'_{R,2,i}$ und $\Delta U_{hg,2,i}$ um den jeweiligen Mittelwert $\Delta U'_{R,1,0}$, $\Delta U_{hg,1,0}$, $\Delta U'_{R,2,0}$ und $\Delta U_{hg,2,0}$ variieren. Die mittleren Mittelwertfehler der Meßwerte bezogen auf die mittleren Einzelfehler sind dann gegeben mit:

$$\overline{\Delta u'^2_{nR,1}} = \frac{1}{m} \cdot \sum_{i=1}^m \overline{\Delta u'^2_{nR,1,i}} \quad \overline{\Delta u'^2_{nhg,1,i}} = \frac{1}{m} \cdot \sum_{i=1}^m \overline{\Delta u'^2_{nhg,1,i}} \quad (5.13)$$

$$\overline{\Delta u'^2_{nR,2,i}} = \frac{1}{l} \cdot \sum_{i=1}^l \overline{\Delta u'^2_{nR,2,i}} \quad \overline{\Delta u'^2_{nhg,2,i}} = \frac{1}{l} \cdot \sum_{i=1}^m \overline{\Delta u'^2_{nhg,2,i}} \quad (5.14)$$

Die Gleichung 5.10 wird in den folgenden Kapiteln herangezogen, um systematische Rauscheinflüsse auf den ermittelten Entfernungswert, beziehungsweise auf die erreichbare Genauigkeit des berechneten Entfernungswertes zu analysieren.

Die oben beschriebene Laufzeitmessung erfolgt gleichzeitig für viele Bildpunkte mit einem Entfernungsbildsensor oder Zeilensensor, auf dem in einem flächigen beziehungsweise zeilenförmigen Array sowohl die Photodetektoren als auch die nötigen Ausleseschaltungen zur Laufzeitmessung integriert sind. So gelingt es, ein vollständiges Entfernungsbild ohne zusätzliche Spiegelscanner, wie in anderen etablierten Verfahren (zum Beispiel Punktlaserscanner [196] o. ä.), aufzunehmen. Das Verfahren zur Puls-Laufzeitmessung wurde von der Siemens AG patentiert [50, 160, 161]. Das Schaltungskonzept und die im Rahmen dieser Arbeit realisierten Bildsensoren werden in Kapitel 7 diskutiert.

5.2 Einflüsse und Beschränkung der Meßgenauigkeit

Verschiedene Einflüsse beschränken die Meßgenauigkeit und die Reichweite des Entfernungsmesssystems und müssen daher für einen möglichst optimalen Sensorentwurf berücksichtigt werden. Die Einflüsse sind zum einen die systemimmanenten Fehlerquellen durch Jitter in der Steuerung, das Rauschen in der Pulslichtquelle sowie das Rauschen des Bildsensors. Die Empfindlichkeit des optoelektrischen Systems ist dabei durch das Rauschen des Sensorsystems selbst und den Detektorwirkungsgrad beschränkt. Aber auch externe Einflüsse durch die Hintergrundbeleuchtung und die Reflektivität der beobachteten Oberflächen müssen für die Bewertung des Gesamtsystems Berücksichtigung finden. Dabei ist zu beachten, daß aus Gründen der Augensicherheit die Leistung der Pulslichtquelle nur eingeschränkt erhöht werden darf, um obige Einflüsse zu kompensieren.

5.2.1 Prinzipieller Aufbau der Meßstrecke

Die folgende Abbildung 5.6 zeigt eine schematische Darstellung der Meßstrecke und des Meßsystems mit den verschiedenen wesentlichen Störeinflüssen auf die Meßgenauigkeit. Oben in dem Bild ist der Meßaufbau illustriert. Die 3D-Kamera bestrahlt das Meßobjekt mit einem Lichtpuls, der durch eine Optik aufgeweitet das gesamte Meßfeld ausleuchtet. Das reflektierte Licht wird durch eine abbildende Optik auf das Sensorsystem abgebildet und ausgewertet. Parallel zur aktiven Beleuchtung ist das Meßfeld auch durch weitere Hintergrundlichtquellen ausgeleuchtet, auf die mitunter keine Einflußnahme möglich ist.

Im unteren Teil des Bildes ist das Meßsystem durch verschiedene Funktionsblöcke mit den wesentlichen Störeinflüssen modelliert. Die Kameraelektronik wird durch die digitale Steuerung (CTRL), die Pulslichtquelle (Pulsquelle), den Sensorschaltkreis (Sensor), den Analog-Digital-Wandler und die abschließende Rechen- und Speichereinheit (Verrechnung) erfaßt. Wesentliche Störeinflüsse sind hier durch den Jitter der Steuersignale zur Pulsquellen- ($\tau_{n,puls}$) und Verschußsteuerung ($\tau_{n,shut}$) sowie durch das Schaltungsrauschen ($u_{n,1}$) erfaßt. Das Lasermodul ist mit einer Wiederholgenauigkeit der Pulsamplitude im Bereich von $\pm 1\%$ maximaler Abweichung spezifiziert, die durch das Amplitudenrauschen $u_{n,a}$ multiplikativ erfaßt wird. Darin ebenfalls enthalten sind Beiträge durch Mode-Hopping und -Oosing bei Verwendung eines Lasers zur Beleuchtung (siehe Kapitel 5.2.4).

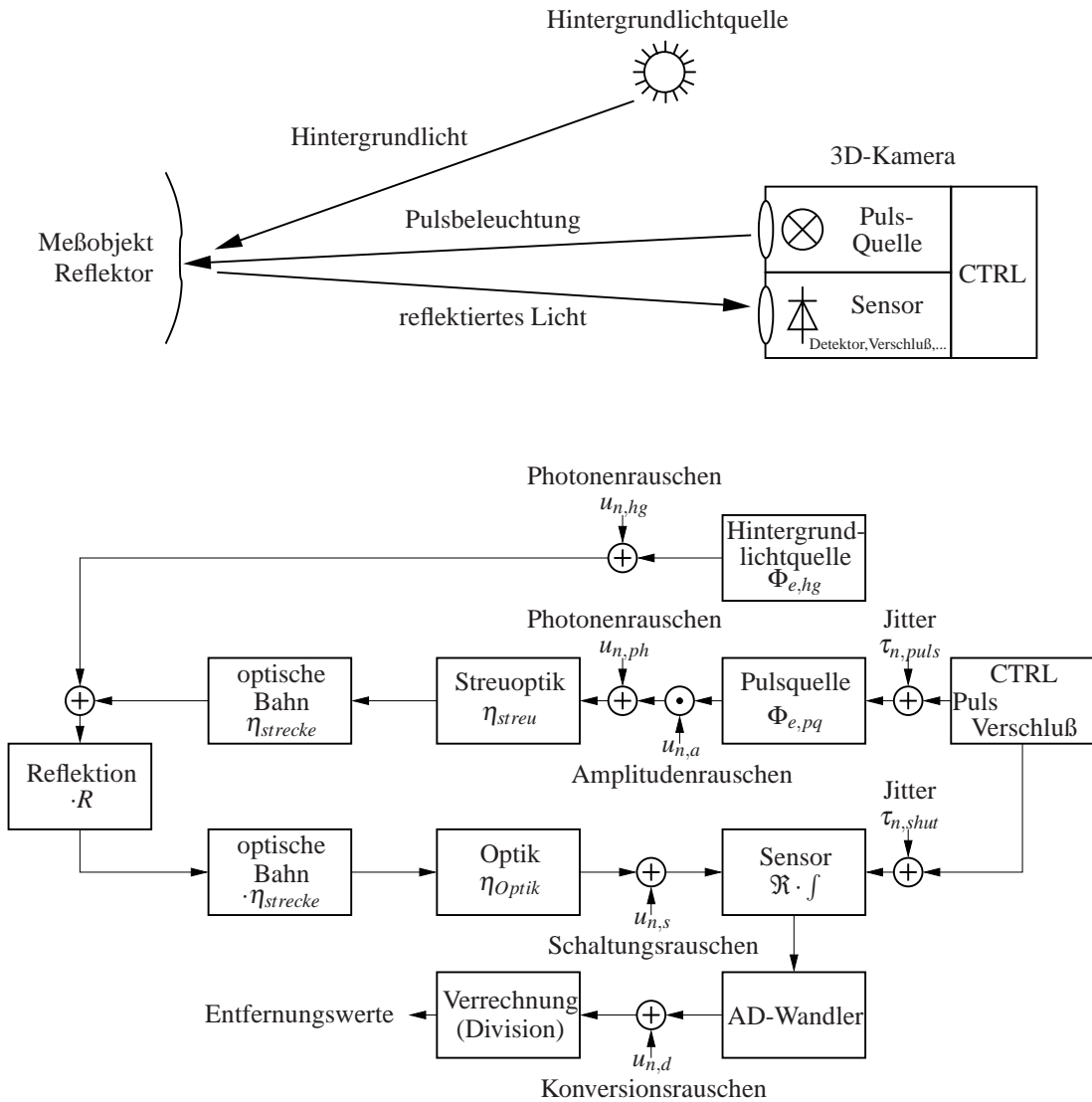


Abbildung 5.6: Schemadarstellung des Meßsystems

Die Photoemission durch Lichtquellen und die Photodetektion kann näherungsweise mit einem Poisson-Prozeß beschrieben werden, der mit einer Photonengeräuschkomponente proportional zur Wurzel aus der Anzahl der detektierten Photonen ($\Delta N_{ph} = \sqrt{N_{ph}}$) einher geht. Die aktive Pulsbeleuchtung bewirkt daher einen Photonengeräuschbeitrag ($u_{n,ph}$), der untrennbar mit dem detektierten Lichtpuls erfaßt wird. Der Lichtpuls wird in dem Detektor mit der Responsivität (\mathfrak{R}) in ein elektrisches Signal (Spannungsabfall durch Ladungsträger auf einer parasitären Photodiodenkapazität) umgewandelt.

Die optischen Komponenten bewirken keine zusätzlichen Rauscheinkopplungen. Die Streuoptik vor der Pulslichtquelle (η_{streu}) und die abbildende Optik vor dem Entfernungsbildsensor (η_{optik}, k) können jeweils durch ihren Transmissionsfaktor und gegebenenfalls Blendenzahl erfaßt werden (siehe Kapitel 5.2.5.1). Gleiches wird für die optischen Bahnggebiete von der Beleuchtung zur Objekt Oberfläche und zurück zum Detektor angenommen. Möglich wäre eine Beeinträchtigung der Sicht des Meßsystems durch Nebel, Dunst oder Schlieren. Die Dynamik dieser Prozesse wird jedoch gegenüber der Meßdauer in der Größenordnung einiger zehn bis hundert Nanosekunden als vernachlässigbar angesehen, so daß sie für die Messung als statisch angenommen und durch einen Wirkungsgrad (η_{srecke}) oder eine Streckendämpfung modelliert werden können.²

Die Objekt Oberfläche selbst wird in dem Modell aus den gleichen Gründen nur durch einen statischen Reflektionsfaktor (R) erfaßt. Es wird angenommen, daß die Objekt Oberflächen eine diffuse Rückstreuung mit Lambertscher Strahlcharakteristik zeigen (die Strahldichte eines Oberflächenpunktes ist proportional zum Cosinus des eingeschlossenen Winkels zwischen der Flächennormalen und dem Beobachtungsstrahl). Dieses Verhalten zeigen viele Oberflächen im menschlichen Umfeld. Die zu erwartenden Reflektionsfaktoren variieren dabei in einem weiten Bereich von 2-10% für zum Beispiel schwarzes Gummi (Reifen) bis hin zu weißem Papier mit 80% bezogen auf das Profil eines idealen Lambertschen Reflektors [197] (siehe auch Anhang B.3).

Es ist davon auszugehen, daß in realistischen Meßsituationen die vermessene Szene auch durch weitere natürliche oder künstliche Lichtquellen ($\Phi_{e,hg}$) beleuchtet wird. Auch wenn diese Quellen im Vergleich zur Meßdauer nur eine vernachlässigbar geringe zeitliche Änderung der Bestrahlung bewirken, können sie doch einen erheblichen Photonenrauschbeitrag ($u_{n,hg}$) liefern.

In Kapitel 5.1 wurde bereits erläutert, daß der systematische Einfluß durch die Objektreflektivität und in gleicher Weise auch die Bestrahlungsstärke durch das Hintergrundlicht sowie die optischen Verluste in dem gewählten Meßverfahren eliminiert werden. Dennoch müssen diese für die Auslegung des Sensors berücksichtigt werden, weil sie den nötigen optischen Dynamikbereich des Bildsensors beeinflussen.

Eine weitere Quelle für Meßfehler ist Jitter in der Lichtpulserzeugung und in der Ansteuerung (Block „CTRL“ in Abbildung 5.6) der Pulslichtquelle und des Sensors. In

²Der Einfluß streuender oder absorbierender Medien im Strahlengang ist lediglich in Bezug auf die Laufzeitmessung weitgehend vernachlässigbar. Die Streuung beeinträchtigt wie bei jedem Kamerasystem die laterale Auflösung und muß in Bezug darauf berücksichtigt werden.

dem zeitlicher Jitter eine Verschiebung des Lichtpulses relativ zum Verschlußöffnungszeitfenster bewirkt, geht er direkt in die Laufzeit- beziehungsweise Entfernungsmessung ein.

Die verschiedenen Einflüsse auf die Entfernungsmessung werden im Folgenden eingehender betrachtet.

5.2.2 Arbeitsbereich des Sensors (Optischer Dynamikbereich)

Eine hohe Meßgenauigkeit und die Unabhängigkeit von der Oberflächenreflektivität erfordert eine hohe Sensorempfindlichkeit, um auch dunkle Oberflächen erfassen zu können. Zugleich erfordert die Unempfindlichkeit gegen Hintergrundlicht, das die Pulslichtquelle dieses deutlich überstrahlen kann. Der Sensor soll demzufolge einen großen optischen Dynamikbereich erfassen können, ohne Sättigungseffekte zu zeigen, die die Messung verfälschen würden.

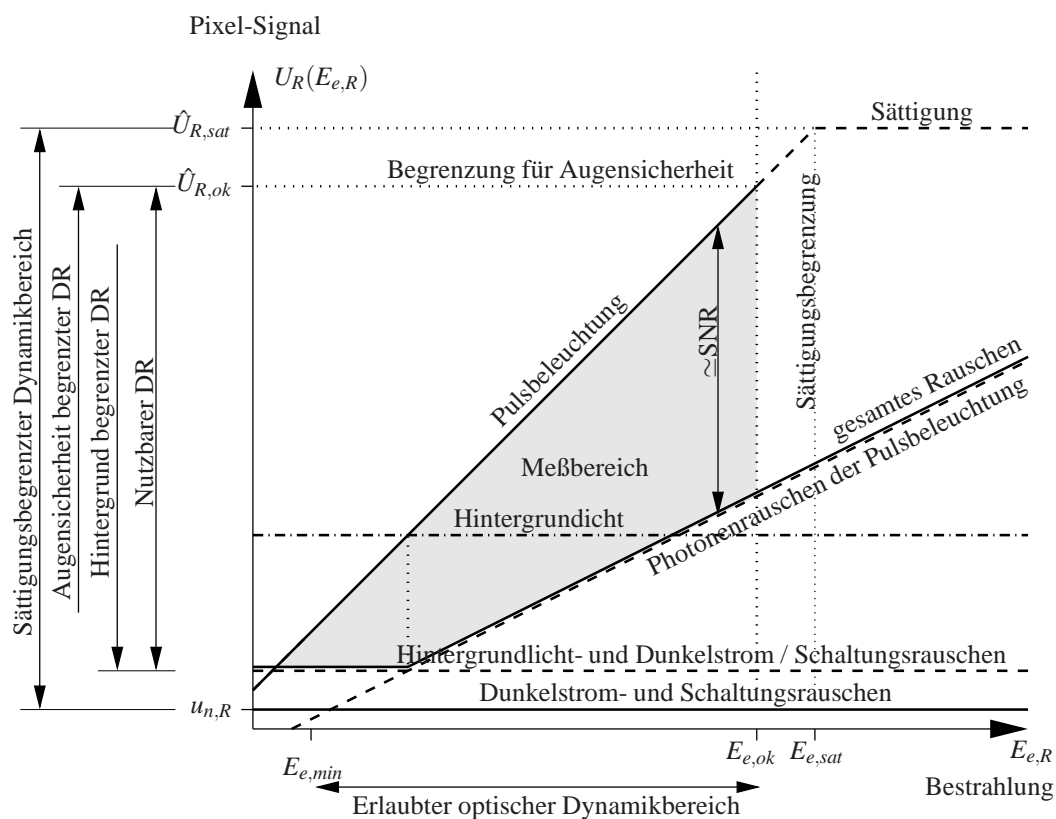


Abbildung 5.7: Beschränkung des nutzbaren Meßbereichs

Die Empfindlichkeit ist durch das Rauschen des Sensorsystems und die Responsivität des Detektors beschränkt. Detektierte Lichtpulse, respektive Detektorsignale kleiner oder gleich dem Rauschbeitrag des Sensorsystems sind nicht vom Rauschen unterscheidbar und somit nicht mehr für die Entfernungsmessung auswertbar. Wichtig ist zudem, daß auch die Erzeugung der Elektron-Loch-Paare bei der Photodetektion statistischen Schwankungen unterliegt, wie auch die Photoemission. Beide Effekte machen sich im Detektierten Signal als Photonenrauschen bemerkbar. Das Rauschen des Sensorsystems begrenzt zusammen mit dem Photonenrauschen das Entfernungsauflösungsvermögen bei der Puls-Laufzeitmessung.

Bei hohen Lichtintensitäten begrenzt dominierend das Photonenrauschen, bei niedrigen Lichtintensitäten an der Sensoroberfläche zunehmend das Rauschen des Sensors das erreichbare Entfernungsauflösungsvermögen. In diesem Sinne ist bei einem optimal dimensionierten Sensorsystem im gesamten genutzten, beziehungsweise anviierten optischen Dynamikbereich, das Auflösungsvermögen nur durch das Photonenrauschen durch die Pulsbeleuchtung beschränkt. Das bedeutet für die Entfernungsmessung entweder, daß das Rauschen des Sensorsystems weit genug reduziert werden kann oder die Leistung der Pulslichtquelle entsprechend für eine ausreichende Bestrahlung des Sensors erhöht wird.

Abbildung 5.7 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Das Ausgangssignal eines Detektors (Pixel) U_R (am Ende einer Verschlußöffnungsperiode) ist über die Bestrahlung $E_{e,R}$ des Detektors in doppelt logarithmischem Maßstab (Asymptotennäherung) aufgetragen. Dementsprechend ist der Photonenrauschbeitrag durch die Pulsbeleuchtung als gestrichelte Gerade mit der halben Steigung eingetragen.

Das Photonenrauschen begrenzt die maximal erreichbare Entfernungsauflösung in einer Messung. Im Bereich niedriger Bestrahlung des Detektors begrenzt das Dunkelstromrauschen und das Schaltungsrauschen die erreichbare Meßgenauigkeit, eingetragen als bestrahlungsunabhängige Gerade parallel zur Abszisse. Für kleinere Ausgangssignale (proportional zur Bestrahlung) als das Schaltungsrauschen ist keine sinnvolle Einzelmessung möglich. Das Schaltungsrauschen definiert die untere Grenze des erreichbaren optischen Dynamikbereichs.

Die Empfindlichkeit kann nur durch eine Mehrfachmessung erhöht werden, da durch die Mittelung über n Meßzyklen das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) proportional zu \sqrt{n} zunimmt, beziehungsweise die Funktion für das Schaltungsrauschen in der Prinzipdarstellung entsprechend zu kleineren Werten $u_{n,R}/\sqrt{n}$ verschoben wird. Dennoch wird das Signal-Rausch-Verhältnis durch das Photonenrauschen bei kleinen Bestrah-

lungsstärken immer geringer, so daß eine Erhöhung der Bestrahlung grundsätzlich im Rahmen der Möglichkeiten vorzuziehen ist.

Integrierende Photodetektoren auf Halbleiterbasis bestehen in der Regel aus einem Detektorelement, in dem eintreffende Photonen in Photoladungsträger umgesetzt werden und einem Speicherelement (Kondensator), das je nach Betriebsart durch die Photoladungsträger ge- oder entladen wird. Dabei kann nur eine begrenzte Ladungsmenge umgesetzt und gespeichert werden, bis der Speicher gesättigt ist ($\hat{U}_{R,sat}$). Wird diese Grenze während der Integrationsphase (Detektion) erreicht, kann keine weitere photogenerierte Ladung aufgenommen werden und es ist keine sinnvolle Auswertung mehr möglich. Diese Grenze definiert unter Berücksichtigung der Integrationszeit und Responsivität des Detektors die Sättigungsbestrahlung $E_{e,sat}$ und damit die obere Grenze des erreichbaren optischen Dynamikbereichs.

In realen Anwendungen sind aber weitere Einschränkungen zu berücksichtigen, die eine optimale Nutzung des optischen Dynamikbereichs insbesondere im Hinblick auf die Sättigungsgrenze (hohe Bestrahlungsstärke \simeq großer SNR) möglicherweise nicht erlauben.

Beim Einsatz des Sensorsystems im Umfeld des Menschen können sowohl die Oberflächenbeschaffenheit der überwachten Objekte als auch die Umgebungsbedingungen, namentlich Hintergrundlichteinflüsse, zum Beispiel durch indirekte Sonneneinstrahlung oder künstliche Beleuchtung, in weiten Grenzen variieren. Stark absorbierende Oberflächen reflektieren nur noch einen Bruchteil des eingestrahlt Lichts in Richtung des Sensors. Dieses Defizit ist nur durch eine Erhöhung der Sensorempfindlichkeit oder eine Erhöhung der Leistung der Pulsquelle zu kompensieren.

Der systematische Einfluß durch das Hintergrundlicht kann zwar in der Messung eliminiert werden, das Licht bewirkt aber einen zusätzlichen Photonenrauschbeitrag. Dieser Photonenrauschbeitrag kann in kritischen Situationen den Beitrag durch das Schaltungsrauschen übertreffen und so die untere Grenze des nutzbaren optischen Dynamikbereichs anheben (Parallele zur Abszisse „Hintergrundlicht- und Schaltungsrauschen“, Abbildung 5.7). Auch dieser Beitrag ist nur durch eine Erhöhung der Strahlungsleistung der Pulsquelle auszugleichen, so daß das Photonenrauschen durch diese Quelle im genutzten optischen Dynamikbereich deutlich dominiert.

Dabei ist eine Verbesserung der Meßgenauigkeit durch eine Erhöhung der Strahlungsleistung der Pulslichtquelle nur eingeschränkt möglich, weil aus Gründen der Augensicherheit die einsetzbare Bestrahlungsstärke $E_{e,ok}$ im Umfeld des Menschen beschränkt ist. Die Beschränkung der applizierten Lichtleistung entsprechend der DIN-Norm für

„Sicherheit von Lasereinrichtungen“ [48]³ zur Vermeidung von Personenschäden definiert damit die obere Grenze des nutzbaren optischen Dynamikbereichs für einen sicheren Betrieb.

Der nutzbare Arbeitsbereich, abhängig vom nutzbaren optischen Dynamikbereich eines Tiefenbildsensors, ist durch die grau unterlegte Fläche in Abbildung 5.7 gekennzeichnet.

5.2.3 Hintergrundlichteinfluß

Im vorhergehenden Kapitel 5.2.2 wurde erläutert, daß das Photonenrauschen durch Hintergrundlicht die Meßgenauigkeit des Puls-Laufzeit Meßsystems beeinträchtigen kann, und nur durch eine Erhöhung der Puls-Beleuchtung kompensiert werden kann. Andererseits erfordern hohe Bestrahlungsstärken durch das Hintergrundlicht einen erweiterten optischen Dynamikbereich des Detektors, der das Hintergrundlicht mit erfassen muß.

Dominierende Lichtquellen im menschlichen Umfeld sind die Sonne, Glühlampen und Leuchtstofflampen, sowie zunehmend auch Bogenlampen (Xenon-Lampen) zum Beispiel für PKWs. Die Sonne ist sicherlich die stärkste zu erwartende Lichtquelle, während die übrigen Quellen nur lokal hohe Bestrahlungsstärken bewirken können. Daher wird hier primär auf die Wirkung der Sonne eingegangen.

Für die Strahldichte $L_{e,of}$ des gestreuten Sonnenlichts der spektralen Bestrahlungsstärkeverteilung $E_{e\lambda,S}$ an einer senkrecht zur Sonneneinstrahlung ausgerichteten, ausgedehnten Oberfläche:

$$L_{e,of}(\phi_1) = R \cdot \frac{\cos(\phi_1)}{\Omega_0} \cdot \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E_{e\lambda,S}(\lambda) d\lambda \quad (5.15)$$

Darin sind ϕ der eingeschlossene Winkel des Beobachtungsstrahls zur Flächennormale, Ω_0 der Einheitsraumwinkel und R die Oberflächenreflektivität. Es wird zunächst davon ausgegangen, daß nur Licht aus dem Wellenlängenbereich $\lambda_{min} \leq \lambda \leq \lambda_{max}$ erfaßt wird. Die Strahldichte der sonnenbeschienenen Oberfläche mit Lambert Charakteristik wird für kleine eingeschlossene Winkel zum Beleuchtungs- und Sehstrahl maximal.

³In der Norm [48] werden nicht nur erlaubte Bestrahlungsstärken durch Lasereinrichtungen definiert und klassifiziert, sondern auch für LED- und vergleichbare Lichtquellen Grenzwerte und Empfehlungen angegeben.

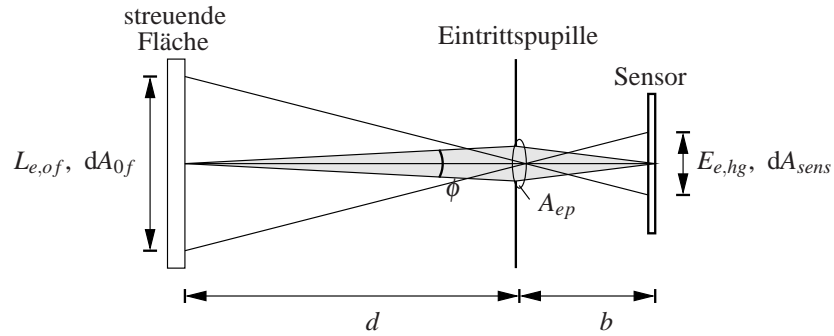


Abbildung 5.8: Bestrahlung des Sensors

Der Strahlungsfluß $\Phi_{e,hg}$ durch die Strahldichte $L_{e,0}$ eines Oberflächenelements (der Fläche dA_{of}) durch die Eintrittspupille der Optik (der Fläche A_{ep}) entsprechend Abbildung 5.8 wird durch das photometrische Grundgesetz beschrieben (siehe auch Kapitel 3.2):

$$d\Phi_{e,hg} = L_{e,of,0} \cdot \frac{dA_{of} \cos(\phi_1) \cdot A_{ep} \cos(\phi_2)}{d^2} \cdot \Omega_0 \quad (5.16)$$

Die Gleichung 5.16 gilt für große Abstände d gegenüber den Durchmessern der Flächenelemente dA_{of} und A_{ep} . Die Winkel ϕ_1 und ϕ_2 sind die eingeschlossenen Winkel der Oberflächennormalen und des Sehstrahls, beziehungsweise der optischen Achse des Objektivs und des Sehstrahls. Bei ausgerichtetem Objektiv auf die Oberfläche wird ϕ_2 zu Null. Für die Abschätzung einer oberen Schranke wird ϕ_1 ebenfalls zu Null angenommen, so daß für die einfallende Strahldichte $L_{e,of,0} = L_{e,of}(0)$ gilt (gleichmäßige Streuung in den Halbraum).

$$d\Phi_{e,hg} = L_{e,of,0} \cdot \frac{dA_{of} \cdot A_{ep}}{d^2} \cdot \Omega_0 \quad (5.17)$$

Die Bestrahlungsstärke an der Sensoroberfläche $E_{e,hg}$ durch die Hintergrundbeleuchtung wird gewonnen, indem der Strahlungsfluß $\Phi_{e,hg}$ vom Oberflächenelement A_{of} auf die Bildfläche A_{sens} durch die Fläche der Objektiv-Eintrittspupille A_{ep} bei scharfer Abbildung gemäß Bild 5.8 auf den Detektor bezogen wird.

$$E_{e,hg} = \frac{d\Phi_{e,hg}}{dA_{sens}} = \frac{dA_{of}}{dA_{sens}} \cdot \eta_{optik} \cdot \frac{A_{ep}}{d^2} \cdot \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E_{e\lambda,s}(\lambda) d\lambda \quad (5.18)$$

Der Transmissionsfaktor η_{optik} erfasst die Verluste in der abbildenden Optik. Um das Verhältnis der Bildflächenelemente zu den Oberflächenelementen zu bestimmen, wird die Abbildung kreisförmiger Oberflächenelemente auf den Bildsensor betrachtet. Mit

dem Abbildungsmaßstab für Linsenoptiken 3.9 (Kapitel 3.3) kann das Flächenverhältnis abhängig von der Gegenstandsweite d und der Brennweite f der Optik formuliert werden.

$$\frac{dA_{sens}}{dA_{of}} = \frac{f^2}{(d-f)^2} \quad (5.19)$$

Gleichung 5.19 in die Gleichung 5.18 eingesetzt liefert die entfernungsabhängige Sensorbestrahlung:

$$\begin{aligned} E_{e,hg} &= \frac{d\Phi_{e,hg}}{dA_{sens}} \quad (5.20) \\ &= R \cdot \eta_{optik} \cdot \frac{A_{ep}}{f^2} \cdot \left(1 - \frac{f}{d}\right)^2 \cdot \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E_{e\lambda,S}(\lambda) \, d\lambda \leq \frac{A_{ep}}{f^2} \cdot \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E_{e\lambda,S}(\lambda) \, d\lambda \\ &\quad \text{für: } d > f \quad (5.21) \end{aligned}$$

Ohne weitere Vorkehrungen zur Beschränkung der Bandbreite der erfaßten Strahlung am Sensor wird als Abschätzung für eine obere Schranke der Bestrahlungsstärke die Solarkonstante $E_{e,S}$ angenommen:

$$E_{e,S} = \int E_{e\lambda,S}(\lambda) \, d\lambda = 1,37 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \quad (5.22)$$

Die Solarkonstante $E_{e,S} = 1,37 \text{kW/m}^2$ (Quelle: [245]) gibt die maximale integrale Bestrahlung einer Fläche auf Normal-Null Niveau am Äquator bei senkrecht zur Oberfläche einfallendem Licht an. Das ist die maximale solare Bestrahlungsstärke, die am Erdboden unter normalen Bedingungen zu erwarten ist. Es wird dabei nicht berücksichtigt, daß der reale Detektorwirkungsgrad und die Sonnenemission wellenlängenabhängig sind (siehe dazu auch Abbildung 5.9 und Kapitel 4.3.1.2, Abbildung 4.7: Absorptionskoeffizienten in Halbleitern) und der ermittelte Beitrag durch das Sonnenlicht eventuell zu hoch (zu pessimistisch) bewertet wird.

Als Obergrenze für die Sensorbestrahlung durch die Sonne bei ideal streuenden Oberflächen ($R = 1$, de Lambert-Charakter) kann mit $\hat{E}_{e,hg}$ angegeben werden zu:

$$\begin{aligned} \hat{E}_{e,hg} &= \eta_{optik} \cdot E_{e,S} \cdot \frac{A_{ep}}{f^2} = \eta_{optik} \cdot E_{e,S} \cdot \frac{1}{4k^2} \quad \text{für: } d \gg f \quad (5.23) \\ \text{mit:} &\quad A_{ep} = \left(\frac{D_{ep}}{2}\right)^2 = \frac{1}{4} \cdot \frac{f^2}{k^2} \end{aligned}$$

In Gleichung 5.24 ist D_{ep} der Durchmesser der Objektiv-Eintrittspupille und k die Blendenzahl des Objektivs.

In der realisierten Entfernungskamera (Kapitel 6) wird ein Objektiv mit $f = 4,8\text{mm}$ Brennweite und der Blendenzahl $k = 1,8$ genutzt (Cosmicar/Pentax C418DX). Bei dem Einsatz dieses Objektivs ist zum Beispiel eine maximale Sensorbestrahlung durch gestreutes Sonnenlicht von $\hat{E}_{e,hg,C418DX} = 105,5\text{W/m}^2$ zu erwarten, wenn Transmissionsverluste in der Optik vernachlässigt werden.

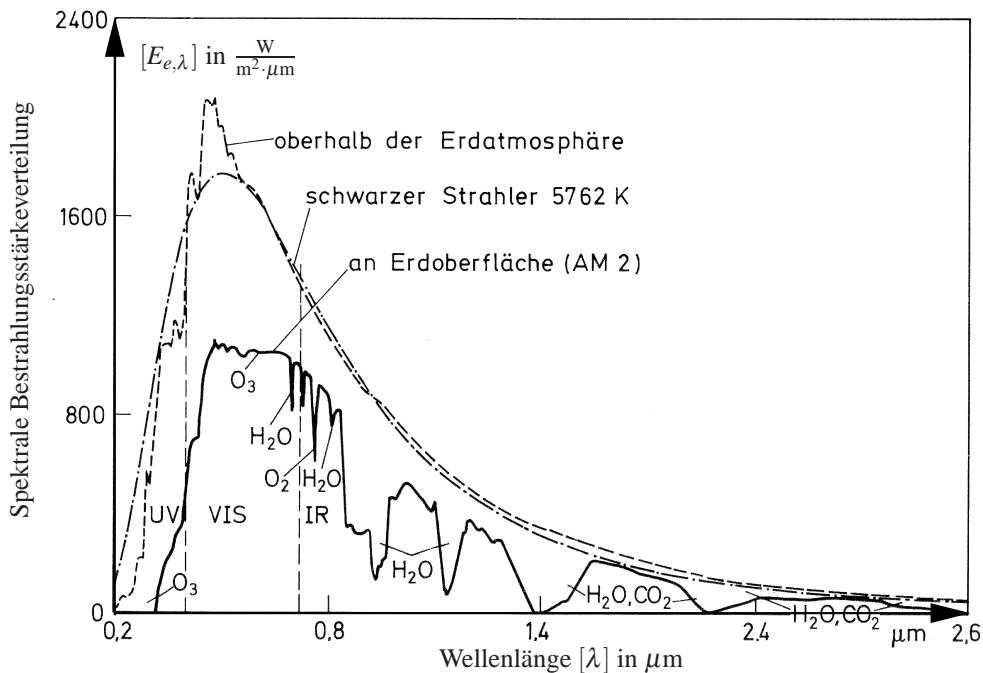


Abbildung 5.9: Sonnenspektrum, Quelle: [56]

Zur Zeit stehen zur Pulsbeleuchtung Lasermodule mit einer maximalen Strahlungsleistung im Bereich von 30W bis 400W zur Verfügung, das ist deutlich unterhalb der Solarkonstanten. Um ein möglichst großes Signal-Rausch-Verhältnis auch bei maximaler Sonnenbestrahlung zu erreichen, ist zu fordern, daß die Bestrahlungsstärke durch die Pulsbeleuchtung, die der Sonne an der Objekt Oberfläche im erfaßten Wellenlängenbereich übertrifft. Das ist jedoch nur durch eine Beschränkung der Wellenlänge und eine möglichst geschickte Wahl des Wellenlängenbereichs zu erreichen.

Die Abbildung 5.9 zeigt die spektrale Bestrahlungsverteilung extraterretrisch (obere, einhüllende Kurve) und gedämpft durch Absorption in der Erdatmosphäre auf Normal-Null Niveau. Die aktuell verwendeten Pulslichtquellen haben eine Wellenlänge von ca. $\lambda = 900 \pm 15\text{nm}$. Ein optischer Breitbandfilter, der nur einen Wellenlängenbereich von $\lambda = 900 \pm 25\text{nm}$ passieren läßt, erlaubt in einer groben Abschätzung be-

reits eine erhebliche Reduktion der Bestrahlungsstärke an der Sensoroberfläche. Dem Diagramm Abbildung 5.9 ist für diesen Wellenlängenbereich eine maximale spektrale Bestrahlungsstärkeverteilung von $\hat{E}_{e,S,875..925\text{nm}} \approx 360 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \mu\text{m}}$ zu entnehmen. Damit wird die Bestrahlungsstärke an der Sensoroberfläche in dem erfaßten Wellenlängenbereich begrenzt auf:

$$\hat{E}_{e,hg,C418DX,875\text{nm}<\lambda<925\text{nm}} < \frac{1}{4k^2} \cdot \left(360 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \mu\text{m}} \cdot 50\text{nm}\right) = 1,39 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (5.24)$$

Neben dem störenden Einfluß durch zusätzliches Photonenrauschen ist grundsätzlich auch eine Beeinträchtigung durch hochfrequent getastete oder modulierte Lichtquellen denkbar (zum Beispiel weitere aktive Entfernungsmesssysteme mit gepulsten oder moduliertem Licht). Abhilfe kann hier ebenfalls der Einsatz schmalbandiger optischer Filter und Pulsquellen schaffen, indem die Systeme auf verschiedenen, disjunkten (optischen) Wellenlängenbereichen arbeiten und so eine Störung ausgeschlossen wird.

Eine andere Möglichkeit zur Vermeidung der gegenseitigen Beeinflussung gepulster und auch anderer Entfernungsmesssysteme wäre der synchrone Zeit-Multiplex-Betrieb, indem die Systeme ausreichende Zeitschlitze zur Datenakquisition zugewiesen bekommen und ansonsten inaktiv sind.

5.2.4 Anforderungen und Einfluß der aktiven Beleuchtung

Bei Schutzeinrichtungen von gefährlichen Maschinen und bei der dreidimensionalen meßtechnischen Erfassung von Gegenständen mittels der 3D-Bilderfassung ist der Einsatz sichtbarer Lichtquellen möglich und eventuell sogar nützlich, da dann zum Beispiel der Lichtkegel als zusätzlicher Warnhinweis oder als Funktionskontrolle verstanden werden kann. Für aktive Überwachungseinrichtungen im menschlichen Umfeld sind im allgemeinen nicht sichtbare Lichtquellen, vorzugsweise im nahen Infrarotbereich arbeitend, besonders wünschenswert, da sie einen unauffälligen Einsatz der Entfernungssensorik ermöglichen. Der Abbildung 3.1, beziehungsweise 5.10, ist zu entnehmen, daß die Schwelle zur Wahrnehmung oberhalb einer Wellenlänge von 750nm unterschritten wird. Andere Untersuchungen deuten an, daß erst im Bereich oberhalb von 780nm bei einigen Personen die relative Augenempfindlichkeit den Promillebereich deutlich unterschreitet. Das bedeutet, daß eine Lichtquelle der Wellenlänge größer als 750nm genügender Intensität im abgedunkelten Raum durchaus noch wahrnehmbar sein kann. Licht größerer Wellenlänge jenseits von 780nm ist daher für die aktive Beleuchtung vorzuziehen.

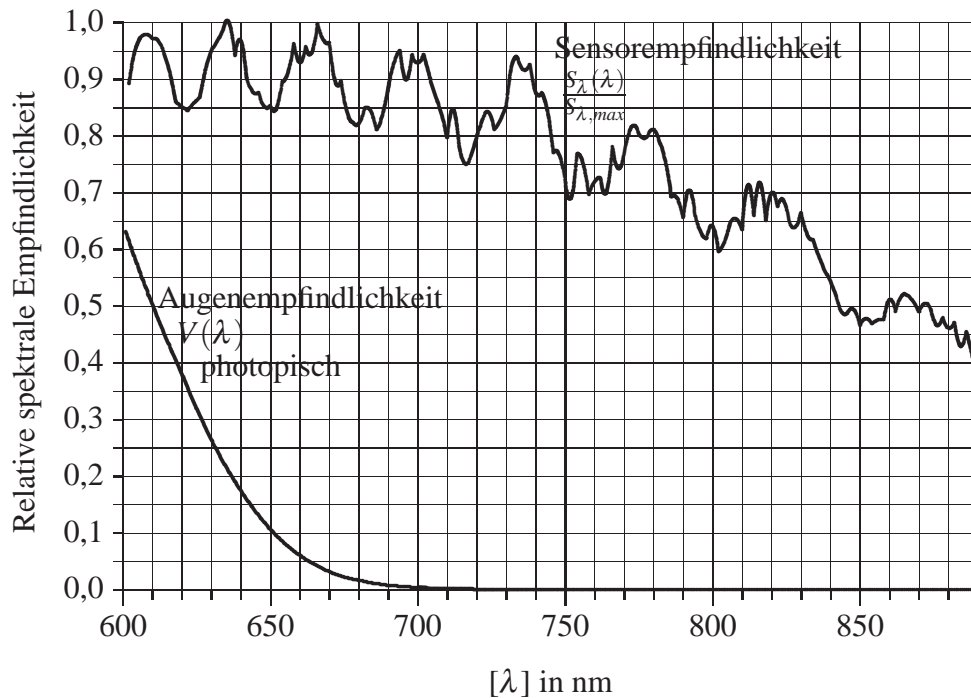


Abbildung 5.10: Relative Augen- und Sensorempfindlichkeit im Vergleich

Da gerade bei integrierten Detektoren in Standard CMOS-Technologien der wesentliche Signalbeitrag durch die photogenerierte Ladung im oberflächennahen Bereich (einige Mikrometer Tiefe) erzeugt wird, weisen integrierte Sensoren auf Siliziumbasis häufig ein Empfindlichkeitsmaximum im sichtbaren roten Wellenlängenbereich auf (siehe Kapitel 5.3). Licht größerer Wellenlänge dringt zwar sehr tief in das Halbleitermaterial ein und wird dort absorbiert, die photogenerierten Ladungsträger weitab der aktiven Detektorstrukturen an der Oberfläche tragen aber nicht mehr zum Nutzsignal bei. Für ein Detektionsvolumen unter $5\mu\text{m}$ Tiefe, wie es auch für die verwendete CMOS-Technologie typisch ist (siehe Abbildung 4.6 und 5.10), ist im Hinblick auf einen optimalen Detektorwirkungsgrad die Verwendung von Licht der Wellenlängen $650\text{nm} < \lambda < 700\text{nm}$ deutlich besser geeignet.

Als Kompromiß bietet sich der nahe Infrarotbereich $800\text{nm} < \lambda < 950\text{nm}$ an, in dem einfache Siliziumdetektoren noch eine ausreichende Empfindlichkeit zeigen. Zudem sind für diesen Wellenlängenbereich leistungsstarke Pulsaserdioden ($\lambda \approx 900\text{nm}$) erhältlich, die sich sehr gut für die Realisierung einer Pulslichtquelle eignen.

Im vorhergehenden Kapitel wurde bereits erläutert, daß eine große optische Strahlendichte der Pulslichtquelle wünschenswert ist, die auch bei ungünstigen Verhältnissen die Bestrahlungsstärke (an der Objekt Oberfläche) durch Fremdlichtquellen (Sonne) im akquirierten Wellenlängen- und Entfernungsbereich übertreffen kann, um das Signal-Rausch-Verhältnis zu optimieren. Weiterhin erfordert die Lichtpuls-Laufzeitmessung mit dem verwendeten Prinzip möglichst rechteckähnliche Zeitverläufe (Trapezannäherung) der Strahlungsleistung. Beide Kriterien vermögen Laser-Dioden weit besser zu erfüllen, als andere Lichtquellen (zum Beispiel LEDs). Das geringe optisch aktive Volumen der Laserdioden erlaubt eine sehr schnelle Tastung der Strahlungsleistung, so daß Anstiegszeiten unterhalb von einigen 10ns auch bei leistungsstarken Laserdioden (zum Beispiel [145, 146], Laser Components) erreichbar sind. Durch den Laser-Effekt wird die Lichtemission besonders effizient, so daß Pulslichtquellen auf Laserdiodenbasis verglichen mit LED-Quellen verlustärmer und besonders kompakt realisierbar werden. Dabei ist eine optische Strahlungsleistung der Einzelpulse im 100W-Bereich erreichbar.

Eine weitere nutzbare Eigenschaft des Lasers ist das schmalbandige Ausgangsspektrum, zum Beispiel bei dem eingesetzten Pulslasermodule iRLS-0/80-030/060-4S12-A2-S10-11 mit der Laserdiode PGAS4S12 im Bereich von $890\text{nm} < \lambda < 912\text{nm}$ mit einer Bandbreite von $\Delta\lambda_{50\%} \approx 5\text{nm}$. Weil die Emission sehr schmalbandig erfolgt, kann das empfangene Spektrum am Bildsensor entsprechend auf diesen Bereich eingeschränkt werden und so Photonenrauschbeiträge durch das Hintergrundlicht begrenzt werden.

Aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit der Photodiodenempfindlichkeit durch Interferenzeffekte in den oberen Schichten des Bildsensors (siehe auch Kapitel 3.4.2) kann die schmale Emissionsbandbreite auch zu Tiefenmeßfehlern führen. Emittiert der Laser in einem Wellenlängenbereich, für den die Änderung der Photodiodenempfindlichkeit maximal wird, kann es durch die Emissionswellenlängenänderung zu einer Amplitudenänderung des eingekoppelten Lichts in die Photodiode kommen. In der Abbildung 5.10 (siehe auch Abbildung 3.9) sind das zum Beispiel die Bereiche auf der Wellenlängachse um $\lambda = \{788\text{nm}; 806\text{nm}; 835\text{nm}; \dots\}$ etc.

Typische temperatur- und stressbedingte Effekte in Lasern, wie das Mode-Oosing oder Modehopping, führen zu einer zeitabhängigen Variation der Mittenwellenlänge des emittierten Spektrums. Ebenfalls können in einem Laser verschiedene Moden anregungsfähig sein, so daß mit jedem emittierten Puls die Anregung eines anderen Modus, respektive die Emission auf einer anderen Wellenlänge möglich ist. Ein zeitlich reproduzierbarer Intensitätsverlauf des eingekoppelten Lichts im genutz-

ten Wellenlängenbereich ist aber Voraussetzung für die Funktion der Tiefenmessung (siehe Kapitel 5.1). Verschiedene Intensitäten durch die oben genannten Effekte zwischen der Laufzeit- und Reflektivitätsmessung würden unweigerlich zu Meßfehlern führen. Die Laserdiode PGAS4S12 (eingesetzt in oben genanntem Lasermodul) zeigt beispielsweise eine Mittenwellenlängenvariation ihres Emissionsspektrums von circa $\Delta\lambda \approx 15\text{nm}$ bei einer Temperaturvariation von $\pm 30^\circ\text{C}$ um 30°C Raumtemperatur. Da leider keine sehr verlässlichen Daten über den Verlauf der spektralen Empfindlichkeit der Photodioden unterhalb von 890nm mangels einer geeigneten, durchstimmbaren Lichtquelle aufgenommen werden konnte, wird der Einfluß der Wellenlängenvariation bei $\lambda = 835\text{nm} \pm 10\text{nm}$ zur Demonstration dieses Effektes herangezogen. Es darf aber angenommen werden, daß die Empfindlichkeitskurve in dem Wellenlängenbereich $\lambda = 895\text{nm} \pm 10\text{nm}$ ähnlich verläuft. Eine Wellenlängenänderung von 15nm um $\lambda = 835\text{nm}$ würde entsprechend Abbildung 5.10 einer Empfindlichkeitsänderung um $16,9\%$ entsprechen oder $1,13\%$ pro 1nm Änderung der Mittenwellenlänge (Vakuumwellenlänge des Lichts). Diese Problematik gewinnt mit abnehmender Emissionsbandbreite an Bedeutung, da bei Einzelmoden-Lasern nur noch ein diskreter Schwingungsmodus angeregt wird (indexgeführte Laserdioden sind in der Regel dahingehend optimiert) und die gesamte Emission bei dieser Wellenlänge erfolgt. Bei hoher Last oder im Dauerbetrieb kann spontan der angeregte Schwingungsmodus wechseln, das heißt die emittierte Wellenlänge variiert. Durch die Modulation mit der interferenzbedingten Empfindlichkeitsänderung der Photodiode variiert bei weiterhin konstanter Bestrahlung der Diode ihr Ausgangssignal. Dieser Effekt ist nicht von anderen Rauscheffekten zu unterscheiden und kann die Entfernungsmessung beeinträchtigen.

Bei stark multimodigen Lasern verteilt sich die Energie auf viele Moden, so daß mit der Anregung eines neuen dominanten Modus nur ein Teil der spektralen Energie umverteilt wird. Daher empfiehlt sich für die Realisierung des Entfernungsmesssystems nach dem Pulslaufzeitprinzip der Einsatz von stark multimodigen Laserdioden (zum Beispiel Gewinn geführte Laserdioden) und Laserdiodenstacks. Laserdiodenstacks weisen in der Regel ein stark multimodiges, breites Ausgangsspektrum auf und dürften daher für die Laufzeitmessung zu bevorzugen sein.

Langsame Variationen der Emissionsmittenwellenlänge über viele Meßzyklen hinweg (Mode-Oosing), zum Beispiel durch die Aufheizung des Laserkristalls, haben keinen primär schädlichen Einfluß auf die Einzelmessung, da das Laufzeitmessverfahren, wie in Kapitel 5.1 zum Meßverfahren und Kapitel 4.5.2 zur korrelierten Doppelabtastung erläutert, tieffrequente Störsignale wirkungsvoll unterdrückt. Aber generell nimmt mit

abnehmender spektraler Detektorempfindlichkeit bei gleichbleibendem Schaltungsrauschen im Sensor das Signal-Rausch-Verhältnis ab.

Um weiterhin den Einfluß durch Mode-Hopping und -Oosing zu begrenzen, kann durch zusätzliche Maßnahmen die Interferenz an der Sensoroberfläche durch eine geeignete Oberflächenstrukturierung verringert werden (siehe Kapitel 3.4.2 und 5.3).

Im Anschluß an die Diskussion der spektralen Eigenschaften der Pulslichtquelle soll noch der Zeitverlauf des Lichtpulses betrachtet werden. Im Kapitel 5.1 erfolgte die Darstellung des indirekten Puls-Laufzeit-Meßprinzips unter der Annahme eines rechteckförmigen Zeitverlaufes der Leistung der Laserpulse. Dieser idealisierte Verlauf ist in der Realität nur mit Aufwand anzunähern und weitgehend unnötig, insbesondere weil Laufzeiteffekte auf der optischen Bahn und im Photodetektor das detektierte Photosignal zusätzlich verzerren.

Die Anforderungen an den emittierten Laserpuls können dahingehend reduziert werden, daß der zeitliche Pulsverlauf möglichst reproduzierbar ist, sowie die Strahlungsenergie eines Pulses konstant ist. Weiterhin soll der Puls einen Bereich geringer Steigung, beziehungsweise möglichst konstanter Strahlungsleistung für die Laufzeitmessung aufweisen.

Die Forderung nach konstanter Strahlungsenergie der Laserpulse vereinfacht die Durchführung und Verrechnung der Messungen der optischen Verluste (Abbildung 5.4, rechts) zur Korrektur der Entfernungsmeßwerte (Nennerterm in Gleichung 5.9). Bei konstanter Strahlungsenergie eines Pulses erübrigen sich zusätzliche Maßnahmen zur Messung und Verrechnung der Einzelpulsenergiebeträge und der Ausdruck im Nenner der Gleichung 5.9 behält unabhängig vom zeitlichen Pulsverlauf seine Gültigkeit. Entsprechend den Angaben des Herstellers schwankt die Gesamtenergie der Laserpulse zwischen zwei Pulsen im quadratischen Mittel um 0,577% [162]. Bei proportionalem Detektorsignal zur Sensorbestrahlung durch einen Laserpuls geht die Intensitätsvariation direkt als Fehler in die Entfernungsmessung entsprechend Gleichung 5.9 ein. Der maximale Fehler tritt auf, wenn in der Laufzeitmessung der gesamte Laserpuls erfaßt wird, das heißt, die Meßwerte bei der Laufzeit- und bei der Messung der optischen Verluste haben den gleichen Mittelwert. Unter Vernachlässigung der Hintergrundlichteffekte liefert dann die Gleichung 5.10 mit $\frac{\overline{\Delta u_{nR}^2}}{\Delta u_R^2} = \frac{\overline{\Delta u_{nR,1,0}^2}}{\Delta U_{R,1,0}^2} = \frac{\overline{\Delta u_{nR,2,0}^2}}{\Delta U_{R,2,0}^2} = (0,577\%)^2$ und einer Pulsdauer von $\tau_0 = 30\text{ns}$ für den maximalen mittleren quadratischen Fehler durch die Intensitätsvariation des Lasers ohne Mittelung ($m = n = 1$):

$$d_{n,laser} \approx \frac{c \tau_0}{2} \sqrt{\frac{1}{m} + \frac{1}{l}} \cdot \sqrt{\frac{\Delta u'_{nR}^2}{\Delta u'_R^2}} \quad \text{Ohne Hintergrundlichteffekte} \quad (5.25)$$

$$\Rightarrow d_{n,laser} = 3,67cm \quad \text{mit: } l = m = 1; \tau_0 = 30ns \quad (5.26)$$

Wird eine höhere Tiefenmeßgenauigkeit gefordert, ließe sich der Variation in der Strahlungsleistung des Lasermoduls über die Möglichkeit der Mittelung ($m, l > 1$) hinaus durch Messung der Pulsenergie wirkungsvoll begegnen. Indem ein Teil des Laserlichtes, zum Beispiel über eine Lichtleitfaser, direkt auf einen (Laufzeit-) Sensorpixel gekoppelt würde, könnte die Pulsenergie direkt gemessen werden. Mit diesem Wert ist eine Korrektur der laufzeitproportionalen Meßwerte möglich (unter Berücksichtigung des Photonen- und Schaltungsrauschens sowie Dunkelstromrauschen im Sensor).

Die Forderung nach einem Bereich des Lichtpulses möglichst geringer Steigung rührt aus der Art der Entfernungsmessung: Das Integral über den angeschnittenen Laserpuls (siehe Abbildung 5.4, links) entspricht der Laufzeit des Laserpulses. Unter der Annahme, daß das gemessene Detektorsignal bei der Puls-Laufzeitmessung (während der Verschlußöffnungszeit) in erster Näherung linear abhängig von der akquirierten Photoenergie ist, genügt zur Puls-Laufzeitmessung ein reproduzierbarer Verlauf der emittierten Pulsleistung, so daß das zeitliche Integral der Leistung über den genutzten Zeitbereich eines Laserpulses monoton mit der Zeit steigt.

Bei konstanter Strahlungsleistung des Laserpulses ist die Steigung des Integrals sogar konstant und die Entfernung, respektive die Pulslaufzeit ist direkt proportional zum Integral, beziehungsweise zum detektierten Spannungshub des Sensors. Bei einer Steigung des Pulses im Meßbereich ungleich von Null wird der Zusammenhang komplizierter und die Laufzeitinformation beziehungsweise die Entfernung muß aus dem Sensorsignal aufwendiger berechnet oder über eine Look-Up Tabelle basierend auf Kalibrierungsdaten ermittelt werden.

Die Meßgenauigkeit des Entfernungskamerasystems hängt weiterhin vom Schaltungsrauschen des Sensors und anderen bestrahlungsunabhängigen Rauschquellen im System ab. Erst, wenn die Bestrahlungsstärke der Pixel ein Signal über diesem Rauschuntergrund erzeugt, ist es detektierbar. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, auch bei eingeschränkten Anforderungen an die Steigung des Lichtpulses im Meßbereich (siehe oben), nur das Intervall für die Messung zu nutzen, in dem die Ausgangsleistung des Lasers nahezu ihren Maximalwert (zum Beispiel 90%) erreicht. Anderenfalls wird der relative gemessene Entfernungsfehler gegebenenfalls stark mit der Entfernung variieren.

Die weitergehende Forderung nach einem möglichst trapezförmigen zeitlichen Pulsverlauf berücksichtigt, daß der gemessene Entfernungsfehler von dem gesamten akquirierten Photonenrauschen während der Verschlußöffnungszeit und dem Schaltungsrauschen abhängt. Mit der zeitlichen Variation der Pulsleistung während der Verschlußöffnungszeit variiert auch das erreichbare Signal-Rausch-Verhältnis bei dem Pulsanschnitt durch den Verschluß, beziehungsweise die erreichbare relative Tiefenauflösung nimmt entfernungsabhängig ab. Eine zu große Steigung im zeitlichen Strahlungsleistungsverlauf birgt in gleicher Weise das Risiko, daß Jitter in der Ansteuerung der Pulslichtquelle und des Kameraverschlusses die Messung überproportional beeinträchtigt. Eine geringe zeitliche Variation in der Ansteuerung von Pulslichtquelle und Verschluß führt zu großen Variationen des Sensorsignals, wenn der Verschluß in einem Bereich großer Steigung der Strahlstärke betätigt wird. Bei einem trapezförmigen Verlauf der Strahlungsleistung eines Pulses können die ansteigende und abfallende Flanke für die Laufzeitmessung ungenutzt bleiben. Das Integral über die ansteigende Flanke macht sich unter dieser Bedingung durch einen Offset im Ausgangssignal des Sensors bemerkbar und muß bei der Entfernungsberechnung korrigiert werden.

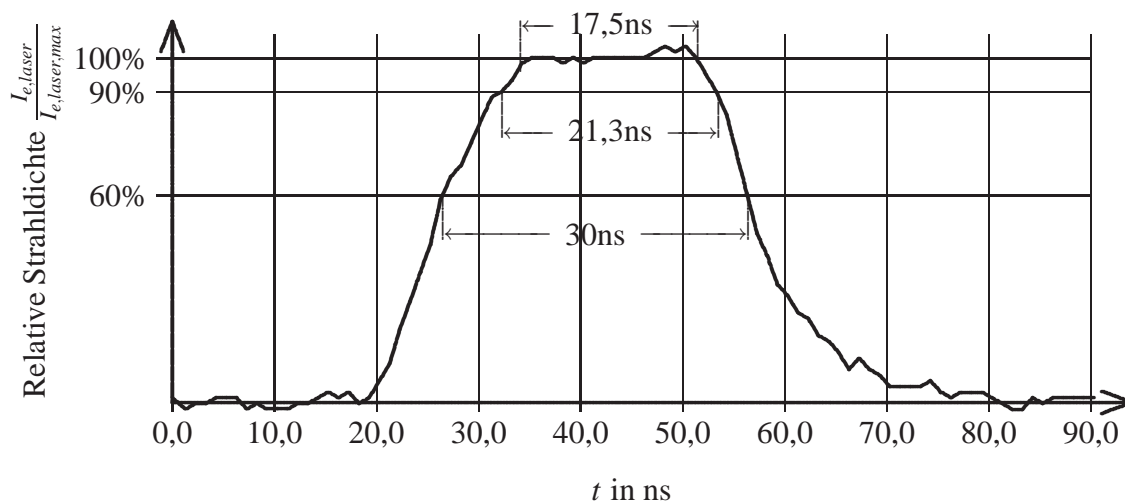


Abbildung 5.11: Typischer Zeitverlauf des Laserpulses (Quelle [208])

Der typische zeitliche Strahlungsleistungsverlauf eines Pulses entspricht der Abbildung 5.11. (Der Verlauf wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [208] aufgenommen.) Der Verlauf ist in grober Näherung trapezförmig, die Anstiegszeit auf 90% der maximalen Pulsleistung ist kleiner als 10ns, die Abfallzeit hingegen ist deutlich länger. Um den gesamten Lichtpuls erfassen zu können, ist eine Verschlußöffnungszeit von

mindestens 60ns nötig. Die Dauer des nutzbaren Pulsbereichs beträgt $\tau_0 \approx 21,3\text{ns}$ bei geringen Anforderungen an die Pulssteigung im Meßbereich und dem oben genannten Kriterium 90% der Maximalleistung des Lasers erreicht zu haben. Das entspricht einem Entfernungsmessbereich von bis zu $\Delta d = c\tau_0/2 \approx 3,2\text{m}$. Bei strengeren Anforderungen ist dieser Bereich weiter einzuschränken, zum Beispiel das $\tau_0 \approx 17,5\text{ns}$ Intervall in Abbildung 5.11, entsprechend dem Tiefenmessbereich von $\Delta d = c\tau_0/2 \approx 2,6\text{m}$.

5.2.5 Sicherheit der Beleuchtungseinrichtung

In dem Kapitel 5.2.2 wurde gezeigt, daß eine gute Entfernungsauflösung (in einem Belichtungszyklus), respektive ein großes Signal-Rausch-Verhältnis, eine möglichst hohe Lichtintensität der Pulsquelle gegenüber dem Fremdlicht erfordert (Worst-Case-Abschätzung für Sonneneinstrahlung, siehe Kapitel 5.2.3).

Dem stehen bei der Anwendung von aktiven, optischen 3D-Meßsystemen im Umfeld des Menschen Beschränkungen für den augensicheren Betrieb entgegen. Die Strahlungsleistung ist (unabhängig von der Art der Lichtquelle) nicht beliebig zu erhöhen, da es zur thermischen und bei einer Wellenlänge unterhalb von 400nm zur photochemischen Schädigung der Haut oder schlimmer, der Augen kommen kann. Im sichtbaren und nahen Infrarotbereich wird das Licht bis zum Erreichen der Netzhaut nur wenig gedämpft.

Im ungünstigsten Fall wird das Licht auf der Netzhaut in einem kleinen Brennfleck gebündelt. Das konzentrierte Licht kann dann in dem empfindlichsten Bereich des Auges, der Sehgrube (Fovea), gravierenden Schaden anrichten. Die Sehgrube belegt ein Areal von nur wenigen Quadratmillimetern und ist für das scharfe Sehen verantwortlich. Es ist offensichtlich, daß eine Schädigung der Augen eine gravierende Behinderung darstellt. Die Gefährdung von Personen durch die aktive Lichtquelle optischer Überwachungseinrichtungen muß daher unter allen Umständen ausgeschlossen sein. LASER- und LED-Lichtquellen (LED) vermögen Lichtbündel besonders hoher Energiedichte zu erzeugen und unterliegen daher besonderen Schutzvorschriften. Zu ihrer Beurteilung dient die Deutsche Norm für „Sicherheit von Lasereinrichtungen“ [48].

Lasereinrichtungen der Klasse 1 und bedingt der Klasse 1M entsprechend dieser Normschrift werden bezüglich der zugänglichen Strahlung als unbedenklich angesehen. Auch der direkte, ausdauernde Blick in den Lichtkegel einer Lasereinrichtung der Klasse 1 darf keine Schädigung bewirken. Lichtquellen der Laserklasse 1M sind bei verschlossenem Gerät augensicher, bis auf gewisse Ausnahmen. Aufgrund der höheren Leistung ist bei der Verwendung von optischen Instrumenten zur Beobachtung der Lichtquelle (zum Beispiel Feldstecher) eine mögliche Schädigung der Augen nicht auszuschließen. Generell wird die Strahlung im Wellenlängenbereich von 800nm bis 1400nm als besonders gefährlich eingestuft. Licht im nahen Infrarotbereich dringt kaum gedämpft bis zur Netzhaut vor, erzeugt aber keinen Sinneseindruck. Es wird also nicht störend wahrgenommen und führt daher auch bei direktem Blick in eine intensive Lichtquelle nicht zum Lidschlußreflex oder zu einer Abwendereaktion. Daher ist die Laserklasse 1 beziehungsweise 1M so bemessen, daß auch der dauerhafte Blick in die Licht-

quelle keinen bleibenden Schaden verursacht. Beleuchtungseinrichtungen für Überwachungseinrichtungen und Applikationen im menschlichen Umfeld sollten daher dieser Laserklasse⁴ genügen.

Laut der oben genannten DIN-Normschrift dominieren im angestrebten nicht sichtbaren, nahen Infrarotbereich $\lambda = 780 \dots 1050 \text{ nm}$ thermische Gewebeschäden (Katarakt, Verbrennung der Netzhaut).⁵ Problematisch bei der Verwendung von PulsLasern ist die Übertragung hoher Energiebeträge innerhalb kurzer Zeit. Bei sehr langen Pulsdauern hoher Energie kommt es zu einer Aufheizung des umgebenden Gewebes und zu einer großflächigen Schädigung. Andererseits kann die thermische Energie bei Pulsdauern im sub-Nanosekunden Bereich durch das Gewebe nicht schnell genug über Diffusionsprozesse oder mittelbar über Flüssigkeitsströme abgeführt werden. In der Folge kommt es zur thermischen Molekulanregung, so daß die kompliziert gefalteten Eiweißmoleküle, Proteine und Enzyme denaturieren, was zum Zelltod führen kann. Gerade die Molekülfaltung wird mitunter durch sehr schwache Bindungskräfte stabilisiert, die durch thermische Anregung überwunden werden können.

Der Maximalwert zulässiger Bestrahlung (MZB) entsprechend der Norm [48] definiert eine Obergrenze für die Bestrahlung der ausgeleuchteten Oberfläche, der durch die Pulsbeleuchtung für einen (augen-) sicheren Betrieb nicht überschritten werden darf. Dieser Wert begrenzt damit aber auch das erreichbare Verhältnis der maximalen Pulsbestrahlung zur maximalen Bestrahlung durch die Sonne oder andere Hintergrundlichtquellen an der Sensoroberfläche, respektive das erreichbare Signal-Rausch-Verhältnis bei intensiver Hintergrundbeleuchtung.

⁴ Die Laserklassen 2 und 2M für Lasereinrichtungen im sichtbaren Spektralbereich sind weniger regide und erlauben höhere Strahlungsleistungen. Das wird damit begründet, daß der Lidschlußreflex und eine Abwendereaktion bei direktem Blick in den Laserstrahl die Augen bei Einhaltung der Grenzwerte vor einer Schädigung schützen. Aktuelle Studien deuten hingegen an, daß bis zu 80% der Bevölkerung über keinen ausreichenden Lidschlußreflex im Sinne der Norm verfügen [27] und es wird empfohlen, die Lasersicherheit ohne Voraussetzung des Lidschlußreflexes sicherzustellen (zum Beispiel [195]). Die Anwendung von Beleuchtungseinrichtungen dieser Klassen für Überwachungseinrichtungen, denen Personen dauerhaft ausgesetzt sind, erscheint daher nach aktuellem Erkenntnisstand als fraglich. Daher sollten auch Beleuchtungseinrichtungen im sichtbaren Spektralbereich für diese Überwachungseinrichtungen der Laserklasse 1 beziehungsweise 1M genügen. Aber auch ohne die Möglichkeit zur Erhöhung der Strahlungsleistung ist die Verwendung sichtbaren Lichts vorteilhaft, da, wie eingangs erwähnt, integrierte Sensoren auf Siliziumbasis in diesem Bereich ihr Empfindlichkeitsmaximum erreichen können.

⁵ Wird eine Quelle im sichtbaren Wellenlängenbereich $400 \dots 780 \text{ nm}$ verwendet, kann es zu einer photochemischen Schädigung der Netzhaut (Photoretinitis) kommen. Dann ist die Laserleistung gegebenenfalls weiter zu beschränken.

In dieser Arbeit verwendete Puls laserquellen emittiert bei einer Wellenlänge von circa $895\text{nm} \leq \lambda \leq 915\text{nm}$ Impulse von 30ns Dauer und Wiederholraten der Laserimpulse von $f_{min} = 4\text{kHz}$ bis $f_{max} = 40\text{kHz}$. Analog zum Beispiel A5.5 auf Seite 83 und Tabelle 6 auf Seite 54 der Normschrift [48] kann die maximal zulässige Bestrahlung H_{MZB} beziehungsweise Bestrahlungsstärke E_{MZB} durch diese Quellen ermittelt werden.

Ein Einzelimpuls der Dauer $\tau_{puls} = 30\text{ns}$ aus einer kontinuierlichen Folge mit der Repetitionsfrequenz f darf für augensicheren Betrieb (Klasse 1, 1M) auch bei einem großen Öffnungswinkel des Lichtkegels keine Bestrahlung größer $H_{e,MZB,Pulsfolge}$ bewirken:

$$H_{e,MZB,Impulsfolge} = N^{-1/4} \cdot 5 \cdot 10^{-3} C_4 C_6 \frac{\text{J}}{\text{m}^2} = N^{-1/4} \cdot 12,00 \cdot 10^{-3} \frac{\text{J}}{\text{m}^2} \quad (5.27)$$

$$\text{mit: } C_4 = 10^{0,002 \cdot (\frac{\lambda}{\text{nm}} - 700)} = 2,399 \quad \text{für } \lambda \leq 890\text{nm} \quad (5.28)$$

$$C_6 = 1 \quad \text{für } \alpha \leq \alpha_{min} \quad \text{Näherung: Punktquelle} \quad (5.29)$$

$$C_7 = 1 \quad \text{für } 700\text{nm} \leq \lambda \leq 1050\text{nm} \quad (5.30)$$

$$N = f \cdot T_2 \quad (5.31)$$

Die Korrekturfaktoren C_4 , C_6 und C_7 sind aus der Tabelle 6, Seite 54 der Normschrift [48] entnommen. Das Austrittsfenster der Pulslichtquelle wird für diese Abschätzung näherungsweise als Punktlichtquelle angenommen, so daß die Winkelausdehnung der Lichtquelle vom Betrachter unter einem Winkel kleiner dem minimalen Winkel $\alpha_{min} = 1,5\text{mrad}$ im Sinne oben genannter Norm wahrgenommen wird. Die erlaubte Bestrahlung durch den Einzelpuls einer kontinuierlichen Folge ist um den Faktor $N^{-1/4}$ geringer als die mögliche Bestrahlung eines einzelnen Laserpulses, um die Akkumulation von Wärme im Gewebe zu berücksichtigen. N ist die Zahl der Einzelimpulse, die bei einem direkten Blick in die Beleuchtungseinrichtung im Beobachtungszeitraum τ_{mess} die Netzhaut erreichen. Es wird bei einer Beleuchtungseinrichtung im Dauerbetrieb ($t > 3 \cdot 10^4\text{s}$) der Beobachtungszeitraum auf $T_2 = 10\text{s}$ beschränkt betrachtet.⁶

Unter Berücksichtigung der Repetitionsrate $4\text{kHz} \leq f \leq 40\text{kHz}$ folgt für die maximal zulässige Bestrahlung $H_{e,MZB,Impulsfolge}(f)$ durch die Pulsquellen:

⁶ Entsprechend der Tabelle der Bewertungsfaktoren auf Seite 41 der DIN-Norm [48] ist für den Dauerbetrieb der Laserquelle ($\lambda = 890\text{nm}$) eine Bewertungszeit $T_2 = 10\text{s}$ anzusetzen; in dem vergleichbaren Beispiel A.5-5 der Normschrift wird jedoch eine Bewertungszeit $T_2 = 100\text{s}$ genannt aber mit $T_2 = 10\text{s}$ gerechnet.

$$\begin{aligned}
 H_{e,MZB,Impulsfolge}(4\text{kHz}) &= 848,5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{J}}{\text{m}^2} \\
 H_{MZB,Impulsfolge}(40\text{kHz}) &= 477,2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}
 \end{aligned}
 \tag{5.32}$$

Für das 3D-Meßverfahren werden rechteckförmige Lichtpulse genutzt, daher ist die Angabe der maximalen Bestrahlungsstärke auf der beleuchteten Oberfläche durch die Einzelpulse von besonderem Interesse:

$$\begin{aligned}
 E_{e,MZB,Impulsfolge} &= \frac{1}{\tau_{puls}} \cdot H_{MZB,Impulsfolge} \\
 E_{e,MZB,Impulsfolge}(4\text{kHz}) &= 28,3 \cdot 10^3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \\
 E_{e,MZB,Impulsfolge}(40\text{kHz}) &= 15,9 \cdot 10^3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}
 \end{aligned}
 \tag{5.34}$$

Die Bestrahlungsstärke durch die Einzelimpulse einer kontinuierlichen Folge darf selbst bei der maximalen Wiederholrate von 40kHz bis zu 15,9kW/m² erreichen.

Als weiteres Kriterium darf die gemittelte Bestrahlung durch die Pulsquelle den zulässigen Grenzwert für die mittlere Bestrahlung $E_{e,MZB,gemittelt}$ nicht überschreiten:

$$E_{e,MZB,gemittelt} = 10 C_4 C_7 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}
 \tag{5.35}$$

$$= 23,99 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad \text{für: } t > 3 \cdot 10^4 \text{s}
 \tag{5.36}$$

Zur Beurteilung der mittleren Leistung wird davon ausgegangen, daß die maximale Dauer eines Blicks auch bei absichtlicher Beobachtung der Quelle die Zeit $\tau_{blick} = T_2 = 10\text{s}$ nicht überschreitet. Bei einem Duty-Cycle der Laserbeleuchtung von maximal $\eta = \tau_{puls} \cdot f_{max} = 1,2 \cdot 10^{-3}$ wird die maximal zulässige mittlere Bestrahlung mit $\eta \cdot E_{e,MZB,Impulsfolge}(40\text{kHz}) = 19,1 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} < E_{e,MZB,gemittelt}$ selbst bei der höheren Repetitionsrate von 40kHz nicht erreicht.

Die Werte maximal zulässiger Bestrahlung beziehen sich auf die Beobachtung mit bloßem Auge ohne weitere Hilfsmittel, für das eine maximale Pupillenöffnung von 7mm angenommen wird. Werden auch optische Geräte in Betracht gezogen, reduziert sich der Wert für die maximal zulässige Bestrahlung um das Quadrat des Gewinns durch die Optik. Der Gewinn ist definiert über das Verhältnis der wirksamen Pupilleneintrittsöffnung des optischen Gerätes zur maximalen Pupillenaustrittsöffnung des Gerätes, beziehungsweise der Pupillenöffnung des Auges, falls die Austrittspupille kleiner als die maximale Augenpupille ist.

In oben genanntem Beispiel wird die Situation bei einem Fernglas mit $D_{ep} = 50\text{mm}$ Eintrittspupillenöffnung und geringerer Ausgangspupillenöffnung als die maximale Augenpupille diskutiert, so daß das gesamte eintretende Licht in das Auge fokussiert wird. Der Gewinn durch das Fernglas beträgt:

$$G_f = \left(\frac{D_{ep}}{D'_{ap}} \right)^2 \quad (5.37)$$

Dieses Beispiel entspricht einem handelsüblichen Feldstecher.⁷

Bei diesem Beispiel muß die maximal zulässige Bestrahlung bereits um den Faktor $G_f^{-1} \approx 1/51$ reduziert werden, um auch in diesem Fall Augensicherheit zu gewährleisten.

Bei Betrachtung ohne zusätzliche Hilfsmittel ist eine Bestrahlung der Oberfläche von $E_{e,MZB,Pulsfolge} = 28,3k \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ bei einer Pulsfrequenz von $f = 4\text{kHz}$ möglich. Werden optische Hilfsmittel in die Betrachtung einbezogen, wird die mögliche Bestrahlungsstärke weiter eingeschränkt, wie das Beispiel des Feldstechers mit der mittleren Bestrahlungsstärke $E_{e,MZB,Pulsfolge,Fernglas} = \frac{1}{51} 28,3k \frac{\text{W}}{\text{m}^2} = 554,5 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ für eine Wiederholrate von $f_{min} = 4\text{kHz}$ zeigt. Aber unter diesen Bedingungen kann ein Einzelimpuls die Hintergrundbestrahlung durch Sonnenlicht auch ohne eine zusätzliche Beschränkung des erfaßten Lichtspektrums deutlich übertreffen.

Um eine Personengefährdung vollkommen auszuschließen, darf der Wert der maximal zulässigen Bestrahlung auch nicht an der Austrittsöffnung der Pulsbeleuchtung überschritten werden. Anderenfalls muß ein Mindestabstand zur Lichtquelle sichergestellt werden, so daß der erreichbare Strahl genügend aufgeweitet nur noch geringe Bestrahlungsstärken außerhalb dieses Mindestabstandes erreichen kann.

Eine Erhöhung der Leistung der Pulsquelle ist beim Erreichen des MZB-Wertes nur noch durch eine entsprechende Vergrößerung der gleichmäßig ausgeleuchteten Austrittsöffnung der Lichtquelle zu gewährleisten (konstante Strahldichte). Im Falle einer ausgedehnten Lichtquelle ist das Auge nicht mehr in der Lage, die Lichtenergie in einem minimalen Brennfleck zu konzentrieren. Der ungünstigste Fall tritt bei akkomodiertem Auge auf, so daß die Bestrahlungsstärke an der Netzhaut die Bestrahlungsstärke an der Öffnung der Lichtquelle nicht übersteigt.

Es wird in der DIN-Schrift einschränkend darauf hingewiesen, daß die Empfehlungen für die Laserschutzklassen aus den besten zur Verfügung stehenden Informatio-

⁷ Die Austrittspupille des Instruments D_{ap} wird in der Berechnung gleich der maximalen Pupillenweite $D_{ap} = \text{MAX}\{7\text{mm}, D_{ap}\}$ des Menschen gesetzt, falls diese unterschritten wird.

nen aus experimentellen Studien erarbeitet wurden, aber wenig Erfahrung hinsichtlich wiederholt gepulster Laser bestünde. Daher seien die angegebenen Richtwerte nur als unscharfe und nicht präzise definierte Grenzen zwischen sicheren und gefährlichen Strahlungsleistungen und Bestrahlungsstärken zu verstehen.

5.2.5.1 Einfluß der optischen Übertragungsstrecke

Die abbildende Optik des Entfernungssensors und die Streuoptik der Lichtquelle haben zweierlei Einfluß auf die Meßgenauigkeit. Das ist zum einen die Begrenzung des lateralen Auflösungsvermögens und zum anderen der Gewinn oder Verlust in der Bestrahlungsstärke des Sensors (an der Sensoroberfläche gemessen).

Die abbildende Linsenoptik kann nur für einen begrenzten Schärfentiefebereich ein hinreichend scharfes Bild auf den Sensor projizieren (siehe Kapitel 3.3.1 und 3.3.3). Außerhalb des Tiefenschärfebereiches entwirft die Optik für einen Gegenstandspunkt ein scheibchenförmiges Bild, dessen Umfang über den Unschärfekreis mit dem Durchmesser u_n erfaßt wird. Mit der Definition, daß ein Bild mit dem Unschärfekreisdurchmesser kleiner oder gleich den Pixelabmessungen als „scharf“ abgebildet gilt, liefern die Gleichungen ?? und 3.13, Kapitel 3.3.1, den maximal zu überwachenden Schärfentiefebereich durch die Entfernungskamera für eine spezielle Optik.

Die Auswertung von Gleichung 3.14 liefert für den maximal geforderten Unschärfekreisdurchmesser von $u_n = 120\mu\text{m}$ entsprechend der minimal realisierten Pixelgeometrien (siehe Kapitel 7) die optimal zu wählende Blendenzahl $k_{opt} = 0,509$ für die Gegenstandsentsfernung g in dem Schärfetiefenbereich von $g_n = 20\text{cm} < g < 140\text{cm} = g_f$. Für die realisierte Entfernungskamera in dieser Arbeit wird ein Objektiv C418DX von Pentax mit der Brennweite $f = 4,8\text{mm}$ verwendet. Die minimale Blendenzahl $k = 1,8 > k_{opt}$ erlaubt Dank der großen Pixelabmessungen $\geq 120\mu\text{m}$ Kantenlänge, die Erfassung des gesamten Tiefenbereichs bei maximaler Blendenöffnung. Bei einer Vergrößerung des Meßbereiches oder Verkleinerung der Pixelgeometrie in zukünftigen Sensoren muß gegebenenfalls die Blendenöffnung $D_{ep} = f/k_{opt}(g_n, g_f)$ verringert werden.

Für die Betrachtung der Sensorbestrahlung in Abhängigkeit der optischen Übertragungsstrecke wird angenommen, daß sich die reflektierenden Oberflächen wie Lambert-Strahler behandeln lassen. Es wird der idealisierte Fall betrachtet, daß entsprechend der Abbildung 5.12 die optischen Achsen der abbildenden Optik des Sensors und der Streuoptik parallel und senkrecht zur Objektoberfläche ausgerichtet sind.

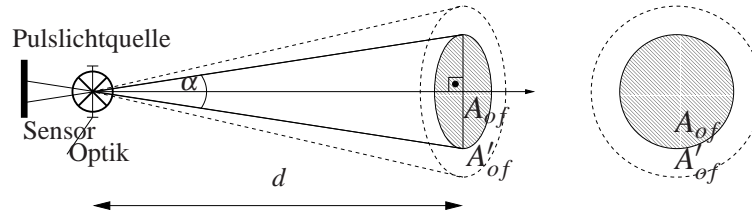


Abbildung 5.12: Ausleuchtung der Oberfläche

Das Sichtfeld des Sensors (schraffierte Fläche A_{of}) soll homogen von der Pulslichtquelle ausgeleuchtet sein. Die Pulslichtquelle bestrahlt daher die größere Fläche A'_{of} , um die Homogenität zu gewährleisten.

Für die Bestrahlungsstärke $E_{e,of,puls}$ an der Gegenstandsfläche durch die Pulsbeleuchtung mit der Strahlungsleistung $d\Phi_{puls}$ pro Oberflächenelement dA_{of} im Sichtbereich des Sensors gilt für diese Konfiguration:

$$E_{e,of,puls} = \eta_{streu} \frac{d\Phi_{puls}}{dA_{of}} \quad (5.38)$$

Der Transmissionsfaktor η_{streu} berücksichtigt die optischen Verluste in der Streuoptik der Pulsquelle zur Ausleuchtung der Szene. Die Bestrahlungsstärke in dem ausgeleuchteten Oberflächenbereich nimmt mit dem Quadrat der Entfernung ab.

Für das Flächenelement sei nun ein kreisförmiger Zuschnitt angenommen. Mit größer werdendem Abstand skaliert der Durchmesser des Flächenelements dA entsprechend dem Strahlensatz und man darf bezogen auf ein Flächenelement dA_0 im Abstand d_0 von der Pulsquelle schreiben:

$$\frac{dA_{of}}{dA_{of,0}} = \frac{d^2}{d_0^2} \quad (5.39)$$

Eingesetzt in Gleichung 5.38 kann die entfernungsabhängige Bestrahlungsstärke an der Gegenstandsfläche auf die Entfernung d_0 normiert angegeben werden:

$$E_{e,of,puls} = \eta_{streu} \frac{d\Phi_{puls}}{dA_{of,0}} \cdot \frac{d_0^2}{d^2} \quad (5.40)$$

Für die Abhängigkeit der Bestrahlungsstärke an der Sensoroberfläche von der Strahlendichte der Gegenstandsfläche wurde in Kapitel 5.2.3 mit der Näherung in Gleichung 5.24 für die Wirkung der Sonnenbestrahlung ein entfernungsunabhängiger Ausdruck gefunden, sobald die Gegenstandsentsfernung die Brennweite der Optik mit $d \gg f$ übertrifft. Die gleichen Annahmen haben unabhängig von der Lichtquelle auch für

die Pulsbeleuchtung Bestand. Für die Bestrahlungsstärke an der Sensoroberfläche durch die reflektierte Pulsbestrahlung kann folglich geschrieben werden:

$$E_{e,R,puls} = \eta_{optik} \cdot L_{e,of,puls} \cdot \Omega_0 \cdot \frac{1}{4k^2} \quad \text{für: } d \gg f \quad (5.41)$$

In der Gleichung 5.41 sind η_{optik} der Transmissionsfaktor der Optik, k die Blendenzahl der Optik, f die Brennweite der Optik und $L_{e,of,puls}$ die Strahldichte der Oberfläche. Ω_0 ist der Einheitsraumwinkel. Bei einer konstanten Strahldichte an der Gegenstandsfläche ist die Bestrahlungsstärke entfernungsunabhängig an der Sensoroberfläche konstant.

Die Strahldichte an der Gegenstandsfläche $L_{e,of,puls}$ hängt über den Reflektionsfaktor R von der Bestrahlungsstärke der Oberfläche $E_{e,of,puls}$ ab.

$$L_{e,of,puls} = R \cdot \frac{E_{e,of,puls}}{\Omega_0} \quad (5.42)$$

$$\Rightarrow \hat{E}_{e,R,puls} = \eta_{optik} \cdot R \cdot \frac{\Phi_{e,of,puls}}{A_{of}} \cdot \frac{1}{4k^2} \quad \text{für: } d \gg f \quad (5.43)$$

$$(5.44)$$

Durch einsetzen von Gleichung 5.40 in Gleichung 5.44 wird die Sensorbestrahlungsstärke in Abhängigkeit der gesamten Übertragungsstrecke gewonnen.

$$\hat{E}_{e,R,puls} = \eta_{optik} \cdot R \cdot \eta_{streu} \frac{d\Phi_{puls}}{dA_{of,0}} \cdot \frac{d_0^2}{d^2} \cdot \frac{1}{4k^2} \quad \text{für: } d \gg f \quad (5.45)$$

Die Gleichung 5.45 stellt die Sensorbestrahlung in Abhängigkeit von der Gegenstandsentsfernung d , den Transmissionsfaktoren η_{streu} und η_{optik} und der Reflektivität R normiert auf die Gegenstandsbestrahlungsstärke $E_{e,R,puls,0} = \frac{d\Phi_{puls}}{dA_{of,0}}$ im Abstand d_0 von der Kamera dar. Die Gleichung hat Gültigkeit für einen festen Öffnungswinkel α der Streuoptik. Es fällt auf, daß die Bestrahlungsstärke an der Sensoroberfläche mit dem Quadrat der Entfernung abnimmt, wenn der Öffnungswinkel der Beleuchtungseinrichtung für alle Gegenstandsentsfernungen d beibehalten und nicht angepaßt wird.

Die Entfernungsauflösung des Sensors ist begrenzt durch die rauschäquivalente Lichtleistung (NEP) In Bezug auf die Entfernungsmessung bedeutet das, daß bei größeren Entfernungen entweder die Strahlungsleistung der Pulslichtquelle angepaßt oder über mehr Messungen gemittelt werden muß, um mit zunehmender Entfernung die gleichen absoluten Meßfehler garantieren zu können.

Einleitend wurde davon ausgegangen, daß die ausgeleuchtete Fläche größer als die erfaßte Gegenstandsfläche durch den Bildsensor ist, um im Meßbereich eine homogene Bestrahlungsstärke sicherstellen zu können. Dadurch geht Strahlungsleistung

der Pulslichtquelle für die Entfernungsmessung verloren. Es kann nun ein Verlustfaktor η_{ver} definiert werden, der das Verhältnis der ausgeleuchteten Nutzfläche A_{of} zur bestrahlten Fläche A'_{of} abhängig vom Öffnungswinkel des Strahlkegels der Pulslichtquelle α' und des Öffnungswinkels α der abbildenden Optik berücksichtigt. Der Strahlensatz liefert hierfür entsprechend Abbildung 5.12:

$$\eta_{ver} = \frac{A_{of}}{A'_{of}} = \frac{\left(\tan(\alpha/2)\right)^2}{\left(\tan(\alpha'/2)\right)^2} \quad (5.46)$$

Mit diesem Verlustfaktor kann die Strahlungsleistung in der Nutzfläche bestimmt werden und so die Sensorbestrahlung in Abhängigkeit der Öffnungswinkel von der abbildenden Optik und der Streuoptik angegeben werden:

$$\hat{E}_{e,R,puls} = \eta_{optik} \cdot R \cdot \eta_{streu} \cdot \eta_{ver} \cdot \frac{d\Phi_{puls}}{dA_{of,0}} \cdot \frac{d_0^2}{d^2} \cdot \frac{1}{4k^2} \quad \text{für: } d \gg f \quad (5.47)$$

Der Verlustfaktor η_{ver} gibt an, zu welchem Teil die emittierte Strahlungsleistung der Pulslichtquelle genutzt wird.

5.2.6 Einfluß von Jitter auf die Laufzeitmessung

Zeitlicher Jitter in den Signalen zur Verschußsteuerung und in der Lichtpuls erzeugung (Abbildung 5.4, rechts) macht sich durch Laufzeit- und Entfernungsmessfehler bemerkbar. Die Steuersignale für den Entfernungsbildsensor und für die Lasersteuerung werden sensorextern im Kamerasystem erzeugt (vergleiche Kapitel 6). Auch wenn in dieser Arbeit die Entwicklung der sensorinternen Schaltung zur Entfernungsmessung respektive Laufzeitmessung im Vordergrund steht, kann der Einfluß der Sensoransteuerung und Lichtpuls erzeugung nicht ganz außer Acht gelassen werden. An dieser Stelle soll konkret nur der Einfluß auf die Shuttersteuerung und die Laserpuls erzeugung betrachtet werden, das heißt, es wird der Einfluß durch die Hintergrundlichtmessung für eine grobe Abschätzung außer Acht gelassen.

Die relative Verschiebung von Lichtpuls und Verschußzeitfenster durch den Taktsignaljitter bewirkt eine proportionale Änderung der Überlappungszeit $\Delta\tau$ bei der Entfernungsmessung (vergleiche dazu die Abbildung 5.4 und 5.5, links). Aus der Überlappungszeit $\Delta\tau$ wird gemäß Gleichung 5.1 die Laufzeit τ_f des Lichtpulses und schließlich über die Proportionalität zur Lichtgeschwindigkeit c und Pulsdauer τ_0 die Entfernung und daraus der Einfluß von Jitter auf die Entfernungsmessfehler ermittelt:

$$d = \frac{c}{2} \tau_f = \frac{c}{2} (\tau_0 - \Delta T) \quad \Rightarrow \quad \overline{d_n^2} = \left(\frac{c}{2}\right)^2 \cdot (\overline{\tau_{n,0}^2} + \overline{\Delta\tau_n^2}) \quad (5.48)$$

Jitter bei der Verschlußsteuerung und bei der Ansteuerung der Lichtpulserzeugung geht jeweils in τ_0 und ΔT ein. In dem Kamerasystem entsprechend Kapitel 6 wird für die Erzeugung der Steuersignale ein FPGA XCV100-5 von Xilinx eingesetzt, das gemäß Datenblatt [275] mit einem Jitter von $\sqrt{\tau_{n,shut}^2} = 60\text{ps}$ für die interne Taktversorgung mittels Delay-Locked-Loops spezifiziert ist.

Der Jitter bei der Lichtpulserzeugung geht nur einmal in ΔT ein. Für die Pulsbeleuchtung wird die Puls laserquelle iRLS-0/80-030/060-4S12-A2-S10-11 von Laser Components eingesetzt. Der zeitliche Jitter ist für dieses Lasermodul kleiner als $\tau_{n,quelle} = 100\text{ps}$ typisch laut Datenblatt [146] spezifiziert.

Mit diesen Angaben kann eine grobe Abschätzung des maximalen Entfernungsfehlers durch Jitter versucht werden. Mit $\overline{\tau_{n,0}^2} = \overline{\tau_{n,shut}^2}$ und $\overline{\Delta\tau_n^2} = \overline{\tau_{n,shut}^2} + \overline{\tau_{n,quelle}^2}$ liefert die Gleichung 5.48 einen Entfernungsmeßfehler durch Jitter im Kamerasystem (ohne Berücksichtigung des Sensors) von $\sqrt{\overline{d_n^2}} = 1,97\text{cm}$. Das bedeutet, wenn das verwendete Laufzeit-Meßprinzip für hochauflösende Entfernungsmessungen optimiert werden soll, muß das Kamerasystem noch einer sorgfältigen Untersuchung und Optimierung hinsichtlich Taktjitter und Jitter in der Lichtpulserzeugung unterworfen werden.

5.3 Photodetektoren für die Puls-Laufzeit-Messung

Im vorangehenden wurde deutlich, daß zum Teil erhebliche Anforderungen an die Photodetektoren zu stellen sind. Innerhalb von Meßzeiten unter 30ns soll ein Lichtpuls möglichst linear erfaßt werden, um im Anschnitt mit dem Verschlußzeitfenster die Laufzeit bestimmen zu können. Zugleich bedingt die quadratische Abhängigkeit der Bestrahlungsstärke an der Sensoroberfläche von der Entfernung einen erheblichen Dynamikbereich schon auf kurzen Distanzen. Daher soll vorbereitend für das folgende Kapitel 7, in dem die 3D-Bildsensorrealisierungen diskutiert werden, die optimal zu wählende Photodetektorstruktur eingegrenzt werden.

In Kapitel 4.3 wurden bereits verschiedene Möglichkeiten genannt, Photodetektoren in Halbleiterprozessen zu realisieren. Mit CMOS-Prozessen gut verträglich sind einfache pn-Dioden aus beispielsweise n^+ -Kontaktdiffusionen zum p-Substrat oder wie im Schnittbild 5.13 schematisch dargestellt, aus n-Wannendiffusionen zum p-Substrat.

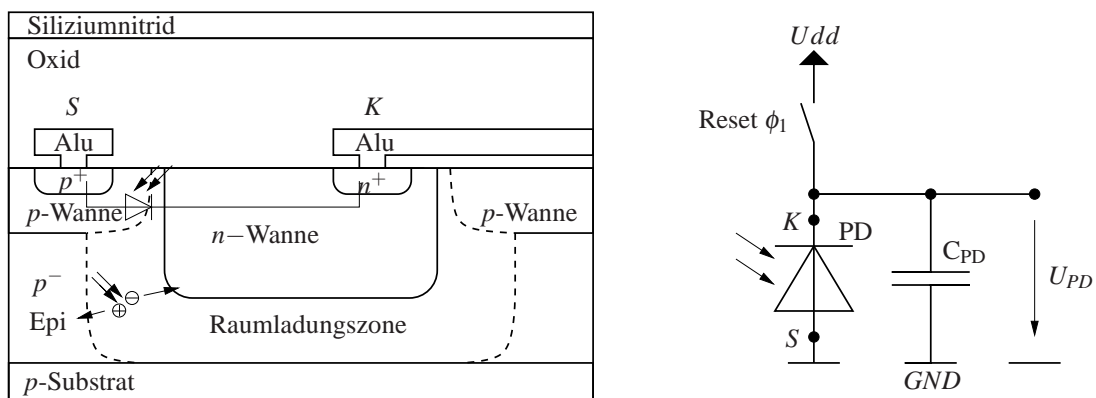


Abbildung 5.13: n-Wannen/ p-Substrat pn-Photodiode

Die pn-Photodiode stellt die einfachste Realisierung eines Photodetektors dar und läßt sich auch ohne eine Modifizierung des CMOS-Prozesses realisieren.

Das n-Diffusionsgebiet in Abbildung 5.13 ist der Kathodenanschluß (K) der Photodiode und das p-Substrat bildet die gemeinsame Anode aller Photodetektoren.

Wenn die pn-Photodiode in Sperrichtung vorgespannt ist, bildet sich um die n-Wanne eine Raumladungszone aus, in der photogenerierte Elektron-Loch Paare getrennt werden. Während die Elektron-Loch-Paare in der Raumladungszone getrennt werden und auf die leitenden Kontaktgebiete der Diode zu driften, influenzieren sie in die Kontakt-

gebiete einen Verschiebungsstrom, der über die Diodenkontakte bereits während der Ladungstrennung gemessen werden kann (im Unterscheid zu CCD- und Photogate-Strukturen).

Eine häufig gewählte Betriebsart der pn-Photodiode in integrierten CMOS-Bildsensoren ist in der Abbildung 5.13 rechts dargestellt. Zu Beginn einer Messung wird die parasitäre Kapazität der Photodiode auf das Betriebsspannungspotential des Bildsensors vorgeladen. Hierzu wird der Resetschalter ϕ_1 geschlossen, und die Kathode wird positiv vorgeladen. Die effektive parasitäre Kapazität C_{PD} der Photodiode hängt von der Weite der Raumladungszone und den Flächen der Diodenkontakte ab. Die parasitäre Kapazität ist nichtlinear abhängig von der Weite der Raumladungszone und darüber abhängig vom Ladungszustand, respektive dem Spannungsabfall über die Photodiode (vergleiche Kapitel 4.3). Dieser Effekt kann nur bei geringen Spannungshüben vernachlässigt werden, wenn die Photodiodenkennlinie in einem Arbeitspunkt durch ihre Tangente durch diesen Punkt angenähert werden darf.

Nach dem Öffnen des Resetschalters beginnen die photogenerierten Elektronen den positiven Ladungsüberschuß auf der Kathode abzubauen. Es stellt sich bei konstanter Bestrahlung der Photodiode ein zeitabhängiger Spannungsabfall über die Photodiode ein, der mit der Zeit zunimmt. Bei konstanter Diodenkapazität ist der Spannungsabfall über die Photodiode dem Integral der gesammelten Photoelektronen auf der Kathode proportional. Dieser Spannungsabfall läßt sich in der CMOS-Technologie mit einem Sourcefolger als Ausleseverstärker mit kapazitivem Eingang entkoppeln, so daß der Auslesevorgang den Integrationsprozeß der Photoelektronen auf der Kathode der Photodiode nicht stört. Weil bei dieser Schaltungsvariante der pn-Photodiode Photoelektronen auf der Kathode gesammelt, das heißt integriert werden, wird dieser Modus auch als integrierender Betrieb der Photodiode bezeichnet („photon flux integrating mode“ [265]).

Alternative CMOS-verträgliche Photodetektorstrukturen sind zum Beispiel das Photogate, in Abbildung 5.14 skizziert, oder darauf abhebend der **Photo Misch Detektor** (PMD), Abbildung 5.15.

Bei dem Photogate wird, wie bei einem CCD-Sensor die Raumladungszone unter einer leitenden positiv vorgespannten Platte (Anschluß G_1) im p-Substrat erzeugt. Die Platte ist durch eine dünne Oxidschicht vom Substrat isoliert, so daß sich an der Oxidschicht im Substrat ein Potentialtopf (Inversionsschicht) ausbildet, in dem die photogenerierten Elektronen gesammelt werden (siehe „1.“ in Abbildung 5.14). Nach dem Integrationsprozeß werden die gesammelten Ladungen durch ein laterales Feld über das

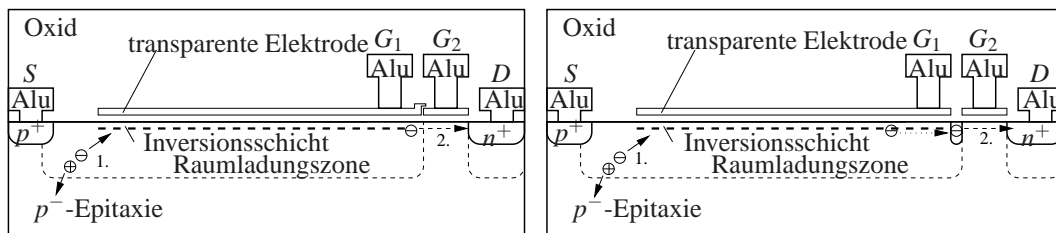


Abbildung 5.14: Photogate

Auslesegate (Anschluß G_2) auf den Ausleseanschluß D verschoben (siehe „2.“ in Abbildung 5.14). An diesem Anschluß kann das Signal wie bei der Photodiode, entsprechend Abbildung 5.13 rechts, mit einem hochohmigen Ausleseverstärker abgenommen werden und nach dem Auslesen durch Betätigen des Resetschalters gelöscht werden.

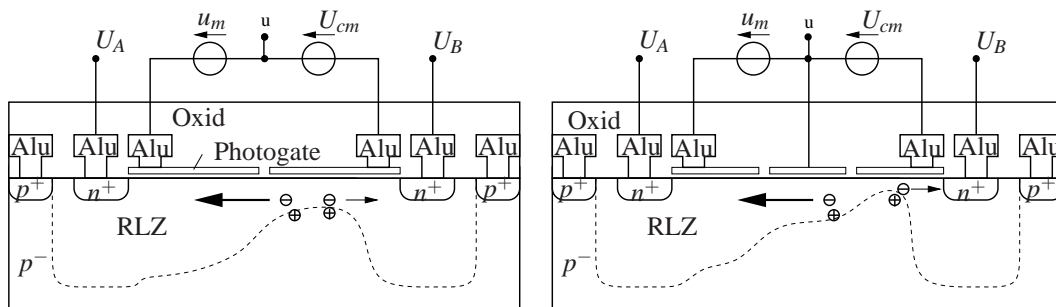


Abbildung 5.15: Photomischer (Photonic Mixer Device)

Der Photo-Misch-Detektor arbeitet prinzipiell ähnlich wie das Photogate, nur wird hier die photogenerierte Ladung durch ein umkehrbares laterales elektrisches Feld, auf verschiedene Auslesekontakte umgeleitet. Auf diese Weise kann das Photosignal direkt mit einem elektrischen Signal zur Steuerung des lateralen E-Feldes gemischt werden. Dieses Prinzip wird auch zur Laufzeitmessung mit kohärent moduliertem Träger genutzt [239, 220, 226, 227, 167, 276, 216, 98, 84, 85, 276], oder direkt mit CCD-Strukturen realisiert (Lock-In Pixel [231, 239, 240, 238, 138, 143, 140, 141, 144]). Für die Realisierung des in dieser Arbeit genutzten Verfahrens ist es aber von Nachteil, das zusätzlich zu der Zeit für die Ladungstrennung Zeit zum Verschieben der Ladungen auf den Ausleseknöten aufgewendet werden muß. Bei dem Verschieben wird der Integrationsprozeß nicht instantan abgebrochen, sondern nur langsam und kontinuierlich beendet, denn die Elektronen lassen sich maximal nur mit ihrer vom Halbleitermaterial

abhängigen spezifischen Sättigungsgeschwindigkeit bewegen, während die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen im Material deutlich schneller sein kann.

Zudem stehen in Standard-CMOS-Technologien normalerweise keine transparenten Gates zur Verfügung. Selbst die Verwendung von Polysiliziumschichten, wie für MOS-Gates erfordert gegebenenfalls eine Technologieänderung, weil diese Polysiliziumschichten in der Regel mit einer Metallsiliziumschicht versehen sind, um die Leitfähigkeit zu steigern. Dadurch weisen die Polysiliziumschichten einen hohen Dämpfungsfaktor für Licht auf. Aber auch ohne Silizidierung dämpfen die Polysiliziumschichten vermutlich aufgrund vieler freier Ladungsträger durchgehendes Licht.

Für die Erfassung kurzer Lichtpulse erscheint es daher günstiger, auf die einfache pn-Diode zurückzugreifen, bei der der Photostrom schon bei der Ladungstrennung über die Influenzwirkung auf die Kontaktgebiete der Diode abgenommen werden kann. Bei der direkten Licht-Laufzeitmessung mit steilflankigen Lichtimpulsen in der Größenordnung von 30-100ns Länge kommt der Schnelligkeit und damit der Modulationsgrenzfrequenz des Photodetektors einige Bedeutung zu. Wie im Kapitel 5.2.4 erläutert, ist vor allem der konstante Teil des Impulses für die Laufzeitmessung nutzbar. Mit der Nutzung des nichtlinearen Bereichs würden zusätzliche Korrekturmaßnahmen nötig und zudem wäre die Messung im nichtlinearen Bereich mit einem großen Fehler behaftet. Für den Detektor (Photodiode) erfordert dies eine hohe Modulationsgrenzfrequenz, damit durch die Detektion das Signal möglichst geringer zusätzlicher Verzerrung unterworfen ist. Gleichzeitig ist ein hoher Quantenwirkungsgrad (hohe Empfindlichkeit) bei einem großen Dynamikbereich zu fordern.

Um diese teils gegenläufige Forderungen zu erfüllen, sind folgende Maßnahmen für das Design der pn-Photodiode zu ergreifen:

- Der pn-Übergang und damit die Raumladungszone müssen möglichst nahe der Halbleiteroberfläche realisiert werden. Dadurch wird einerseits die Dämpfung durch Halbleiterschichten über der aktiven Raumladungszone reduziert. Andererseits kann so erreicht werden, daß ein möglichst hoher Anteil des Diffusionsstromes aus dem oberen Halbleiterkontakt durch Oberflächenrekombination eliminiert wird, beziehungsweise bei einer sehr dünnen Schicht nach kürzester Zeit in die Raumladungszone dringt. So wird die Diffusionszeitkonstante für diesen Bereich signifikant herabgesetzt.
- Für die oberste dünne Schicht sollte vorteilhaft das Halbleitermaterial mit der größeren Diffusionskonstante für Minoritätsträger gewählt werden. Für Silizi-

um basierte Technologien ist das der p-Halbleiter, da die Elektronen im Silizium eine wesentlich höhere Beweglichkeit und Diffusionskonstante als Löcher zeigen. Dadurch ist eine weitere Reduktion der Diffusionszeitkonstante erreichbar, zudem ist für diese Ladungsträger die Driftzeit für das Durchqueren der Raumladungszone geringer.

- Es muß ein Kompromiß zwischen der Weite der Raumladungszone und der tolerierbaren Driftzeit gefunden werden. Eine weite Raumladungszone ist gleichbedeutend mit einer hohen Empfindlichkeit, da der exponentiell abklingende Photonenstrom größtenteils in der Raumladungszone umgesetzt wird. Im gleichen Maße der umgesetzte Photostrom in der Raumladungszone zunimmt, nimmt der Diffusionsanteil des Photostroms im unteren Halbleiterbereich ab. Der Diffusionsanteil kann auf ein unbedeutendes Maß reduziert werden. Eine weite Raumladungszone bedeutet auch eine verringerte Sperrschichtkapazität und folglich eine Reduktion der Zeitkonstante für die Ladungstrennung. Hingegen steigt proportional zur Weite der Raumladungszone die Driftzeitkonstante.
- Die Lichtempfindlichkeit einer lateralen Photodiode kann weiter gesteigert werden, wenn der obere Halbleiterkontakt in der Form einer durchbrochenen Struktur, zum Beispiel als Ring oder Kamm, gefertigt wird. Zwischen den Halbleiterstreifen des oberen Kontaktes dringt die Raumladungszone bis an die Oberfläche des Halbleiterkristalls. An diesen Stellen koppelt das Licht direkt und nur gering gedämpft in die Raumladungszone ein und erzeugt vorwiegend die Driftstromkomponente. Diese Strukturierung ist vorallem für die Detektion von blauen Lichtanteilen interessant, für den roten und infraroten Bereich relativiert sich der erreichbare Nutzen, da diese Lichtkomponenten aufgrund des niedrigen Absorptionskoeffizienten tiefer in den Halbleiterkristall eindringen. Technologiebedingt ist jedoch gegebenenfalls der oberflächennahe Bereich hochdotiert, so daß dotierungsbedingt und durch die Formgebung des Halbleiterkontaktes die Kapazität der Photodiode überproportional zunimmt. Der Gewinn in der Stromempfindlichkeit wird dann durch eine Erhöhung der Zeitkonstante für die Ladungstrennung, beziehungsweise durch einen verringerten Hub bei der Spannungsauslese erkauft.
- Zur Reduktion der Bahnwiderstände ist es sinnvoll, tiefliegende Bereiche der Photodiode, die keinen signifikanten Beitrag zum Photostrom liefern, hochdotiert auszuführen. Gleichzeitig wird die Rekombinationsrate erhöht und die freie Weglänge für Minoritäten herabgesetzt, so daß Diffusionsströme aus diesem Bereich unterdrückt werden.

- Unabhängig von der Strukturierung der Halbleiterbereiche der Photodiode kann eine Erhöhung des Quantenwirkungsgrades durch aufbringen einer Antireflexschicht und Strukturierung der Oberfläche erreicht werden. Dieser Themenkreis wird zum Beispiel in [31] eingehender betrachtet.
- Interferenzeffekte an der Oberflächenstruktur können zu einer lichtfrequenzabhängigen Modulation der Photodiodenempfindlichkeit führen. Durch Mode-Hopping- und Mode-Oosing-Effekte in der Pulslichtquelle bei Verwendung eines Lasers mit gepulsten Laserdioden können die Intermodulationserscheinungen beider Effekte zu einem zusätzlichen Rauscheintrag in der Entfernungsmessung führen (vergleiche Kapitel 5.2.4). Um diesen Effekt zu reduzieren, ist es möglich, eine Feinstrukturierung der Photodiodenoberflächen vorzunehmen. Mittels vieler kleiner Ätzgruben in der Größenordnung der Laserwellenlänge sind alle relativen Schichtdicken auf der Photodiode in der Variationsbreite der Laserwellenlänge gleichhäufig verteilt, und es mitteln sich Interferenzeffekte über die Photodiodenfläche aus. Die lichtfrequenzabhängige Photodiodenempfindlichkeit wird geglättet. Bei noch kleineren Strukturgrößen ist der Effekt eher einer kontinuierlichen Anpassung des Brechungsindex von Luft im Übergang zur Siliziumoxidschicht ähnlich. Hier kann zudem eine deutlich bessere Einkoppelung des Lichtes in die Photodiode erreicht werden, und die Empfindlichkeit der Photodiode gesteigert werden. Untersuchungen zu diesem Themenkomplex finden sich in [31].

Kapitel 6

3D-Kamerasystem

Um die 3D-Bildsensoren in Betrieb nehmen zu können, ist eine geeignete Systemumgebung notwendig. Daher wurde zur Evaluierung der 3D-Bildsensoren eigens ein Kamerasystem entwickelt. Das Ziel der Entwicklung war es, ein möglichst universelles System zu erhalten, das auch den Weiterentwicklungen des 3D-Sensors genügt. Dieses Vorgehen erscheint nicht zuletzt deshalb zweckmäßig, da das Kamerasystem ebenfalls unweigerlich Einfluß auf die Meßdaten hat.

Das Rauschen der analogen Ausleseschaltungen und das Quantisierungsrauschen der Analog-Digital-Wandler im Kamerasystem sind prinzipiell nicht vom Rauschen der Bildsensoren zu unterscheiden. Unter der Annahme, daß alle Rauschbeiträge im Kamerasystem unkorreliert sind, entspricht das Quadrat des Gesamtrauschens des Systems der Summe der Quadrate der Einzelkomponenten. Solange die Rauschanteile des Sensors in der Größenordnung des weiteren Systemrauschens liegen, sind plausible Rückschlüsse auf das Sensorrauschen möglich. Auf diese Weise ist auch ohne Änderung des Kamerasystems eine vergleichende Analyse der Entfernungsbildsensoren möglich und der Fortschritt in der Entwicklung dokumentierbar. Würde zu jedem Bildsensor ein eigenes Kamerasystem entwickelt werden, wäre eine qualitative Verbesserung im Sensordesign ohne eine sorgfältige Evaluierung des Kamerasystems nicht darstellbar.

Das gesamte Kamerasystem umfaßt ein Kameramodul und einen Steuer-PC zur Kamerasteuerung und Bildverarbeitung. Einen groben Überblick über die Systemkomponenten gibt die Abbildung 6.1. Das Kameramodul beinhaltet den 3D-Bildsensor und eine Pulslichtquelle inklusive Ansteuerelektronik und Spannungsregelung. Die Ansteuerelektronik erzeugt alle notwendigen Signale zur Ablaufsteuerung der Tiefen-

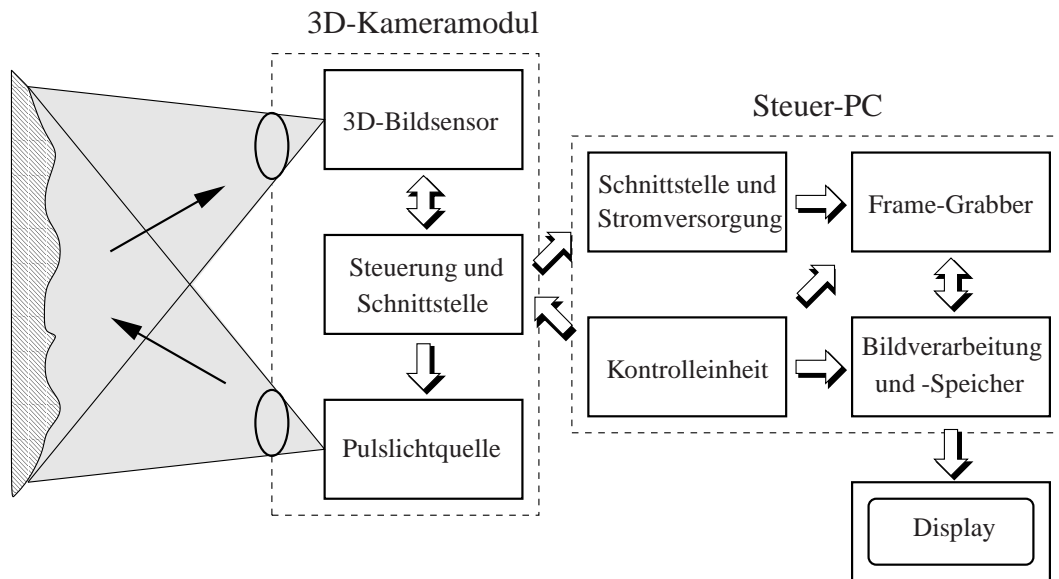


Abbildung 6.1: Aufbau des 3D-Kamerasystems

bildakquisition. Anschließend werden die Meßdaten aus dem 3D-Bildsensor analog ausgelesen und für die Weiterverarbeitung digitalisiert. Die digitalisierten Meßdaten werden anschließend über eine LVDS-Schnittstelle an einen PC mit Frame-Grabber (Matrox Meteor II oder Pulsar) zur Datenakquisition, -verarbeitung und schließlich zur Visualisierung übertragen.

Die Auswertung der Meßsignale und die Berechnung der Entfernungsbilder aus den Meßdaten entsprechend Gleichung 5.9 Kapitel 5.1 erfolgt erst in dem PC. Auf diese Weise besteht Zugriff auf die Rohdaten des Sensors zur statistischen Auswertung und Sensorvermessung. Die Stromversorgung des Kameramoduls erfolgt in der Regel ebenfalls über den PC.

Die Funktion und der Aufbau des Kameramoduls wird in dem folgenden Kapitel 6.1 detaillierter erläutert. Die Erklärung der Bildverarbeitung und Visualisierung erfolgt anschließend in dem Kapitel 6.3.

6.1 3D-Kameramodul

Das Blockschaltbild des Kameramoduls ist in der Abbildung 6.2 detaillierter wiedergegeben. Das Kameramodul besteht aus zwei Untereinheiten: Der Pulslichtquelle und ei-

ner Kameraplatine (im gestrichelten Rahmen gefaßt), die den 3D-Bildsensor aufnimmt und alle nötigen Komponenten zur Ansteuerung, Datenwandlung und Aufbereitung für die Übertragung an einen PC umfaßt.

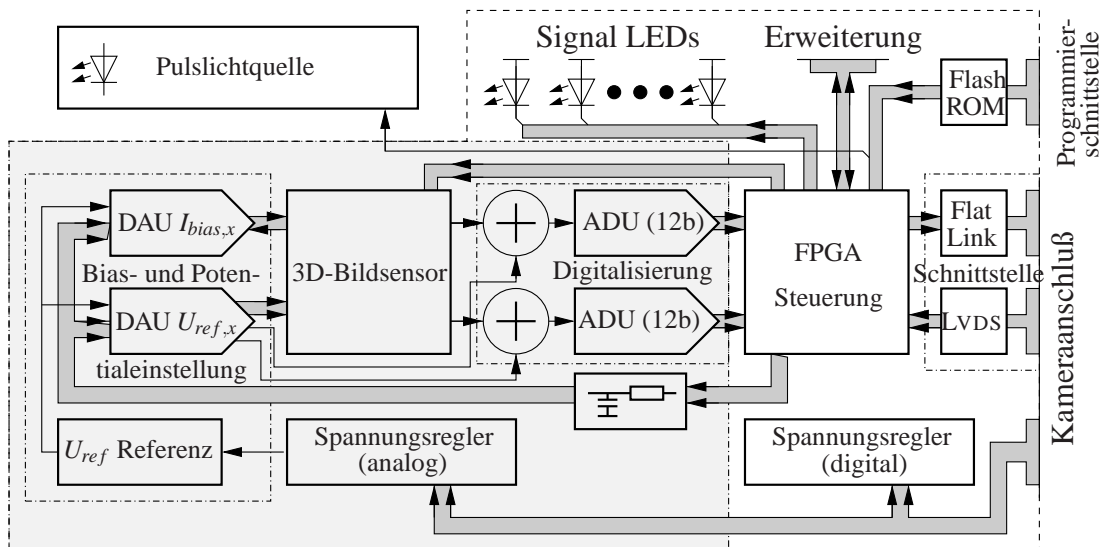


Abbildung 6.2: Blockschaltbild des Kameramoduls

Für die Pulslichtquelle haben sich Puls laserquellen auf der Basis von Laserdioden-Stacks bewährt (zum Beispiel [145, 146], Laser Components), die in der Lage sind, kurze Pulse im Bereich einiger zehn Nanosekunden Pulsbreite bei hoher Strahlungsleistung bis in den 100W Bereich und sehr konstanter Pulsleistung zu generieren. Die Leistungsaufnahme ist entsprechend der Pulsfrequenz von 4-40kHz mit $P \leq 2W$ gering und es sind keine Abwärmeprobleme durch hohe Verlustleistungen zu erwarten. Die Ansteuerung erfolgt über ein TTL-kompatibles Signal von dem Steuer-FPGA auf der Kameraplatine.

Die Komponenten auf der Kameraplatine sind in Abbildung 6.2 durch einen gestrichelten Rahmen gefaßt. Ein zentrales Bauelement ist der 3D-Bildsensor. Für den Betrieb benötigt der Bildsensor Referenzströme (Biasströme der Sourcefolger und Operationsverstärker) und -spannungen, mit denen die Biasstromversorgung der Sensorpixel und Operationsverstärker im Sensor eingestellt und die Arbeitspotentiale der Differenzeingangsstufen der internen Operationsverstärker ($U_{OP,ref}$) sowie die Resetpotentiale der Photodioden ($U_{ref,PD}$) eingestellt werden. Die verschiedenen Referenzströme und Spannungen werden auf der Kameraplatine durch Digital-Analog-Wandler aus einer festen Referenzspannung U_{ref} abgeleitet. Die gemeinsame feste Referenzspannung

U_{ref} wird von einer sehr konstanten Referenzspannungsquelle abgeleitet. Dadurch sind alle Biasströme und Referenzpotentiale auch im Betrieb des Kameramoduls programmierbar und situationsbedingt leicht anzupassen. Auf die Referenzeinstellung wird in dem Kapitel 6.1.1 tiefergehend eingegangen.

Weil die Referenzeinstellung gegen Störungen empfindliche Parameter des 3D-Bildsensors beeinflusst, werden hierfür statische Digital-Analog-Wandler eingesetzt. Zusätzlich sind die digitalen Steuerleitungen für die Digital-Analog-Wandler über RC-Tiefpässe geführt, um hochfrequente Störungen aus der digitalen Steuerung (das FPGA, betrieben bei 66,6MHz) möglichst zu unterdrücken. Für die Funktion der Wandler stellt dies keinen Nachteil dar, weil die Referenzspannungen und -ströme nur langsam einstellbar sein müssen. Eine weitere Maßnahme, um hochfrequente Störeinkopplungen aus der digitalen Steuerung von den analogen Schaltungskomponenten fernzuhalten, ist eine konsequente funktionale Trennung dieser Komponenten. Es erfolgt eine getrennte Stromversorgung der analogen (grau unterlegt) und der digitalen Schaltungskomponenten mittels eigener Spannungsregler für die Versorgungsspannungen. Alle Schaltungskomponenten teilen sich aber eine gemeinsame Masseebene.

Rechts des 3D-Bildsensors schließen sich die 12-Bit Analog-Digital-Wandler zur Digitalisierung der analogen Sensorausgangssignale an. Der Bildsensor wird über zwei analoge Ausgangskanäle ausgelesen. Zur Potentialanpassung der Sensorausgänge an die Analog-Digital-Wandler werden zusätzliche einstellbare Referenzspannungen von den Digital-Analog-Wandlern links im Bild 6.2 bereitgestellt und in analogen Addierstufen mit dem Sensorsignal vor der Digitalwandlung verrechnet. Die Digitalisierung der Sensordaten wird im Kapitel 6.1.2 behandelt. Die digitalen Sensordaten werden an das FPGA weitergereicht, in dem diese für die gegebenenfalls asynchrone Übertragung an den PC zwischengespeichert und gegebenenfalls weiter vorverarbeitet werden.

Die digitale Ansteuerung des Bildsensors und der übrigen Komponenten ist mit einem FPGA (XCV100 von Xilinx) realisiert worden. Es ist rechts der Analog-Digital-Wandler in Abbildung 6.2 zu finden. Das FPGA übernimmt verschiedene Aufgaben (siehe Kapitel 6.1.4). Zum einen beinhaltet es eine State-Machine zur Ansteuerung des 3D-Bildsensors und Ablaufsteuerung der Laufzeitmessung inklusive der Ansteuerung der Pulslichtquelle (vergleiche Zeitdiagramme 7.3, 7.13 und 7.22). Zum anderen steuert es die Schnittstelle zum PC (Frame Grabber). Weil es mitunter nötig werden kann, daß der Bildsensor unabhängig von dem fest vorgegebenen Zeitrahmen des Frame-Grabbers arbeitet, wurde zusätzlich ein Bildspeicher implementiert, der es gestattet, den Bildsensor und die digitale Schnittstelle zum PC asynchron zu betreiben. Die dritte Aufgabe des FPGAs ist die digitale Steuerung der Digital-Analog-Wandler

für die Referenzeinstellung des Bildsensors und die Potentialanpassung der Bildsensorsausgänge an die Analog-Digital-Wandler. Um diese Parameter auch im Betrieb der Kamera ändern zu können, werden die Einstellwerte in einem Parameterspeicher gehalten, auf den über eine serielle Schnittstelle PC-seitig Zugriff besteht. Bei Änderung dieser Werte erfolgt in den Pausen zwischen den Tiefenmessungen eine Übertragung an die Digital-Analog-Wandler.

Das Steuerprogramm („Bitware“) des FPGAs wird in einem Flash-ROM gehalten, auf das über einen Programmierstecker Zugriff besteht.

Eine Besonderheit der Kameraplatine ist es, das der gesamte analoge Pfad von der Referenzeinstellung bis hin zur Digitalisierung und die Steuersignale für den Sensor dual ausgeführt sind. So ist es im Prinzip möglich, zwei Sensoren in einem Gehäuse vollkommen unabhängig voneinander zu betreiben (vergleiche Kapitel 7.1.6 und 7.2.7).

6.1.1 Referenzerzeugung

Links in Abbildung 6.2 sind statische 12 Bit Digital-Analog-Wandler (DAU) zur Erzeugung von insgesamt 16 analogen Referenzspannungen und -strömen für die Biasstromeinstellung des Sensors (vergleiche Kapitel 7.1.2, 7.2.2, beziehungsweise 7.3.2), der Operationsverstärkerarbeitspunkte im Sensor und für die Anpassung der Sensorsausgänge an die Analog-Digital-Wandler zu erkennen (Kapitel 6.1.2). Zwölf Referenzen werden direkt an den Sensor weitergeleitet. Durch Bestückung der Platine wird entschieden, ob dem Sensor eine massebezogene Referenzspannung oder ein Strom zur Verfügung gestellt wird. Weitere steuerbare Spannungen dienen zur Einstellung des Bezugspotentials der Sensorsausgänge zur Anpassung an den Konversionsbereich der Analog-Digital-Wandler.

Um Störungen aus dem Digitalteil und der Referenzerzeugung vom Sensor zu unterdrücken, sind RC-Tiefpässe in den Signalpfad eingefügt (Abbildung 6.2: Verbindung der Digital-Analog-Wandler zum FPGA). Die Digital-Analog-Wandler selbst werden als unkritisch eingestuft, da sie statisch arbeiten (es sind keine Puls-Weiten-Modulatoren). Zudem werden Änderungen des eingestellten Ausgangssignals nur außerhalb der Akquisitionsphasen zugelassen. Digitale Steuersignale vom FPGA werden über RC-Tiefpässe gefiltert. Die wandlerseitig eingefügten Kondensatoren zur Signalmasse schließen hochfrequente Störeinkopplungen, zum Beispiel aus dem Digitalteil kurz. Dadurch wird zwar ebenfalls die Updaterate der Referenzquellen beschränkt, die-

ser Effekt tritt aber nicht störend in Erscheinung, weil im normalen Betrieb eine Änderung der Referenzen nicht stattfindet.

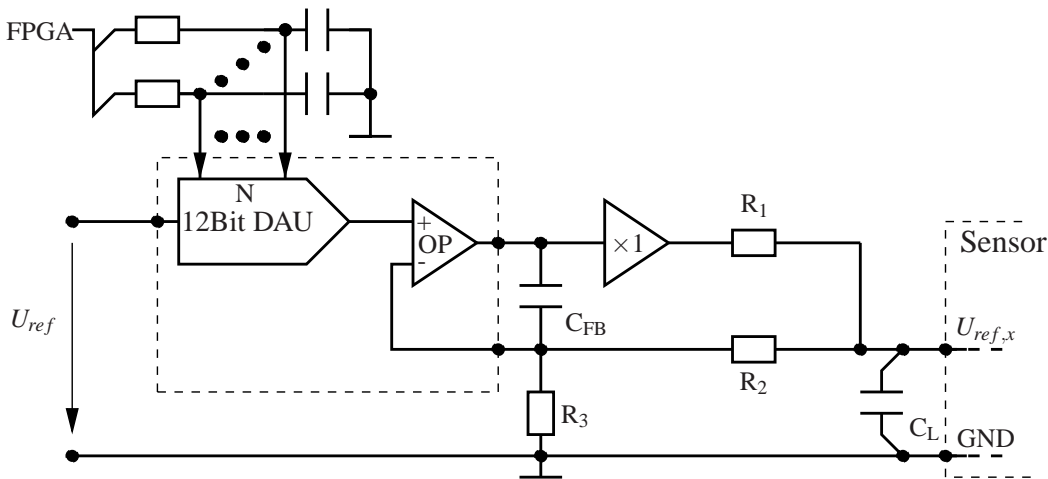


Abbildung 6.3: Erzeugung der Referenzspannungen

Die Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen die Ankopplung der 12 Bit Digital-Analog-Wandler zur Referenzspannungs- und -stromeinstellung an den Bildsensor. Hier wird die gleiche Strategie zur Vermeidung von Störeinkopplungen verfolgt, namentlich ein RC-Tiefpaß im Signalpfad.

Im Fall der Erzeugung der Referenzspannungen wird der Tiefpaß durch die Parallelschaltung aus R_1 und R_2 und des Kondensators C_L zur Signalmasse gebildet. Die einstellbare Referenzspannung $U_{ref,x}$ wird aus der festen Referenzeingangsspannung U_{ref} proportional zum digitalen Einstellwert N abgeleitet. Über das Verhältnis der Widerstände R_2 und R_3 wird die Verstärkung des nicht invertierend betriebenen Operationsverstärkers OP, und damit der Einstellbereich der Ausgangsspannung $U_{ref,x}$ im Verhältnis zur Eingangsspannung U_{ref} , angepaßt:

$$U_{ref,x} = \frac{N}{4096} \cdot \left(1 + \frac{R_2}{R_3}\right) \cdot U_{ref} \quad (6.1)$$

Die so gebildete Regelschleife ist durch die Belastung mit dem Kondensator C_L sehr träge. Das ist durchaus zu begrüßen, da schnelle Spannungsänderungen als Fehler in eine laufende Messung eingehen könnten. Langsame Änderungen hingegen werden entsprechend dem Hintergrundlicht durch die schnell arbeitenden CDS-Stufen im Sensor eliminiert. Aber es wird der zusätzliche Kondensator C_{FB} zur Gegenkopplung des schnelleren Operationsverstärkers nötig. Dieser würde anderenfalls nicht stabil arbeiten können.

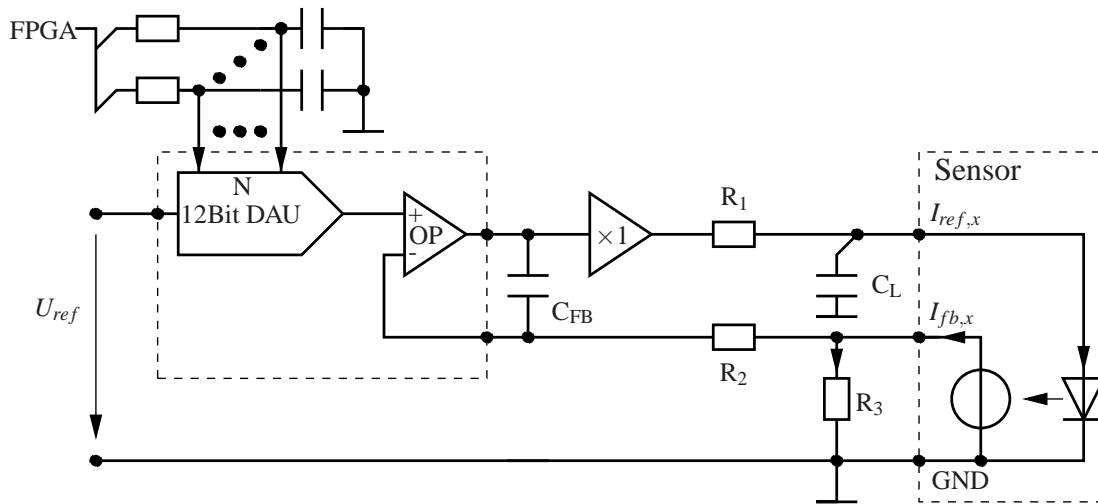


Abbildung 6.4: Erzeugung der Referenzströme

Neben den Referenzströmen benötigt der Bildsensor verschiedene Referenzströme zur Steuerung der internen Biasströme der Sourcefolger und Operationsverstärker. Über die Biasströme lassen sich die Slewraten und Bandbreiten dieser Schaltungselemente gezielt einstellen und optimal an die geforderte Verarbeitungsgeschwindigkeit anpassen. Zum Beispiel kann bei langsamer Akquisition der Biasstrom in den Operationsverstärkern reduziert werden, um mit der Bandbreite auch die Rauschbandbreite zu reduzieren. Bei geringen Bildraten ist so gegebenenfalls eine Optimierung der Rauschparameter und Leistungsaufnahme der Sensorschaltung möglich.

Die Ankopplung der Referenzströme erfolgt entsprechend Abbildung 6.4 über den RC-Tiefpaß aus R_1 und C_L zur Signalmasse. Auf den ersten Blick scheint dieses Vorgehen verfehlt, da es sich um einen Referenzstrom handelt. Im allgemeinen ist an dieser Stelle eine Induktivität oder besser ein Übertrager zwischen Referenzstrom und Masseleitung angebracht. Der Kondensator C_L macht aber durchaus Sinn, wenn bedacht wird, daß sensorintern aus dem Referenzstrom über eine MOS-Diode eine Referenzspannung zur Steuerung von Stromspiegeln generiert wird. Hochfrequente Störungen werden über den Kondensator gleichermaßen an den Referenzstromeingang und den Bezugsmasseanschluß weitergeleitet und so die Wirkung auf die Stromquellen in den Stromspiegeln reduziert. Auf diese Weise bleibt bei hochfrequenten Störungen die steuernde Differenzspannung sensorintern erhalten. Zwar leistet der niedrige Kleinsignalwiderstand der MOS-Diode ein Gleiches, die unterstützende Maßnahme durch den externen Kondensator unterdrückt Störungen aber bereits vor dem Einkoppeln in den Sensor.

Weil der Digital-Analog-Wandler nur einen Spannungsausgang aufweist, wird der Referenzstrom $I_{ref,x}$ über den Spannungsabfall an dem Ohmschen Widerstand R_1 erzeugt. Der eingestellte Referenzstrom wird über einen Monitorausgang des Sensors mittels eines Stromspiegels $I_{mirror,x}$ massebezogen ausgegeben und über den Spannungsabfall an dem Widerstand R_3 vermessen. Der einstellbare Referenzstrombereich wird über diesen Widerstand festgelegt:

$$I_{ref,x} = \frac{N}{4096} \cdot \frac{U_{ref}}{R_3} \quad (6.2)$$

Der Widerstand R_2 und der Kondensator C_{FB} begrenzen die Bandbreite der Regelschleife und machen diese träge. Zugleich sorgt der Kondensator C_{FB} für die nötige Gegenkopplung zum stabilen Betrieb des Operationsverstärkers.

Um auch Einkopplungen auf die Steuerleitungen unterdrücken zu können, sind die Widerstände R_1 , R_2 und insbesondere der Kondensator C_L zur Signalmasse in unmittelbarer Nähe zu den Referenz- und Masseanschlüssen des Sensors platziert.

6.1.2 Digitalisierung

Die Analog-Digital-Wandler (ADU) zur Digitalisierung der analogen Sensorsignale sind in Abbildung 6.2 zwischen dem Bildsensor und dem FPGA eingezeichnet. Die DC-Ankoppelung des Sensors an die 12 Bit genauen Analog-Digital-Wandler erfolgt über je eine analoge Addierstufe zur Potentialanpassung der Sensorausgänge an die Eingänge der Wandler. Hier werden zu den Ausgangssignalen des Sensors („Kanal A“ und „Kanal B“ in Abbildung 6.5) einstellbare Analogspannungen von den Digital-Analog-Wandlern (Abbildung 6.2, links; $U_{ref,A}$ und $U_{ref,B}$ in Abbildung 6.5) addiert, so daß das Nullpotential der Sensorsignale beliebig angehoben werden kann.

Von einer kapazitiven Ankoppelung über eine getaktete Klemmschaltung mit der Möglichkeit zur korrelierten Doppelabtastung wurde abgesehen, um Zugriff auf die Gleichspannungsvariationen des Sensorausganges zu erhalten. Damit ist es möglich, über interne Multiplexer des Sensors alle wichtigen Referenzspannungen und Arbeitspunkte auszulesen. Erkauft wird dieser erweiterte Funktionsumfang allerdings mit zusätzlichem Rauschen durch die aktiven Komponenten im Signalpfad. Abbildung 6.5 zeigt das Prinzipschaltbild des Analogpfades bis zum Wandler.

Die Bildsensoren besitzen zwei unabhängige analoge Ausgangskanäle, die jeweils nur geringe vorwiegend kapazitive Lasten treiben können. Die Kondensatoren C_1 und C'_1

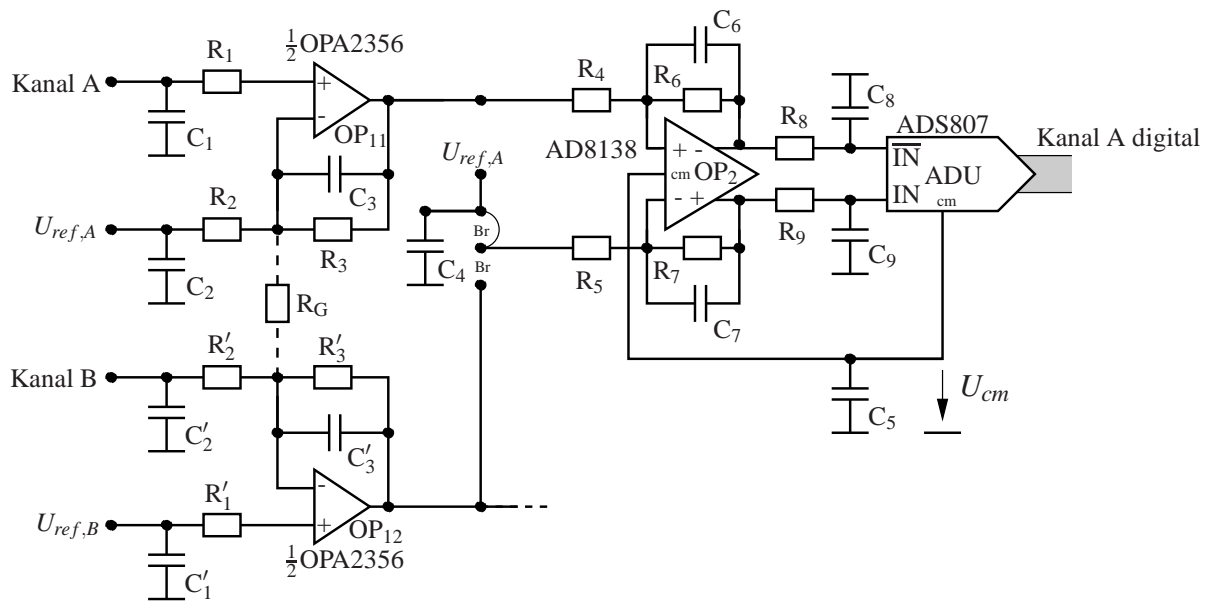


Abbildung 6.5: Ausleseverstärker und Analog-Digital-Wandler

dienen zur Bandbegrenzung des Sensorausganges. Die Ausgänge des Bildsensors werden zuerst über zwei Operationsverstärker (links im Bild) als Impedanzwandler entkoppelt. Die Widerstände R_1 und R'_1 können bei Operationsverstärkern mit hohem Biasstrom der Eingangsstufe zur Offsetreduktion genutzt werden, in dem sie gleich der Parallelschaltung aus R_2 und R_3 dimensioniert werden. Bei dem angegebenen Verstärker OPA2356 sind diese zur Rauschminimierung durch Brücken ersetzt. Über die Widerstände R_3 und R_2 im Gegenkopplungszweig der Operationsverstärker kann mit der Verstärkung der Ausgangsspannungsbereich der Bildsensoren an den Wandelbereich der Analog-Digital-Wandler angepaßt werden. Die Möglichkeiten hierfür sind aber sehr begrenzt, da zugleich Rauschteile aus dem Bildsensor und vor allem der Operationsverstärker mit angehoben werden.

Um zukünftig auch Bildsensoren mit differentiellm Ausgang betreiben zu können, besteht die Möglichkeit, die Widerstände R_2 durch R_G zu ersetzen. So werden die Operationsverstärker als Instrumentenverstärker verschaltet. Zugleich werden beide entkoppelten Analogkanäle einem differentiellen Analog-Digital-Wandler zugeführt.

Den Empfehlungen für den Betrieb differentieller Analog-Digital-Wandler an einfachen Signalquellen folgend, werden die Analogsignale im Betrieb mit zwei unabhängigen Kanälen über eine Phasenumkehrstufe zuerst in differentielle Signale gewandelt. Dazu dient ein Operationsverstärker mit differentiellm Ein- und Ausgang und

der zusätzlichen Möglichkeit, das Mittenpotential des Ausganges über das Potential U_{cm} vorzugeben.

Die Tiefpässe aus $R_{8,9}$ und $C_{8,9}$ sollen Rückwirkungen der Sample-&-Hold-Stufe des Analog-Digital-Wandlers von der analogen Vorstufe fernhalten.

6.1.3 Rauschbetrachtung des Kameramoduls

Durch die oben genannten Maßnahmen werden aber auch unweigerlich zusätzliche Rauschquellen in den Analogpfad eingebracht. Diese führen zu einer Verringerung der effektiv nutzbaren Bitbreite des Analog-Digital-Wandlers. Der Einfluß der Rauschquellen in der analogen Signalverarbeitung nach dem Sensor bis einschließlich der Digitalwandlung soll an dieser Stelle überschlagen werden.

Im Normalfall ist der erste Operationsverstärker OP_1 in direkter Gegenkopplung als einfacher Impedanzwandler zur Entkoppelung des Sensors konfiguriert. Dazu sind die Widerstände R_1 und R_3 durch Brücken ersetzt, und der Widerstand R_2 bleibt unbestückt. Der zweite Operationsverstärker OP_2 zur differentiellen Ankopplung an das unipolare Sensorsignal, mit Betriebsverstärkung Eins, ist entsprechend den Empfehlungen des Herstellers Analog Devices mit $R_4 \dots R_6 = 499\Omega$ beschaltet.

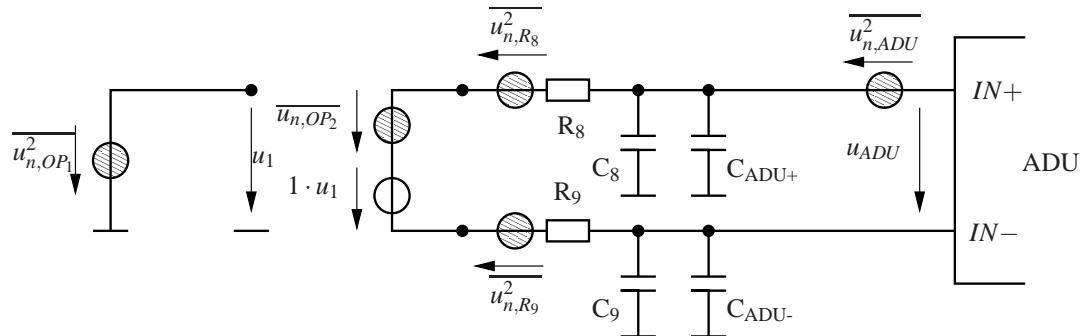


Abbildung 6.6: Vereinfachtes Rauschersatzschaltbild der Ausleseschaltung

Die Abbildung 6.6 zeigt für diesen Fall das vereinfachte Kleinsignalersatzschaltbild inklusive Rauschquellen der Signalkette vom Sensorausgang bis zum Eingang des Analog-Digital-Wandlers für den nicht differentiellen Betrieb. Der Impedanzwandler OP_1 wird lediglich durch die Rauschspannungsquelle $\overline{u_{n,OP_1}^2}$ der Leistungsdichte $\sqrt{S_{u,OP_1}} = 5,8 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$ repräsentiert. Die ausgangsbezogene Rauschspannungsdichte des beschalteten Differenzoperationsverstärkers OP_2 ist mit $\sqrt{S_{u,OP_2}} = 11,5 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$ bereits

dem Datenblatt zu entnehmen. Der Beitrag der Widerstände ist mit der Rauschspannungsdichte $S_{u,R_{8,9}} = 4k_B T \cdot R$ bemessen.

Die analoge Eingangsstufe des Analog-Digital-Wandlers weist mit $f_{-3dB} = 270\text{MHz}$ die geringste Bandbreite auf und definiert damit auch die eingehende Rauschbandbreite $\Delta f_n = \frac{\pi}{2} f_{-3dB}$. Daher müssen die Tiefpaßeckfrequenzen der übrigen Komponenten in der Näherung nicht mitberücksichtigt werden.

Der Rauschbeitrag des Wandlers $\sqrt{u_{n,ADU}^2}$ berücksichtigt das Rauschen der analogen Eingangsstufe und das Konversionsrauschen durch die Wandlung. Unter der Annahme, daß das Signal-Rausch-Verhältnis mit $SNR_{dB} = 67\text{dB}$ für Vollaussteuerung mit einem Sinussignal angegeben wurde, beträgt die äquivalente Eingangsräuschspannung bezogen auf Vollaussteuerung mit einem Hub von $\Delta U_{pp} = 2V_{pp}$:

$$\sqrt{u_{n,ADU}^2} = \frac{\Delta U_{pp}}{2\sqrt{2}} \cdot 10^{-SNR/20} \quad (6.3)$$

Die gesamte eingangsbezogene Rauschspannung des Analogwandlers durch den Analogpfad des Kamerasystems beträgt unter der Annahme des einpoligen Tiefpaßverhaltens des Wandlereingangs:

$$\begin{aligned} \sqrt{u_{u,ges}^2} &= \sqrt{S_{u,OP_1} \cdot \Delta f_n + S_{u,OP_2} \cdot \Delta f_n + 2 S_{u,R_{8,9}} \cdot \Delta f_n + u_{n,ADU}^2} \\ &= 412,8\mu\text{V} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Bei einer Quantisierungsstufenspannung von $U_q = \Delta U_{pp} \cdot 2^{-12}$ entspricht diese Rauschspannung einem effektiven Verlust von 1 Bit.

6.1.4 Sensorsteuerung

Zur digitalen Steuerung wird in dem Kamerasystem ein FPGA (XCV100-5) der Firma Xilinx eingesetzt. Dieses im Betrieb rekonfigurierbare Gate-Array ist für die Sensorsteuerung sehr großzügig dimensioniert und sollte auch den folgenden Entwicklungen genügen. Das FPGA übernimmt aber auch weitere Aufgaben, so steuert es die Digital-Analog-Wandler zur Referenzeinstellung und die serielle Kommunikation mit dem PC. Ebenfalls ist in dem FPGA die Schnittstellensteuerung für die Bilddatenübertragung an den PC realisiert. So werden die Bilddaten aus dem 3D-Bildsensor in dem FPGA zwischengespeichert und für die Übertragung an den Frame-Grabber des PC bereitgehalten. Freie IO-Pins des FPGAs sind über einen Erweiterungsstecker herausgeführt, um gegebenenfalls weitere Komponenten, wie Speicher oder ähnliches anschließen zu können.

Die Konfigurationsdaten zum Betrieb des FPGAs werden in einem seriellen Flash-Speicher vorgehalten, der über eine Programmierschnittstelle (zugleich der Laseranschluß) in der Schaltung programmiert wird. Dadurch werden Änderungen des FPGA-Programms sehr einfach und können gegebenenfalls im laufenden Betrieb vorgenommen werden.

Das Blockdiagramm in Abbildung 6.7 vermittelt einen Eindruck der im FPGA realisierten Funktionen.

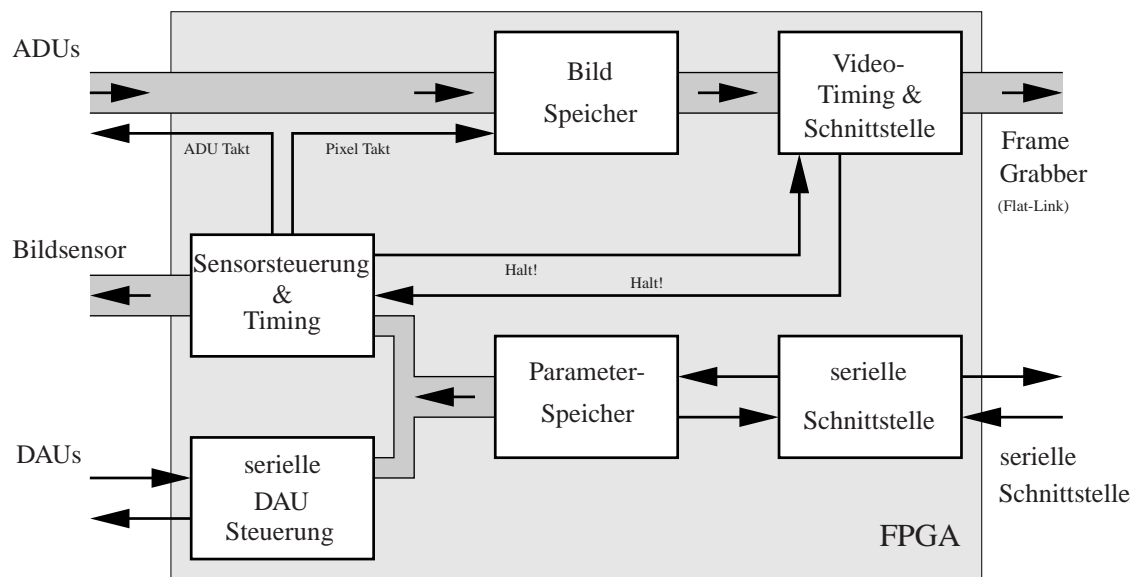


Abbildung 6.7: Blockschaltbild der Sensorsteuerung

Als Schnittstelle zur Frame-Grabber Karte im PC wird eine LVDS-Flat-Link mit drei 7-Bit-Serializern/-Deserializern eingesetzt. Die Wahl fiel aus zwei Gründen auf diese Schnittstellenlösung. Zum einen arbeitet die differentielle LVDS-Schnittstelle verglichen mit RS-422-Schnittstellenbausteinen mit geringen und konstanten Strömen im Bereich von 4mA pro Kanal. In der Folge sind bei sorgfältiger Leitungsführung und guter kapazitiver Abblockung der Versorgungsleitungen nur geringe Störungen aufgrund von Taktdurchgriffen im Kamerasystem zu erwarten. Zu anderen spart die serielle Übertragung erheblichen Aufwand in der Kabelverbindung zum PC. Es sind problemlos auch Strecken im Bereich von 5m bis 10m zu überbrücken. Den Vorteilen gegenüber steht aber die minimale Datenrate von 22MHz, die der sichere Betrieb dieser Schnittstelle erfordert. Die Bildsensoren werden mit einer möglichst geringen Pixelrate ausgelesen, um die Bandbreite des Auslesepfades und dadurch bedingte Rauschanteile zu reduzieren. Abhängig von der Auflösung der Bildsensoren und der maximalen

Wiederholrate des Pulslasers (zur Zeit $\leq 40\text{kHz}$) ergeben sich für die vorgestellten Bildsensoren Pixelraten von 5MHz bis 20MHz. Als Kompromiß werden die Bilddaten aus dem Sensor bei geringer Datenrate digitalisiert und im FPGA zwischengespeichert (Bildspeicher in Abbildung 6.7). Im Anschluß der Akquisition eines vollständigen Bildes werden die Daten mit hoher Geschwindigkeit über die Flatlink zum PC übertragen.

Um den unterschiedlichen Timing-Bedingungen gerecht zu werden, ist die Sensorsteuerung und das Video-Interface mit der Bildtakterzeugung auf zwei asynchron arbeitende Blöcke aufgeteilt.

In der Akquisitionsphase übernimmt die Sensorsteuerung die Kontrolle über den Bildspeicher. In der Auslesephase kontrolliert das Video-Interface den Bildspeicher und übernimmt den Datentransfer entsprechend den Timing-Spezifikationen der Flat-Link und der Frame-Grabber-Karte.

Um Kollisionen im Speicherzugriff zu vermeiden, arbeiten beide Funktionsblöcke über Halt-Signale verschränkt.

In den Akquisitionspausen, das heißt während der Bildausgabe, werden zugleich die Einstellungen der Digital-Analog-Wandler (DAU) für die Biasstromeinstellung und Referenzspannungsversorgung aktualisiert. Dazu werden externe Zugriffe über die serielle PC-Schnittstelle auf den internen Parameterspeicher überprüft und geänderte Werte über eine synchrone serielle Schnittstelle an die Referenz-DAU übermittelt.

Zu Beginn der folgenden Akquisitionsphase werden ebenfalls alle Parameter für das Sensortiming an die Sensorsteuerung übermittelt. Die Parameter für die Sensorsteuerung umfassen die Integrationsdauer, die zeitliche Relativposition des Laserimpulses zum Integrationsfenster des Bildsensors, oder die analoge Oversampling- beziehungsweise Integrationsrate. Zusätzlich sind Pulsrate und Erholzeiten für das Pulslasermodule vorzugeben.

Alle Taktsignale des Kamerasystems werden aus einer 66,666MHz Quarzzeitbasis abgeleitet. Damit sind Periodendauern bis hinab zu 15ns und Verzögerungszeiten bis 7,5ns zur Feinpositionierung des Laserimpulses direkt realisierbar. Feinere Zeitschritte könnten über interne Delay-Locked-Loops des FPGAs realisiert werden.

6.2 Realisierung

Abbildung 6.8 zeigt die dicht bestückte Kameraplatine. Zur Vermeidung von Störeinkopplungen wurden rein digitale und analoge Schaltungsteile räumlich und funktional getrennt. Der Digitalteil ist im oberen Bereich der Abbildung zu sehen, auf der Unterseite der Platine befindet sich das FPGA, der Flash-Speicher, sowie der Kamera-stecker zur Datenübertragung und Stromversorgung. Auf der Frontseite befindet sich die LVDS-Schnittstelle nebst Erweiterungsstecker. Die Kontroll-LEDs neben dem Erweiterungsstecker sind für den normalen Funktionsumfang der Kamera im Grunde unnötig, sie haben sich aber bei der Entwicklung und Evaluierung des Systems und bei Änderungen der FPGA-Bitware als sehr hilfreich erwiesen.

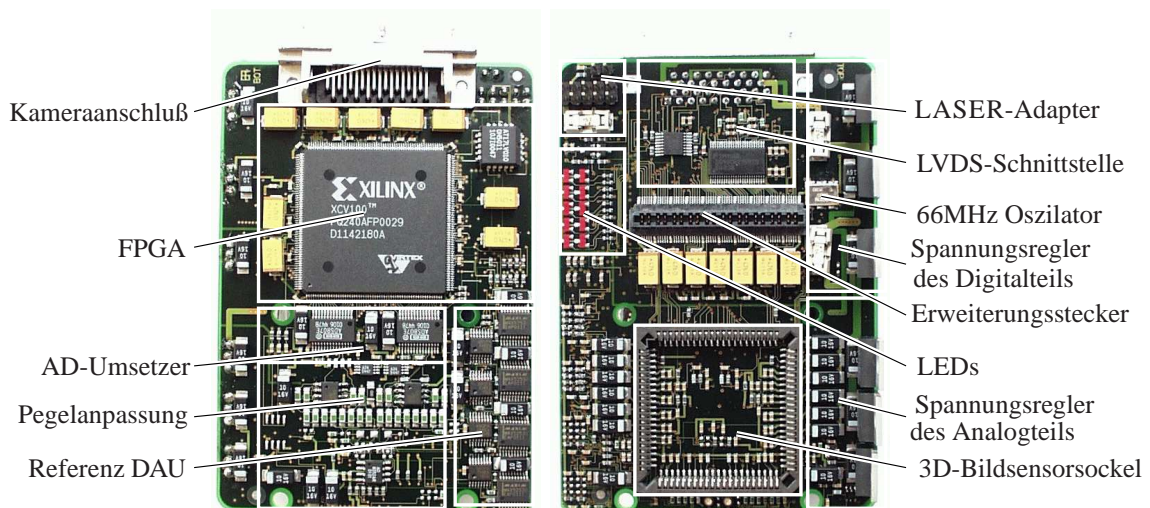


Abbildung 6.8: Die 3D-Kameraplatine in Rück- und Frontansicht (ohne 3D-Bildsensor)

Der analoge Schaltungsteil mit Operationsverstärkern zur Potential- und Pegelanpassung, Analog-Digital-Wandlern und Digital-Analog-Wandlern zur Referenzerzeugung befindet sich direkt unter dem Bildsensor auf der Platinenrückseite unten im Bild.

Neben der großzügig dimensionierten Abblockung der Versorgungsspannungen mit Kondensatoren fallen die vielen Spannungsregler auf. Es wurde nicht nur die Spannungsversorgung des digitalen und analogen Schaltungsteils in der Versorgung und den Masseebenen sorgfältig getrennt, sondern es werden auch empfindliche Schaltungsteile gesondert versorgt, um Masseschleifen und andere interne Störeinkopplungen zu unterbinden.

Das fertig aufgebaute Kameramodul inklusive Optik und Pulslichtquelle zeigt Abbildung 6.9 in Frontansicht und Querschnitt.

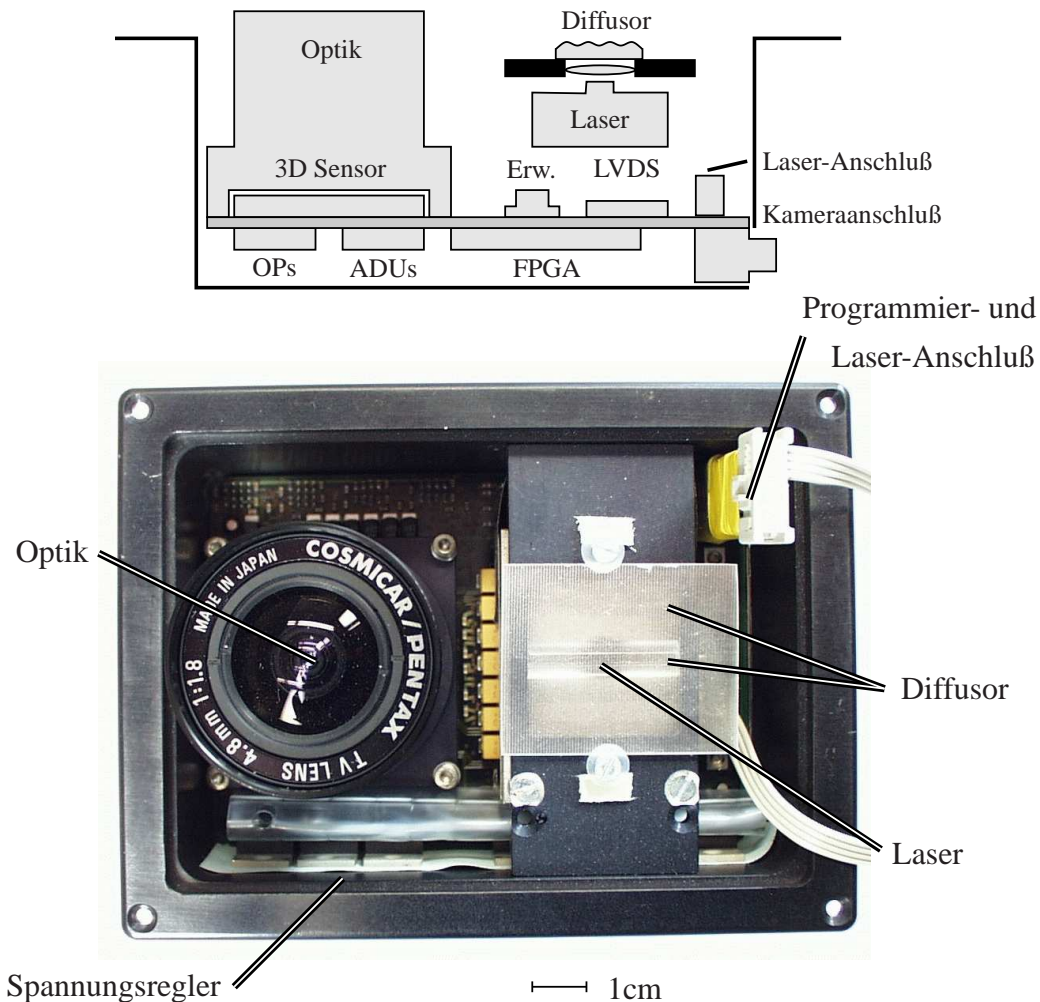


Abbildung 6.9: Aufbau des 3D-Kamerasystems

Als Pulslichtquelle kommen zum Beispiel die Pulslasermodule iRLS-0/80-030/060-4S12-A2-S10-11 oder iRLS-030-035-4512 von Laser Components [145, 146] zum Einsatz. Diese Module mit einer Mittenwellenlänge von $\lambda = 910\text{nm}$ weisen Strahlungsleistungen während der Pulse von bis zu 175W bei 30ns bis zu 160ns einstellbarer Pulsdauer auf. Ebenfalls mit dieser Kamera im Einsatz befindet sich ein proprietäres Lasermodul mit bis zu 400W Strahlungsleistung und vergleichbaren Eigenschaften zu den oben genannten Lasermodulen. Zur Aufweitung des Laserstrahls und zur Ausleuchtung der Szene sind vor dem Strahlengang gekreuzte Zylinderlinsen, beziehungsweise -arrays montiert. Durch die Kombination verschiedener Linsen und Arrays

kann die Aufweitung des Strahls (Winkel) in horizontaler und vertikaler Richtung gezielt und unterschiedlich eingestellt werden.

Als Optik wird beispielsweise das Objektiv C418DX von der Firma Pentax mit 95° Blickwinkel, der Brennweite $f = 4,8\text{mm}$ und der minimalen Blendenzahl $k = 1,8$ eingesetzt. Der effektive Eintrittspupillendurchmesser beträgt bei diesem Objektiv $D_{ep} = \frac{f}{k} = 2,67\text{mm}$, so daß die Eintrittspupillenfläche mit $A_{ep} = \frac{\pi}{4} \cdot D_{ep}^2 = 5,59(\text{mm})^2$ gegeben ist.

Die Abmessungen des Kameramoduls sind mit 120mm Länge, 90mm Breite und 70mm Tiefe inklusive Optik sehr kompakt. Ohne Bildsensor ist die Stromaufnahme 370mA an 6,5V für den Digitalteil und 203mA an 7,0V für den Analogteil. Das entspricht einer Leistungsaufnahme von 3,8W. Die Stromaufnahme des Digitalteils hängt aber stark von der FPGA-Programmierung ab. Im Betrieb beträgt die Leistungsaufnahme mit den in dieser Arbeit vorgestellten Bildsensoren unter 5,5W für das 34×30 -Pixel Bildsensorarray. Für die Pulslasermodule ist ein Leistungsverbrauch von unter 2W zu rechnen (siehe [145, 146]).

6.3 Bildverarbeitung und Visualisierung

Die Auswertung der digitalisierten Sensordaten und die Entfernungsberechnung ist zur Zeit in einem PC realisiert, der die Bilddaten über einen Frame-Grabber akquiriert.

In der Auswertung werden die Sensorbilder zuerst einer einfachen Fehlerkorrektur und gegebenenfalls einer Linearisierung unterworfen. Verschiedene Einflüsse beeinträchtigen die Bilddaten, beziehungsweise verfälschen die Entfernungsberechnung. Das sind zum Beispiel unterschiedliche Verstärkungsfaktoren in den Analogaddierern zur Potentialanpassung der Sensorausgänge an die Analog-Digital-Wandler auf der Kamera-Platine. Aber auch verschiedene bildsensorinterne Effekte, wie fertigungsbedingte Variationen in Transistorparametern, Mismatch von Kondensatoren oder Leitungsübersprechen in der Ausleseelektronik des Bildsensors haben Einfluß auf die akquirierten Meßdaten. Hinzu kommen eventuelle Verunreinigungen auf den 3D-Bildsensoren durch Metallisierungsrückstände nach verschiedenen Ätzprozessen, Interferenzeffekte an den Schutzoxidschichten der integrierten Bildsensoren und Dunkelstrom-Mismatch (zum Beispiel in [31] untersucht). Hierdurch entsteht eine örtliche Variation der Photodetektorempfindlichkeit über den Bildsensor.

Die Gesamtheit dieser Fehler führt zu einer Variation der Empfindlichkeit (Kennliniensteigung) und zu verschiedenen Offsets von Pixel zu Pixel. Diese Bildfehler entsprechen einem örtlichen Rauschen und werden unter dem Begriff Fixed-Pattern-Noise (FPN) zusammengefaßt. Bei Steigungsfehlern der Pixelkennlinien wird vom FPN erster Ordnung gesprochen, Offsetfehler werden als FPN nullter Ordnung bezeichnet.

Speziell die FPN-Fehler nullter Ordnung (das sind additive Fehler) müssen behoben werden. Die additiven Fehler entstehen zum Beispiel durch Offsetfehler der Operationsverstärker im Signalpfad, sofern diese nicht durch Correlated-Double-Sampling Stufen (CDS) eliminiert werden, oder systembedingt durch Taktdurchgriffe in den Transmissiongates der CDS-Stufen und der Auslesemultiplexer. Da auch mit sehr geringen Signalhüben bis in den Bereich der Auflösung des Analog-Digital-Wandler gearbeitet werden soll, können sich selbst geringe Taktdurchgriffe im akquirierten Signal störend bemerkbar machen und müssen behandelt werden. Die wesentlichen Komponenten der additiven Fehler können im Fall der 3D-Bildsensoren sehr leicht bestimmt werden, indem Bilder ohne Rücknahme des Pixel-Reset Signals aufgenommen werden. Ohne daß Hintergrundlicht rezeptiert wird, werden alle übrigen synchronen und statischen Störeinflüsse im Akquisitionsprozeß berücksichtigt, können pixelweise gespeichert und später von aufgenommenen Nutzdaten subtrahiert werden. Die Aufnahme der FPN-Referenzwerte ist auch im kontinuierlichen Betrieb der Kamera möglich und erlaubt so die Berücksichtigung von Alterungs- und Temperatureinflüssen.

Weiterhin besteht neben der Möglichkeit der analogen Mittelung im Entfernungsbildsensor und darüberhinaus die der digitalen Mittelung über mehrere Laufzeitbilder und über Bilder mit Informationen über die optischen Verluße, um auch Rauscheinflüsse zu minimieren.

Anschließend wird durch pixelweise Division der rohen Laufzeitinformationen aus dem Bildsensor durch die Verlustinformationen und der weiteren Multiplikation mit einem festen Proportionalitätsfaktor $\frac{c_0 \cdot t_0}{2}$ die Tiefenkarte gewonnen (siehe auch Kapitel 5.1). Da in diesem Arbeitsschritt jeweils Informationen des gleichen Pixels verrechnet werden, werden in der Division zugleich FPN-Fehler erster Ordnung eliminiert. Diese multiplikativen FPN-Fehler entstehen zum Beispiel durch Kondensator-Mismatch in den CDS-Stufen des Bildsensors (vergleiche Kapitel 7) oder durch die Empfindlichkeitsvariation der Photodioden, vor allem durch Interferenzeffekte im Schutzoxid (siehe Kapitel 5.3).

Es besteht jedoch eine Einschränkung bei der Behandlung nichtlinearer Effekte. Diese können auftreten, wenn der Lichtpuls in der aktiven Meßphase keine konstante

Strahlungsleistung aufweist, sondern einen anderen reproduzierbaren zeitlichen Verlauf (Kapitel 5.2.4). Ein weiterer möglicher Einfluß ist durch die transiente Signalantwort der Photodioden im Bildsensor bei extremer Hintergrundbestrahlungsstärke selbst gegeben. Da die Photodioden im integrierenden Modus betrieben werden, wird die nichtlineare spannungsabhängige Kapazitätskennlinie der gesperrten Dioden durchlaufen. Weitere Einflüsse haben Substrateffekte auf dem Bildsensor.

Bei großen Spannungshüben entsprechend einer hohen Bestrahlungsstärke ist dann eine lineare Näherung der Kennlinie im gesamten Arbeitsbereich nicht mehr statthaft. Eine Linearisierung der Pixelkennlinie ist prinzipiell bei einem streng monotonen Verlauf der Kennlinie mit einfachen Mitteln lokal in einem Arbeitspunkt möglich, zum Beispiel mit einer Look-Up Tabelle. Sie verlangt aber die Messung der tatsächlichen Lichtintensität respektive des Spannungshubs an der Photodiode im Akquisitionszyklus der 3D-Aufnahme. Nach der Korrektur der FPN-Fehler erster Ordnung kann abhängig vom tatsächlichen Spannungshub ein Korrekturfaktor aus der Look-Up Tabelle bestimmt und bei der folgenden Berechnung der Entfernungswerte berücksichtigt werden. Für diese Korrekturmaßnahmen sind jedoch die FPN-Fehler erster Ordnung des Bildsensors aufzunehmen. Da die Bestimmung der FPN-Fehler außerhalb des normalen Akquisitionsalgorithmus bei definierter Beleuchtung stattfinden muß, bedeutet diese Kalibriermaßnahme einen erheblichen zusätzlichen Aufwand. Da neben dem zusätzlichen schaltungstechnischen oder zeitlichen Aufwand bei der Bilderfassung weitere Meß- und Rechenfehler in die Entfernungskarte eingehen, ist es sinnvoll, zunächst alternativ die Bandbreite des akkumulierten Hintergrundlichts durch vorgeschaltete optische Filter zu beschränken. In dem werden Fehler durch die Ausschöpfung des Dynamikbereichs des Sensors reduziert. In Anwendungsbereichen, in denen weiterhin hohe Hintergrundlichtintensitäten im optischen Arbeitsbereich der Kamera auftreten, bietet der diskutierte Algorithmus eine Alternative.

Nichtlinearitäten aufgrund des zeitlichen Verlaufs des Lichtpulses können erst nach der Berechnung des "Entfernungswertes" mit Hilfe einer Look-Up Tabelle eliminiert werden. Hierfür sind nicht die absoluten Bestrahlungsmeßwerte, sondern die zeitliche Überlappung der Verschlussöffnungszeit mit dem Lichtpuls ausgedrückt in dem Verhältnis der Laufzeit- und Verlustwerte entscheidend. Von Nachteil ist, daß an diesem Punkt der Korrekturmaßnahmen bereits unvermeidbar alle Meßfehler, Rauschen und Rechenfehler kumulativ in die Meßwerte eingegangen sind.

Abbildung 6.10 zeigt im Blockdiagramm die Struktur des Algorithmus zur Entfernungsbildberechnung und FPN-Fehlerkorrektur beziehungsweise Linearisierung der

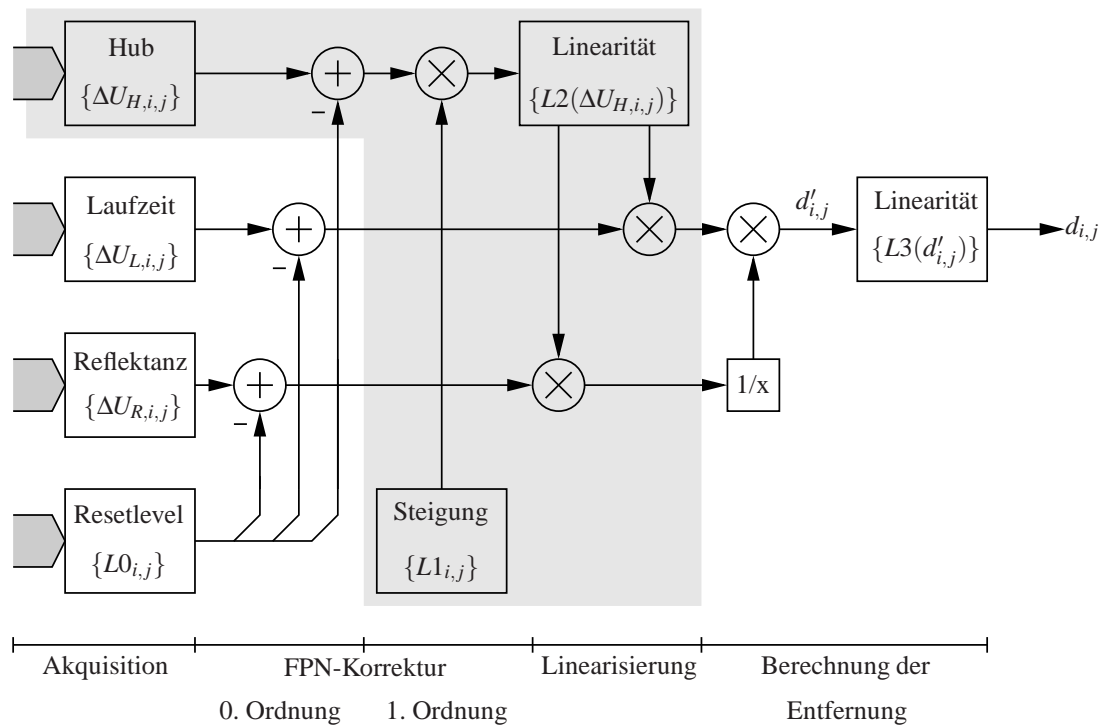


Abbildung 6.10: Blockdarstellung der FPN-Fehlerkorrektur und Linearisierung der Entfernungskennlinie

Pixelkennlinie. Die dargestellten Matrixoperationen, speziell auch Divisionen und Multiplikationen sind elementweise zu verstehen.

Zur Korrektur der FPN-Fehler nullter Ordnung werden von den gemessenen Spannungswerten für die Laufzeit und die optischen Verluste die gemessenen Resetpotentiale abgezogen. Zur Entfernungsberechnung wird anschließend das Laufzeitsignal durch das Verlustsignal dividiert. Eine Look-Up-Tabelle mit Kalibrationsdaten erlaubt anschließend die Beseitigung der Effekte durch den Zeitverlauf des Laserpulses und anderer FPN-Fehler erster Ordnung. Indem die Look-Up-Tabelle pixelweise orientiert aufgebaut wird (Index i, j) ist eine individuelle Korrektur der Pixelkennlinien möglich.

Der grau unterlegte Block zur Linearisierung der Pixelantwort bei hoher Lichtintensität beziehungsweise hohen Spannungshüben an der Photodiode durch intensive Hintergrundlichtbestrahlung wurde bisher nicht realisiert, weil sich herausgestellt hat, daß bei der aktuell genutzten kurzen Shutterzeit im Bereich von 30ns bis 120ns der Einfluß des möglichen Spannungsabfalls an den Photodetektoren gegenüber anderen Effekten (Schaltungsrauschen, etc.) vernachlässigbar ist.

Allgemein kann die spannungsabhängige Photodiodenkapazität wie jede Raumladungskapazität durch $C_{PD} = C_{PD,0} \cdot (1 - U_{PD}/U_D)^{-m_c}$ phänomenologisch beschrieben werden. Der Parameter $C_{PD,0}$ ist die Photodiodenkapazität bei dem Spannungsabfall $U_{PD} = 0V$ über die Diode, U_D ist die Diffusionsspannung der Photodiode und der Kapazitätskoeffizient m_c modelliert den realen Verlauf der Kapazitätskennlinie. Bei hohen Bestrahlungsstärken und langen Integrationsdauern der photogenerierten Ladungsträger ist der Spannungsabfall über die spannungsabhängige Photodiodenkapazität nichtlinear von der Bestrahlungsstärke abhängig. Dieser Effekt kann durch eine weitere Korrektur der gemessenen Spannungen beseitigt werden. Hierzu ist es nötig, den tatsächlichen Spannungsabfall $\Delta U_{H,i,j}$ über die Photodioden zu bestimmen. In einer Look-Up-Tabelle wird der Kehrwert der Kennliniensteigung $\{L2(\Delta U_{H,i,j})\}$ der Photodiode in dem Arbeitspunkt $\Delta U_{H,i,j}$ vorgehalten und mit den korrigierten Laufzeit- und optischen Verlustinformationen zur Kennlinienlinearisierung multipliziert. Die Auswertung der Laufzeit- und Verlustmeßwerte erfolgt wie oben beschrieben.

Die FPN-Fehler erster Ordnung können durch Multiplikation der Meßwerte mit einem Pixel-Index abhängigen Faktor $\{L1_{i,j}\}$ aus einer Look-Up-Tabelle beseitigt werden. Die Bestimmung der Korrekturfaktoren und Look-Up-Tabelleneinträge müssen empirisch bei einer Kalibration erfolgen.

Kapitel 7

CMOS-Bildsensoren für die Puls-Laufzeitmessung

Im folgenden werden verschiedene Entfernungssensoren präsentiert, die zur Verifikation des bildgebenden Puls-Laufzeitmeßprinzips (siehe Kapitel 5.1) entwickelt worden sind.

Es wird hier angestrebt, die Laufzeitmessung mit einem oder wenigen Lichtpulsen in kürzester Zeit durchzuführen. Diese Forderung resultiert einerseits aus den möglichen Anwendungen dieses Meßprinzips, die hohe Bildraten oder kurze Erfassungszeiten benötigen. Als Beispiel sei die intelligente Airbagsteuerung genannt. Zwischen dem Erkennen eines Aufpralls und dem Auslösen des Airbags steht nur eine kurze Zeit zur Tiefenmessung, zur Entfernungsberechnung und zur Erkennung und Analyse der Insassenpositionen eines PKWs für die Airbagsteuerung zur Verfügung. Hier ist es grundsätzlich wünschenswert, anstelle der Anzahl der Abtastwerte pro (gemittelter) Entfernungsmessung die Bestrahlungsstärke an der Sensoroberfläche, respektive die Strahlungsleistung der Pulsbeleuchtungseinrichtung zu erhöhen. Dies resultiert in einer proportionalen Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses am Sensor für kleine Eingangssignale, das heißt bei dominierenden Rauschquellen in den Sensorschaltungen. Durch die Mehrfachintegration entsprechend der Mittelung ist nur eine Rauschunterdrückung proportional zur Wurzel aus der Anzahl der gemittelten Abtastwerte möglich.

Bedingt durch die hohe Geschwindigkeit des Lichts sind kurze Meßzeiten von einigen zehn Nanosekunden im Erfassungsbereich von wenigen Metern vorgegeben. Dieser kurzen Meßzeit entspricht eine hohe obere Grenzfrequenz der Sensorschaltung und

in der Folge auch eine hohe Rauschbandbreite. Ein hohes Rauschen in der Sensorschaltung beschränkt aber die optische Empfindlichkeit und die Tiefenauflösung des Sensors (siehe Kapitel 5).

Eine Reduktion des Einflusses weißer Rauschanteile in dem Signal-Rausch-Verhältnis durch die folgenden Verarbeitungsstufen (Schrotrauschen und thermisches Rauschen) kann schaltungstechnisch durch große Lastkondensatoren und Transistorsteilheiten erreicht werden. Hohe Kapazitätswerte sind jedoch flächenintensiv, hohe Transistorsteilheiten wie auch hohe Bandbreiten erfordern hohe Ströme zur Umladung parasitärer Kapazitäten und der Lastkondensatoren. In einer gegebenen Technologie kann somit eine Rauschreduktion schaltungstechnisch nur auf Kosten von Bandbreite, Fläche und Verlustleistung erfolgen. Hier gilt es, einen Kompromiß zu finden, der eine ökonomische Realisierung erlaubt. Unter diesen Gesichtspunkten erfolgten die ersten Realisierungen zweier Zeilensensoren mit 14 Pixeln und 32 Pixeln (siehe Kapitel 7.1), die neben der Verifikation des Meßprinzips der Analyse der auftretenden weiteren Störeinflüsse dienten.

Das verwendete Meßprinzip erfordert die Differenzbildung von Meßwerten mit aktiver Pulsbeleuchtung und mit Hintergrundlichtinformationen. Zu diesem Zweck findet eine Schaltung zur korrelierten Doppelabtastung (CDS) Anwendung, die zugleich Funkelrauschanteile reduziert. Als Photodetektor findet die pn-Diode der Wannendiffusion zum Substrat Anwendung, die entsprechend Kapitel 5.3 den günstigsten Kompromiß zwischen Empfindlichkeit und Ansprechverhalten bietet.

Die Evaluierung der Sensoren erbrachte, daß neben der Erfordernis weiterer Rauschoptimierung für den praktischen Einsatz unbedingt die Leistungsaufnahme zu reduzieren ist. Unter diesen Gesichtspunkten erfolgte die Entwicklung eines 32×2 Pixel Zeilensensors mit aktiver Leistungssteuerung (Kapitel 7.2). Dazu wird außerhalb der Akquisitionsphasen der Strom in den Eingangsstufen des Sensors auf 10% reduziert. Mit Hinblick auf das Verhältnis der Akquisitionsdauer von maximal 180ns (die maximale Laserpulsdauer beträgt 160ns) im Verhältnis zur maximalen Puls-Repetitionsrate der aktuell verwendeten Puls laser (ein proprietäres 400W Puls laser modul mit 4kHz maximaler Pulsrate bei ansonsten vergleichbaren Eigenschaften zu den weiteren verwendeten Modulen iRLS-0/80-030/060-4S12-A2-S10-11 oder iRLS-030-035-4512 von Laser Components, siehe [145, 146]) von 20kHz im kontinuierlichen Dauerbetrieb kann so im Idealfall die Leistungsaufnahme der schnellen Eingangsstufen um $\gamma = (1 - 180ns \cdot 20kHz) \cdot 0,9 = 89,7\%$ reduziert werden. Durch die Leistungersparnis wird die Verlustwärme des Sensors und das thermisch generierte resistive Rauschen erfolgreich reduziert.

Trotz der Verbesserung im Signal-Rausch-Verhältnis und der Leistungsaufnahme ist der Platzbedarf der Sensorzelle gleichwohl groß. Die Sensorschaltungen enthalten neben dem Photodetektor gegebenenfalls eine Abtast- und Halte-Schaltung sowie eine CDS-Stufe zur Verrechnung der Meßwerte, zur Akkumulation und zur Eliminierung der Offsets und Reduzierung des Funkelrauschens. Ein Entfernungsbildsensor mit zweidimensionalem Sensorarray ist nur mit einem abgewandelten Konzept bei vertretbarem Aufwand realisierbar. Zur Füllfaktoroptimierung wird daher in dem abschließend vorgestellten 34×30 -Pixel Entfernungsbildsensor das Meßprinzip über eine spaltenweise organisierte Bildverarbeitung (CDS-Stufe) mit Analogspeicher zur Akkumulation pro Pixel realisiert (Kapitel 7.3). In diesem Sensorkonzept werden die vergleichsweise langen Erholzeiten der verwendeten Pulsmodulmodule zur pixelseriellen Durchführung der korrelierten Doppelabtastung genutzt.

7.1 14 Pixel und 32 Pixel 3D-Zeilensensoren mit CDS

Die Zielsetzung der hier vorgestellten Sensorentwicklungen war der Nachweis für die Realisierbarkeit des Puls-Laufzeitmeßprinzips (Kapitel 5.1) in einer Standard $0,5\mu\text{m}$ CMOS-Technologie. Die vorgestellten 14- und 32-Pixel Zeilensensoren unterscheiden sich nur marginal in ihrer Architektur. Der 14-Pixel Zeilensensor ist jedoch für ein CQFJ84 Keramikgehäuse ausgelegt, das bei im wesentlichen gleicher Pinbelegung auch als Gehäuse für die folgenden Sensorentwicklungen genutzt wird. So ist es möglich, alle Sensorrealisierungen im gleichen Kamerasystem zu vermessen und ohne Zusatzaufwand eine vergleichende Analyse durchzuführen. Im Gegensatz dazu ist der 32-Pixel Sensor für den Einsatz in ein zuvor bestehendes Hochgeschwindigkeitskamerasystem optimiert, das bereits für erste Experimente mit einem High-Frame-Rate Sensor mit Verschußzeiten im 30ns Bereich genutzt wurde [243, 244].

Bei der Sensorentwicklung wurden die folgenden Zielspezifikationen zugrunde gelegt. Zunächst wurde in der Sensorentwicklung ein Meßbereich von mindestens 1m anvisiert, dem entspricht eine Integrationszeit $6,67\text{ns}$ für den Pulsanschnitt. Da die minimal einstellbare Dauer des Laserpulses 30ns beträgt (für eine Ausgangsleistung größer als 60% der Maximalleistung), ist es wünschenswert, den gesamten Puls bei der Laufzeitmessung erfassen zu können. Daher wird für die minimale Verschußöffnungszeit $\tau_{int} = 30\text{ns}$ angesetzt, so daß Entfernungsmessungen bis zu 4,5m mit Abstrichen an der Meßgenauigkeit bei der minimalen Pulsdauer möglich sind. Entsprechend Kapitel 5.2.4, Abbildung 5.11, muß für die Erfassung des gesamten Pulses (minimaler Dau-

er) zur Reflektivitätsmessung aber mindestens eine Verschlussöffnungszeit über 60ns realisiert werden. Zur Erfassung der Reflektivität muß der Sensor also zum Betrieb mit der doppelten Integrationszeit geeignet sein. Der Taktjitter zur Verschlusssteuerung sollte kleiner $200ps$ sein, das entspricht einem Meßfehler von $3cm$ alleine durch die Verschlusssteuerung. Das zeitliche Rauschen hat gleichfalls direkten Einfluß auf die Meßgenauigkeit, weil das zeitliche Integral über die empfangene Strahlungsleistung als Maß für die Entfernung dient. Es wurde eine rauschäquivalente Strahlungsleistung („Noise Equivalent Power“ -NEP) von maximal $7W/m^2$ angestrebt. Dabei sollte Unempfindlichkeit gegen Hintergrundlicht gewährleistet sein. In der Realität bedeutet das, daß der Sensor mit maximal möglicher Hintergrundbestrahlung durch die Sonne zum Beispiel mit der gewählten Optik C418 von Pentax bei einer Bestrahlungsstärke von $105,5W/m^2$, an der Chipoberfläche gemessen, eine Entfernungsmessung ohne Degradation der Signalqualität ermöglichen soll, vom unvermeidbaren Photonenrauschen abgesehen. Die Forderung, daß die Bestrahlungsstärke durch die Pulslichtquelle die Bestrahlungsstärke durch das Hintergrundlicht an der Sensoroberfläche zumindest erreichen soll, erlaubt die grobe Abschätzung der maximalen Bestrahlungsstärke an der Sensoroberfläche zu $211W/m^2$. Die Sensorschaltung muß zur Verarbeitung entsprechender Bestrahlungsstärken ausgelegt sein.

7.1.1 Sensorkonzept

Das Schaltungskonzept der Zeilensensoren folgt im wesentlichen den Ausführungen in Kapitel 5.1. Um Leistungsaufnahme und Chipfläche zu begrenzen, ein einfacher Spannungsfolger zum Abgriff der Spannung über die Photodiode eingesetzt.

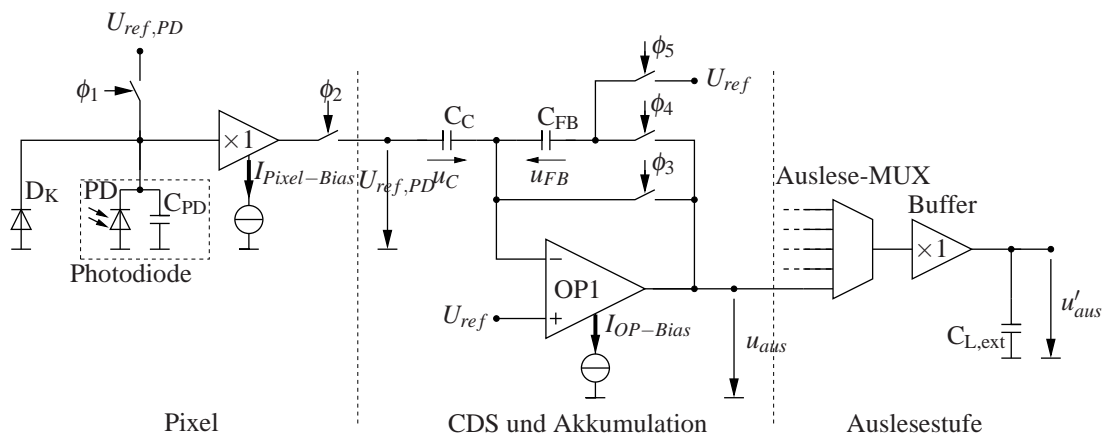


Abbildung 7.1: Sensorkonzept der 32-Pixel und 14-Pixel 3D-Zeilensensoren

Die Abbildung 7.1 zeigt das modifizierte Schaltungskonzept der Zeilensensoren. Die Schaltung gliedert sich funktional grob in die Pixel, bestehend aus der Pixelschaltung mit Spannungsfolger zur Signalentkoppelung und dem Verschlussschalter ϕ_2 , sowie in die CDS-Stufe zur Subtraktion der Hintergrundlichtsignale und zur Akkumulation der rohen Entfernungsmesswerte. Daran schließt sich die Ausleseschaltung bestehend aus einem Multiplexer und Ausleseverstärker an.

Als Photodetektor dient eine pn-Photodiode PD im integrierenden Betriebsmodus. Realisiert wird die Photodiode durch eine n-Wannendiffusion in einer niedrigdotierten p-Epitaxieschicht auf einem p-Substrat. Durch die niedrigdotierte Schicht wird die Ausdehnung der Raumladungszone maximiert, die als optisch aktives Gebiet dient (siehe Kapitel 5.3). Da hinsichtlich der Chipgröße nur Vorgaben durch die Cavity (20mm Länge) des gewählten Keramikgehäuses und eine Vorgabe von 32-Pixel Auflösung mit quadratischer photoempfindlicher Fläche bestanden, wurde für die Realisierung ein sehr großes Photodiodenformat ($610\mu\text{m} \times 610\mu\text{m}$) zur Minimierung der Einflüsse von zum Beispiel Oberflächentexturen induziertem Fixed-Pattern Noise und des zeitlichen Rauschens durch den Detektionsprozeß gewählt. Der großen Fläche entsprechend hat die Photodiode eine große parasitäre Raumladungskapazität von bis zu 90pF, das ist ein weiterer Vorteil, da unter dieser Bedingung der Einfluß der Eingangskapazität des Ausleseverstärkers reduziert wird. Die parasitäre Kapazität der Photodiode wird zu Beginn jeder Messung, bei geschlossenem Resetschalter ϕ_1 , auf die Spannung $U_{\text{ref,PD}}$ aufgeladen. In der Regel wird für diese Spannung das Potential der Versorgungsspannung gewählt.

Durch die Überbelichtung einer Photodiode im Substrat, das heißt, wenn die Diode den Sperrbereich verläßt, kann es zur Ladungsträgerinjektion in das Substrat und zum Übersprechen auf Nachbarpixeln kommen. Dieser Effekt ist vergleichbar dem Überlaufen von Potentialtöpfen in CCD-Sensoren und äußert sich hier durch das flächige Übersprechen in sogenannten Blooming und Smearingeffekten [251]. Zur Prävention solcher Bildfehler wird die zusätzliche Klemmdiode D_K , realisiert durch einen CMOS-Transistor (Anti-Blooming-Gate), der Photodiode PD parallelgeschaltet, die den Photostrom vor dem Durchschalten der Photodiode übernimmt.

Wie eingangs dieses Kapitels 7.1 erwähnt, werden für einen Meßbereich von 4,5m Lichtpulse bis zu $\tau_{\text{laser}} = 30\text{ns}$ Dauer erfaßt, die damit die minimale Verschlusöffnungszeit, respektive Integrationszeit zu $\tau_{\text{int}} = 30\text{ns}$ der Photodiode definieren. Dabei soll innerhalb der Integrationszeit ein möglichst linearer Zusammenhang zwischen der akquirierten Strahlung und dem Sensorsignal bestehen, um die anschließende Entfernungsberechnung zu vereinfachen und den relativen Entfernungsmessfehler zu mini-

mieren (vergleiche Kapitel 5). Um auch bei intensivem Hintergrundlicht messen zu können, wurde weiterhin angenommen, daß der maximale Signalhub $\Delta U_{PD} = 1,4V$ in einer Integrationsperiode an der Photodiode auftreten kann. Das erfordert eine hohe Bandbreite und Slewrate bei der Erfassung der Lichtpulse. Um aber eine hohe Bandbreite bei niedriger Leistungsaufnahme zu erzielen, findet anstelle der Stromauslese ein einfacher Pufferverstärker in Gestalt eines Sourcefolgers mit Laststromquelle Anwendung. Der Sourcefolger benötigt bei gleicher Steilheit einen weit geringeren Biasstrom verglichen mit einem Operationsverstärker (OP), da bei dem Operationsverstärker zwei Transistorzweige der Differenzeingangsstufe und die Zweige der Ausgangsstufe mit einem entsprechenden Bias-Strom versorgt werden müssen. Dem steht aber der Nachteil gegenüber, daß die Spannung an der Photodiode nicht konstant gehalten wird. Dadurch wirkt sich die nichtlineare, spannungsabhängige Raumladungskapazität der Photodiode auf das Meßsignal aus (siehe Kapitel 4.3.2). Durch den Substrateffekt ist die Spannungsverstärkung des Sourcefolgers zudem kleiner eins und nichtlinear. Da aber nur kleine Spannungshübe über die Photodiode in der Messung zu erwarten sind, ist nur eine geringe Beeinträchtigung der Linearität in der Entfernungsmessung zu erwarten.

Zudem belastet die Eingangskapazität (im wesentlichen durch die Gatekapazität bestimmt) des Sourcefolgers die Photodiode in geringerem Maße. Dadurch wird der photostromgenerierte Spannungshub über die Photodiode bei gleichem Photostrom effektiv größer und folglich die Schaltung empfindlicher verglichen mit einer OP-Beschaltung. Durch die Koppelung der Transistoren in der Differenzeingangsstufe eines Operationsverstärkers (Serienschaltung bezüglich des Eingangssignals) müßte das Längen- zu Weitenverhältnis der Eingangstransistoren um den Faktor $\sqrt{2}$ größer gewählt werden, um die gleiche effektive Steilheit im Vergleich zum Sourcefolger zu erreichen (vergleiche Kapitel 4.4.4).

Die Leistungersparnis wird sofort evident, wenn die Struktur der Operationsverstärkerschaltung berücksichtigt wird. Bei niedrigen Versorgungsspannungen bieten sich Folded-Kaskode Operationsverstärker an, um den Ausgangsspannungshub zu maximieren. Dabei wird angenommen, daß die Ausgangsstufe des Operationsverstärkers ungefähr den gleichen Biasstrom wie das Eingangsdifferenztransistorpaar benötigt. Bei ähnlichen Rauschparametern verglichen mit dem Sourcefolgertransistor, muß pro Eingangstransistor des Operationsverstärkers ein ähnlicher Biasstrom geplant werden. Das ergibt in der Bilanz ungefähr den vierfachen Strombedarf verglichen mit einem einfachen Sourcefolger. Bei größeren Sensorarrays kann durch den Einsatz von einfa-

chen Sourcefolgern die Verlustleistung in der Ausleseschaltung im optimalen Fall auf ein Viertel verglichen mit Operationsverstärkern zu Auslese reduziert werden.

Der Gewinn bezüglich Empfindlichkeit, sowie in der Leistungersparnis und im Platzbedarf durch den Einsatz eines einfachen Sourcefolgers wird höher bewertet als die Linearität der Meßschaltung. Allein die Leistungersparnis und die damit verbundenen Reduktion der Verlustwärme läßt ein geringeres thermisches Rauschen erwarten.

Die geforderte hohe Bandbreite wird mit einem leistungsstarken Sourcefolger zur Photodiodeauslese realisiert, dem ein hoher Biasstrom eingepreßt wird, um die nachfolgenden Lastkapazitäten innerhalb von 30ns sicher umladen zu können.

An die Pixelschaltung schließt sich die CDS-Stufe mit dem einstufigen Transkonduktanzoperationsverstärker (OTA) OP_1 an. Der Schalter ϕ_2 dient als synchroner Verschuß. Eine Messung beginnt mit dem Öffnen des Resetschalters ϕ_1 und endet mit dem Öffnen des Schalters ϕ_2 .

Auf dem Koppelkondensator C_C wird bei geschlossenen Schaltern ϕ_2 und ϕ_3 zuerst die zu subtrahierende Spannung durch das Hintergrundlicht zwischengespeichert. Anschließend wird in der korrelierten Abtastung bei geschlossenen Schaltern ϕ_2 und ϕ_4 die Messung mit aktiver Laserbeleuchtung wiederholt und die proportionale Ladung $Q = C_C \cdot \Delta U_{L,1}$ zur Differenz der gespeicherten Spannung auf dem Koppelkondensator C_C und der aktuell anstehenden Spannung $U_{L,1}$ über die Photodiode auf dem Kondensator C_{FB} akkumuliert. Hintergrundlichtanteile im Signal werden dabei eliminiert und die Spannung über C_{FB} ist ausschließlich proportional zu den akquirierten Signalanteilen durch die aktive Laserbeleuchtung.

Ausgelesen wird der Zeilensensor über einen einfachen Zeilenscanner bestehend aus einem Schieberegister, welches die Transmissiongates zur Selektion der CDS-Stufen ansteuert. Da die OTAs in den CDS-Stufen gute Treibereigenschaften für kapazitive Lasten besitzen, ist eine Beeinträchtigung durch die parasitäre Kapazität der Ausleseleitung und der Transmissiongates nicht zu erwarten.

Als Ausgangsverstärker dient ein direkt gegengekoppelter Transkonduktanzoperationsverstärker. Zur Bandbreiteneinstellung ist dem Ausgang ein externer Lastkondensator $C_{L,ext}$ parallel zu schalten. Dadurch kann die Kapazität der folgenden Signalverarbeitungskette berücksichtigt werden und wirkt sich nicht negativ aus.

7.1.2 Schaltungstechnische Realisierung der Sensorzelle

Die Abbildung 7.2 zeigt die schaltungstechnische Realisierung der Sensorzelle im Detail. Links im Bild ist der lichtempfindliche Schaltungsteil bestehend aus der Photodiode PD, dem Resettransistor M_1 und dem Sourcefolger M_5 mit Laststromquelle $M_{3,4}$ zur Spannungsauslese. Die ersten realisierten Zeilensensoren enthalten nur einen Sourcefolger im Pixel, und die Pixelsignale werden gleichzeitig mit der Lichteinfassung in der folgenden CDS-Stufe verarbeitet. Die Laststromquelle wird durch einen einfachen Stromspiegel realisiert, der aus dem extern erzeugten Referenzstrom I_{ref} den Laststrom I_{last} ableitet, so daß die Slewrate des Sourcefolgers einstellbar ist. Die Referenzspannung zum Vorladen (Reset) der Photodiode und für die Referenzströme für die Biasstromeinstellung des Sourcefolgers und anderer Komponenten, wie weiteren Operationsverstärkern und dem Ausgangsverstärker werden extern des Sensors im Kamerasystem mittels Digital-Analog-Konvertern erzeugt und eingepreßt (vergleiche Kapitel 6, insbesondere 6.1.1).

Der Kondensator $C_{L,1}$ begrenzt in Parallelschaltung mit dem Koppelkondensator C_C und, über die Transistorsteilheit des Sourcefolgers, zusammen mit dem einstellbaren Laststrom die Rauschbandbreite des Sourcefolgers. Der Lastkondensator $C_{L,1}$ ermöglicht so eine Begrenzung hochfrequenter Rauscheinkopplungen durch den Sourcefolger. Zu niedrigen Frequenzen hin werden Rauscheinflüsse durch die korrelierte Doppelabtastung mit der folgenden Operationsschaltung begrenzt.

Für den Sourcefolger M_5 wurde ein selbstleitender Transistor gewählt, dessen Schwellenspannung im gewählten Prozeß circa 0V beträgt. Zwar kann die tatsächliche Schwellenspannung durch Prozeßvariationen 0V deutlich unterschreiten, dieser Effekt kann aber bei geeigneter Dimensionierung durch den Spannungsabfall über den Transistor bei eingepreßtem Laststrom abgefangen werden und eine effektive Gate-Source-Spannung größer 0V wird sicher erreicht. Zusammen mit der einfachen Laststromquelle ermöglicht diese Konfiguration einen sehr großen Eingangsspannungshub am Sourcefolger. Die nötige Bandbreite Δf des Sourcefolgers kann entsprechend der Gleichung 4.66, Kapitel 4.5.2, abhängig von der vorgegebenen, minimalen Integrationsdauer τ_{int} und einem minimal geforderten relativen Fehler ϵ_n (aber ohne Berücksichtigung der Slewratebegrenzung, daher näherungsweise) abgeschätzt werden:

$$\Delta f = \frac{-\ln(\epsilon_n)}{2\pi\tau_{int}} \quad (7.1)$$

In dem realisierten Entfernungskamerasystem wird ein 12Bit Analog-Digital-Wandler eingesetzt. Wird für den minimalen relativen Fehler die Genauigkeit einer Quanti-

sierungsstufe angenommen $\varepsilon_n = 1/2^{12}$, muß die minimale Bandbreite des Sourcefolgers $\Delta f \approx 44,1 \text{ MHz}$ betragen. Über die Rauschbandbreite entsprechend der Gleichung 4.58, Kapitel 4.4.5 ist das Verhältnis der Steilheit des Sourcefolgers $g_{m,M5}$ zur effektiven kapazitiven Last des aktiven Sourcefolgers $C_{L,eff} = C_{L,1} || C_C$ bestimmt:

$$\Delta f_n = \frac{g_{m,M5}}{4(C_{L,1} + C_C)} = \frac{\pi}{2} \cdot \Delta f \quad (7.2)$$

Zur vollständigen Charakterisierung des Sourcefolgers muß aber auch die Slewrates, das heißt, die Fähigkeit die effektive Lastkapazität $C_{L,eff}$ innerhalb der Integrationsperiode τ_{int} um den eingangs geforderten Spannungshub $\Delta U = 1,4 \text{ V}$ umzuladen, analysiert werden. Ein Integrationsvorgang beginnt immer mit einer auf $U_{ref,PD}$ vorgeladenen Photodiode. Das bedeutet, bei dem Integrationsvorgang wird die Photodiode entladen, und gleichzeitig mit dem Spannungsabfall über die Photodiode wird bei geschlossenem Schalter Φ_2 , respektive Transistor M_6 , die effektive Lastkapazität $C_{L,eff} = C_{L,1} || C_C$ über die Laststromquelle, bestehend aus dem Transistor M_4 , entladen. Der maximal geforderte Spannungshub innerhalb der Integrationsperiode τ_{int} definiert damit bei gegebener Lastkapazität $C_{L,eff}$ den einzustellenden Biasstrom I_{last} durch M_4 :

$$I_{last} \geq \frac{C_{L,eff} \cdot \Delta U}{\tau_{int}} = (C_{L,1} + C_C) \cdot \frac{\Delta U}{\tau_{int}} \quad (7.3)$$

Der Spannungshub von $\Delta U = 1,4 \text{ V}$ erfordert bei einer minimalen Integrationszeit $\tau_{int} = 30 \text{ ns}$ und der aktuellen Dimensionierung mit der effektiven Lastkapazität $C_{L,eff} = 7,5 \text{ pF}$ (siehe folgende Kapitel) einen minimalen Biasstrom von $0,35 \text{ mA}$. Der Sourcefolger ist aber so dimensioniert, daß er für einem Laststrom von $I_{last} = 1,0 \text{ mA}$ die nötige Steilheit zur Beschränkung des Transistorrauschens erreicht (siehe Kapitel 7.1.4).

Der P-MOS-Transistor M_1 dient als Reset-Schalter und ist so dimensioniert, daß die dominierende Photodiodenkapazität parallel zur Gatekapazität des Sourcefolgers M_5 sicher in der Resetzeit $\tau_{reset} = 30 \text{ ns}$ auf das Versorgungsspannungspotential ($U_{DD} = 3,3 \text{ V}$) geladen werden kann. Andererseits muß der Transistor ein möglichst kleines Source-Bahngebiet haben, um parasitäre Kapazitäten mit ihrem schädlichen Einfluß auf den Signalhub über die Photodiode zu minimieren. Reproduzierbare Fehler durch das Vorladen der Photodiode treten nicht störend in Erscheinung. Diese können zum Beispiel durch Variationen der Schwellenspannung der Resettransistoren von Pixel zu Pixel, durch Leckströme in abgeschalteten Transistoren oder ähnliches hervorgerufen werden. Diese Fehler werden aber durch die Differenzbildung mit und ohne aktive Beleuchtung im Akquisitionsalgorithmus eliminiert. Die einstellbare Resetspannung $U_{ref,PD}$ kann mit der Wahl eines niedrigeren Potentials dazu genutzt werden, die Linearität der Sourcefolgerschaltung und das Abschaltverhalten des Resettransistors zu

prüfen. Im normalen Betrieb wird hierfür die Betriebsspannung des Sensors für einen maximalen Hub der Photodiodenspannung gewählt.

Der selbstleitende Transistor M_2 dient als Anti-Blooming-Gate (Klemmdiode). Das Gate ist mit dem Massepotential (Substrat) als Referenzpotential verbunden. Im normalen Betrieb wird die gesperrte Photodiode maximal auf das Versorgungsspannungspotential vorgeladen. Der Drainanschluß des Anti-Blooming-Gates wird daher auf Versorgungsspannungspotential gelegt, so daß der Transistor im Standardbetrieb sicher gesperrt ist. Um die Leckströme zu minimieren und eine Parameterdegradation im Leitungsfall zu verhindern (Hot Carrier Injection in das Gate-Oxid), wird ein langer Transistor minimaler Breite gewählt.

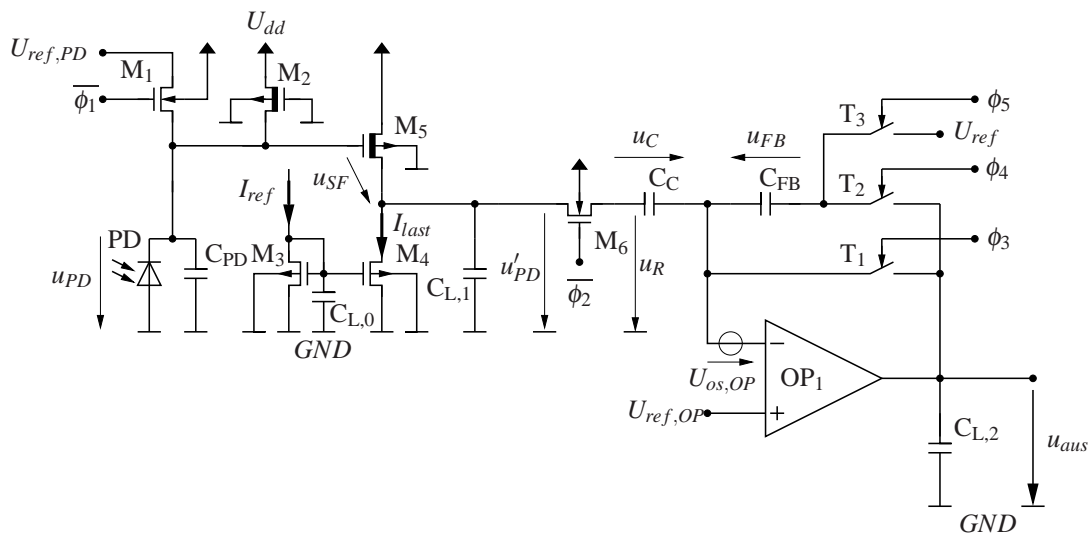


Abbildung 7.2: Schaltung der Sensorzelle des 32- und 14-Pixel Zeilensensors

Der Transistor M_6 (Steuersignal ϕ_2) dient als Verschluss (Shutter). Die Lichtakquisition beginnt mit dem Öffnen des Pixelreset-Transistors M_1 (Steuersignal ϕ_1) und endet mit dem Öffnen des Verschluss-Transistors.

Rechts schließt sich die CDS-Schaltung zur Hintergrundsubtraktion und Akkumulation, bestehend aus dem Transkonduktanz-Operationsverstärker OP_1 , dem Koppelkondensator C_C zur Speicherung der Hintergrundlichtinformationen und korrelierter Rauschanteile und dem Kondensator C_{FB} zur Akkumulation der Differenzbildinformationen an. Der Kondensator $C_{L,2}$ dient der Rauschbandbreitenbegrenzung des Operationsverstärkers. Die Referenzspannung $U_{ref,OP}$ definiert lediglich den optimalen Arbeitspunkt des Operationsverstärkers und ist nicht für die prinzipielle Funktion der Entfernungsmessung von Belang.

Die Transmissionsgates T_1 bis T_3 (Steuersignal $\phi_3 - \phi_5$) steuern den Ablauf der korrelierten Doppelabtastung.

Über T_3 wird zu Beginn eines Akquisitionszyklus der Akkumulationskondensator C_{FB} entladen. U_{ref} ist hierfür das Bezugspotential und kann je nach aufwärts- oder abwärtsintegrierender Funktion niedrig (bis zu 0,6V) oder hoch (bis zu 2,8V) bezüglich Signalmasse gewählt werden.

Während der Entladung von C_{FB} und einer Hintergrundlichtakquisition (M_6 geschlossen = Kameraverschluß auf) ist der Operationsverstärker durch Schließen des Transmissionsgates T_1 direkt gegenzukoppeln, um das Knotenpotential am invertierenden Eingang festzuhalten. Dabei wird zugleich die OP-Eingangsoffsetspannung auf C_{FB} , beziehungsweise auf C_C gespeichert, so daß diese im vollständigen Akquisitionszyklus eliminiert wird (siehe unten).

Durch das Schließen des Transmissionsgates T_2 und des Transistors M_6 wird die Integration aktiviert. Es wird die proportionale Ladung Δq zur Differenzspannung aus Eingangsspannung der CDS-Stufe U_R und der gespeicherten Spannung U_C auf C_C auf C_{FB} akkumuliert.

$$\Delta q = C_C \cdot (u_R - U_C) \quad (7.4)$$

Die Bandbreiten und Slewraten des Sourcefolgers und des Operationsverstärkers sind so dimensioniert, daß lineare Eingangsspannungshübe von 1,4V über die Photodiode verarbeitet werden können. Weil die Erfassung der Lichtpulse über den Sourcefolger und die Verrechnung und Akkumulation in der CDS-Schaltung gleichzeitig erfolgen müssen, sind die Bedingungen hinsichtlich der Bandbreite des Operationsverstärkers durch die Dimensionierung des Sourcefolgers vorgegeben. Als Operationsverstärker findet ein Transkonduktanzoperationsverstärker mit Stromausgang Anwendung, der auf eine Lastkapazität arbeitend ein einpoliges Tiefpaßverhalten zeigt. Der maximale Ausgangsstrom ist ähnlich wie bei dem Sourcefolger über einen extern eingepprägten Biasstrom der Differenzeingangsstufe einstellbar (vergleiche Abbildung 4.15, Kapitel 4.4.4).

Mit Berücksichtigung des Verstärkungsfaktors $v_u = -C_C/C_{FB}$, der für die Realisierung der ersten Zeilensensoren zu $v_u = -2$ gewählt wurde, ergibt sich für den Ausgangsspannungshub der Operationsschaltung $\Delta U_R = |v_u| \cdot \Delta U = 2,8V$ maximal. Um diesen Spannungshub bei einer technologievorgegebenen Betriebsspannung von nur $U_{dd} = 3,3V$ erreichen zu können, wurde der Verstärker als Folded-Kaskode Verstärker realisiert, bei dem die Zweigströme der Differenzeingangsstufe über Stromspiegel in die Ausgangsstufe gespiegelt werden.

Da die effektive Lastkapazität $C_{L,eff,OP} = C_{L,2} || C_{FB} = C_{L,eff}$ gleich der des Sourcefolgers dimensioniert wurde, ist analog zur Gleichung 7.3 mindestens der doppelte Strom $I_{bias,op} = 2 \cdot I_{bias}$ zur vollständigen Umladung der Lastkapazität innerhalb der Integrationszeit τ_{int} nötig.

Zur Abschätzung der nötigen Bandbreite Δf_{cds} der Operationsschaltung gelten die gleichen Überlegungen wie zum Sourcefolger. Mit Berücksichtigung der Verstärkung der Operationsschaltung v_u ist eine einfache Abschätzung der Bandbreite möglich, wenn bedacht wird, daß der erreichbare Einschwingfehler innerhalb der Integrationszeit von der Schleifenverstärkung des nichtinvertierenden Verstärkers abhängt (siehe auch [52]). Um den gleichen Ausgangsfehler wie der Sourcefolger innerhalb der Integrationszeit zu erreichen, muß der Quotient aus Bandbreite Δf_{cds} und der nichtinvertierenden Verstärkung $G_I = 1 - v_u$ der Operationsschaltung der Bandbreite des Sourcefolgers entsprechen. Bei der gegebenen Dimensionierung ergibt sich für die Operationsschaltung die Erfordernis der dreifachen Bandbreite ($\Delta f_{op} = (1 - v_u)\Delta f = 132,3\text{MHz}$) des Sourcefolgers.

Bedingt durch das gewählte Folded-Kaskode Design des Operationsverstärkers ist der Biasstrom der Eingangsstufe und der Ausgangsstufe gleich und entspricht dem maximalen Ausgangsstrom des Verstärkers. Die gesamte Sensorschaltung bestehend aus dem Pixel und der CDS-Stufe, benötigt damit zum Betrieb mindestens den Gesamtstrom $I_{gesamt} = 5 \cdot I_{bias} = 5,0\text{mA}$. Bei dem Zeilensensor mit 32-Pixeln und CDS-Stufen entspricht das einer minimalen Verlustleistung von $P_{tot} = 32 \cdot I_{gesamt} \cdot U_b = 528\text{mW}$.

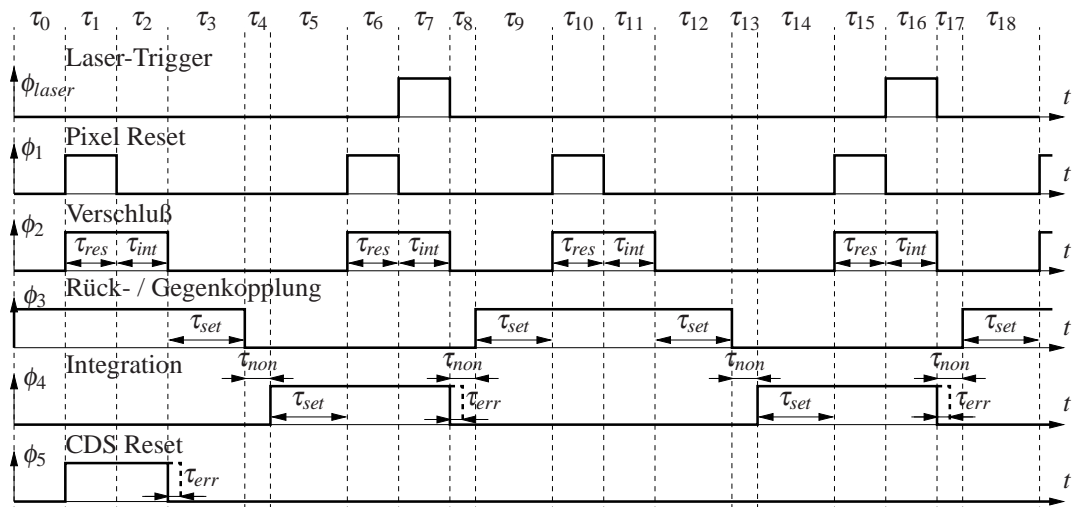
7.1.3 Signalverarbeitung

Die Abbildung 7.3 zeigt oben das Zeitdiagramm der Sensorsteuerung und im unteren Bereich den idealisierten Verlauf wichtiger Signalspannungen in der Sensorschaltung für eine Tiefenmeßperiode und Mittelung. Zum besseren Verständnis sind alle Steuersignale ϕ_n in positiver Logik wiedergegeben. Die einzelnen Schaltperioden τ_n sind nicht in maßstäblicher Dauer wiedergegeben.

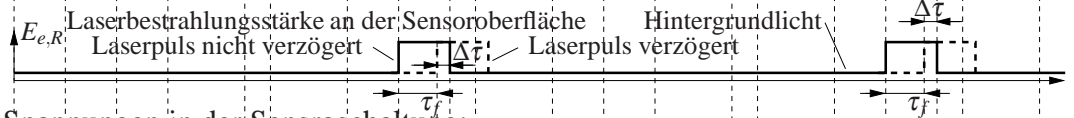
Eine Messung beginnt mit der Akquisition des Hintergrundlichts, Periode τ_1 bis τ_3 . Dabei ist der Operationsverstärker durch Schließen von ϕ_1 direkt gegengekoppelt.

In der ersten Periode τ_1 wird der Akkumulationskondensator C_{FB} durch Schließen des Schalters ϕ_5 entladen, gespeicherte (Tiefen-) Informationen werden gelöscht und zugleich die Offsetspannung des Operationsverstärkers $U_{os,OP}$ bis zum Ende der folgenden Periode gespeichert.

Steuersignale:



Sensorbestrahlung:



Spannungen in der Sensroschaltung:

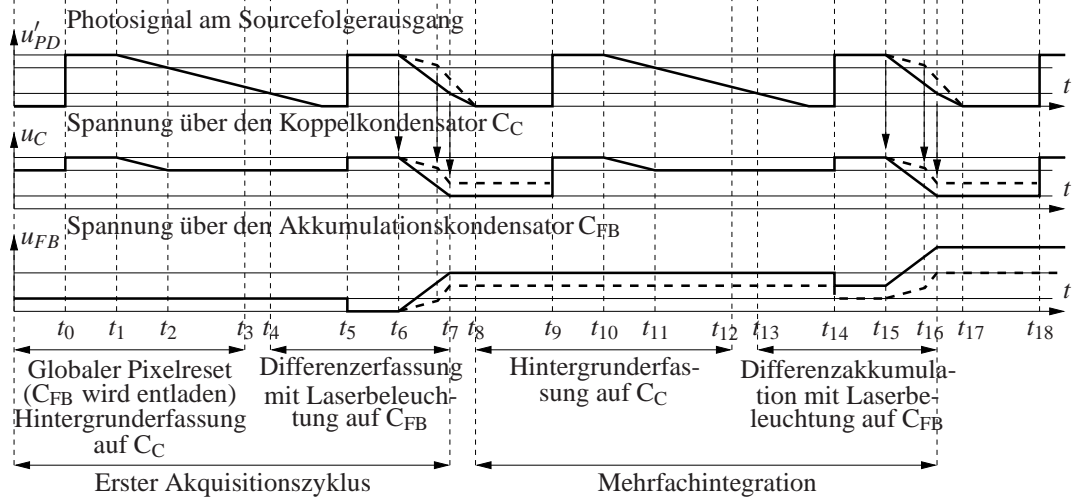


Abbildung 7.3: Timing der Sensorzelle des 32- und 14-Pixel Zeilensensors

$$U_{FB}(t_2) = U_{ref} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) \tag{7.5}$$

In der ersten Periode wird ebenfalls ein Pixelreset durchgeführt, das heißt, durch Schließen von ϕ_1 für $\tau_{res} = 30\text{ns}$ die Photodiodenkapazität auf $U_{ref,PD}$ vorgeladen. Durch das Schließen des Schalters ϕ_2 (Kameraverschluß öffnen) wird die Resetspannung abzüglich des Spannungsabfalls U_{SF} über den Sourcefolger M_5 der Offsetspannung des

Operationsverstärkers auf dem Koppelkondensator C_C gespeichert.

$$U_C(t_1) = U_{ref,PD} - U_{SF} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) \quad (7.6)$$

Die Akquisition des Hintergrundlichts beginnt mit dem Öffnen des Pixel-Resetschalters ϕ_1 und endet nach der Integrationszeit $\tau_{int} = 30\text{ns}$, beziehungsweise $\tau_{int} = 60\text{ns}$ mit dem Öffnen des Schalters ϕ_2 (Kameraverschluß schließen). Bei den aktuell genutzten Laserpulsquellen mit Rechteck-Pulsdauer von 30ns wird ein Integrationsfenster von 30ns Dauer zur Ermittlung der Entfernungsinformation und ein 60ns Integrationsfenster zur Erfassung des gesamten Laserpulses zur Bestimmung der optischen Verluste zum Beispiel durch die Oberflächenreflektivität genutzt. Der photogenerierte Strom $I_{ph,hg} = \Re S_\lambda E_{e,R,hg}$ durch die Bestrahlungsstärke $E_{e,R,hg}$ des eingestrahlte Hintergrundlichts bewirkt eine Entladung der Photodiode und über die parasitäre Kapazität C_{PD} in der Integrationszeit τ_{int} den Spannungsabfall $\Delta U_{R,hg}$. Die Gatekapazität des Sourcefolgers wird gegenüber der großen Photodiodenkapazität vernachlässigt.

$$\Delta U_{R,hg} = \frac{I_{ph,hg} \tau_{int}}{C_{PD}} = \Re S_\lambda E_{e,R,hg} \frac{\tau_{int}}{C_{PD}} \quad (7.7)$$

Am Ende der zweiten Periode τ_2 werden die Schalter ϕ_2 und ϕ_5 gleichzeitig geöffnet, damit die niederfrequenten Rauschbeiträge durch den Operationsverstärker korreliert auf dem Koppelkondensator C_C und dem Akkumulationskondensator C_{FB} gespeichert werden. Diese werden dann in den folgenden Akquisitionszyklen eliminiert. Die gespeicherten Signal- und Offsetspannungen auf dem Koppelkondensator betragen:

$$\begin{aligned} U_C(t_2) &= U_C(t_1) - \Delta U_{R,hg} \\ &= U_{ref,PD} - U_{SF} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) - \Delta U_{R,hg} \end{aligned} \quad (7.8)$$

In den Perioden τ_3 bis τ_5 wird durch Öffnen von ϕ_3 und Schließen von ϕ_4 die CDS-Stufe in den integrierenden Modus geschaltet. Die Nichtüberlappung zwischen dem Schalten von ϕ_3 und ϕ_4 ist wichtig, damit der Akkumulationskondensator nicht über den Pfad ϕ_3 und ϕ_4 kurzgeschlossen und entladen wird. Der Operationsverstärker-Ausgang schwingt auf $U_{aus} = U_{ref,OP} + U_{os,OP} + U_{FB}(t_2)$ ein.

In den Perioden τ_5 bis τ_7 erfolgt die Aufnahme mit aktiver Beleuchtung. Die Akquisition mit Laserbeleuchtung beginnt in der Periode τ_6 mit einem erneuten Pixel-Reset ϕ_1 bei geschlossenem Schalter ϕ_2 . Am Ende der Periode τ_6 beträgt der Spannungsabfall über den Koppelkondensator C_C :

$$U_C(t_6) = U_{ref,PD} - U_{SF} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) \quad (7.9)$$

Da in dieser Periode ϕ_4 geschlossen ist, wird die gespeicherte Ladung entsprechend der Spannungsdifferenz $\Delta U_C = U_C(t_6) - U_C(t_2)$ auf den Akkumulationskondensator übertragen.

$$\begin{aligned}
 \Delta U_C(t_6, t_2) &= U_C(t_6) - U_C(t_2) \\
 &= U_{ref,PD} - U_{SF} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) \\
 &\quad - (U_{ref,PD} - U_{SF} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) - \Delta U_{R,hg}) \\
 &= \Delta U_{R,hg}
 \end{aligned} \tag{7.10}$$

Die Spannung auf dem Akkumulationskondensator erreicht entsprechend dem Kapazitätsverhältnis C_C/C_{FB} :

$$\begin{aligned}
 U_{FB}(t_6) &= U_{FB}(t_2) - \frac{C_C}{C_{FB}} \Delta U_C(t_6, t_2) \\
 &= U_{ref} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) - \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \Delta U_{R,hg}
 \end{aligned} \tag{7.11}$$

Mit dem Öffnen des Pixelresetschalters ϕ_1 erfolgt bis zum Schließen des Verschlusses (mit dem Öffnen von ϕ_2) die Integration des Photostromes durch Laserlicht zuzüglich des Hintergrundlichts auf der Photodiodenkapazität. Abhängig von der Überlappungsdauer des zurückkehrenden Laserlichts (Abbildung 7.3: Pulsanschnitt gestrichelt dargestellt) und des Verschlussfensters $\Delta\tau \leq \tau_{int}$ beträgt der Spannungsabfall über die Photodiode bis zur Verschlussöffnung:

$$\Delta U_{R,laser} = \frac{I_{ph,laser} \Delta\tau + I_{ph,hg} \tau_{int}}{C_{PD}} \tag{7.12}$$

Dieser Spannungsabfall bewirkt eine proportionale Ladungsverschiebung über den Koppelkondensator C_C auf den Akkumulationskondensator. Am Ende der Integrationsperiode τ_7 steht nach dem Öffnen des Verschluss-Schalters die Spannung $U_{FB}(t_7)$ über den Akkumulationskondensator an.

$$\begin{aligned}
 U_{FB}(t_7) &= U_{FB}(t_6) + \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \Delta U_{R,laser} \\
 &= U_{ref} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) \\
 &\quad - \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \Delta U_{R,hg} + \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \frac{I_{ph,laser} \Delta\tau + I_{ph,hg} \tau_{int}}{C_{PD}} \\
 &= U_{ref} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) + \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot (\Delta U_{R,laser} - \Delta U_{R,hg})
 \end{aligned} \tag{7.13}$$

Nach dem Öffnen von ϕ_2 fällt die Spannung über die Photodiode weiterhin (durch Hintergrundlicht oder Restpuls), was aber keinen Effekt mehr auf die gespeicherten

Spannungen auf dem Koppelkondensator C_C und dem Akkumulationskondensator C_{FB} hat.

Für die Mittelung wird der gleiche Akquisitionszyklus wie er in den Perioden τ_9 bis τ_{16} dargestellt ist, jedoch ohne Betätigen des Schalters ϕ_5 , ausgeführt. Es gelten die gleichen Bedingungen entsprechend den oben diskutierten und es wird mit jedem weiteren Abtastzyklus die Spannung auf dem Akkumulationskondensator um $\frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \Delta U_{R,laser}$ zunehmen. Nach $n \geq 1$ Abtastzyklen gilt für die Spannung über dem Akkumulationskondensator:

$$\begin{aligned} U_{FB}(t_{(9n-2)}) &= U_{ref} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) + n \cdot (\Delta U_{R,laser} - \Delta U_{R,hg}) \cdot \frac{C_C}{C_{FB}} \\ &= U_{ref} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) + n \cdot \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \frac{I_{ph,laser} \cdot \Delta\tau}{C_{PD}} \end{aligned} \quad (7.14)$$

Um die akkumulierte Spannung von C_{FB} auszulesen, muß ϕ_4 geschlossen sein, die übrigen Schalter der CDS-Stufe ϕ_2 , ϕ_3 und ϕ_5 müssen geöffnet sein. Die Ausgangsspannung U_{aus} schwingt dann bezüglich U_{ref} auf die akkumulierte Spannung U_{FB} abzüglich der OP-Offsetspannung proportional zum gesammelten Laserlicht ein.

$$\begin{aligned} U_{aus}(n) &= U_{ref,OP} + U_{os,OP} + U_{FB}(t_{(9n-2)}) \\ &= U_{ref,OP} + U_{os,OP} + U_{ref} - (U_{ref,OP} + U_{os,OP}) + n \cdot \Delta U_{R,laser} \cdot \frac{C_C}{C_{FB}} \\ &= U_{ref} + n \cdot \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \frac{I_{ph,laser} \cdot \Delta\tau}{C_{PD}} \end{aligned} \quad (7.15)$$

7.1.3.1 Empfindlichkeit

Über den Zusammenhang $I_{ph,laser} = S_\lambda \cdot A_{PD} \cdot E_{e,R,laser}$ mit $\mathfrak{R}_\lambda = S_\lambda \cdot A_{PD}/C_{PD}$ kann unter Vernachlässigung weiterer parasitärer Kapazitäten (im wesentlichen die Gatekapazität des Sourcefolgers) die Pixelausgangsspannung U_R (entsprechend Gleichung 7.15) abhängig von der spektralen Responsivität \mathfrak{R}_λ formuliert werden:

$$\begin{aligned} U_{aus}(n) &= U_{ref} + n \cdot \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \frac{S_\lambda \cdot A_{PD} \cdot E_{e,R,laser} \cdot \Delta\tau}{C_{PD}} \\ &= U_{ref} + n \cdot \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \mathfrak{R}_\lambda \cdot E_{e,R,laser} \cdot \Delta\tau \end{aligned} \quad (7.16)$$

Die Responsivität \mathfrak{R}_λ der Photodiode setzt den erreichbaren Spannungshub $\Delta U_{aus}(n) = U_{aus}(n) - U_{ref}$ mit der eingehenden Bestrahlungsstärke $E_{e,R,laser}$ und der Überlappungszeit $\Delta\tau$ bei der Laufzeitmessung in Beziehung. Darauf aufbauend kann über die

gesamte Sensorschaltung eine ausgangsbezogene spektrale Responsivität $\mathfrak{R}_{\lambda,aus}(n) = \frac{\Delta U_{aus}}{\Delta \tau \cdot \Delta E_{e,aus}}$ definiert werden, die den erreichbaren Spannungshub am Ausgang der CDS-Stufe unter Berücksichtigung der Mittelung über n Abtastwerte und der internen Verstärkung C_C/C_{FB} sowie der Überlappungszeit von dem eingehenden Laserpuls und dem Verschlußöffnungszeitfenster angibt.

Entsprechend [31] beträgt die Stromempfindlichkeit der verwendeten $0,5\mu\text{m}$ Standard CMOS-Technologie (FhG IMS - C0512M+) bei der Wellenlänge $\lambda = 910\text{nm}$ der eingesetzten Lasermodule $S_\lambda \approx 0,22 \frac{\text{A}}{\text{W}}$. Mit der aktuellen Dimensionierung ($C_{FB} = 2,5\text{pF}$, $C_C = 5\text{pF}$, $C_{PD} = 90\text{pF}$, $A_{PD} = (610\mu\text{m})^2$) erreicht die Responsivität der gesamten Sensorschaltung theoretisch:

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{\lambda,aus}(n) &= \frac{\Delta U_{aus}(n)}{\Delta \tau \cdot \Delta E_{e,R,laser}} = n \cdot \frac{S_\lambda A_{PD}}{C_{PD}} \cdot \frac{C_C}{C_{FB}} \\ &= n \cdot 1760 \frac{\text{V m}^2}{\text{J}} \end{aligned} \quad (7.17)$$

Bei einer Überlappungszeit von $\tau_{int} = 30\text{ns}$ (Erfassung des gesamten Pulses) ist der maximal erreichbare Spannungshub $\frac{\Delta U_{aus,max}}{E_{e,R,laser}} = 52,8 \frac{\mu\text{V}}{\text{ns W/m}^2}$ abhängig von der eingehenden Bestrahlungsstärke ohne Mehrfachintegration und Akkumulation der Meßwerte ($n=1$). Selbst wenn die Bestrahlungsstärke durch die Pulsbeleuchtung an der Sensoroberfläche der Solarkonstanten $E_{e,S} = 1,27\text{kW/m}^2$ entspricht, würde dies in der Verschlußöffnungszeit von $\tau_{int} = 30\text{ns}$ lediglich einem maximalen Spannungshub von $\Delta U_{aus} = 73,3\text{mV}$ am CDS-Ausgang entsprechen. Selbst hohe Bestrahlungsstärken an der Sensoroberfläche bewirken also nur geringe Spannungshübe am CDS-Ausgang ohne Akkumulation über mehrere Meßzyklen.

7.1.4 Rauschverhalten

Zur Analyse des Rauschverhaltens der in Abbildung 7.2 dargestellten Sensorschaltung wird auf die Ausführungen in Kapitel 4 bezüglich des kTC- und Quantenrauschens in Photodetektoren zurückgegriffen. Das Dunkelstromrauschen wird aufgrund der kurzen Integrationszeiten gegenüber den übrigen Rauschkomponenten vernachlässigt. Entsprechend [31] läßt sich für die n-Wannen-Dioden zum p-Substrat (Diodenfläche $600\mu\text{m} \times 600\mu\text{m}$, $C_{PD} \approx 90\text{pF}$) ein Dunkelstrom von $I_{PD,dunkel} = 1,8\text{pA} \pm 60\%$ bei Raumtemperatur (300K) angeben. Bei einer Integrationszeit von $\tau_{int} = 60\text{ns}$ entspricht das nur einem Spannungsabfall von $\Delta U_{PD} = I_{PD,dunkel} \cdot \tau_{int} / C_{PD} \approx 1,20\text{pV}$.

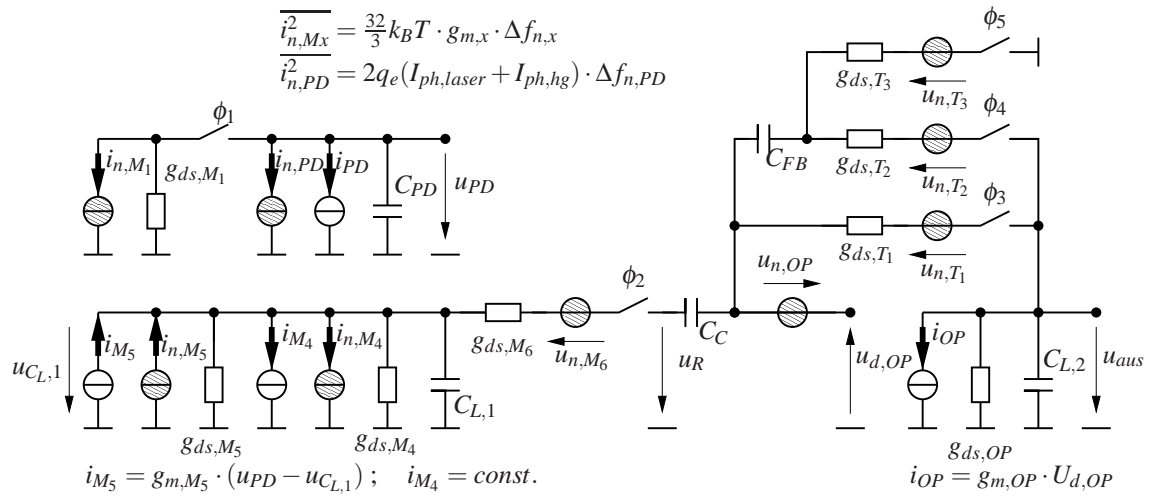


Abbildung 7.4: Rauschersatzschaltbild der 32- und 14-Pixel Zeilensensoren

Die Abbildung 7.4 zeigt das Rauschersatzschaltbild zur Sensorschaltung entsprechend der Schaltung in Abbildung 7.2. Die Rauschbeiträge der Sensorschaltung werden jeweils im eingeschwungenen Zustand am Ende der Schaltperioden ermittelt, so daß zur Abschätzung der Rauschbeiträge eine Kleinsignalanalyse genügt.

Für die aktiven Komponenten werden die thermischen und Funkelrauschbeiträge der Transistoren für die Berechnung der ausgangsseitigen Rauschleistung berücksichtigt.

Die geometrische Addition der Rauschleistung der einzelnen unabhängigen Rauschquellen liefert die gesamte ausgangsbezogene Rauschleistung des Sensors.

Die Transistoren M_1 und M_6 in Schalterfunktion sowie die Transistoren T_1 bis T_3 werden durch ihre Ohmschen Leitwerte g_{ds} im eingeschalteten Zustand modelliert. Die thermischen Rauscheffekte der Leitwerte werden durch parallel beziehungsweise in Serie geschaltete Rauschstrom- und Spannungsquellen der entsprechenden Leistungsdichte $\overline{i_n^2}$ oder $\overline{u_n^2}$ modelliert. Da die Innenwiderstände der geschalteten Transistoren und Transistoren sehr klein sind, kann ihr Beitrag in der gesamten Rauschbilanz gegenüber den Beiträgen gesättigt betriebener Transistoren vernachlässigt werden.

Die im Sättigungsbereich betriebenen Transistoren M_4 und M_5 sind in dem Rauschersatzschaltbild 7.4 mit ihrem vollständigen Rauschersatzschaltbild berücksichtigt. Die Rauschstromquellen dieser Transistoren $i_{n,th,M4}$ und $i_{n,th,M5}$ erfassen das thermische Kanalrauschen durch die Ohmschen Kanalleitwerte $g_{ds,M4}$ und $g_{ds,M5}$.

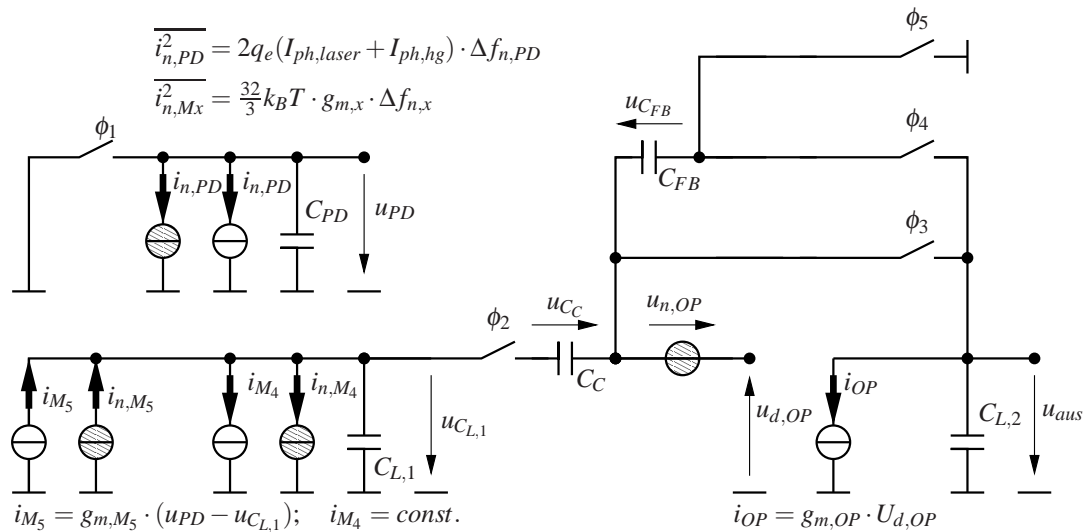


Abbildung 7.5: Vereinfachtes Rauschersatzschaltbild der 32- und 14-Pixel Zeilensensoren

Die Ausgangsleitwerte der Transistoren g_{ds} und der Ausgangsleitwert des Operationsverstärkers $g_{ds,OP}$ hervorgerufen durch die Kanallängenmodulation sind verglichen mit der Steilheit klein, daher werden ihre Rauschbeiträge in der folgenden Analyse gegenüber dem thermischen Kanalaruschen vernachlässigt. Jedoch wirken sich die Innenwiderstände der Schalter in Form des kT/C -Rauschens aus, das mit jedem Schalten akquiriert wird. Im eingeschwungenen Zustand ist der Betrag der kT/C -Rauschspannung $\overline{u_n^2} = \frac{k_B T}{C}$ unabhängig vom Wert des rauschenden Innenwiderstandes auszudrücken. Daher wird in der vereinfachten Darstellung des Ersatzschaltbildes auf die explizite Wiedergabe der rauschenden Komponenten in den Schaltern, beziehungsweise Schalttransistoren verzichtet. Dominante Pole des Sourcefolgers und der Operationsverstärkerschaltung sind durch die Steilheiten der Komponenten und durch die Lastkapazitäten definiert. Unter diesen Annahmen ergibt sich das vereinfachte Rauschersatzschaltbild gemäß der Abbildung 7.5.

Da das exakt gleichzeitige Schalten kaum zu realisieren ist, wird in der Rauschberechnung im folgenden eine Worst-Case Abschätzung unter der Annahme vorgenommen, daß die Schalter ϕ_5 und ϕ_4 um eine Zeit τ_{err} verzögert nach dem Schalter ϕ_2 betätigt werden (gestrichelt eingetragener Verlauf im Zeitdiagramm 7.3). Das führt dazu, daß das Operationsverstärkerrauschen höher bewertet wird.

7.1.4.1 Thermisches Schaltungsrauschen

Für die folgende Abschätzung des thermischen Schaltungsrauschens werden einleitend die Rauschbeiträge der aktiven Komponenten zusammenfassend dargestellt. Die breitbandigen, thermischen Rauschbeiträge in den verschiedenen Schaltperioden können durch Bestimmung der effektiven Rauschspannungsquadrate im Abtastmoment durch das Öffnen der Schalter abgeschätzt werden. Hierfür ist über die wirksame kapazitive Last C_L^* der aktiven Komponenten die Rauschbandbreite Δf_n in den jeweiligen Schaltperioden zu bestimmen und die Linearkombination der abgetasteten, unabhängigen Rauschspannungsquadrate zu bilden. Unter der Annahme, daß der dominante Pol nur durch die Steilheit g_m und die wirksame Lastkapazität bestimmt ist, gilt entsprechend Kapitel 4.1 für die Rauschbandbreite des einpoligen Systems:

$$\Delta f_n = \frac{g_m}{4 C_L^*} \quad (7.18)$$

Im Abtastvorgang wird Widerstandsrauschen zum Beispiel durch den Innenwiderstand der MOS-Schalter, auf den geschalteten Kondensatoren gespeichert. Mit der Leistungsdichte des Widerstandsrauschens $S_{u,th,R} = 4 k_B T R$ entsprechend Kapitel 4.1.1 und der Bandbreite $\omega_{TP} = 1/(RC_L^*)$ der geschalteten RC-Kombination gilt für die gespeicherte Rauschspannung $u_{n,th,C}$ auf dem Kondensator für die Näherung unendlicher Einschwingzeit:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,th,C}^2} &= 4 k_B T R \Delta f_n \\ &= \frac{k_B T}{C_L^*}. \end{aligned} \quad (7.19)$$

Für Beiträge der MOS-Transistoren durch das Kanalrauschen gilt mit der Rauschbandbreite Δf_n der folgende Ausdruck (siehe auch Kapitel 4.4.2):

$$\begin{aligned} S_{u,th,M}(f) &= \frac{32}{3} \frac{k_B T}{g_m} \\ \Rightarrow \overline{u_{n,th,M}^2} &= \frac{32}{3} \frac{k_B T}{g_m} \Delta f_n \\ &= \frac{8}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_L^*} \end{aligned} \quad (7.20)$$

Für den Sourcefolger M_4 , M_5 gilt entsprechend Kapitel 4.4.5 mit der wirksamen Lastkapazität C_L^* :

$$\overline{u_{n,th,SF}^2} = \frac{8}{3} \frac{k_B T}{C_L^*} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}} \right) \quad (7.21)$$

Entsprechend Kapitel 4.4.4 ist das Eigenrauschen des direkt gegengekoppelten Operationsverstärkers durch die eingangsbezogene Rauschspannung $u_{n,th,OP}^2$ und mit der Steilheit durch das Eingangsdifferenzpaar entsprechend Gleichung 4.53 ausreichend erfaßt. (Die Eingangskapazität des Operationsverstärkers wird im folgenden gegenüber der Beschaltung vernachlässigt.)

$$\begin{aligned} S_{u,th,OP}(f) &= \frac{64}{3} \frac{k_B T}{g_{m,OP}} \\ \Rightarrow \overline{u_{n,th,OP}^2} &= \frac{64}{3} \frac{k_B T}{g_{m,OP}} \Delta f_n \\ &= \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_L^*} \end{aligned} \quad (7.22)$$

Bezüglich des Eigenrauschens verhält sich der Operationsverstärker immer wie ein nichtinvertierender Verstärker und das Eigenrauschen wird mit einem Transmissionsfaktor abhängig von der Schalterstellung an den Ausgang übertragen. Zwei Fälle sind für die Schaltungsanalyse von besonderer Bedeutung.

Bei geschlossenem Schalter ϕ_3 sind die Eingangs- und Ausgangsrauschspannung identisch, und es ist lediglich die wirksame Lastkapazität abhängig von den Schalterstellungen ϕ_2 und ϕ_5 für die Abschätzung der Rauschspannung zu bestimmen.

Sind die Schalter ϕ_2 und ϕ_4 geschlossen, entspricht die wirksame Lastkapazität C_L^* der Parallelschaltung des Lastkondensators $C_{L,2}$ mit der Serienschaltung aus dem Akkumulationskondensator C_{FB} mit dem Koppelkondensator C_C .

$$C_L^* = C_{L,2} + \frac{C_C + C_{FB}}{C_C \cdot C_{FB}} \quad (7.23)$$

Die Betriebsverstärkung $v_B(\omega)$ der nichtinvertierenden Operationsverstärkerschaltung ist:

$$v_B(\omega) = \frac{v_u}{1 + j\omega \frac{C_L^*}{g_{m,OP}} \cdot (v_u)} \quad (7.24)$$

mit dem ‘‘Gleichspannungsverstärkungsfaktor’’ v_u :

$$v_u = \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right) \quad (7.25)$$

Die Operationsverstärkerschaltung weist einpoliges Tiefpaßverhalten auf mit der Tiefpaßfrequenz $\omega_{TP} = \frac{g_{m,OP}}{C_L^* \cdot v_u}$. Für die Rauschbandbreite des einpoligen Systems gilt entsprechend Kapitel 4.1 die äquivalente Rauschbandbreite $\Delta f_{n,OP}$.

$$\begin{aligned}
\Delta f_{n,OP} &= \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g_{m,OP}}{C_L^* \cdot v_u} \\
&= \frac{1}{4} \cdot \frac{g_{m,OP}}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right) + C_C}
\end{aligned} \tag{7.26}$$

Mit der Rauschbandbreite kann die ausgangsbezogene Rauschspannung $u_{n,th,a,OP}$ der Operationsverstärkerschaltung abgeschätzt werden.

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,th,a,OP}^2} &= v_{u,OP}^2 \cdot S_{u,th,OP} \cdot \Delta f_{n,OP} \\
&= \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right) + C_C} \cdot \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right)^2
\end{aligned} \tag{7.27}$$

Auf der Grundlage obiger Analyse wird das thermische Rauschen durch die Abtastvorgänge in den Schaltperioden T_n entsprechend Abbildung 7.3 analysiert.

Hintergrundlichtakquisition in den Schaltzyklen τ_1 bis τ_3 :

τ_1 Pixelreset:

Durch das Vorladen der Photodiode verbleibt mit dem Öffnen des Schalters ϕ_1 auf der parasitären Kapazität die kT/C -Rauschspannung $\overline{u_{n,th,PD}^2}(t_1)$ durch den Abtastvorgang.

$$\overline{u_{n,th,PD}^2}(t_1) = \frac{k_B T}{C_{PD}} \tag{7.28}$$

τ_2 Optische Integration:

Nach der optischen Integration werden mit dem Öffnen der Schalter ϕ_2 und ϕ_5 auf dem Koppelkondensator das Resetrauschen der Photodiode, das Rauschen des Sourcefolgers $M_{5,4}$, das Photonenrauschen durch die Detektion des Hintergrundlichts und eine kT/C -Rauschkomponente durch den Schaltvorgang gespeichert (nichtidealer Schalter ϕ_2). Könnten die Schalter ϕ_2 und ϕ_5 exakt gleichzeitig geöffnet werden, würde der Rauschbeitrag des direkt gegengekoppelten Operationsverstärkers gegensinnig auf dem Koppelkondensator C_C und dem Akkumulationskondensator C_{FB} gespeichert werden und im weiteren Akquisitionsprozeß entsprechend dem Eingangsoffset des Operationsverstärkers eliminiert werden. (Jedoch wird bei Mittelung der Akkumulationskondensator in den folgenden Akquisitionen nicht erneut zurückgesetzt, so daß sich der gespeicherte Rauschbeitrag auf C_{FB} und das erneut auf C_C gespeicherte Rauschen in jedem weiteren Zyklus unvermindert auswirkt.)

In der Realität ist das gleichzeitige Schalten von ϕ_2 und ϕ_5 kaum zu bewerkstelligen, und es wird eine Worst-Case Abschätzung für den OP-Rauschbeitrag unter der Annahme des verzögerten Schaltens von ϕ_5 (Gestrichelter Verlauf in Abbildung 7.3) vorgenommen. Die gespeicherten Rauschbeiträge auf dem Koppel- und dem Akkumulationskondensator werden dabei unabhängig angenommen.

- Die eingangsbezogene Rauschspannung des direkt gegengekoppelten Operationsverstärkers bei Belastung durch $C_L^* = C_C + C_{FB} + C_{L,2}$ ist entsprechend Gleichung 7.22 gegeben durch:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,th,OP}^2(t_2)} &= \frac{64}{3} \cdot \frac{k_B T}{g_{m,OP}} \frac{g_{m,OP}}{4 C_L^*} \\ &= \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_C + C_{FB} + C_{L,2}} \end{aligned} \quad (7.29)$$

- Für die ausgangsbezogene Rauschspannung $u_{n,th,SF}(t_2)$ des Sourcefolgers gilt entsprechend Gleichung 7.21 bei der wirksamen kapazitiven Belastung durch den Koppelkondensator und den Lastkondensator $C_L^* = C_{L,1} + C_C$:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,th,SF}^2(t_2)} &= \frac{8}{3} \frac{k_B T}{C_L^*} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}} \right) \\ &= \frac{8}{3} \frac{k_B T}{C_{L,1} + C_C} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}} \right) \end{aligned} \quad (7.30)$$

- Nach dem Öffnen des Schalters ϕ_2 (Kameraverschluß schließen) verbleibt auf dem Koppelkondensator ebenfalls eine kT/C -Rauschkomponente entsprechend Gleichung 7.19 durch den Schaltvorgang beziehungsweise Abtastvorgang. Die gesamte gespeicherte Rauschspannung auf dem Koppelkondensator ergibt sich dann zuzüglich der Beiträge durch das Operationsverstärkerrauschen entsprechend Gleichung 7.29 und das Rauschen des Sourcefolgers entsprechend Gleichung 7.30. Die Spannungsübertragung des Sourcefolgers wird für die Rauschbetrachtung als ideal angenommen.

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,th,C_C}^2(t_2)} &= \frac{k_B T}{C_C} + \overline{u_{n,th,PD}^2(t_1)} + \overline{u_{n,th,SF}^2(t_2)} + \overline{u_{n,th,OP}^2(t_2)} \\ &= \frac{k_B T}{C_C} + \frac{k_B T}{C_{PD}} + \frac{8}{3} \frac{k_B T}{C_{L,1} + C_C} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}} \right) \\ &\quad + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_C + C_{FB} + C_{L,2}} \end{aligned} \quad (7.31)$$

τ_2 Reset des Akkumulationskondensators:

Nach dem Entladen des Akkumulationskondensators verbleibt auf diesem neben

dem gespeicherten Operationsverstärkerrauschen ebenfalls eine kT/C -Rauschkomponente durch den Schaltvorgang.

- Unter der Annahme, daß der Schalter ϕ_2 früher öffnet als der Schalter ϕ_5 wird der Operationsverstärker durch die Parallelschaltung aus dem Lastkondensator und dem Akkumulationskondensator mit $C_L^* = C_{L,2} + C_{FB}$ belastet. Mit der Rauschbandbreite $\Delta f_n' = \frac{g_m}{4(C_{L,2} + C_C)}$ gilt für die Eingangsräuschspannung $u_{n,th,OP}'$ des Operationsverstärkers entsprechend Gleichung 7.22:

$$\overline{u_{n,th,OP}'^2(t_2 + \tau_{err})} = \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{FB} + C_{L,2}} \quad (7.32)$$

- Unter Berücksichtigung der kT/C -Rauschkomponente ist die gesamte gespeicherte Rauschspannung auf dem Akkumulationskondensator C_{FB} gegeben mit:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,th,C_{FB}}^2(t_2 + \tau_{err})} &= \frac{k_B T}{C_{FB}} + \overline{u_{n,th,OP}'^2(t_2 + \tau_{err})} \\ &= \frac{k_B T}{C_{FB}} + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{FB} + C_{L,2}} \end{aligned} \quad (7.33)$$

Bei der Mehrfachintegration wirkt dieser gespeicherte Rauschbeitrag in jedem Akquisitionszyklus, bis der Akkumulationskondensator erneut entladen wird.

τ_3 Einschwingzeit

Um Fehler im Umschaltprozeß zu minimieren wird die Zeit τ_{set} abgewartet bis die Schaltung vollkommen eingeschwungen ist und quasi kein Ladungsausgleich mehr meßbar ist. Es wird in dieser Schaltperiode kein weiterer Rauschbeitrag von Bedeutung erfaßt.

Umschalten in den Integrationsmodus, Schaltzyklen τ_4 bis τ_5

Zur Erfassung des Laserpulses wird die Operationsverstärkerschaltung durch Öffnen von ϕ_3 und Schließen von ϕ_4 in den integrierenden Modus geschaltet. Die Einhaltung der Nichtüberlappungszeit τ_{non} zwischen dem Betätigen der Schalter soll verhindern, daß der Akkumulationskondensator über diese kurzgeschlossen und entladen wird. In diesen Schaltperioden werden keine weiteren Rauschbeiträge akkumuliert.

Laserakquisition in den Schaltzyklen τ_5 bis τ_8 **τ_6 Pixelreset**

- Nach dem erneuten Vorladen der Photodiode verbleibt auf der parasitären Kapazität die kT/C-Rauschspannung.

$$\overline{u_{n,th,PD}^2(t_6)} = \frac{k_B T}{C_{PD}} \quad (7.34)$$

- Mit dem Schließen von ϕ_2 werden die kT/C-Rauschspannung der Photodiode sowie die gespeicherte Signalspannung und Rauschbeiträge entsprechend dem Ausdruck 7.31 mit dem Ladungsausgleich von dem Koppelkondensator C_C zu dem Beitrag entsprechend Gleichung 7.33 auf den Akkumulationskondensator C_{FB} übertragen. Das Verhältnis der gespeicherten Spannung auf dem Koppelkondensator und der Spannung über den Akkumulationskondensator ist mit dem Gleichspannungsverstärkungsfaktor $-v_u$ der invertierenden Operationsverstärkerschaltung gegeben.

$$v_u = - \left(\frac{u_{C_{FB}}}{u_{C_C}} \right) = - \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right) \quad (7.35)$$

Für die effektive Rauschspannung auf dem Akkumulationskondensator gilt im eingeschwungenen Zustand:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,th,C_{FB}}^2(t_6)} &= \overline{u_{n,th,C_{FB}}^2(t_2 + \tau_{err})} + \overline{u_{n,th,C_C}^2(t_2)} \cdot v_u^2 + \overline{u_{n,th,PD}^2(t_6)} \cdot v_u^2 \\ &= \frac{k_B T}{C_{FB}} + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{FB} + C_{L,2}} \\ &\quad + \left[\frac{k_B T}{C_C} + 2 \frac{k_B T}{C_{PD}} + \frac{8}{3} \frac{k_B T}{C_{L,1} + C_C} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_C + C_{FB} + C_{L,2}} \right] \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \end{aligned} \quad (7.36)$$

 τ_7 Optische Integration

Mit dem Öffnen des Schalters ϕ_2 wird neben dem bereits auf dem Akkumulationskondensator gespeicherten Rauschen das eingangsbezogene Operationsverstärkerrauschen, der Beitrag des Sourcefolgers und eine neue kT/C-Rauschkomponente durch das Abtasten auf dem Koppelkondensator gesammelt und im Verhältnis der Gleichspannungsverstärkung $v_u^2 = \frac{C_C^2}{C_{FB}^2}$ des Inverters auf den Akkumulationskondensator übertragen. Das Öffnen eines Schalters ϕ_2 oder ϕ_5 beendet den Abtastvorgang, daher bedarf der Einfluß der Schaltverzögerung τ_{err} bei dem Betätigen von ϕ_5 keiner besonderen Betrachtung.

- Der negative Eingang des Operationsverstärkers wird als virtuelle Signalmasse angenommen. Unter dieser Annahme ist der Sourcefolger durch die Parallelschaltung des Lastkondensators $C_{L,1}$ und des Koppelkondensators C_C kapazitiv belastet, so daß für die ausgangsbezogene Rauschspannung $\overline{u_{n,th,SF}^2(t_7)}$ entsprechend Gleichung 7.30 gilt:

$$\overline{u_{n,th,SF}^2(t_7)} = \frac{8}{3} \frac{k_B T}{C_{L,1} + C_C} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}} \right) \quad (7.37)$$

- Die Rauschbeiträge der invertierenden Operationsverstärkerschaltung wurden bereits mit der Gleichung 7.27 bestimmt. Für den Betrag des eingangsbezogenen Rauschens gilt folglich im eingeschwungenen Zustand:

$$\overline{u_{n,th,OP}^2(t_7)} = \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right) + C_C} \cdot \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \cdot \left(\frac{C_{FB}}{C_C} \right)^2 \quad (7.38)$$

- Nach dem Öffnen des Verschlus-Schalters verbleiben neben den bisher gesammelten Rauschbeiträgen die zusätzlichen Rauschbeiträge $\overline{u_{n,th,C_C}^2(t_7)}$ durch das eingangsbezogene Operationsverstärkerrauschen (Gleichung 7.38), das Sourcefolgerrauschen (Gleichung 7.37) und die kT/C-Rauschkomponente durch den Schaltvorgang auf dem Koppelkondensator C_C .

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,th,C_C}^2(t_7)} &= \frac{k_B T}{C_C} + \overline{u_{n,th,SF}^2(t_7)} + \overline{u_{n,th,OP}^2(t_7)} \\ &= \frac{k_B T}{C_C} + \frac{8}{3} \frac{k_B T}{C_{L,1} + C_C} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}} \right) \\ &\quad + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right) + C_C} \cdot \left(1 + \frac{C_{FB}}{C_C} \right)^2 \end{aligned} \quad (7.39)$$

Bis zum Öffnen des Schalters ϕ_4 werden durch den Ladungsausgleich die zusätzlichen Rauschsignale über den Koppelkondensator ebenfalls im Verhältnis der Gleichspannungsverstärkung der invertierenden Operationsverstärkerschaltung auf den Akkumulationskondensator übertragen. Für die übertragene Rauschspannung gilt nach dem Öffnen des Schalters:

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,th,C_{FB}}^2}(t_7) &= \overline{u_{n,th,C_{FB}}^2}(t_6) + \overline{u_{n,th,C_C}^2}(t_7) \cdot v_u^2 \\
&= \frac{k_B T}{C_{FB}} + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{FB} + C_{L,2}} \\
&\quad + \left[2 \frac{k_B T}{C_C} + 2 \frac{k_B T}{C_{PD}} + 2 \frac{8}{3} \frac{k_B T}{C_{L,1} + C_C} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}} \right) \right. \\
&\quad \quad + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_C + C_{FB} + C_{L,2}} \\
&\quad \quad \left. + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right) + C_C} \cdot \left(1 + \frac{C_{FB}}{C_C} \right)^2 \right] \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2
\end{aligned} \tag{7.40}$$

τ_8 Beenden der Akkumulation

Es wird angenommen, daß der Akkumulationsvorgang um τ_{err} verzögert mit dem Öffnen des Schalters ϕ_5 endet. Dabei wird das Rauschen des Operationsverstärkers und das kT/C Rauschen durch den Abtastvorgang zusätzlich auf dem Akkumulationskondensator gespeichert.

- Nach dem Öffnen des Schalters ϕ_2 ist der invertierende Eingang des Operationsverstärkers nicht weiter belastet, und unter Vernachlässigung der Eingangsimpedanz kann der Akkumulationskondensator in der Rückkopplung ebenfalls vernachlässigt werden. Das Rauschen des Operationsverstärkers kann unter diesen Annahmen entsprechend Gleichung 7.22 mit der wirksamen kapazitiven Last $C_L^* = C_{L,2}$ abgeschätzt werden:

$$\overline{u_{n,th,OP}^2}(t_7 + \tau_{err}) = \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2}} \tag{7.41}$$

- Der gesamte gespeicherte Rauschbeitrag auf dem Akkumulationskondensator ist am Ende des ersten Akquisitionszyklus unter Berücksichtigung des kT/C-Rauschens:

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,th,C_{FB}}^2}(t_8) &= \frac{k_B T}{C_{FB}} + \overline{u_{n,th,OP}^2}(t_7 + \tau_{err}) + \overline{u_{n,th,C_{FB}}^2}(t_7) \\
&= \left[2 \frac{k_B T}{C_{FB}} + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2}} \right] + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right) + C_C} \cdot \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \\
&\quad + 2 \left(\frac{k_B T}{C_C} + \frac{k_B T}{C_{PD}} + \frac{8}{3} \frac{k_B T}{C_{L,1} + C_C} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}} \right) \right) \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \\
&\quad + \left[\frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{FB} + C_{L,2}} + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_C + C_{FB} + C_{L,2}} \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \right]
\end{aligned} \tag{7.42}$$

Umschalten in die direkte Gegenkopplung in den Schaltzyklen τ_8 bis τ_9

Um die Ladung auf dem Akkumulationskondensator C_{FB} zu erhalten, wird vor Beginn des nächsten Akquisitionszyklus erst nach Einhaltung der Nichtüberlappungszeit τ_{non} erneut mit Schließen von ϕ_3 die direkte Gegenkopplung aktiviert und gewartet (τ_{set}), bis die Schaltung eingeschwungen ist.

Mehrfachintegration und Mittelung in den Schaltzyklen τ_9 bis τ_{16}

Dieser Zyklus τ_9 bis τ_{16} wird bei Mittelung n -fach durchlaufen. Mit jedem weiteren Akquisitionszyklus steigt der Rauschbeitrag linear an. Diese weiteren Akquisitionszyklen unterscheiden sich vom ersten τ_1 bis τ_8 nur darin, daß bei der Hintergrundlichtakquisition der Akkumulationskondensator nicht entladen wird. Dadurch ist in dem Zyklus τ_{10} verglichen mit dem entsprechenden Zyklus τ_2 die effektive Bandbreite der OP-Schaltung eine andere. Die betreffenden Terme sind in der Gleichung 7.42 durch eckige Klammern gekennzeichnet.

Jedoch wirkt sich der gespeicherte Rauschterm für das Entladen des Akkumulationskondensators C_{FB} entsprechend Gleichung 7.33 in jedem weiteren Akquisitionszyklus unvermindert aus. Das bedeutet: mit jedem Betätigen des Schalters ϕ_2 muß dieser Rauschbeitrag erneut berücksichtigt werden.

Die unterschiedlichen Rauschterme sind in Gleichung 7.42 und 7.44 durch eckige Klammern gekennzeichnet.

- In den Perioden τ_{10} bis τ_{11} ist die wirksame kapazitive Last verglichen mit den Perioden τ_1 und τ_2 nur durch $C_L^* = C_{L,2} + C_C$ gegeben, so daß jetzt für das Operationsverstärkerrauschen gilt:

$$\overline{u_{n,th,OP}^2(t_{11})} = \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} + C_C} \quad (7.43)$$

- Daraus folgt der Rauschbeitrag $\overline{u_{n,th,over,C_{FB}}^2}$ pro weiteren Abtastzyklus:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,th,over,C_{FB}}^2} &= \left[2 \cdot \frac{k_B T}{C_{FB}} + 2 \cdot \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2}} \right] + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right) + C_C} \cdot \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \\ &+ 2 \left(\frac{k_B T}{C_C} + \frac{k_B T}{C_{PD}} + \frac{8}{3} \frac{k_B T}{C_{L,1} + C_C} \cdot \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}} \right) \right) \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \\ &+ \left[\frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} + C_C} \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 + \frac{k_B T}{C_{FB}} + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2}} \right] \end{aligned} \quad (7.44)$$

Der erste Term in eckigen Klammern $[2 \cdot \frac{k_B T}{C_{FB}} + 2 \cdot \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2}}]$ in Gleichung 7.44 berücksichtigt die Rauschbeiträge durch des Abtasten des Akkumulationskondensators im vorhergehenden Akquisitionszyklus. Der zweite Term in eckigen Klammern berücksichtigt die neuen Rauschbeiträge durch die geänderte Last in der Periode τ_{10} bis τ_{11} .

Rauschbeiträge durch das Auslesen

Während des Auslesens ist lediglich der Schalter ϕ_4 geschlossen und der Operationsverstärker ist nur durch $C_L^* = C_{L,2}$ wirksam belastet. Der Akkumulationskondensator C_{FB} wird bei vernachlässigter Eingangsimpedanz des Operationsverstärkers ebenfalls vernachlässigt. Entsprechend Gleichung 7.22 ist das Ausgangsrauschen der Operationsverstärkerschaltung:

$$\overline{u_{n,th,auslesen,OP}^2} = \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2}} \quad (7.45)$$

Gesamte thermische Rauschleistung am CDS-Ausgang

Mit der Abtastrate $n > 0$ kann der gesamte Rauschbeitrag in Form der Ausgangsrauschspannung $\overline{u_{n,th,aus}(n)}$ durch breitbandige, thermische Rauchquellen in der Sensorschaltung geschlossen angegeben werden:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,th,aus}^2(n)} &= \overline{u_{n,th,C_{FB}}^2(t_8)} + (n-1) \cdot \overline{u_{n,th,over,C_{FB}}^2} + \overline{u_{n,th,auslesen,OP}^2} \\ &= (3n-1) \cdot \left(\frac{k_B T}{C_{FB}} + \frac{8}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2}} \right) \\ &\quad + n \cdot \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right) + C_C} \cdot \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \\ &\quad + 2n \cdot \left(\frac{k_B T}{C_C} + \frac{k_B T}{C_{PD}} + \frac{8}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,1} + C_C} \cdot \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}} \right) \right) \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \\ &\quad + (n-1) \cdot \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} + C_C} \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \\ &\quad + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{FB} + C_{L,2}} + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_C + C_{FB} + C_{L,2}} \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \end{aligned} \quad (7.46)$$

Bei Berücksichtigung der Schaltungsdimensionierung ($C_{PD} \approx 90\text{pF}$, $C_C = 5\text{pF}$, $C_{L,1} = 2,5\text{pF}$, $C_{FB} = 2,5\text{pF}$, $C_{L,2} = 5\text{pF}$, $g_{m,M_4} = \frac{4}{3}g_{m,M_5}$) ist der theoretische thermische Rauschbeitrag bei $T_0 = 300\text{K}$ quantifiziert:

$$\sqrt{u_{n,th,aus}^2(n,T)} \approx 279\mu\text{V} \sqrt{\bar{n}} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \Big|_{T_0=300\text{K}} \quad (7.47)$$

7.1.4.2 Funkelrauschbeiträge

Die korrelierte Doppelabtastung formt das Funkelrauschen in ein weißes Rauschspektrum um. Dabei können die Funkelrauschbeiträge entsprechend Gleichung 4.84 abgeschätzt werden, indem die Funkelrauschquellen und die begrenzenden dominanten Tiefpaßeckfrequenzen ausgemacht werden:

$$\overline{u_{n,f}^2} \approx f_c \cdot S_{u,th} \cdot 2 \left(\gamma_e + \ln \left(T_D \omega_{TP} \right) \right) \quad \text{für: } T_D \omega_{TP} \geq 3 \quad (7.48)$$

In diesem Ausdruck wird das Funkelrauschen auf die thermische, weiße Rauschleistungsdichte $S_{u,th}$ (bei einer Referenztemperatur $T=300\text{K}$) bezogen dargestellt. Entsprechend Kapitel 4.4.2.2 wird $f_c = 1\text{MHz}$ als Transitfrequenz für das Funkelrauschen angenommen (siehe [158]); $\gamma_e = 0,557$ ist die Eulerzahl).

Ein vollständiger Akquisitionszyklus mit Hintergrundlichterfassung und Erfassung bei aktiver Laserbeleuchtung dauert 240ns . Die Abtastungen von Laser- und Hintergrundlicht erfolgen innerhalb der halben Periodendauer mit dem zeitlichen Abstand $T_D = 125\text{ns}$. Die Transitfrequenz f_c des Funkelrauschens ist mit $1\text{MHz} < \frac{1}{T_D} = 8\text{MHz}$ klein genug gegenüber der reziproken Abtastdauer, so daß das Nyquist-Kriterium nicht verletzt wird (es ergibt sich keine Unterabtastung). Da im wesentlichen tieffrequentes Rauschen untersucht wird, wird der Effekt durch die Schaltverzögerung von ϕ_4 und ϕ_5 gegenüber dem Schalter ϕ_2 vernachlässigt und für die folgende Betrachtung $\tau_{err} = 0$ angenommen.

Die Tiefpaßeckfrequenzen $\omega_{TP} = \frac{g_m}{C_L}$ der aktiven Komponenten kann entsprechend dem weißen Rauschen (siehe oben) über die Steilheit bei der wirksamen kapazitiven Last C_L^* abgeschätzt werden.

Die dominanten Funkelrauschquellen in der Sensorschaltung sind der Sourcefolger mit der Laststromquelle und der Operationsverstärker. Effekte durch die Schalttransistoren und Transmissiongates werden vernachlässigt. Der Ausdruck 7.48 stellt nur eine Näherung dar, daher wird als weitere Vereinfachung bei der Analyse des Sourcefolgers und des Operationsverstärkers das jeweils andere aktive Element als ideal angenommen.

Der Sourcefolger wird entsprechend Gleichung 4.57, Kapitel 4.4.5, mit der Laststromquelle zusammengefaßt dargestellt. Die effektive weiße Rauschleistungsdichte am Aus-

gang des Sourcefolgers ist:

$$S_{u,th,SF} = \frac{32}{3} \frac{k_B T}{g_{m,M_5}} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}}\right) \quad (7.49)$$

Mit der wirksamen Lastkapazität in den Perioden τ_2 , τ_7 , τ_{11} und τ_{16} aus der Parallelschaltung des Lastkondensators und des Koppelkondensators $C_L^* = C_C + C_{L,1}$ kann der effektive Beitrag des Funkelrauschens in der korrelierten Doppelabtastung ermittelt werden. Die Tiefpaßeckfrequenz ist mit $\omega_{TP} = \frac{g_{m,M_5}}{C_C + C_{L,1}}$ gegeben bei der Annahme eines idealen Operationsverstärkers. Der Funkelrauschbeitrag des Sourcefolgers wird mit der Verstärkung $v_{u,inv} = -\frac{C_C}{C_{FB}}$ auf den Akkumulationskondensator übertragen, für Rauschspannung am CDS-Ausgang gilt:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,f,SF}^2} &\approx v_{u,inv}^2 \cdot f_c \cdot \frac{32}{3} \frac{k_B T}{g_{m,M_5}} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}}\right) \cdot 2 \left(\gamma_e + \ln \left(T_D \cdot \frac{g_{m,M_5}}{C_C + C_{L,1}}\right)\right) \\ &= f_c \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}}\right)^2 \cdot \frac{64}{3} \frac{k_B T}{g_{m,M_5}} \left(1 + \frac{g_{m,M_4}}{g_{m,M_5}}\right) \cdot \left(\gamma_e + \ln \left(T_D \cdot \frac{g_{m,M_5}}{C_C + C_{L,1}}\right)\right) \\ &\quad \text{für: } T_D \frac{g_{m,M_5}}{C_C + C_{L,1}} \geq 3 \end{aligned} \quad (7.50)$$

Die effektive weiße Rauschleistungsdichte bezogen auf den Eingang des Operationsverstärkers ist:

$$S_{u,th,OP} = \frac{64}{3} \frac{k_B T}{g_{m,OP}} \quad (7.51)$$

Die dominante Tiefpaßeckfrequenz bei Konfiguration als Inverter (ϕ_2 und ϕ_4 geschlossen) ist $\omega_{TP,OP} = g_{m,OP} \cdot \left(C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right) + C_C\right)^{-1}$. Die Eingangsrauschspannung wird mit der Spannungsverstärkung der nicht invertierenden Operationsverstärkerschaltung $v_{u,eq} = 1 + \frac{C_C}{C_{FB}}$ an den Ausgang übertragen. Folglich gilt für den Funkelrauschbeitrag des Operationsverstärkers näherungsweise bei ideal angenommenem Sourcefolger:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,f,OP}^2} &\approx v_{u,eq}^2 \cdot f_c \cdot \frac{64}{3} \frac{k_B T}{g_{m,OP}} \cdot 2 \left(\gamma_e + \ln \left(T_D \cdot \frac{g_{m,OP}}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right) + C_C}\right)\right) \\ &= f_c \cdot \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right)^2 \cdot \frac{128}{3} \frac{k_B T}{g_{m,OP}} \cdot \left(\gamma_e + \ln \left(T_D \cdot \frac{g_{m,OP}}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right) + C_C}\right)\right) \\ &\quad \text{für: } T_D \frac{g_{m,OP}}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right) + C_C} \geq 3 \end{aligned} \quad (7.52)$$

Der akkumulierte Rauschbetrag $\overline{u_{n,f,aus}^2}$ pro Akquisitionszyklus ist bei der gegebenen Dimensionierung ($g_{m,OP} = 9,5\text{mS}$, $g_{m,5} = \frac{4}{3} g_{m,M_4} = 3,5\text{mS}$, $T_D = 125\text{ns}$, $T = 300\text{K}$) näherungsweise:

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,f,aus}^2} &= \overline{u_{n,f,SF}^2} + \overline{u_{n,f,OP}^2} \\
&= 81,6 \cdot 10^{-11} \text{V}^2 + 77,6 \cdot 10^{-11} \text{V}^2 \\
&= 159,2 \cdot 10^{-11} \text{V}^2
\end{aligned} \tag{7.53}$$

Die Bedingung $T_D \cdot \omega_{TP,SF} = 58,3 > 3$ beziehungsweise $T_D \cdot \omega_{TP,OP} = 59,4 > 3$ sind erfüllt, so daß die Näherung gültig ist. Die gesamte akkumulierte Funkelrauschspannung in der Sensorschaltung ist bei Mehrfachintegration und Mittelung über $n > 0$ Messungen gegeben mit:

$$\sqrt{\overline{u_{n,f,aus}^2}} = \sqrt{n} \cdot 39,9 \mu\text{V} \tag{7.54}$$

Der Funkelrauschbeitrag ist um den Faktor Sieben geringer als der thermische Rauschbeitrag und könnte in erster Näherung diesem gegenüber vernachlässigt werden.

7.1.4.3 Photonenrauschen

Der Beitrag des Photonenrauschens ist entsprechend Gleichung 4.34, Kapitel 4.3.2.1, direkt proportional zur eingestrahlten Strahlungsleistung $E_{e,R} \cdot A_{PD}$ (mit der Bestrahlungsstärke $E_{e,R}$ und der Diodenfläche A_{PD}) und wird bei integrierendem Betrieb der Photodiode an der parasitären Kapazität C_{PD} in eine Rauschspannung $\overline{u_{n,ph,PD}^2}$ transformiert:

$$\overline{u_{n,ph,PD}^2} = \frac{2q_e S_\lambda \tau_{int}}{C_{PD}^2} \cdot (E_{e,R} A_{PD}) \tag{7.55}$$

Für die Ermittlung der Photonenrauschbeiträge wird die gesamte Bestrahlung auf die Lasermittwellenlänge λ (im Vakuum) bezogen betrachtet. Die Bestrahlungsstärke setzt sich aus der akquirierten Laserbeleuchtung und dem Hintergrundlicht zusammen. Im Verlauf eines Meßzyklus werden in zwei Integrationsperioden das Hintergrundlicht und einmal die Laserbeleuchtung erfaßt. Die effektive Beleuchtung ist dann $E_{e,R} = E_{e,R,laser} + 2 \tilde{E}_{e,R,hg}$. Darin ist $E_{e,R,laser}$ die Bestrahlungsstärke an der Sensoroberfläche durch die Laserbeleuchtung mit der Maximum-Wellenlänge λ und $\tilde{E}_{e,hg} = \int \frac{\eta(\nu)}{\eta(\lambda)} \frac{dE_{e,\lambda,hg}(\nu)}{d\lambda} d\nu$ die äquivalente flächenbezogene Leistungsdichte des Hintergrundlichts bezogen auf die Laserwellenlänge. Hierbei wird die spektrale Bestrahlungsstärkeverteilung des Hintergrundlichts mit der spektralen Empfindlichkeit der Photodiode gewichtet auf die spektrale Empfindlichkeit bei der Laserwellenlänge normiert.

Im normalen Betrieb wird die Laserbeleuchtung so ausgelegt, daß sie das Hintergrundlicht weit übertrifft. Unter diesen Umständen kann das Rauschen durch das Hintergrundlicht gegenüber dem Quantenrauschen durch die Laserbeleuchtung vernachlässigt werden.

Die gesamten Quantenrauschbeiträge werden gleich den thermischen Rauschbeiträgen akkumuliert und mit der Verstärkung $v_u = -\frac{C_C}{C_{FB}}$ an den Sensorausgang übertragen:

$$\begin{aligned}
 \overline{u_{n,ph,aus}^2(n)} &= n \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \cdot \frac{2q_e S_\lambda A_{PD} \tau_{int}}{C_{PD}^2} (E_{e,R,laser} + 2 \tilde{E}_{e,R,hg}) \\
 &= 2 q_e \tau_{int} \frac{C_C}{C_{PD} C_{FB}} \cdot \mathfrak{R}_{\lambda,aus}(n) (E_{e,R,laser} + 2 \tilde{E}_{e,R,hg}) \\
 &= n \tau_{int} (E_{e,R,laser} + 2 \tilde{E}_{e,R,hg}) \cdot 142,4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{V m}^2}{\text{As}} \quad (7.56)
 \end{aligned}$$

In diesem Ausdruck wird berücksichtigt, daß das Hintergrundlicht bei zwei Messungen erfaßt wird, die Laserbeleuchtung jedoch nur bei einer Messung erfaßt wird.

7.1.4.4 Rauschäquivalente Strahlungsleistung

Die theoretische Detektiongrenze ist erreicht, wenn das detektierte optische Signal dem Betrag nach nicht mehr vom gesamten Rauschen am Ausgang der Sensorschaltung unterscheidbar ist. Die Rauschbeiträge im Sensor sind das Quantenrauschen durch den optischen Detektionsprozeß sowie die Beiträge durch das thermische Schaltungsrauschen und das Funkelrauschen. Das Dunkelstromrauschen wird mit der kurzen Integrationszeit bis zu 120ns vernachlässigt. Die gesamte Rauschspannung $\overline{u_{n,gesamt,aus}^2(n)}$ am Sensorausgang beträgt:

$$\overline{u_{n,gesamt,aus}^2(n)} = \overline{u_{n,th,aus}^2(n)} + \overline{u_{n,f,aus}^2(n)} + \overline{u_{n,ph,aus}^2(n)} \quad (7.57)$$

Im Kapitel 5.1 wurde bereits diskutiert, daß die Entfernung bei einem rechteckförmigen Zeitverlauf des Lichtpulses proportional zur gemessenen Lichtenergie während des optischen Integrationsfensters τ_{int} ist. Bei dem laufzeitbasierten Meßverfahren ist der gemessene Entfernungsmeßfehler proportional zur zeitlichen Ableitung der gemessenen Lichtenergie, also bei Verwendung eines rechteckförmigen Laserpulses direkt proportional zur Lichtenergie. Ein gut geeignetes Maß zur Beurteilung der Sensorqualität ist daher die rauschäquivalente Strahlungsleistung **NEP** (**N**oise **E**quivalent **P**ower). Bei der rauschäquivalenten Strahlungsleistung entspricht das Ausgangssignal gemäß Gleichung 7.17 durch das eingestrahlte Licht gerade dem Betrag der Rauschsignale bei vernachlässigten Effekten durch das Hintergrundlicht.

$$(\mathfrak{R}_{\lambda,aus}(n) \cdot E_{e,R,laser} \cdot \tau_{int})^2 \stackrel{!}{=} \overline{u_{n,gesamt,aus}^2(n)} \quad (7.58)$$

Das Einsetzen der Rauschterme für die externe Responsivität und das Photonenrauschen liefert:

$$\begin{aligned}
NEP(n) &= \frac{\sqrt{u_{n,gesamt,aus}^2(n)}}{\tau_{int} \cdot \mathfrak{R}_{\lambda,aus}(n)} \\
&= \frac{q_e}{n \tau_{int} S_{\lambda} A_{PD}} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + (\overline{u_{n,th,aus}^2(n)} + \overline{u_{n,f,aus}^2(n)}) \cdot \frac{C_{PD}^2 C_{FB}^2}{C_C^2 q_e^2}} \right) \\
&= \frac{1}{n \tau_{int}} \cdot (1 + \sqrt{1 + n \cdot 62,7 \cdot 10^8}) \cdot 2,02 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ws}}{\text{m}^2} \\
&\approx \frac{1}{\tau_{int} \sqrt{n}} \cdot 16,0 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Ws}}{\text{m}^2} \tag{7.59}
\end{aligned}$$

Bei der Mittelung über n Abtastwerte verbessert sich das Signal-Rausch-Verhältnis, beziehungsweise verringert sich die detektierbare NEP, proportional zu $\sqrt{n^{-1}}$.

Bei einer Integrationsdauer von $\tau_{int} = 30\text{ns}$ entspricht die minimale detektierbare Bestrahlung an der Sensoroberfläche $5,33 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ ohne Mehrfachintegration und Mittelung.

7.1.5 Sensorarchitektur

Das Blockschaltbild in Abbildung 7.6 zeigt den gesamten Aufbau der 32- und 14-Pixel Zeilensensoren.

Die zeitkritischen Takte zum Pixel-Reset und zur Verschlusssteuerung werden On-Chip von zwei leistungsstarken Treiberstufen verstärkt (nur bei dem 14 Pixel Zeilensensor) und über symmetrische H-Bäume an die aktiven Pixel verteilt. Auf diese Weise werden hohe Flankensteilheiten und ein geringer Zeitversatz der Steuersignale sichergestellt.

Die aktiven Pixel in der Bildmitte umfassen die Photodioden mit Reset-Schalter und den Sourcefolger zur Signalauskopplung.

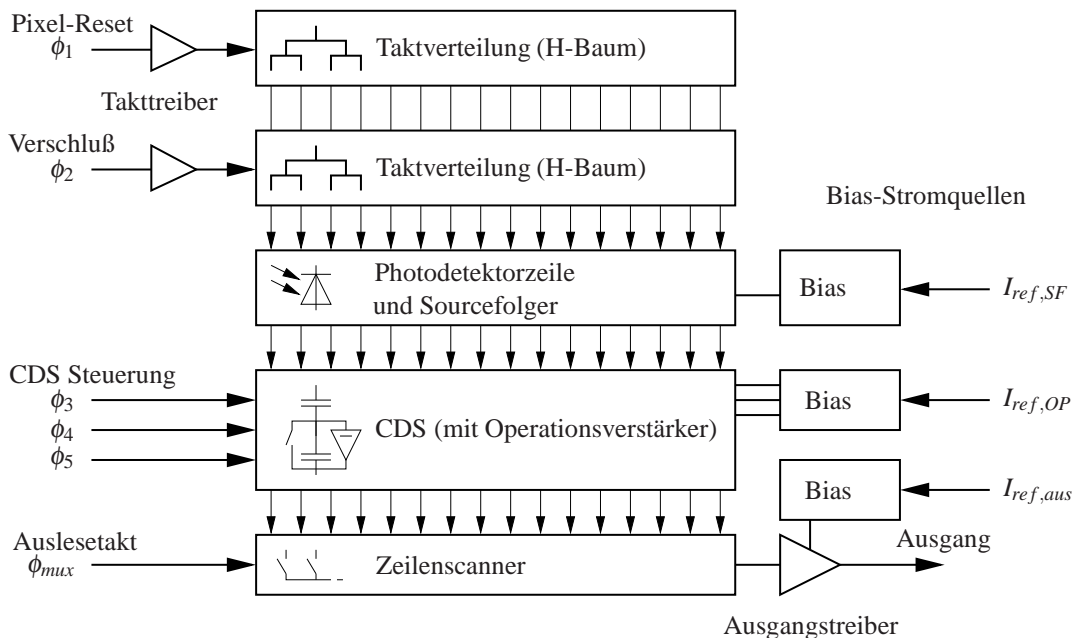


Abbildung 7.6: Architektur der 14- und 32-Pixel Zeilensensoren

Die CDS-Stufen zur analogen Signalverarbeitung und eventuellen Akkumulation werden über einen einfachen Bus mit Steuersignalen versorgt. Hier ist die Signalsynchronizität und -steilheit von untergeordneter Bedeutung. Im Gegenteil führen hier steile Signalfanken zu unerwünschten, hochfrequenten Signaleinkopplungen über die Gatekapazitäten der MOS-Schalter und Transmission gates in den CDS-Stufen. Lediglich die Nichtüberlappungszeiten der Schaltzustände (siehe Kapitel 7.1.3) müssen garantiert sein.

Ausgelesen werden die Zeilensensoren über Zeilenscanner bestehend aus einem Schieberegister, das Transmissiongates zur Pixelselektion ansteuert. Es wird jeweils die gesamte Zeile ausgelesen. Dadurch ist kein wahlfreier Zugriff auf einzelne Sensorschaltungen respektive Pixel, möglich, wie er zunehmend bei großformatigen MOS-Bildsensoren möglich wird. Dieser Nachteil ist allerdings bei der geringen Pixelzahl unerheblich.

Die Wahl der Transmissiongates zur Selektion bedeutet eine relativ hohe kapazitive Last pro Transmissiongate. Jedoch ist die Gesamtlast bei der geringen Pixelzahl unerheblich. Zusammen mit der guten Treibereigenschaft der Transkonduktanzoperationsverstärker in den aktiven Pixeln können auch bei hohen Hübten signalunabhängig kurze Einschwingzeiten erreicht werden. (Sonst übliche einfache MOS-Transistoren zur Selektion weisen aufgrund des Substrateffektes eine arbeitspunktabhängige Impedanz auf, die im Einschwingvorgang bei großen Spannungshüben berücksichtigt werden muß.)

Die Zeilenscanner und der Ausgangstreiber des 32-Pixel Zeilensensors, ebenfalls ein Transkonduktanzoperationsverstärker, sind für Ausleseraten bis maximal 16MHz Pixeltakt an einer kapazitiven Last von 18pF ausgelegt, beziehungsweise 30pF bei dem 14-Pixel Zeilensensor.

Die getrennte Bias-Versorgung der Pixel, der CDS-Stufen und des Ausleseverstärkers ermöglichen eine optimale Abstimmung dieser Stufen. Da in den CDS-Stufen und für den Ausleseverstärker einstufige OTAs eingesetzt werden, kann über den Biasstrom in Grenzen die Transadmittanz und Bandbreite und damit auch die Rauschbandbreite der Stufen eingestellt werden. Dadurch kann abhängig vom erwarteten Signalhub, im wesentlichen abhängig von der Hintergrundbeleuchtung, adaptiv die nötige Bandbreite und Slewrate eingestellt und die Leistungsaufnahme optimiert werden.

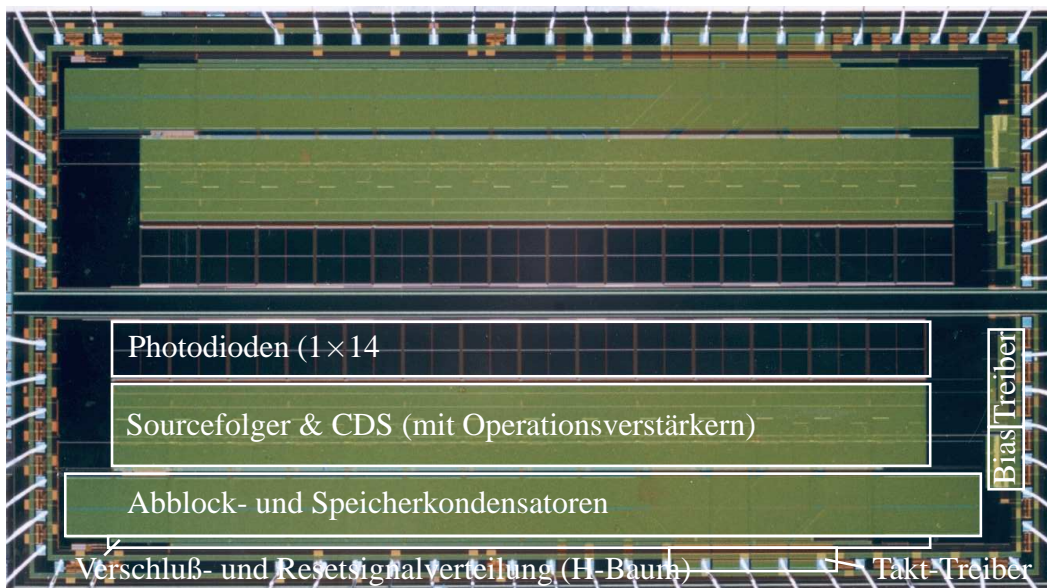
Die Biasströme für die Sourcefolger, Operationsverstärker in den CDS-Stufen und für den Ausgangstreiber werden aus extern eingespeisten Referenzströmen abgeleitet ($I_{ref,SF}$, $I_{ref,OP}$, $I_{ref,aus}$), die im Kamerasystem mittels Digital-Analog-Wandler einstellbar erzeugt werden.

7.1.6 Realisierung - Meßergebnisse und IC-Daten

Die 14- und 32-Pixel Sensorzeilen wurden in einem Forschungs- und Entwicklungsprojekt der Firma Siemens (München) gemeinsam mit dem Fraunhofer Institut für Integrierte Schaltungen und Systeme in Duisburg realisiert. Die Zielsetzung dieser Sensoren war der Nachweis der Realisierbarkeit schneller, aktiver 3D-Sensoren in einer Standard-CMOS Technologie, wie sie zum Beispiel für den Einsatz in intelligenten Airbag-Systemen denkbar sind. Die Bestätigung wurde mit einer detektierbaren, rauschäquivalenten optischen Leistung an der Sensoroberfläche von $NEP \leq 7W/m^2$ bei dem 14-Pixel Zeilensensor erfolgreich erbracht.



IC-Photo des 32-Pixel Zeilensensors



IC-Photo zweier 14-Pixel Zeilensensoren

Abbildung 7.7: IC-Photos der 1x32- und 1x14-Pixel Zeilensensoren

Für den 32-Pixel Zeilensensor wurde eine rauschäquivalente optische Leistung von $NEP \leq 20W/m^2$ ermittelt. Das ungünstigere Ergebnis ist sicherlich auch darauf zu-

rückzuführen, daß dieser Sensor noch in einem ursprünglich nicht für die Laufzeitmessung entwickelten umgebauten Kamerasystem vermessen wurde.

Die Abbildung 7.7 zeigt die Chipphotos des 32-Pixel Zeilensensors (Bild oben) und des 14-Pixel Zeilensensors (Bild unten). Die integrierten Schaltungen sind in einer $0,5\mu\text{m}$ Standard-CMOS Technologie mit zwei Poly und drei Metallagen gefertigt worden. Die einzelnen Baugruppen des Sensors entsprechend des Blockschaltbildes in Abbildung 7.6 sind gut zu erkennen. Die 14-Pixel Zeilensensoren weisen die Besonderheit auf, daß jeweils zwei integrierte Schaltungen „achsensymmetrisch“ auf einem „Die“ gefertigt werden. Die Photodioden sind dabei um jeweils den halben Pixelpitch versetzt angeordnet. Bei synchronem Betrieb beider Zeilensensoren kann so zum Beispiel für bestimmte Anwendungen eine Verdoppelung der Auflösung in Zeilenrichtung erreicht werden. Die Funktionsblöcke aus dem Blockschaltbild 7.6 sind in den Chipphotos gekennzeichnet. Die großflächigen pn-Photodioden aus einer n-Wannendiffusion zum Substrat sind niederohmig durch n^+ -Diffusionsgebiete und zwei Metallleiterbahnen kontaktiert, die sich gekreuzt (als „Fensterkreuz“) über die gesamte Photodiodenfläche erstrecken. Um die Photodioden erstreckt sich jeweils ein Kranz von Substratkontakten, um das p-Substrat ebenfalls in Diodennähe niederohmig zu kontaktieren. Unterhalb den Photodioden schließen sich im Bild die Sourcefolger zum Auslesen der Photodioden und die Operationsschaltungen zur korrelierten Doppelabtastung (CDS-Stufen) und gegebenenfalls Akkumulation und Mittelung an. Die Speicherkondensatoren zur Akkumulation und Mittelung befinden sich unterhalb der CDS-Stufen nebst weiteren Kondensatoren zur Abblockung der Versorgungsspannungsleitungen und verschiedenen Referenzspannungsleitungen.

Der H-Baum und Leitungstreiber zur Taktverteilung befindet sich bei dem 32-Pixel Zeilensensor oberhalb der Photodioden und bei dem 14-Pixel Sensor unterhalb der CDS-Stufen.

Die Schaltungen zur Biasstromregelung und -versorgung sowie der Ausleseverstärker befinden sich bei dem 32-Pixel Zeilensensor unterhalb der CDS-Stufen und bei dem 14-Pixel Zeilensensor rechts im Bild neben der Sensorzeile und den CDS-Stufen. Im Gegensatz zu den übrigen Schaltungsteilen sind die Biasstufen und der analoge Ausgangstreiber nicht gegen Fremdlicht geschützt. Bei der Auslegung und Montierung der Optik ist daher darauf zu achten, daß diese Bereiche des Chips nicht beleuchtet werden, um die Funktion der Sensoren nicht zu beeinträchtigen.

Der 32-Pixel Zeilensensor wurde in einem umgerüsteten Kamerasystem vermessen, das ursprünglich für den Betrieb eines High-Frame-Rate Sensors entwickelt wurde

(siehe dazu auch [244]), funktional aber dem Kamerasystem aus Kapitel 6 entspricht. Es wird aufgrund der Zeilenlänge von 19mm ein Kleinbildobjektiv nötig, um die gesamte Zeile zu belichten (Nikkon Brennweite $f = 50\text{mm}$, Blendenzahl $k = 1,2$). Zur Beleuchtung dient ein Pulslasermodul mit der Mittenwellenlänge $\lambda = 910\text{nm}$ bei 30ns Pulsdauer und einer maximalen Pulsfrequenz von 4kHz (siehe auch Kapitel 5.2.4). Zur Ausleuchtung der Szehe ist vor dem Strahlaustritt des Pulslasermoduls eine einfache Streuoptik montiert, die den Laserstrahl aufweitet. Die Streuoptik ist so justiert, daß der Bildbereich der Sensorzeilen, respektive die photoempfindliche Sensorfläche, gut ausgeleuchtet wird (Öffnungswinkel der abbildenden Optik: 60° in Zeilenrichtung und Öffnungswinkel 10° orthogonal dazu). Für eine homogene Ausleuchtung der vom Sensor erfaßten Fläche wird ein größeres Areal von der Laserquelle ausgeleuchtet, als auf den Sensor abgebildet wird. In der Objektebene wurde bei einer Entfernung von $d_0 = 40\text{cm}$ die Puls-Bestrahlungsstärke zu $E_{e,of,puls,0} = 100\text{W/m}^2$ bestimmt. Die rauschäquivalente Bestrahlungsstärke wurde für diesen Sensor zu $NEP = 20\text{W/m}^2$ ermittelt, ein Ergebnis, das mit einem Faktor 3,75 von der theoretisch ermittelten rauschäquivalenten Bestrahlungsstärke von $5,33\text{W/m}^2$ deutlich abweicht. Der hohe NEP-Wert kann nur durch Mittelung über viele Einzelmessungen kompensiert werden. Auch die Leistungsaufnahme des Zeilensensors liegt mit 780mW deutlich über der theoretisch ermittelten Leistungsaufnahme von 528mW.

Im Verlauf der Messungen wurde aber evident, daß unter anderem aufgrund der kleinen Ausgangshöhe des Sensors pro Laserbelichtung die Eigenschaften des umgerüsteten Kamerasystems für die Laufzeitmessung nicht ausreichen. Eine Neuentwicklung des Kamerasystems mit optimierten analogen Ausleseschaltungen und Analog-Digital-Wandlern wurde mit der Fertigung des 14-Pixel Zeilensensors (und gleichzeitig des 2×32 -Pixel Sensors, Kapitel 7.2) realisiert.

Der 14-Pixel Sensor entspricht im Wesentlichen dem 32-Pixel Sensor, insbesondere die Zeilenlänge wurde reduziert, damit dieser Sensor in einem CQFJ-84 Keramikgehäuse montiert werden kann. Aufgrund der angesprochenen Defizite des ersten Kamerasystems dürften die Meßergebnisse für den 14-Pixel Sensor mit dem neuen Kamerasystem die Qualität der integrierten Schaltung besser erfassen, die im folgenden präsentiert werden.

Die Vermessung des 14-Pixel Zeilensensors erfolgte in dem eigens entwickelten Kamerasystem, wie in Kapitel 6 beschrieben. Für die Vermessung des Sensors wird das Objektiv C418DX von Pentax mit 95° Öffnungswinkel und einer minimalen Blendenzahl $k = 1,8$ und der Brennweite $f = 4,8\text{mm}$ eingesetzt. Zur Beleuchtung dient ein proprietäres Pulslasermodul mit 400W Strahlungsleistung ($\lambda = 910\text{nm}$) bei 25ns

Pulsdauer und einer maximalen Pulsfrequenz von 4kHz. Eine einfache Streuoptik vor dem Strahlaustritt des Pulslasermoduls weitet den Laserstrahl für die Beleuchtung der Szehe auf. Die Streuoptik ist so justiert, daß der Bildbereich der Sensorzeilen homogen ausgeleuchtet wird (Öffnungswinkel der Abbildenden Optik: 90° in Zeilenrichtung und Öffnungswinkel 10° orthogonal dazu). Dazu wird eine größere Fläche ausgeleuchtet, als der Bildsensor erfaßt. Dieser Verlust wird für eine homogene Ausleuchtung der erfaßten Fläche hingenommen. Um von den Gegebenheiten der Streuoptik unabhängig den Sensor beurteilen zu können, wird daher die gemessene Bestrahlungsstärke an der Gegenstandsoberfläche für eine Referenzentfernung angegeben. Entsprechend Kapitel 5.2.5.1 kann auf dieser Grundlage die entfernungsabhängige Bestrahlungsstärke der Zieloberfläche und schließlich des Sensors berechnet werden. In der Objektebene wurde bei einer Entfernung von $d_0 = 40\text{cm}$ die Pulsbestrahlungsstärke zu $E_{e,of,puls,0} = 100\text{W/m}^2$ bestimmt. Bei einer Pulsfrequenz von $f = 4\text{kHz}$ und einer Pulsdauer $\tau_0 = 30\text{ns}$ entspricht das einer mittleren Bestrahlungsstärke von $\overline{E_{e,of,puls}} = f \cdot \tau_0 \cdot E_{e,of,puls,0} = 12\text{mW/m}^2$ in einer Entfernung von 40cm zur Pulslichtquelle. Als Ziel diente ein weißes Objekt mit circa 100% Reflektivität.

Die Abbildungen 7.8 und 7.9 zeigen die aufgenommenen Entfernungskennlinien mit und ohne Offsetkorrektur und Kalibration bei ansonsten gleichen Aufnahmebedingungen. Bei der Aufnahme wurden je 5 bis 10 Messungen sensorintern, also analog akkumuliert und bei der Datenauswertung noch einmal über 32 Bilder pixelweise gemittelt. In den unteren Diagrammen ist jeweils die entfernungsabhängige Streuung der absoluten Meßfehler (Sigma) angegeben. Insbesondere Abbildung 7.9 macht deutlich, daß der Sensor hinreichend linear arbeitet und im wesentlichen nur Kennlinienfehler nullter und erster Ordnung korrigiert werden müssen.

Die Abbildung 7.10 zeigt die Entfernungskennlinie des 14-Pixel Sensors bei variabler Mittelung. Dies soll demonstrieren, wie die Entfernungsabhängigkeit der absoluten Meßunsicherheit aufgrund der quadratischen Bestrahlungsstärkeabnahme an der Oberfläche des Sensors mit der Entfernung bei festem Blick- und Beleuchtungswinkel reduziert werden kann.

Die rauschäquivalente Bestrahlungsstärke wurde für diesen Sensor zu $NEP = 7\text{W/m}^2$ an der Sensoroberfläche ermittelt. Auch dieser Wert ist deutlich schlechter als die theoretisch abgeschätzte Detektionsgrenze von $5,33 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$, weicht von diesem aber nur noch um circa 24% ab.

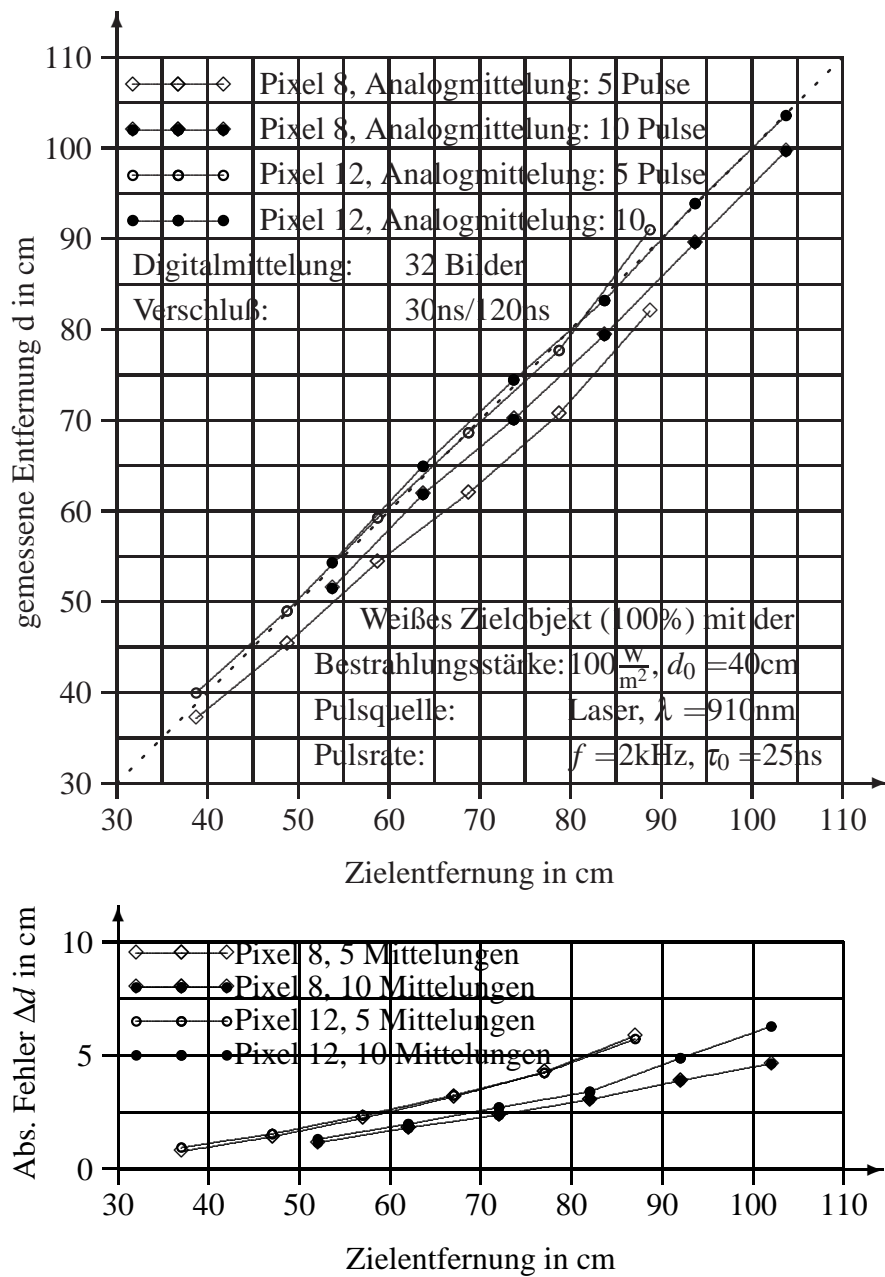


Abbildung 7.8: Abstandskurve des 14-Pixel Zeilensensors, unkalibriert

Die Leistungsaufnahme des 14-Pixel Zeilensensors wurde bei einer Pulswiederholrate von 4kHz zu 560mW für je zwei Zeilensensoren in einem Keramikgehäuse ermittelt. Jedoch zeigte sich, daß der Leistungsbedarf in dieser Konfiguration für die Realisie-

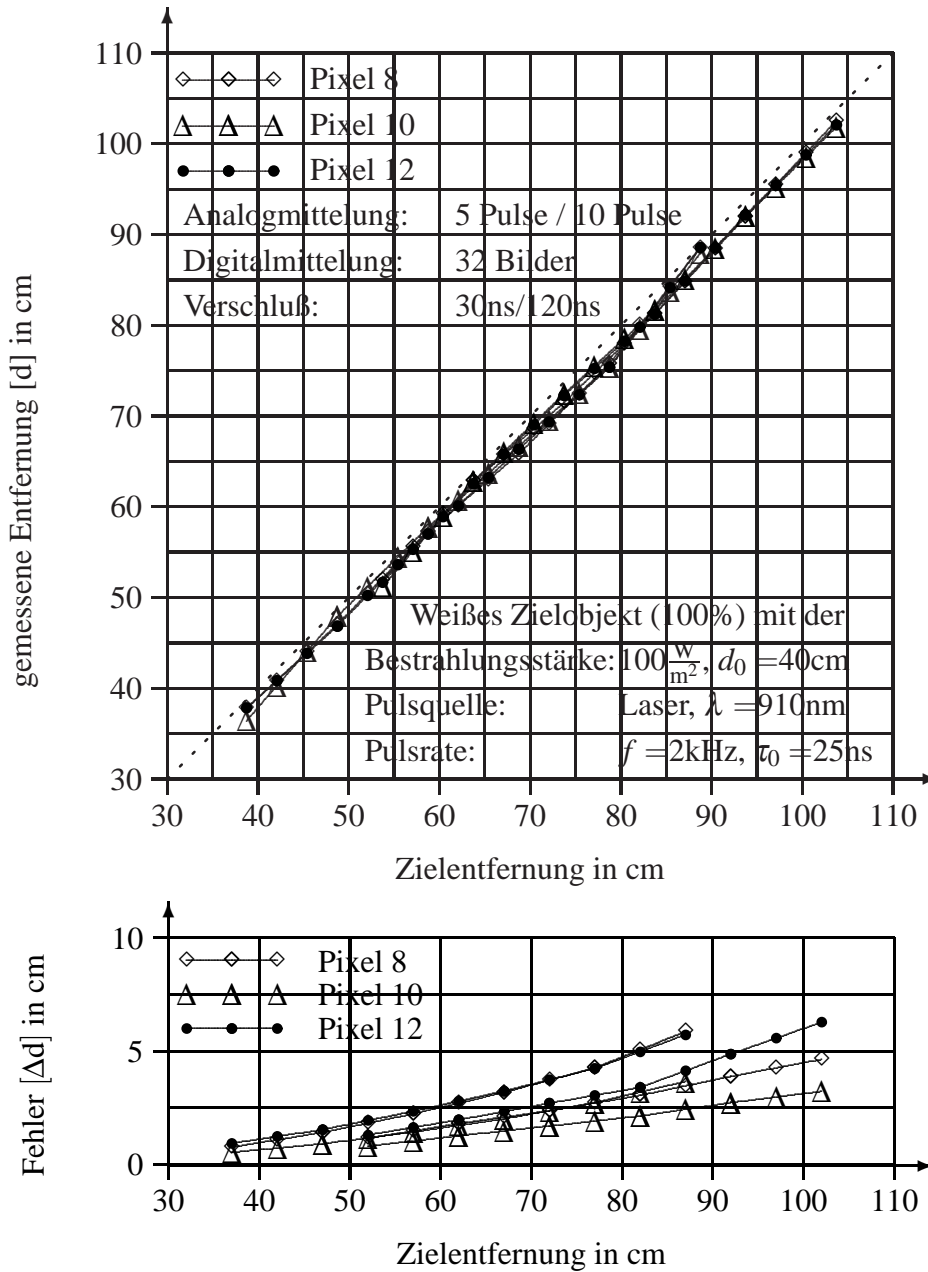


Abbildung 7.9: Abstandsmessung mit dem 14-Pixel Zeilensensor, kalibriert

Die Leistungsaufnahme pro Pixel für die Abstandsmessung größerer Bildsensorarrays noch viel zu hoch ist. Ein Bildsensor mit 30×34 Pixeln (vergleiche Kapitel 7.3) würde eine Leistungsaufnahme von 19 W benötigen, wenn die Leistungsaufnahme des 14-Pixel Zeilensensors zugrundegelegt und auf die Pixelzahl

Parameter	Wert		Bemerkung
Auflösung	(1×) 32 Pixel	(2×) 14 Pixel	Zeilensensoren
Pixelformat	1:1	1:1	quadratisch
Photodioden	610μm × 610μm; C _{PD} = 90pF		pn-Wannendioden
Diodenzeile	19728×610(μm) ²	8620×610(μm) ²	Gesamtfläche
Füllfaktor	100%		in Zeilenrichtung
Chipfläche	19,77×3,04(mm) ²	11,00×2,89(mm) ²	Einzelchip
Technologie	0,5μm 1P 3M		Standard CMOS
Integrationszeit τ _{int}	30ns und 120ns		minimal
Akquisitionsdauer	240ns		minimal
Pixelrate	16MHz		maximal
Bildrate	40k/s (400k/s Einzelaufnahmen)		laserbegrenzt 20k/s Tiefenkarten
NEP	20W/m ²	7W/m ²	Bei τ _{int} = 30ns
Wellenlänge	850nm - 910nm		Laserquelle
Ausgangssignalhub	0,8V-2,4V	0,6V-2,8V	maximal
Ausgangslast	C _L = 18pF	C _L = 30pF	kapazitiv
Betriebsspannung	3,3V		DC
Leistungsaufnahme	780mW	560mW (2 ICs)	4kHz Pulsrate

Tabelle 7.1: Technische Daten der 32-Pixel und 14-Pixel Zeilensensoren

des Arrays skaliert wird. Zudem ist die erreichte Detektionsgrenze von $7 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ rausch-äquivalenter Bestrahlung an der Sensoroberfläche deutlich schlechter als die theoretisch abgeschätzte Detektionsgrenze von $5,33 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$. Eine Realisierungsmöglichkeit mit deutlich reduzierter Leistungsaufnahme und erhöhter Empfindlichkeit wird in dem folgenden Kapitel 7.2 diskutiert.

Die erreichten technischen Daten der 32-Pixel und der 14-Pixel Zeilensensoren sind noch einmal in der Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

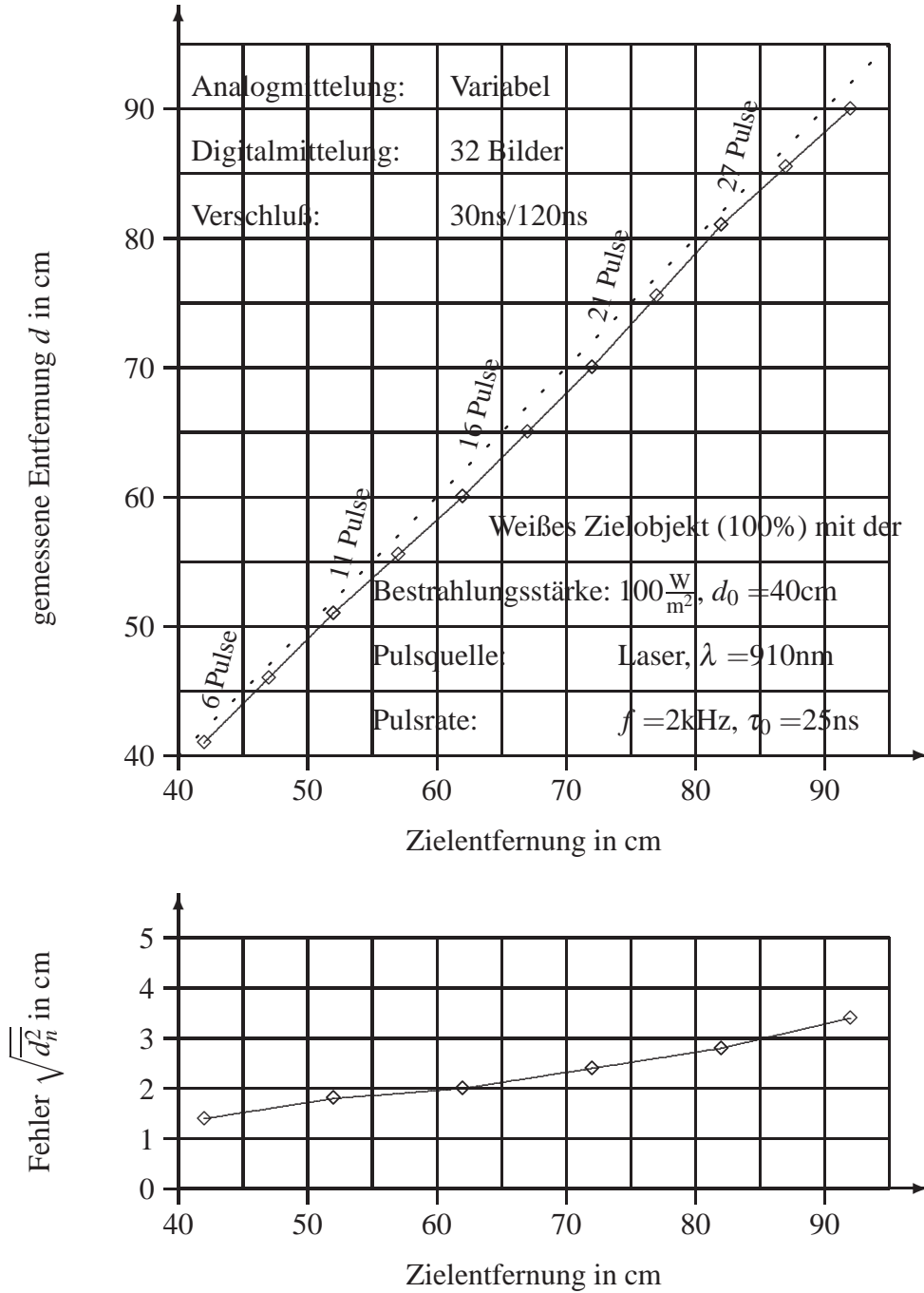


Abbildung 7.10: Abstandsmessung mit dem 14-Pixel Zeilensensor, variable Mittelung

7.2 2×32 -Pixel 3D-Zeilensensoren mit Leistungssteuerung

Die hier vorgestellte 2×32 -Pixel 3D-Sensorzeile stellt einen weiteren Entwicklungsschritt in Richtung eines Flächensensors dar. Es wurden jeweils zwei achsensymmetrische Zeilensensoren auf einem Die realisiert, die bei synchroner Ansteuerung als 4×32 -Pixel Entfernungssensorarray nutzbar sind.

Die im vorhergehenden Kapitel vorgestellten Sensorschaltungen der Zeilensensoren sind aus Gründen des Platzbedarfs und der Leistungsaufnahme im Hinblick auf die folgende Entwicklung eines Bildsensors noch unzureichend. Insbesondere der Platzbedarf und die Leistungsaufnahme erfordern neue Konzepte für die Realisierung eines vollwertigen 3D-Bildsensors, da mit der Pixelzahl der Platzbedarf und die Leistungsaufnahme skaliert.

Für die lichtlaufzeitbasierte Entfernungsmessung auf Distanzen im Bereich einiger Meter und bei hoher Tiefenauflösung sind sehr schnelle Photodetektorschaltungen zur Akquisition der Lichtpulse in der Größenordnung von 30ns Dauer nötig. Dem entgegen steht eine mittlere Repetitionsrate von maximal 40kHz, der zur Zeit verfügbaren gepulsten Laserbeleuchtung (iRLS-0/80-030/060-4S12-A2-S10-11 oder iRLS-030-035-4512, [145, 146]). Die Detektorschaltung muß also nur für sehr kurze Zeiten aktiv sein. Das führt zu der Idee einer dynamischen Leistungssteuerung, indem die Stromaufnahme der Detektorschaltung zwischen den Laserpulsen weitgehend reduziert wird. Der theoretisch minimal nötige Duty-Cycle der Detektoren aus der Pulsdauer bezogen auf die Periodendauer von 0,12% ($= 30ns/25\mu s$) bei der maximalen Pulsfrequenz unterstreicht den zu erwartenden Gewinn durch die dynamische Leistungssteuerung.

Einhergehend mit der Reduktion der Leistungsaufnahme wird die Abwärme durch die umgesetzte Verlustleistung reduziert. Das hat nicht nur positive Effekte auf die zu erwartende Lebensdauer des Sensors, sondern auch direkten Einfluß auf die thermische Rauschleistungsdichte, die proportional mit der Temperatur sinkt (Kapitel 4.1). Eine Reduktion der Die-Temperatur um 100K auf 300K ermöglicht zum Beispiel eine Erniedrigung der zu erwartenden thermischen Rauschspannungsbeiträge um $100 - 100\sqrt{400K/300K} = 15\%$ (vergleiche Gleichung 7.47).

Eine weitere deutliche Verbesserung hinsichtlich Leistungs- und Platzbedarf erbringt die Einführung einer zusätzlichen Abtast- und Halteschaltung. Diese ermöglicht ei-

ne Entkoppelung der Operationsverstärkerschaltung (CDS-Stufe) zur Verrechnung der korrelierten Abtastwerte (Laser- und Hintergrundlicht) und der schnellen Abtastschaltungen für die Akquisition der Laserpulse. Für die Verrechnung der Abtastwerte steht die gesamte Zeit zwischen den Laserpulsen zur Verfügung, so daß die Bandbreite der Operationsverstärkerschaltung, respektive Platz und Strombedarf sowie Komplexität, deutlich reduziert werden können.

Gleichwohl erfolgt die Aufnahme bei aktiver Beleuchtung und zur Hintergrundlichterfassung innerhalb kurzer Zeit (typisch $\tau_{CDS} = 300\text{ns}$), um die Korrelation der Hintergrundlichtsignale nicht zu beeinträchtigen. Die zusätzlich eingeführte Abtast- und Halteschaltung erlaubt eine Verrechnung der korrelierten Abtastwerte, ohne daß diese zuvor auf den Akkumulationskondensator in der CDS-Stufe übertragen werden müssen. Dadurch wird die Problematik der Übersteuerung des Operationsverstärkers durch die Zwischenspeicherung der Hintergrundlichtinformationen vermieden (siehe Kapitel 7.1.3) und die Hintergrundlichtresistenz verbessert.

7.2.1 Sensorkonzept

Das Konzept des Sensorschaltung mit Leistungssteuerung ist in Abbildung 7.11 wiedergegeben. Es entspricht im Groben der Sensorschaltung für die zuvor beschriebenen 32-Pixel und 14-Pixel Zeilensensoren (vergleiche Abbildung 7.1).

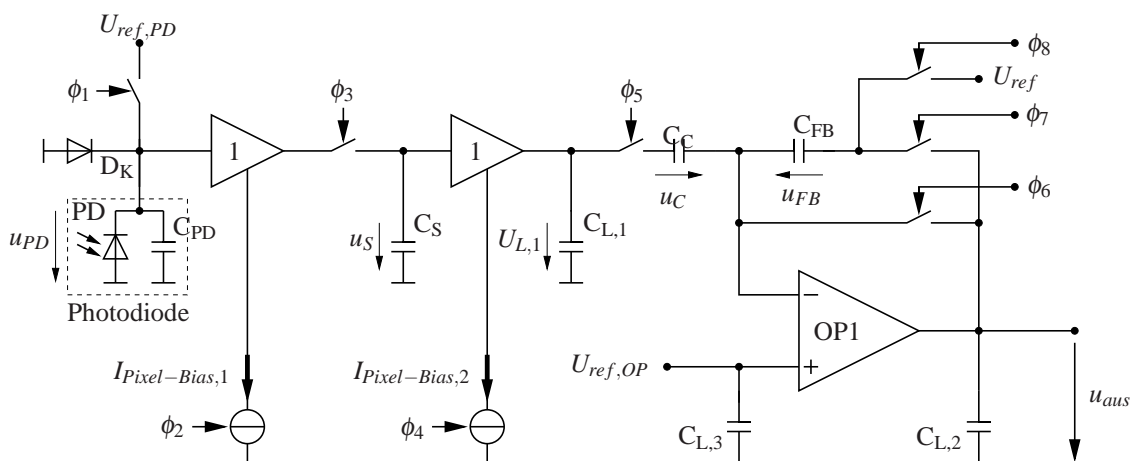


Abbildung 7.11: Konzept des 2×32 -Pixel 3D-Zeilensensors

Eine wesentliche Änderung ist die zusätzliche Abtast- und Halteschaltung bestehend aus dem ersten Pufferverstärker, dem Speicherkondensator C_S und dem Abtastschalter ϕ_3 , der zugleich die Funktion des Verschlusses übernimmt.

Die Pufferverstärker sind durch Sourcefolger mit Laststromquelle realisiert, die zu Beginn der optischen Integration durch ein Digitalsignal aktiviert werden und nach dem Öffnen des Schalters ϕ_3 , beziehungsweise des Koppelschalters ϕ_5 durch Reduktion des Laststroms in den Ruhezustand versetzt werden. Die Änderung der Lastströme erfolgt mit einem zeitlichen Abstand vor und nach den aktiven Perioden, um Fehler durch Einschwingvorgänge auszuschließen. Aus dem gleichen Grund wird der Laststrom zwischen den aktiven Perioden nicht vollständig abgeschaltet. Die Bandbreite der Sourcefolgerschaltungen kann wie zuvor über einen externen Steuerstrom geregelt werden.

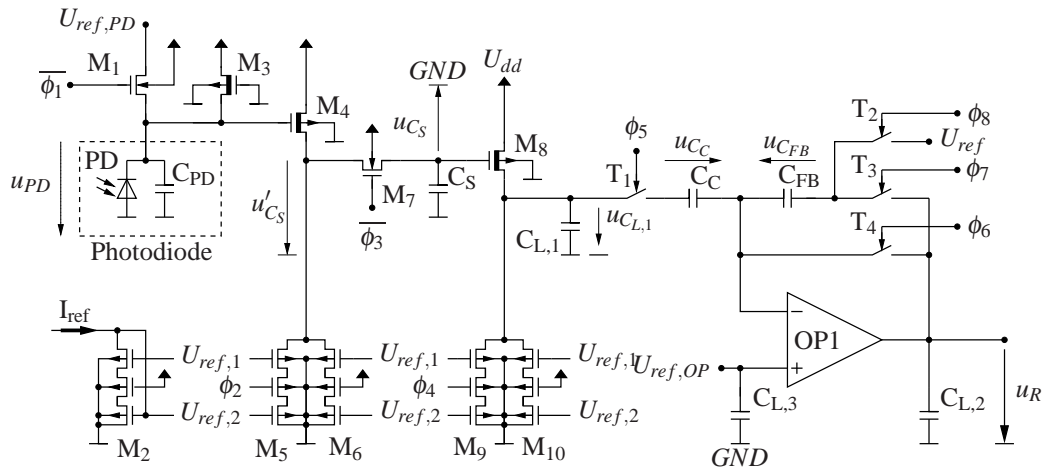
Der Schalter ϕ_5 entkoppelt die Operationsverstärkerschaltung zur Verrechnung der korrelierten Abtastwerte während der Akquisitionsphasen. Die Operationsschaltung kann so wesentlich langsamer und schmalbandiger ausgelegt werden (somit ist auch die Rauschbandbreite kleiner). Gleichwohl muß der Operationsverstärker so breitbandig dimensioniert sein, daß er bei direkter Gegenkopplung das Einschwingen der Spannung über den Koppelkondensator in der Zeit zwischen Hintergrund- und Laserakquisition ermöglicht.

7.2.2 Schaltungstechnische Realisierung der Sensorzelle

In der Abbildung 7.12 ist die schaltungstechnische Realisierung der Sensorzelle mit Leistungssteuerung dargestellt. Zum Auslesen der Photodiodenspannung und des Speicherkondensators C_S werden N-MOS-Transistoren vom Verarmungstyp eingesetzt. So wird der gesamte Spannungsabfall durch die Schwellenspannungen der Sourcefolgerserienschaltung begrenzt und der erfaßbare optische Dynamikbereich erweitert.

Die gesteuerten Laststromquellen sind unterhalb der Sourcefolger dargestellt. Die Laststromquellen sind als Kaskodeschaltung realisiert. Dadurch werden die dynamischen Eigenschaften der Stromquellen verbessert, weil die Rückwirkungen des Ausgangshubes auf die Stromquellentransistoren durch den Kaskodetransistor vermindert und der schädliche Ausgangsleitwert der Laststromquellen deutlich reduziert wird [73].

Der Schalttransistor zur Aktivierung der Stromquellen ist in die Kaskodeschaltung eingefügt. So können Rückwirkungen eingekoppelter Schaltsignale über die Gatekapazi-

Abbildung 7.12: Schaltung der Sensorzelle des 2×32 -Pixel Zeilensensors

tät des Schalttransistors auf den Sourcefolger durch den Kaskodetransistor reduziert werden und insbesondere der Einschaltvorgang verläuft ruhiger. Ansonsten gelten die gleichen Überlegungen entsprechend der Sensorschaltung der 14- und 32-Pixel Zeilensensoren.

7.2.3 Signalverarbeitung

In der Abbildung 7.13 werden das angepaßte Zeitdiagramm der Sensorsteuerung und wichtige, idealisiert dargestellte Signalspannungen der Sensorzelle des 2×32 -Pixel Zeilensensors präsentiert. Wiedergegeben ist die erste Akquisitionsperiode mit dem Entladen des Akkumulationskondensators C_{FB} . Die weiteren Akquisitionsperioden sind analog, jedoch ohne Betätigung des CDS-Resetschalters ϕ_8 .

Im folgenden wird die Eingangsoffsetspannung des Operationsverstärkers und der Spannungsabfall über die Sourcefolger vernachlässigt.

In den Schaltperioden τ_1 bis τ_4 erfolgt die Akquisition des Hintergrundlichtsignals (Photostrom $I_{ph,hg}$) auf dem Speicherkondensator C_S und bei gleichzeitig geschlossenem Koppelschalter ϕ_5 auf den Koppelkondensator C_C . Der Operationsverstärker ist in diesem Zyklus direkt gegengekoppelt und hat nach dem Öffnen des Schalters ϕ_3 in der Periode τ_4 Zeit (τ_{set}), einzuschwingen. Über dem Speicherkondensator und dem Koppelkondensator steht am Ende der Hintergrundlichtmessung die proportionale Spannung $U_{CS,hg}$ beziehungsweise $U_{C,hg}$ an:

$$U_{C_S}(t_4) = U_{C_C, hg} = \frac{I_{ph, hg} \tau_{int}}{C_{PD}} \quad (7.60)$$

Gleichzeitig wird der Akkumulationskondensator auf die Referenzspannungsdifferenz $U_{C_{FB}}(t_4) = U_{ref} - U_{ref, OP}$ vorgeladen und die zuvor gespeicherte Information gelöscht.

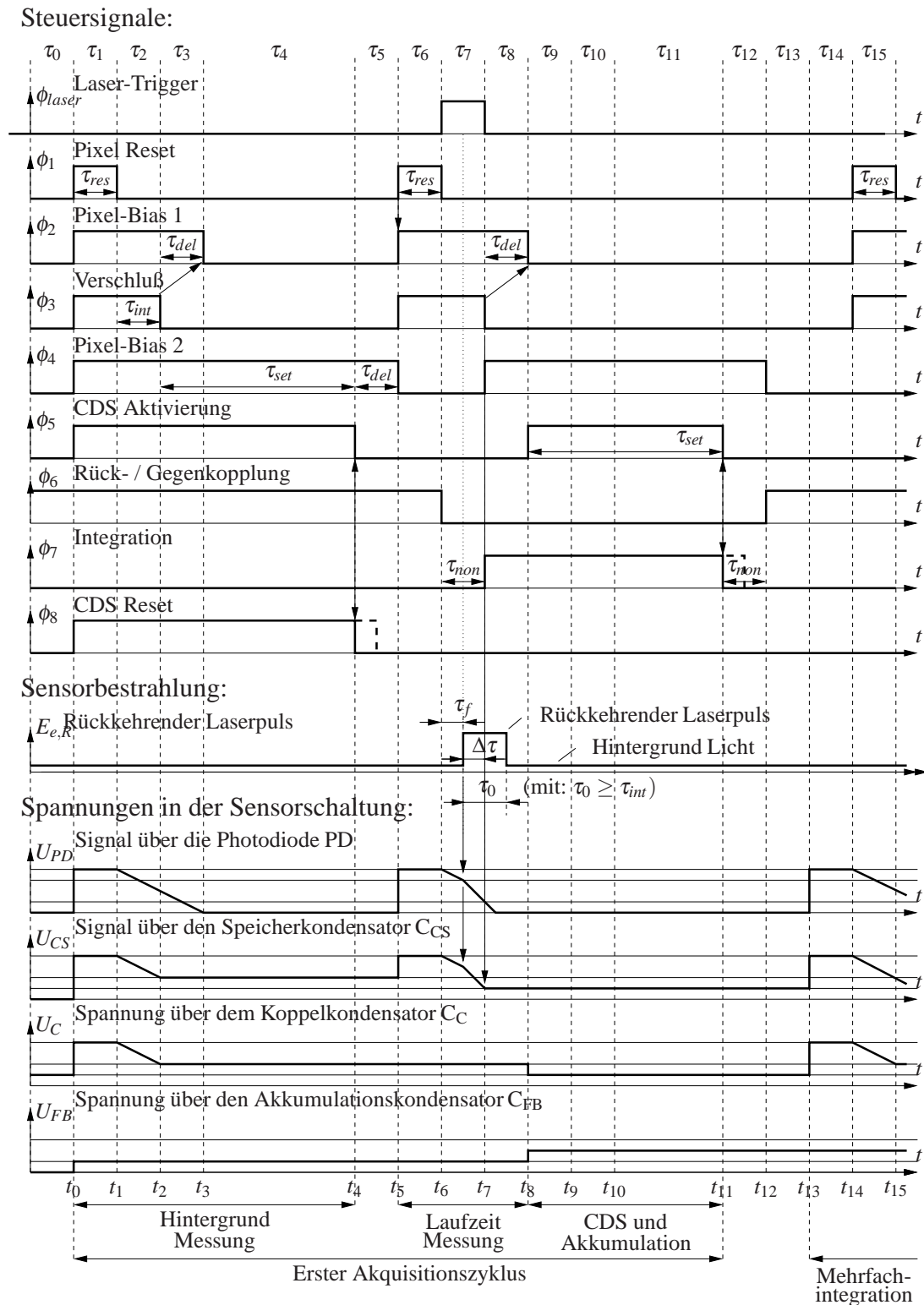


Abbildung 7.13: Timing der Sensorzelle des 2x32-Pixel Zeilensensors

In den folgenden Schaltperioden τ_6 bis τ_8 erfolgt die Akquisition mit aktiver Laserbeleuchtung (Photostrom durch Laserbeleuchtung $I_{ph,laser}$ und Hintergrundlicht $I_{ph,hg}$, jedoch bei geöffnetem Koppelschalter ϕ_5 . Das akquirierte Signal durch Laser- und Hintergrundbeleuchtung wird nach Öffnen des Verschlusses auf dem Speicherkondensator C_S gehalten.

$$u_{C_S}(t_8) = \frac{i_{ph,laser} \cdot \Delta\tau + i_{ph,hg} \cdot \tau_{int}}{C_{PD}} \quad (7.61)$$

Die Verrechnung der korrelierten Abtastwerte erfolgt erst in den Perioden τ_{10} bis τ_{11} . Die Operationsverstärkerschaltung wurde zuvor durch nichtüberlappendes Öffnen der Gegenkopplung ϕ_6 und Schließen von ϕ_7 in den Integrationsmodus geschaltet. Die Nichtüberlappung stellt den Erhalt der gespeicherten Ladungen auf dem Akkumulationskondensator sicher.

Mit dem Schließen des Koppelschalters ϕ_5 wird ein Ladungsausgleich ΔQ über den Akkumulationskondensator C_{FB} entsprechend der Spannungsdifferenz der zuvor anstehenden Signalspannungen über den Speicherkondensator und dem Koppelkondensator erzwungen.

$$\Delta Q = C_C \cdot (u_{C_S}(t_8) - u_{C_C}(t_4)) \quad (7.62)$$

Am Ende des Ladungsausgleichs beträgt die Spannungsänderung $\Delta u_{C_{FB}}$ über den Akkumulationskondensator:

$$\begin{aligned} \Delta U_{FB} &= \frac{1}{C_{FB}} \Delta Q = \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot (u_{C_S}(t_8) - u_{C_C}(t_4)) \\ &= \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \left(\frac{I_{ph,laser} \cdot \Delta\tau + I_{ph,hg} \cdot \tau_{int}}{C_{PD}} - \frac{I_{ph,hg} \tau_{int}}{C_{PD}} \right) \\ &= \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \frac{I_{ph,laser} \cdot \Delta\tau}{C_{PD}} \end{aligned} \quad (7.63)$$

Auf diese Weise werden nur das Signal proportional zum zurückkehrenden Laserlicht auf C_{FB} akkumuliert und Hintergrundlichtanteile eliminiert.

Durch die zusätzliche Abtast- und Halteschaltung muß die Operationsverstärkerschaltung nicht dem Resetvorgang der Photodiode folgen, wie es bei den 14-Pixel und 32-Pixel Zeilensensoren der Fall war. Damit wird das Unterschwingen vermieden und die Akkumulation erfolgt mit einem unidirektionalen Spannungshub. Es kann also auf eine Spannungsreserve von U_{ref} bezüglich des negativen Versorgungspotentials verzichtet werden, so daß ein größerer Ausgangsspannungshub erreicht wird. Zugleich können größere Eingangsspannungshübe durch Hintergrundlichteffekte verarbeitet werden, weil nur noch die Differenzspannung proportional zur detektierten aktiven Beleuchtung in der Operationsverstärkerschaltung verarbeitet werden muß.

Die quasistatischen Spannungsabfälle über die Sourcefolger und die Eingangsoffsetspannung des Operationsverstärkers werden gleich dem Hintergrundlichtsignal eliminiert (Vergleiche Abschnitt 7.1.3).

Bei Mehrfachintegration erhöht sich die Spannung über den Akkumulationskondensator mit jedem weiteren Akquisitionszyklus proportional zum detektierten Laserlicht. Mit der Abtastrate $n > 0$ gilt für die Ausgangsspannung der Sensorschaltung:

$$\begin{aligned}\Delta U_R(n) &= u_{C_{FB}}(t_4) + n \cdot \Delta u_{C_{FB}} + u_{ref,OP} \\ &= U_{ref} + n \cdot \frac{C_C}{C_{FB}} \cdot \frac{I_{ph,laser} \cdot \Delta \tau}{C_{PD}}\end{aligned}\quad (7.64)$$

7.2.3.1 Empfindlichkeit

Analog zum Kapitel 7.1.3.1 kann auch für diesen Sensor die externe Responsivität bezüglich des Ausgangs der Sensorschaltung angegeben werden. Der Sensor wird in der gleichen $0,5\mu m$ Standard CMOS-Technologie (FhG IMS - C0512M+) gefertigt, daher weist er bei dem Verstärkungsfaktor $v_u = -C_C/C_{FB} = 2$ die gleiche effektive spektrale Responsivität bei der Mittenwellenlänge $\lambda = 910\text{nm}$ der eingesetzten Lasermodule auf:

$$\begin{aligned}\mathfrak{R}_{\lambda,aus}(n) &= \frac{\Delta U_R(n)}{\Delta \tau \cdot \Delta E_{e,R,laser}} = n \cdot S_\lambda \frac{A_{PD}}{C_{PD}} \cdot \frac{C_C}{C_{FB}} \\ &= n \cdot 1760 \frac{\text{V m}^2}{\text{J}}\end{aligned}\quad (7.65)$$

Der Kapazitätsbelag $C'_{PD} = \frac{A_{PD}}{C_{PD}}$ der Photodiode ist technologiespezifisch und kann bei geringen Spannungshüben als näherungsweise konstant angenommen werden (siehe Kapitel 7.1.3.1: Zum Beispiel entspricht eine Sensorbestrahlung von $E_{e,S} = 1,27\text{kW/m}^2$ bei einer Verschlussöffnungszeit von $\tau_{int} = 30\text{ns}$ lediglich einem maximalen Spannungshub von $\Delta U_{PD} = \Delta U_{aus} / -v_u = 36,6\text{mV}$ an der Photodiode.).

7.2.3.2 Leistungsbedarf

Der Leistungsbedarf der Sensorschaltung des 2×32 -Pixel Zeilensensors kann gegenüber dem 14-Pixel und dem 32-Pixel Zeilensensor erheblich gesenkt werden. Das liegt zum einen daran, daß der Biasstrom der Sourcefolger M_4 und M_8 (siehe Abbildung 7.12) in den Aktivitätspausen auf 10% reduziert werden kann. Zum anderen kann durch die zusätzlich eingeführte Haltestufe mit dem Haltekondensator C_S und dem

folgenden Sourcefolger M_8 die Schaltung zur korrelierten Doppelabtastung mit dem Operationsverstärker OP_1 von der Lichtpuls erfassung weitgehend entkoppelt betrieben werden. Dadurch können die Bandbreite, respektive die Rauschbandbreite, und der Strombedarf des Operationsverstärkers erheblich gesenkt werden.

Die Sourcefolger M_4 und M_8 sind für einen eingepprägten Biasstrom von $I_{M4} = 1\text{mA}$ und $I_{M8} = 0,5\text{mA}$ dimensioniert. Der Sourcefolger M_4 ist nur jeweils in den kurzen Phasen zur Laufzeitmessung und zur Hintergrundlichterfassung mit der doppelten Verschlußöffnungszeit $2\tau_{int}$ aktiv. Um negative Effekte durch das Abschalten der Laststromquelle von M_4 zu vermeiden, wird diese mit Betätigen das Verschlußtransistors M_7 angeschaltet, aber erst eine Periode von $\tau_{del} = 30\text{ns}$ nach Öffnen des Verschlußes abgeschaltet. Damit ergibt sich für die Aktivitätsdauer des ersten Sourcefolgers M_4 eine Zeit von $\tau_{M4} = \tau_{int} + \tau_{res} + \tau_{del}$. Außerhalb der Aktivitätszyklen wird der Biasstrom von M_4 auf 1/10 des Nominalbetrags reduziert. Die Resetdauer kann ebenfalls auf minimal $\tau_{res} = 30\text{ns}$ begrenzt werden.

Die Operationsschaltung ist für eine Einschwingzeit von $\tau_{set} = 100\text{ns}$ dimensioniert, das entspricht circa einem Drittel der Einschwingzeit und Bandbreite verglichen mit den 32-Pixel und 14-Pixel Zeilensensoren. Der Operationsverstärker benötigt bei ansonsten gleicher Auslegung als Kaskode-Transimpedanzoperationsverstärker folglich nur ein Drittel des Biasstromes $I_{op} = 4 \cdot 330\mu\text{A} = 1,32\text{mA}$.

Der zweite Sourcefolger M_8 zum Auslesen des Haltekapazitors C_S wird wiederum entsprechend dem Zeitdiagramm 7.13 der Ansteuerung mit ϕ_4 , eine Periode τ_{del} länger als die Aktivitätsdauer der Operationsschaltung (Signal ϕ_5) betrieben. Folglich ergibt sich die Aktivitätsdauer des Sourcefolgers zu $\tau_{M8} = \tau_{res} + \tau_{int} + \tau_{set} + \tau_{del}$. Außerhalb der Aktivitätszyklen wird der Biasstrom von M_8 auf 1/10 des Nominalbetrags reduziert.

Damit kann der Leistungsbedarf einer Sensorschaltung, also pro Pixel, bei der Betriebsspannung $U_{dd} = 3,3\text{V}$ für eine beliebige Pulsfrequenz f_{puls} der Pulslichtquelle kalkuliert werden:

$$P_{pixel} = U_{dd} \cdot \left(I_{op} + \frac{1}{10} \cdot (9\tau_{M4} \cdot f_{puls} + 1) \cdot I_{M4} + \frac{1}{10} \cdot (9\tau_{M8} \cdot f_{puls} + 1) \cdot I_{M8} \right) \quad (7.66)$$

Selbst wenn die verfügbaren Lasermodule mit ihrer maximalen Dauerpulsfrequenz von $f_{puls} = 40\text{kHz}$ betrieben werden, ergibt sich nur der Leistungsbedarf von $P_{pixel} = 4,7\text{mW}$ pro Pixel oder bei 2×32 Pixelzellen eine zu erwartende Gesamtleistung von $P_{tot} = 302\text{mW}$ für die 64 Pixel der Sensorzeile. Der größte Beitrag zum Leistungsbedarf entfällt dabei auf den Operationsverstärker mit $P_{op} = I_{op} \cdot U_{dd} = 4,36\text{mW}$ im Dauerbetrieb.

7.2.4 Rauschverhalten

Für die Rauschberechnung der Sensorschaltung gilt das Rauschersatzschaltbild entsprechend 7.14, das in der Struktur dem Ersatzschaltbild der 14-/32-Pixel Zeilensensoren, bis auf die eingefügten Komponenten der Abtast- und Halteschaltung, entspricht.

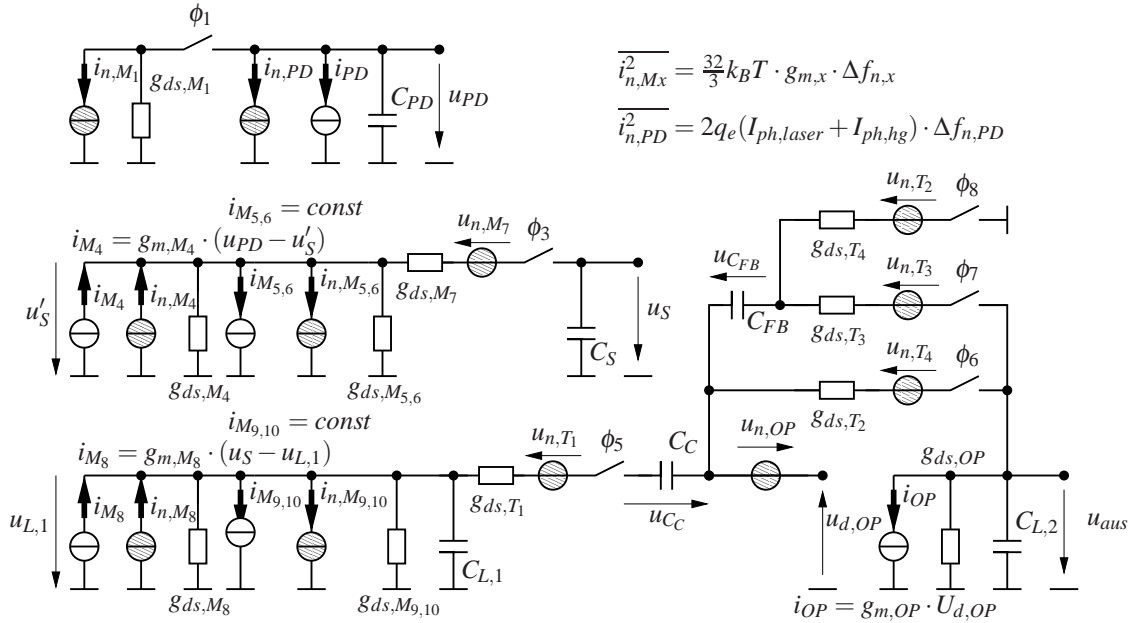


Abbildung 7.14: Rauschersatzschaltbild des 2×64-Pixel Sensors

Die Rauschberechnung erfolgt analog zum Kapitel 7.1.4: Das Rauschen wird im eingeschwungenen Zustand am Ende der Schaltperioden anhand des Kleinsignalersatzschaltbildes abgeschätzt. Die thermischen Rauschbeiträge der Schalttransistoren und Ausgangsleitwerte aktiver Komponenten können hierfür im eingeschwungenen Zustand durch den abgetasteten kT/C -Rauschbeitrag auf den Kondensatoren C_{PD} , C_S , C_C und C_{FB} erfaßt werden. Für die Rauschbeiträge der aktiven Komponenten ist jeweils der Übertragungsfaktor zum Ausgang der Sensorschaltung und die Rauschbandbreite bei einpoligem Tiefpaßverhalten zu ermitteln.

7.2.4.1 Thermisches Rauschen

Mit der Abtastrate $n > 0$ kann der gesamte Rauschbeitrag in Form der Ausgangsrauschspannung $\overline{u_{n,th,aus}^2}(n)$ durch breitbandige, thermische Rauschquellen in der Sensorschaltung entsprechend Kapitel 7.1.4 ermittelt werden:

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,th,aus}^2}(n) = & 2n \cdot \left(\frac{k_B T}{C_{PD}} \right) \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 && \text{Photodiode} \\
& + 2n \cdot \left(\frac{8}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_S} \cdot \left(1 + \frac{g_{m,M_{5,6}}}{g_{m,M_4}} \right) + \frac{k_B T}{C_S} \right) \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 && \text{Sourcefolger 1} \\
& + 2n \cdot \left(\frac{8}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,1} + C_C} \cdot \left(1 + \frac{g_{m,M_{9,10}}}{g_{m,M_8}} \right) + \frac{k_B T}{C_C} \right) \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 && \text{Sourcefolger 2} \\
& + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} + C_{FB}} + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} + C_{FB} + C_C} \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 && \text{CDS-Stufe} \\
& + (n-1) \cdot \left(\frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} + C_C} \right) \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \\
& + n \cdot \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right) + C_C} \cdot \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \\
& + (3n-1) \cdot \left(\frac{k_B T}{C_{FB}} + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2}} \right) && (7.67)
\end{aligned}$$

Hinter den Rauschtermen sind die Rauschquellen angegeben. Der Ausdruck entspricht bis auf den zusätzlichen Term für einen zusätzlichen Sourcefolger und Haltekapazitor dem Ausdruck 7.46 für die 14- und 32-Pixel Zeilensensoren.

Bei Berücksichtigung der Schaltungsdimensionierung ($C_{PD} \approx 17\text{pF}$, $C_S = 15\text{pF}$, $C_C = 10\text{pF}$, $C_{L,1} = 10\text{pF}$, $C_{FB} = 5\text{pF}$, $C_{L,2} = 10\text{pF}$, $g_{m,M_4} = \sqrt{\frac{36}{10}} g_{m,M_{5,6}}$, $g_{m,M_8} = \sqrt{\frac{84}{6}} g_{m,M_{9,10}}$) ist der theoretische thermische Rauschbeitrag bei $T_0 = 300\text{K}$ quantifiziert zu:

$$\sqrt{\overline{u_{n,th,aus}^2}(n, T)} \approx 196,2\mu\text{V} \sqrt{n} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \Big|_{T_0=300\text{K}} \quad (7.68)$$

7.2.5 Funkelrauschen

Das Funkelrauschen wird analog zum Kapitel 7.1.4.2 ermittelt, jedoch ist der Rauschbeitrag zweier Sourcefolger zu berücksichtigen. Ein vollständiger Abtastzyklus dauert $T_{D,1} = 300\text{ns}$.

Die Sourcefolger werden entsprechend Gleichung: 4.57, Kapitel 4.4.5, jeweils mit der Laststromquelle zusammengefaßt dargestellt. Die effektive weiße Rauschleistungsichte am Ausgang der Sourcefolger ist:

$$S_{u,th,SF_1} = \frac{32}{3} \frac{k_B T}{g_{m,M_4}} \left(1 + \frac{g_{m,M_{5,6}}}{g_{m,M_4}}\right) \quad (7.69)$$

$$S_{u,th,SF_2} = \frac{32}{3} \frac{k_B T}{g_{m,M_8}} \left(1 + \frac{g_{m,M_{9,10}}}{g_{m,M_8}}\right) \quad (7.70)$$

Die wirksame Lastkapazität des ersten Sourcefolgers zum Auslesen der Photodiode ist unter Vernachlässigung der Eingangskapazität des folgenden Sourcefolgers mit der Kapazität C_S des Speicherkondensators gegeben. Die Tiefpaßfrequenz ist entsprechend $\omega_{TP,1} = \frac{g_{m,M_4}}{C_S}$. Der zweite Sourcefolger wird durch die Parallelschaltung aus dem Lastkondensator und dem Koppelkondensator $C_L^* = C_C + C_{L,1}$ kapazitiv belastet. Die entsprechende Tiefpaßfrequenz ist mit $\omega_{TP,2} = \frac{g_{m,M_8}}{C_C + C_{L,1}}$ gegeben, bei der vereinfachenden Annahme eines idealen Operationsverstärkers.

Der Funkelrauschbeitrag der Sourcefolger wird mit der Verstärkung $v_{u,inv} = -\frac{C_C}{C_{FB}}$ auf den Akkumulationskondensator übertragen. Für die Rauschspannung am Ausgang der Sensorschaltung gilt:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,f,SF_{1,2}}^2} &\approx f_c \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}}\right)^2 \cdot \frac{64}{3} \frac{k_B T}{g_{m,M_4}} \left(1 + \frac{g_{m,M_{5,6}}}{g_{m,M_4}}\right) \cdot \left(\gamma_e + \ln\left(T_D \cdot \frac{g_{m,M_4}}{C_S}\right)\right) \\ &+ f_c \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}}\right)^2 \cdot \frac{64}{3} \frac{k_B T}{g_{m,M_8}} \left(1 + \frac{g_{m,M_{9,10}}}{g_{m,M_8}}\right) \cdot \left(\gamma_e + \ln\left(T_D \cdot \frac{g_{m,M_8}}{C_C + C_{L,1}}\right)\right) \\ &\text{für: } T_D \frac{g_{m,M_4}}{C_S}, T_D \frac{g_{m,M_8}}{C_C + C_{L,1}} \geq 3 \end{aligned} \quad (7.71)$$

Der Funkelrauschbeitrag des Operationsverstärkers ist näherungsweise bei ideal angenommenem Sourcefolger:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,f,OP}^2} &\approx f_c \cdot \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right)^2 \cdot \frac{128}{3} \frac{k_B T}{g_{m,OP}} \cdot \left(\gamma_e + \ln\left(T_D \cdot \frac{g_{m,OP}}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right) + C_C}\right)\right) \\ &\text{für: } T_D \frac{g_{m,OP}}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right) + C_C} \geq 3 \end{aligned} \quad (7.72)$$

Der akkumulierte Rauschbetrag $\overline{u_{n,f,aus}^2}$ pro Akquisitionszyklus ist bei der gegebenen Dimensionierung ($g_{m,4} = \sqrt{\frac{36}{10}} g_{m,M_{5,6}} = 17,5\text{mS}$, $g_{m,8} = \sqrt{\frac{84}{6}} g_{m,M_{9,10}} = 1,75\text{mS}$, $g_{m,OP} = 2,45\text{mS}$, $T_D = 300\text{ns}$, $T = 300\text{K}$) näherungsweise:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,f,aus}^2} &= \overline{u_{n,f,SF_{1,2}}^2} + \overline{u_{n,f,OP}^2} \\ &= 1,18 \cdot 10^{-9} \text{V}^2 + 2,250 \cdot 10^{-9} \text{V}^2 \\ &= 3,44 \cdot 10^{-9} \text{V}^2 \end{aligned} \quad (7.73)$$

Die Bedingungen $T_D \cdot \omega_{TP,1} = 350 > 3$, $T_D \cdot \omega_{TP,2} = 26,3 > 3$ beziehungsweise $T_D \cdot \omega_{TP,OP} = 18,4 > 3$ sind erfüllt, so daß die Näherung gültig ist. Die gesamte akkumulierte Funkelrauschspannung in der Sensorschaltung respektive CDS-Stufe ist bei Mehrfachabtastung und Mittelung über $n > 0$ Messungen gegeben mit:

$$\sqrt{u_{n,f,aus}^2} = \sqrt{n} \cdot 58,65 \mu\text{V} \quad (7.74)$$

Der Funkelrauschbeitrag ist um den Faktor 3,34 geringer als der thermische Rauschbeitrag und könnte nur in einer sehr groben Näherung diesem gegenüber vernachlässigt werden.

7.2.5.1 Photonenrauschen

Der Beitrag des Photonenrauschens ist entsprechend Kapitel 7.1.4.3 mit der aktiven Diodenfläche $A_{PD} = (260 \mu\text{m})^2$ zu berechnen:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,ph,aus}^2}(n) &= n \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \cdot \frac{2q_e S A_{PD} \tau_{int}}{C_{PD}^2} (E_{e,R,laser} + 2 \tilde{E}_{e,R,hg}) \\ &= n \tau_{int} (E_{e,R,laser} + 2 \tilde{E}_{e,R,hg}) \cdot 75,8 \cdot 10^{-6} \frac{\text{V m}^2}{\text{As}} \end{aligned} \quad (7.75)$$

In diesem Ausdruck wird berücksichtigt, daß das Hintergrundlicht zweimal, bei aktiver Laserbeleuchtung jedoch nur einmal integriert wird.

7.2.5.2 Rauschäquivalente Strahlungsleistung

Die Detektionsgrenze ist mit der rauschäquivalenten Strahlungsleistung analog zu Kapitel 7.1.4.4 zu bestimmen. Einsetzen der Terme für das Schaltungsrauschen (Ausdruck 7.68 Kapitel 7.2.4.1 und Ausdruck 7.73, Kapitel 7.2.5), die externe Responsivität (Ausdruck 7.65, Kapitel 7.2.3.1) und das Photonenrauschen (Ausdruck 7.75) liefert:

$$\begin{aligned}
NEP(n) &= \frac{\sqrt{u_{n,gesamt,aus}^2(n)}}{\mathfrak{R}_{\lambda,aus}(n)} \\
&= \frac{\sqrt{u_{n,th,aus}^2(n) + u_{n,f,aus}^2(n) + u_{n,ph,aus}^2(n)}}{\mathfrak{R}_{\lambda,aus}(n)} \\
&= \frac{q_e}{n \tau_{int} S_{\lambda} A_{PD}} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + (u_{n,th,aus}^2(n) + u_{n,f,aus}^2(n)) \cdot \frac{C_{PD}^2 C_{FB}^2}{C_C^2 q_e^2}} \right) \\
&= \frac{1}{n \tau_{int}} \cdot (1 + \sqrt{1 + n \cdot 1,183 \cdot 10^8}) \cdot 10,8 \cdot 10^{-12} \frac{Ws}{m^2} \\
&\approx \frac{1}{\tau_{int} \sqrt{n}} \cdot 116,9 \cdot 10^{-9} \frac{Ws}{m^2} \tag{7.76}
\end{aligned}$$

Mit der aktiven Diodenfläche $A_{PD} = (260\mu m)^2$ und der spektralen Empfindlichkeit $S_{\lambda} = 0,22 \frac{A}{W}$ bei $\lambda = 910nm$.

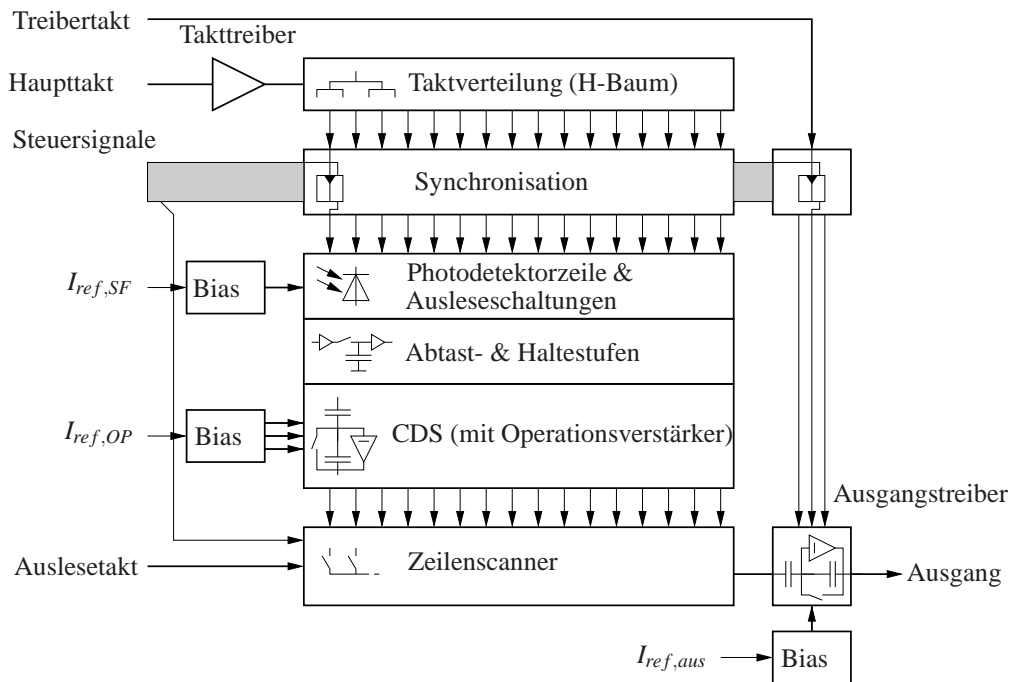
Bei der Mittelung über n Meßwerte verbessert sich das Signal-Rausch-Verhältnis, beziehungsweise verringert sich die detektierbare NEP, proportional zu $\sqrt{n^{-1}}$.

Bei einer Integrationsdauer von $\tau_{int} = 30ns$ entspricht die minimale detektierbare Bestrahlung an der Sensoroberfläche $3,87 \frac{W}{m^2}$ ohne Mittelung ($n=1$).

7.2.6 Sensorarchitektur

Die Architektur des 2×32 -Pixel Zeilensensors ist in dem Blockschaltbild in Abbildung 7.15 wiedergegeben. Das Blockschaltbild entspricht in groben Zügen dem der in Kapitel 7.1.5 vorgestellten 14- und 32-Pixel Sensorzeilen. Wesentliche Änderungen betreffen jedoch die Taktverteilung und den Ausgangsverstärker. In der analogen Signalkette sind zusätzliche Abtast- und Haltestufen eingefügt worden. IC-Interne Last- beziehungsweise Biasstromquellen werden wie zuvor bei den 14-Pixel und 32-Pixel Sensorzeilen über externe Referenzströme ($I_{ref,SF}$, $I_{ref,OP}$, $I_{ref,aus}$), die im Kamerasystem digital programmierbar sind, eingestellt.

Anstelle der separaten Verteilung der zeitkritischen Signale wird nur ein Haupttakt-signal mit geringem Skew über einen H-Baum verteilt. Alle übrigen Steuersignale werden über eine einfache Busstruktur verteilt und lokal, zum Beispiel direkt vor der Ansteuerung von Analogschaltern, mit dem Haupttakt synchronisiert (Block „Synchronisation“ in den Taktleitungen zur Photodetektorzeile und den Ausleseschaltungen, sowie in der Taktleitung zum Ausgangstreiber). Diese Strategie birgt gleich mehrere Vorteile in sich. Zum Einen wird der relative Zeitversatz zwischen Taktsignalen bes-

Abbildung 7.15: Architektur des 2×32 -Pixel Zeilensensors

ser beherrschbar. Das gilt insbesondere für das zeitkritische Pixelreset-Signal und das Verschlußsteuersignal, die zusammen das Verschlußzeitfenster für die Integration der Photoladungsträger definieren. Jitter und relativer Zeitversatz dieser Signale wirken sich direkt durch Entfernungsmeßfehler und Offset aus. Des weiteren müssen die Steuersignale nur auf der letzten Strecke zur Ansteuerung der Schalttransistoren eine hohe Flankensteilheit für eine zeitlich präzise Funktion aufweisen. Die Synchronisationsstufen müssen nur noch kurze Leitungen mit geringeren parasitären Kapazitäten treiben. Dadurch wird eine Leistungersparnis bei dennoch steileren Taktflanken möglich. Auf den Busleitungen vor den Synchronisationsstufen ist die Anstiegs- und Abfallzeit der Signale vergleichsweise unkritisch. Hier können leistungsschwache Treiberstufen Einsatz finden. Dadurch wird ebenfalls die Verlustleistung und zusätzlich der Taktdurchgriff über das Substrat auf empfindliche analoge Schaltungsteile reduziert. Nicht unerheblich ist auch die Platzersparnis, da nur ein ausgewogenes Netz zur Taktverteilung implementiert werden muß.

Abbildung 7.16 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Synchronisationsstufen. Das Steuersignal D wird in der Low-Phase des Taktes von dem D-Latch übernommen, das zugleich als Verstärker dient. Bis zum High-Übergang stehen so sehr hohe Pegel zur Ansteuerung des Ausgangs-Flip-Flops an, das zugleich als Treiberstufe dient. Die sym-

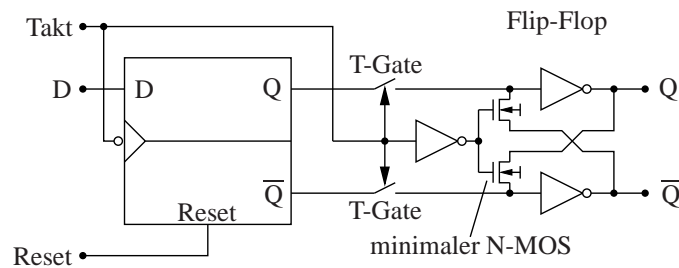


Abbildung 7.16: Takt-Synchronisation

metrische, differentielle Ansteuerung des Ausgangs-Flip-Flops über Transmissiongates stellt ein gleich gutes Verhalten bei Low-High und High-Low-Transienten sicher. Die Rückkopplung des Ausgangs-Flip-Flops wird über N-MOS Transistoren minimaler lateraler Abmessung realisiert, um die parasitäre kapazitive Belastung des Ausgangs zu reduzieren. So werden in der Simulation Anstiegs- und Abfallzeiten von 250ps bei einer Belastung der Synchronisationsstufe mit dem Verschlußtransistor erreicht. Die getriebenen Lasten (Transmissiongates und Schalter) sind symmetrisch aufgebaut, gegebenenfalls sind zur Symmetrierung Dummy-Gates parallel geschaltet, und werden differentiell angesteuert. Dadurch werden die Rückflußwege der Steuersignale definiert und Substrateinkopplungen reduziert. Mit dem gleichen Ziel werden die differentiellen Signale in der integrierten Schaltung mit parallelen Leitungspaaren auf einer abschirmenden Metallplatte verteilt, um eine möglichst gute Abschirmung zum Substrat zu erreichen.

Die Steuersignale werden über die Synchronisationsstufen mit dem Takt verknüpft. Daher ist es möglich, die Steuersignale von Funktionsblöcken, die nur zu verschiedenen Zeiten aktiv sind, zusammenzufassen. Die Funktionsblöcke erhalten separate Taktsignale, die die Steuersignale validieren. Das spart Anschlüsse ein, und die externe Verdrahtung der Sensoren wird vereinfacht.

An die Taktverteilung schließen sich entsprechend den zuvor beschriebenen Zeilensensoren die Photodetektoren mit Ausleseschaltung an. Es sind jedoch zusätzliche Abtast- und Haltestufen vor den CDS-Stufen eingefügt worden. Wie in Kapitel 7.2.1 bereits erläutert wurde, ermöglichen diese Stufen eine wesentliche Geschwindigkeits- und Bandbreitenreduktion der CDS-Stufen. Die Verlustleistung in den CDS-Stufen wird gesenkt.

An den Zeilenscanner zum Auslesen des Sensors schließt sich der Ausgangsverstärker an. Im Unterschied zu den zuvor beschriebenen Zeilensensoren beinhaltet hier der

Ausgangstreiber eine CDS-Stufe, so daß auch Offsets und das Funkelrauschen des Ausgangstreibers im Auslesevorgang reduziert werden können. Für den Ausgangstreiber finden die gleichen CDS-Stufen wie in den Sensorschaltungen Anwendung, die zur Erreichung der Treiberleistung skalierbar ausgelegt sind.

7.2.7 Meßergebnisse und Daten

Die 2×32 -Pixel Sensorzeile wurde in der gleichen $0,5\mu\text{m}$ CMOS-Technologie gefertigt, wie die im Vorhergehenden beschriebenen 14- und 32-Pixel Zeilensensoren. Es wurde die gleiche Strategie entsprechend der 14-Pixel Sensorzeile verfolgt und zwei achsensymmetrisch zur Zeile gespiegelte Schaltungen auf einem Die gefertigt. Zwischen den Photodiodezeilen befindet sich aber ein weiterer Ritzgraben, so daß die Sensorzeilen bei Bedarf auch getrennt und einzeln montiert werden können. Die Schaltungen werden standardmäßig in einem CQFJ84 Keramikgehäuse montiert und können in dem Kamerasystem (Kapitel 6) synchron betrieben werden. Abbildung 7.17 zeigt das Chipphoto des Zeilensensors.



Abbildung 7.17: IC-Photo zweier 2×32 -Pixel Zeilensensoren

Durch die symmetrische Anordnung bilden die Zeilensensoren bei gemeinsamem Betrieb ein Array von 4 Zeilen zu 32 Pixeln. In den Einzelschaltungen wird ein Füllfaktor von ca. 100% erreicht, wobei die Zeilen jeweils um den halben Pixelpitch versetzt angeordnet sind. Dadurch können bei scannenden Anwendungen Moiré-Effekte unterdrückt werden. Die laterale Abmessung der n-Wannen Photodioden zum Substrat beträgt $(260\mu\text{m})^2$. Die Doppelzeilen der Einzelschaltungen sind $340\mu\text{m}$ voneinander entfernt; zwischen den Photodiodezeilen befindet sich der Ritzgraben.

Die Funktionsblöcke entsprechend dem Blockschaltbild 7.15 sind auf dem Chipphoto gut zu erkennen. An die Photodioden schließen sich die Abtast- und Haltestufen an, gefolgt von den Stufen zur korrelierten Doppelabtastung und Akkumulation. Der Haupttakt wird von einem leistungsstarken Treiber über einen H-Baum an die Synchronisationsstufen verteilt, die die externen Steuersignale auf den Haupttakt synchronisieren und an die Abtast- und Halte-Schaltungen und CDS-Schaltungen verteilen. Rechts im Bild sind die Biasregelungen und der Ausgangstreiber zu sehen.

Der Ausgangstreiber wird durch drei parallelgeschaltete CDS-Stufen realisiert und über eine eigene Synchronisationsstufe versorgt. In der Regel wird er als nichtinvertierende Pufferstufe betrieben. (Das Pixelsignal wird hierfür mit dem nichtinvertierenden Eingang verschaltet, das entspricht $U_{ref,OP}$ in der Sensorschaltung Abbildung 7.12.)

Der Sensor nimmt im normalen Betrieb bei 3,3V Versorgungsspannung und 66,6MHz Takt eine Leistung von 330mW auf. Das sind nur 18mW mehr, als für den Beitrag der analogen Sensorschaltungen theoretisch und unter Vernachlässigung der digitalen Schaltungskomponenten im Kapitel 7.2.3.2 ermittelt wurde. Gegenüber den 32-Pixel und 14-Pixel Zeilensensoren ist das eine deutliche Reduktion des Leistungsbedarfs bei einer erhöhten Auflösung. Dabei beträgt die maximale spezifizierete Ausleserate 20MHz. Die Bildrate ist durch die Pulslasermodule begrenzt und beträgt maximal 40k Bilder/s, das entspricht 20000 Tiefenkarten mit Laufzeitmessung und Bestimmung der optischen Verluste ohne Mittelung.

Zur Vermessung des Sensors wurde der gleiche Meßaufbau, wie für die Vermessung des 14-Pixel Zeilensensors genutzt. Das heißt, das Kamerasystem entsprechend Kapitel 6 mit der Optik C418DX von Pentax mit einem Öffnungswinkel von 95° , der minimalen Blendenzahl $k = 1,8$ und der Brennweite $f = 4,8\text{mm}$ eingesetzt. Zur Beleuchtung dient ein proprietäres Pulslasermodule mit 400W Strahlungsleistung ($\lambda = 910\text{nm}$) bei 25ns Pulsdauer und einer maximalen Pulsfrequenz von 4kHz. Eine einfache Streuoptik vor dem Strahlaustritt des Pulslasermoduls weitet den Laserstrahl für die Beleuchtung der Szehne auf. Die Streuoptik ist so justiert, daß der Bildbereich der Sen-

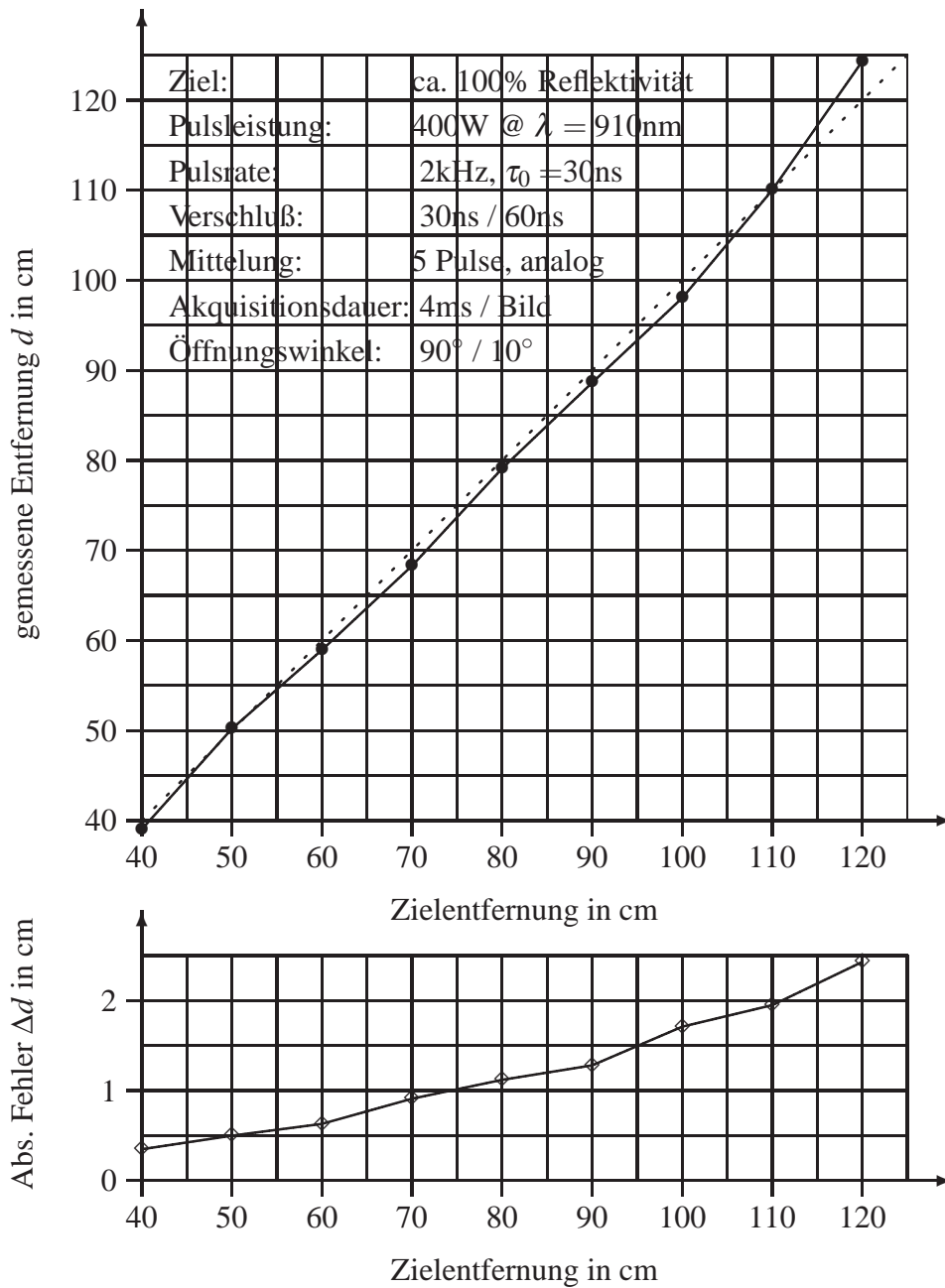


Abbildung 7.18: Gemessene Übertragungscharakteristik bei Mittelung über 32 analoge und 5 digitale Abtastwerte

sorzeilen homogen ausgeleuchtet wird (Öffnungswinkel der Abbildenden Optik: 90° in Zeilenrichtung und Öffnungswinkel 10° orthogonal dazu). Dazu wird eine größere Fläche ausgeleuchtet, als der Bildsensor erfasst. Dieser Verlust wird für eine homogene Ausleuchtung der erfassten Fläche hingegenommen. Um von den Gegebenheiten

der Streuoptik unabhängig den Sensor beurteilen zu können, wird daher die gemessene Bestrahlungsstärke an der Gegenstandsfläche für eine Referenzentfernung angegeben. Entsprechend Kapitel 5.2.5.1 kann auf dieser Grundlage die entfernungsabhängige Bestrahlungsstärke der Zielfläche und schließlich des Sensors berechnet werden. In der Objektebene wurde bei einer Entfernung von $d_0 = 40\text{cm}$ die Puls-Bestrahlungsstärke zu $E_{e,of,puls,0} = 100\text{W/m}^2$ bestimmt. Bei einer Pulsfrequenz von $f = 4\text{kHz}$ und einer Pulsdauer $\tau_0 = 30\text{ns}$ entspricht das einer mittleren Bestrahlungsstärke von $\overline{E_{e,of,puls}} = f \cdot \tau_0 \cdot E_{e,of,puls,0} = 12\text{mW/m}^2$ in einer Entfernung von 40cm zur Pulslichtquelle. Als Ziel diente ein weißes Objekt mit circa 100% Reflektivität.

Die Abbildung 7.18 zeigt eine unkorrigierte Entfernungsmesskurve des Sensors für 5 Analoge Mittelungen, also einer gesamten Mehrfachabtastrate zur Mittelung von 160:1. In dem unteren Diagramm ist die Streuung der absoluten Meßfehler (Sigma) aufgetragen. Die Pulsfrequenz betrug bei der Messung 2kHz. Die Verschlusszeiten sind 30ns für die Laufzeitmessung und 60ns für die Reflektivitätsmessung. Bis zu einer Hintergrundbestrahlung von 15W/m^2 bezogen auf die Sensoroberfläche konnte keine Degradation der Messung festgestellt werden.

Es kann eine Genauigkeit von 5cm ohne zusätzliche analoge Mittelung erreicht werden, beziehungsweise 5mm Genauigkeit bei Mittelung über 100 Laserpulse bei Zielentfernungen unter 2m. Der Linearitätsfehler beträgt dabei weniger als 5% ohne zusätzliche Korrekturmaßnahmen. Hierzu muß angemerkt werden, das sich in der Entfernungsmesskurve entsprechend Abbildung 7.18 auch die Qualität des Laserpulses bemerkbar macht. Der maximale Tiefenmeßbereich beträgt dabei bis zu 10m, je nach Öffnungswinkel der Optik und dem ausgeleuchteten Raumwinkel.

Die Detektionsgrenze wurde zu $NEP = 5,2\text{W/m}^2$ verifiziert. Dieser Wert weicht nur um den Faktor 1,34, beziehungsweise 34% von der theoretisch ermittelten Detektionsgrenze von $3,87\text{W/m}^2$, Kapitel 7.2.4, ab.

In der Tabelle 7.2 sind die technischen Daten der Sensorzeile wiedergegeben.

Zwei scannend mit der 2×32 -Pixel Sensorzeile aufgenommene Bilder sind in Abbildung 7.19 dargestellt. Es simuliert den Einsatz eines Flächensensors in einer intelligenten Airbaganwendung. Dabei wird eine Person aus der Distanz von bis zu 1,2m frontal abgetastet, um die relative Position zum Airbag festzustellen. Das links in der Abbildung 7.19 ist ein Scan mit rotierendem Kamerasystem um die horizontale Achse wiedergegeben, das rechte Bild ist mit linearem Vorschub aufgenommen worden. Trotz der niedrigen Auflösung von 32×48 Tiefenmeßpunkten im linken Bild ist die Kontur der Person gut wiederzuerkennen. Die Meßpunkte entsprechen den Knoten der

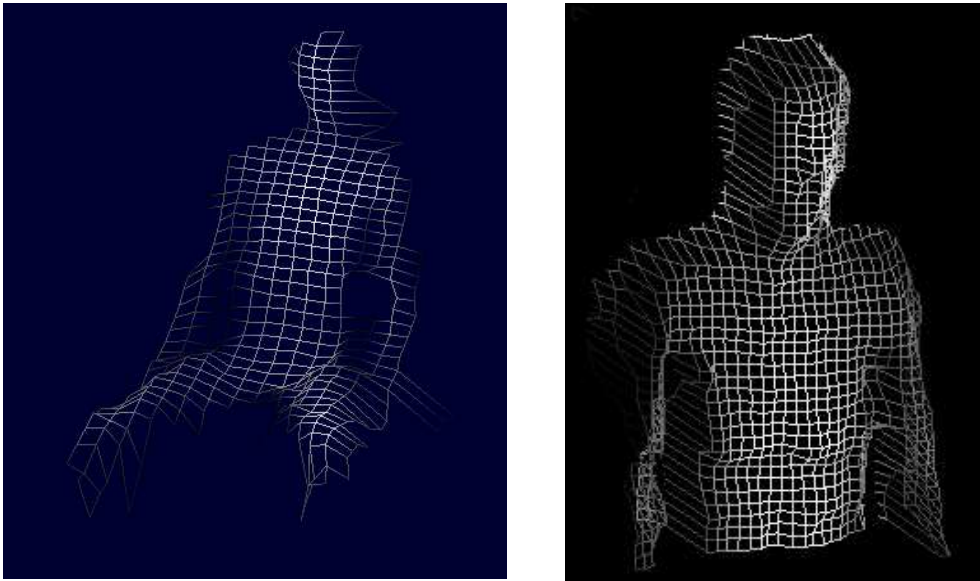


Abbildung 7.19: Tiefenkarte, aufgenommen mit dem 2×32 -Pixel Zeilensensor

Drahtgitterdarstellung. Die Objektreflektivität konnte zu 75% ermittelt werden. Das Bild wurde ebenfalls mit einer 400W Puls laserquelle mit einer Pulsdauer von 25ns bei 2kHz Repetitionsrate aufgenommen. Mit 5 Pulsen analoger Mehrfachintegration und digitaler Mittelung über 10 Bilder beträgt die Tiefenauflösung 1,5cm.

Parameter	Wert	Bemerkung
Auflösung	2×32 Pixel	2 Zeilen, 130μm Versatz
Photodiodengröße	260×260(μm) ² ; C _{PD} = 17pF	pn-Wannendioden
Photodiodenformat	1:1	quadratisch
Füllfaktor	ca. 100%	Zeile
Diodenmatrix	8450×1220 (μm) ²	Fläche pro IC
Chipfläche	10,54×6,98 (mm) ²	2 ICs pro Die
Technologie	0,5μm 1P 3M	Standard CMOS
Integrationszeit τ _{int}	30ns bis 120ns	Verschuß
Akquisitionsdauer	≥600ns	Pro Aufnahme
Pixelrate	20MHz	maximal
Bildrate ¹	40k/s (260k/s)	≈20k/s Tiefenkarten
Hintergrundlicht	≤ 15 $\frac{W}{m^2}$	Gestreutes Sonnenlicht
NEP	5,2 $\frac{W}{m^2}$	bei τ _{int} = 30ns
Wellenlänge	850nm - 910nm	Laserquelle
Ausgangssignalhub	0,6V - 2,7V	maximal
Versorgungsspannung	3,3V	DC
Leistungsaufnahme	330mW	Pro Zeile
Tiefenmeßbereich ²	<10m	Abhängig vom Schwinkel
Tiefenauflösung ²	<5cm (<0,5cm)	1 Puls (100 Pulse Burst)
Linearitätsfehler ²	<5%	typisch

Anmerkung 1: Durch die maximale Repetitionsrate des Lasers begrenzt

Anmerkung 2: Gemessen mit dem Kamerasystem aus Kapitel 6, Optik: Optik C418DX von Pentax (Öffnungswinkel 90°/10°), Laserquelle: 400W Pulsstrahlungsleistung, 25ns Pulsdauer, λ = 910nm Mittenwellenlänge

Tabelle 7.2: Technische Daten des 2 × 32-Pixel 3D-Sensors

7.3 34×30-Pixel 3D-Bildsensor

Aufbauend auf den 2×32-Pixel Zeilensensor wurde abschließend ein 34×30-Pixel Entfernungsbildsensor entwickelt. Um den Füllfaktor möglichst zu erhöhen, wurde dabei so verfahren, daß in den Pixeln lediglich die Photodiode und die Abtast- und Halteschaltung integriert wurde. Die Operationsverstärkerschaltung zur Verrechnung und Akkumulation der korrelierten Abtastwerte wurde außerhalb der optisch aktiven Matrix realisiert. Pro Spalte existiert eine CDS-Schaltung mit einer Kondensatorbank in der Operationsverstärkerrückkopplung als Analogspeicher. Der Analogspeicher hat je Spaltenpixel einen Speicherkondensator, auf dem pixelseriell die verrechneten Meßwerte mit und ohne aktive Beleuchtung akkumuliert werden. Die CDS-Schaltung ist abgesehen von der zusätzlichen Kondensatorbank mit der des 2×32-Pixel Zeilensensors identisch.

Zur Auflösungserhöhung in Spaltenrichtung können die Pixel auf Kosten der erreichbaren unteren Rauschgrenze in zwei Subpixel getrennt werden. Dadurch sind Aufnahmen mit 60×34-Pixeln Auflösung möglich, jedoch bei einer deutlich verschlechterten rauschäquivalenten Leistung.

7.3.1 Schaltungskonzept

Wie Eingangs erläutert, beruht die Pixelschaltung des Entfernungsbildsensors im wesentlichen auf der Schaltung des 2×32-Pixel Zeilensensors. Die modifizierte Schaltung des Sensorpixels ist in Abbildung 7.20 dargestellt.

Links in dem Bild ist das zweigeteilte Pixel mit den Photodioden $C_{PD,1}$ und $C_{PD,2}$, den Auslesesourcefolgern, den Haltekondensatoren $C_{S,1}$ und $C_{S,2}$ sowie den Spaltenleitungstreibern zu erkennen. Zwischen den Teilpixeln befinden sich die Schalter S_1 bis S_4 zur Pixelkonfiguration. Durch Schließen der Schalter S_1 , S_2 S_4 werden die Teilpixel zu einem verschaltet. Die Verschlussschalter ϕ_1 und ϕ_2 sowie die Zeilenselectschalter ϕ_5 und ϕ_6 müssen bei dieser Betriebsart gleichzeitig betätigt werden.

Durch Öffnen der Schalter S_1 und S_4 werden die Teilpixel getrennt und die akquirierten Meßwerte können getrennt auf die Speicherkondensatoren $C_{FB,n}$ übertragen werden (Die Zeilen-Selectschalter werden seriell und synchron zur Selektion der Speicherkondensatoren betätigt).

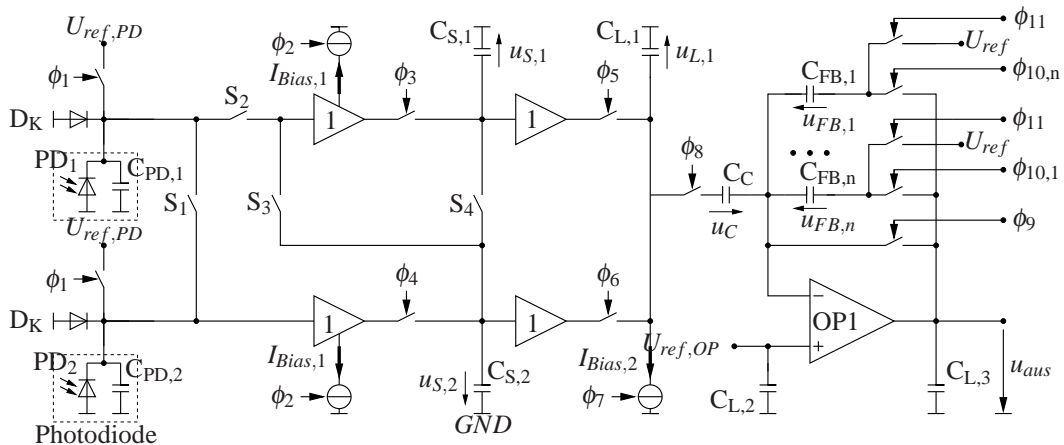


Abbildung 7.20: Konzept der Sensorzelle des 3D-Bildsensors

Es sind nun verschiedene Betriebsmodi denkbar: Zum einen können die Pixel vollständig getrennt und somit in Spaltenrichtung eine Auflösungsverdopplung erreicht werden. Andererseits ist es aber auch möglich, durch Schließen von S_1 bei geöffnetem Schalter S_4 die Verschlüsse ϕ_3 und ϕ_4 mit unterschiedlichen Integrationszeiten zu betreiben und in einer Aufnahme die Laufzeit des Laserpulses und die optischen Verluste durch die Integration des gesamten Laserpulses zu bestimmen. Dadurch werden Meßfehler aufgrund der Variation der Strahlungsleistung des Lasers zwischen zwei Aufnahmen vermieden.

Das Trennen der Teilpixel beziehungsweise der Abtast- und Halteschaltung wird jedoch durch eine Verschlechterung des Signal-Rausch-Verhältnisses in der Abtast- und Halteschaltung respektive den Pixeln erkauft. Das ist auf die effektiv geringere Weite der nun getrennten Sourcefolgertransistoren und die verringerte Lastkapazität zurückzuführen.

Der Querstrom der primären Sourcefolger ist entsprechend dem 2×32 -Pixel Zeilensensor zur Reduktion der Leistungsaufnahme steuerbar.

7.3.2 Schaltungstechnische Realisierung

In Abbildung 7.21 ist die Schaltung eines Pixels und der Operationsverstärkerschaltung zur Verrechnung der korrelierten Abtastwerte detaillierter dargestellt.

Die zusätzlich zu treibende Ausleseleitung bedingt einige Änderungen gegenüber dem 2×32 -Pixel Zeilensensor. Die grundlegende Funktionalität bleibt aber erhalten.

Die Auslesesourcefolger M_{18} und M_{20} teilen sich pro Spalte eine abschaltbare Laststromquelle, die bei aktivem Betrieb die Steilheit und Bandbreite des Auslesesourcefolgers bestimmt. Um Rückwirkungen über die parasitäre Sourcekapazität zum Substrat und die Gatekapazität des Sourcefolgertransistors gering zu halten, ist zusätzlich mit M_{19} und M_{21} in jedem Teilpixel eine statische Stromquelle integriert. Diese Stromquelle prägt einen kleinen Querstrom in den Sourcefolger ein, der dann auch bei ausgeschaltetem Selectschalter der Gatespannung zu folgen vermag.

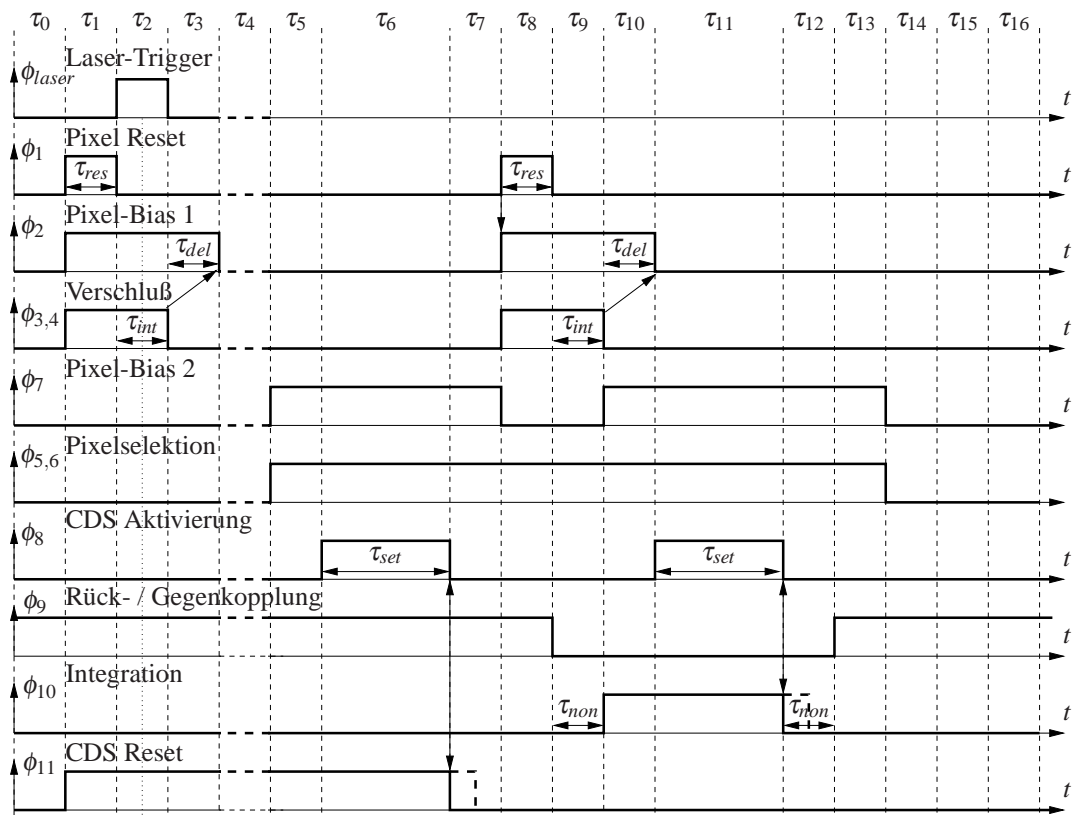
Durch die gemeinsame Stromquelle ist neben den Selectschaltern T_1 und T_2 ein zusätzlicher Schalter T_3 zwischen der Operationsverstärkerschaltung und der Zeilenlaststromquelle zur Entkoppelung dieser Stufe nötig. Ohne diesen Schalter ist keine Subtraktionsoperation mit gespeicherten Ladungen auf dem Koppelkondensator möglich. Die Stromquelle würde diesen entladen.

7.3.3 Signalübertragung

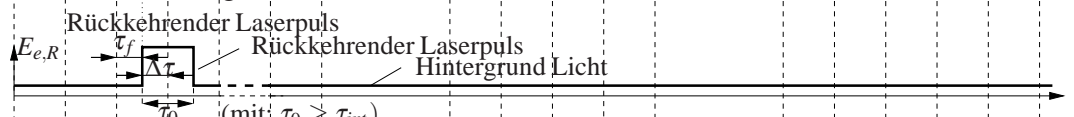
Hinsichtlich der Signalverarbeitung ergibt sich durch die serielle Verarbeitung der Pixelinformationen eine Besonderheit. Die Hintergrundlichtinformation wurde bei den zuvor vorgestellten Schaltungen auf dem Koppelkondensator zwischengespeichert und nach der Akquisition des Laserpulses mit dem neuen Signal verrechnet. Prinzipiell ist dieses Vorgehen für den Betrieb des Arrays ebenfalls nötig, es ist aber nicht möglich, die Hintergrundlichtinformationen (inklusive tieffrequenter Rauschkomponenten) mehrerer Pixel auf einem Koppelkondensator zu halten. Von der Integration mehrerer Koppelkondensatoren wurde ebenfalls abgesehen, da Kondensatoren mit der nötigen Kapazität von einigen Picofarad sehr platzintensiv sind.

Alternativ wird so verfahren, daß bei einer ersten Belichtung eine Aufnahme mit aktiver Laserbeleuchtung erfolgt (Abbildung 7.22, Perioden τ_1 bis τ_3). Anschließend wird zeilenweise, Pixel für Pixel, die Messung auf den Koppelkondensator übertragen. Mit der selektierten Zeile wird sodann das Hintergrundlicht akquiriert (Perioden τ_5 bis τ_6) und mit dem Laufzeitsignal verrechnet auf einen Akkumulationskondensator übertragen (Perioden τ_7 bis τ_{14}). Bei der Mehrfachintegration zur Mittelung wird dieser Zyklus, jedoch ohne Entladung der Akkumulationskondensatoren $C_{FB,n}$, mehrfach durchlaufen.

Steuersignale:



Sensorbestrahlung:



Spannungen in der Sensorschaltung:

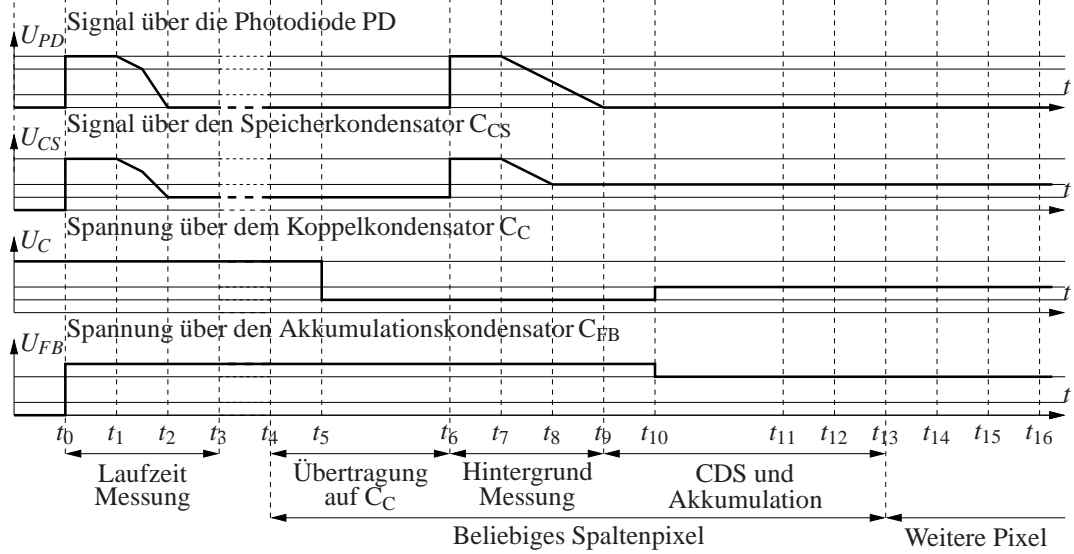


Abbildung 7.22: Timing der Sensorzelle des 34×30-Arrays

Weil bei diesem Verfahren der Laserpuls bei der ersten Belichtung aktiv ist, kehrt sich das Vorzeichen der Spannungshübe auf dem Akkumulationskondensator C_{FB} um. Die korrelierte Doppelabtastung erfolgt mit abwärtsintegrierender Akkumulation.

Der Vorteil bei diesem Verfahren liegt in der optimalen Nutzung des Laserlichts, da alle Pixel gleichzeitig belichtet werden. Nachteilig hingegen ist der lange Zeitraum zwischen der Laserbelichtung und der Verrechnung mit dem Hintergrundlicht für die folgenden Zeilen. Um eine gute Korrelation der Hintergrundinformation zu erreichen, muß die Erfassung und Verrechnung des vollständigen Bildes sehr schnell erfolgen.

Die Bestimmung der Pixelausgangsspannung u_{aus} erfolgt für die Auswahl eines beliebigen Akkumulationskondensators $C_{FB,x}$ streng analog zur Pixelausgangsspannung des 2×32 -Pixel Zeilensensors in Kapitel 7.2.3.1, so daß auch die Lösung von der gleichen Gestalt ist (siehe Ausdruck 7.2.3). Bei Mehrfachintegration erhöht sich die Spannung über den Akkumulationskondensator mit jedem weiteren Akquisitionszyklus proportional zum detektierten Laserlicht. Mit der Abtastrate $n > 0$ gilt für die Ausgangsspannung des Pixels:

$$\begin{aligned} \Delta U_{aus}(n) &= u_{C_{FB,x}}(t_4) + n \cdot \Delta u_{C_{FB,x}} + u_{ref,OP} \\ &= U_{ref} + n \cdot \frac{C_C}{C_{FB,x}} \cdot \frac{I_{ph,laser} \cdot \Delta \tau}{C_{PD}} \end{aligned} \quad (7.77)$$

7.3.3.1 Empfindlichkeit

Die externe spektrale Responsivität bezüglich des Pixelausgangs wird mit den gleichen Randbedingungen ($0,5 \mu m$ Standard CMOS-Technologie (FhG IMS - C0512M+), Laserwellenlänge $\lambda = 910 nm$) analog zum Kapitel 7.1.3.1 und Kapitel 7.2.3.1 bestimmt. Lediglich der Verstärkungsfaktor $v_u = -C_C/C_{FB,x} = 4$ wurde bei diesem Sensor größer gewählt, so daß sich näherungsweise die externe spektrale Responsivität bestimmen läßt:

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{\lambda,aus}(n) &= \frac{\Delta U_{aus}(n)}{\Delta \tau \cdot \Delta E_{e,R,laser}} = n \cdot S_\lambda \frac{A_{PD}}{C_{PD}} \cdot \frac{C_C}{C_{FB,x}} \\ &= n \cdot 1760 \frac{V m^2}{J} \end{aligned} \quad (7.78)$$

Mit dem maximalen Spannungshub $\Delta U_{aus}(n) = U_{aus}(n) - U_{ref,OP}$. Die Verschaltung zweier Abtast- und Haltestufen (Schalter S_1 , S_2 und S_4 in Abbildung 7.20 und 7.21 geschlossen, beziehungsweise Betriebsmodusfaktor $m=2$ im folgenden Kapitel) hat

keinen Einfluß auf die Responsivität, da mit der Verschaltung die effektive Photodiodenkapazität und -fläche gleichermaßen skalieren, so daß der Quotient konstant bleibt.

7.3.3.2 Leistungsbedarf

Die Leistungsaufnahme des Array kann ganz analog zur Leistungsaufnahme des 2×32-Pixel Zeilensensors bestimmt werden. Die CDS-Schaltungen sind bis auf die Tatsache der schaltbaren Rückkoppelkondensatoren als Analogspeicher identisch dimensioniert. Das heißt, pro Operationsverstärker in den CDS-Stufen ist ein Bias-Strom von $I_{OP} = 4 \cdot 330 \mu\text{A}$ zu rechnen. Für die Halbpixel wurden die Biasströme der Sourcefolger auf $I_{M8,M11} = 2I_{M18,M20} = 250 \mu\text{A}$ reduziert. Unter Berücksichtigung, daß auf dem Sensor 34×60 Halbpixel und 136 CDS-Stufen integriert sind, kann die maximale Leistungsaufnahme des gesamten Analogteils des Sensors bei verschalteten Halbpixeln abgeschätzt werden zu:

$$P_{array} = U_{dd} \cdot \left(136 \cdot I_{op} + \frac{2040}{10} \cdot \left((9\tau_{M8,M11} \cdot f_{puls} + 1) \cdot I_{M4} + (9\tau_{M18,M20} \cdot f_{puls} + 1) \cdot I_{M8} \right) \right) \quad (7.79)$$

Die Betriebsspannung beträgt $U_{dd} = 3,3\text{V}$. Für die Aktivitätszeiten der Sourcefolger M_8/M_{11} und M_{18}/M_{22} werden die gleichen Annahmen getroffen, wie im Fall des 2×32-Pixel Zeilensensors: $\tau_{M8,M11} = \tau_{int} + \tau_{res} + \tau_{del} = 90\text{ns}$ für den ersten Sourcefolger und $\tau_{M18,M22} = \tau_{res} + \tau_{int} + \tau_{set} + \tau_{del} = 190\text{ns}$ für den zweiten Sourcefolger in dem Halbpixel (Vergleiche Abbildung 7.22, 7.13 und Kapitel 7.2.3.2). Wenn die verfügbaren Lasermodule mit einer Dauerpulsfrequenz von $f_{puls} = 4\text{kHz}$ betrieben werden, ergibt sich der Leistungsbedarf von $P_{array} = 1,61\text{W}$ und $P_{array} = 1,65\text{W}$ für die maximale Pulsfrequenz von $f_{puls} = 4\text{kHz}$. Der Leistungsbedarf der 12CDS-Stufen beträgt nur 558mW, so daß hier der Leistungsbedarf der Pixelmatrix mit den Abtast- und Haltestufen, respektive Sourcefolgern dominiert. Eine weitere Leistungersparnis würde sich ergeben, wenn in den Aktivitätspausen der Ruhestrom noch einmal deutlich reduziert würde.

7.3.4 Rauschverhalten

Das Rauschersatzschaltbild für den 3D-Bildsensor entspricht dem des 2×32-Pixel Zeilensensors in Abbildung 7.14. Darin sind zwar die Innenwiderstände und die äquiva-

lenten Rauschquellen der Selekttransistoren nicht berücksichtigt, diese können aber gegenüber dem Rauschen und Ausgangsleitwert der Spaltenleitungstreiber vernachlässigt werden. Es muß jedoch berücksichtigt werden, ob der Bildsensor mit der einfachen oder mit der verdoppelten Auflösung betrieben wird.

Thermisches Rauschen

Der Beitrag des breitbandigen thermischen Rauschens ist analog Kapitel 7.2.4.1 zu berechnen. Der betriebsmodusspezifische Faktor $m \in \{1, 2\}$ berücksichtigt, ob mit der normalen Auflösung bei verschalteten Teilpixeln ($m = 2$) gemessen wird oder mit verdoppelter Auflösung bei getrennten Teilpixeln ($m = 1$). Abhängig von der Mehrfachintegrationsrate $n > 0$ für die Mittelung ist der gesamte thermische Rauschbeitrag gegeben durch:

$$\begin{aligned}
 \overline{u_{n,th,aus}^2(n,m)} = & 2n \cdot \left(\frac{k_B T}{m \cdot C_{PD}} \right) \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 && \text{Photodiode} \\
 & + 2n \cdot \left(\frac{8}{3} \cdot \frac{k_B T}{m \cdot C_S} \cdot \left(1 + \frac{g_{m,M9,10}}{g_{m,M8}} \right) + \frac{k_B T}{m \cdot C_S} \right) \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 && \text{Sourcefolger 1} \\
 & + 2n \cdot \left(\frac{8}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,1} + C_C} \cdot \left(1 + \frac{m \cdot g_{m,M19} + g_{m,M23}}{g_{m,M18}} \right) + \frac{k_B T}{C_C} \right) \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 && \text{Sourcefolger 2} \\
 & + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} + C_{FB}} + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} + C_{FB} + C_C} \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 && \text{CDS-Stufe} \\
 & + (n-1) \cdot \left(\frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} + C_C} \right) \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \\
 & + n \cdot \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right) + C_C} \cdot \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \\
 & + (3n-1) \cdot \left(\frac{k_B T}{C_{FB}} + \frac{16}{3} \cdot \frac{k_B T}{C_{L,2}} \right) && (7.80)
 \end{aligned}$$

Hinter den Rauschtermen sind die Rauschquellen angegeben. In den ersten drei Termen für die Pixel mit Abtast- und Halteschaltung wird der Betriebsmodus (mit m) berücksichtigt. Ansonsten entspricht der Ausdruck für das thermische Rauschen der Gleichung 7.68 aus Kapitel 7.2.4.1.

Bei Berücksichtigung der Schaltungsdimensionierung ($C_{PD} \approx 3,6 \text{ pF}$ ($120 \mu \times 120 \mu \text{ m}^2$), $C_S = 5 \text{ pF}$, $C_C = 10 \text{ pF}$, $C_{L,1} = 10 \text{ pF}$, $C_{FB} = 2,5 \text{ pF}$, $C_{L,2} = 10 \text{ pF}$, $g_{m,M8} = 2 g_{m,M9,10}$, $g_{m,M18} = \sqrt{60} g_{m,M19} = \sqrt{\frac{60}{17}} g_{m,M23}$) ist theoretisch der thermische Rauschbeitrag bei

$T_0 = 300K$ quantifiziert zu:

$$\sqrt{u_{n,th,aus}^2(n,m,T)} \approx 410,0\mu V \cdot \sqrt{n \left(0,387 + \frac{1,226}{m}\right)} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \Big|_{T_0=300K} \quad (7.81)$$

7.3.5 Funkelrauschen

Das Funkelrauschen kann entsprechend Kapitel 7.2.5 ermittelt werden. Dabei ist jedoch die Pixelkonfiguration zu berücksichtigen (siehe oben).

Die Akquisition des Hintergrundlichts und die Verrechnung dauern $T_D = 240ns$. Allerdings liegen zwischen der Abtastung des Laserpulses und der Verrechnung im ungünstigsten Fall $14 \cdot T_D = 3,36\mu s$, da bei der seriellen Verarbeitung zuvor bis zu 14 Zeilen abgearbeitet werden müssen. Bezogen auf den ersten Sourcefolger vergeht damit eine Zeit von $T'_D = 15 \cdot T_D = 3,6\mu s$ zwischen den Abtastungen des ausgangsbezogenen Funkelrauschens.

Der Funkelrauschbeitrag der Sourcefolger wird mit der Verstärkung $v_{u,inv} = -\frac{C_C}{C_{FB}}$ auf den Akkumulationskondensator übertragen, für Rauschspannung $\sqrt{u_{n,aus}^2}$ am Ausgang der CDS-Stufe gilt:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,f,SF1,2}^2} &\approx f_c \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}}\right)^2 \cdot \frac{64}{3} \frac{k_B T}{m \cdot g_{m,M_8}} \left(1 + \frac{g_{m,M_9,10}}{g_{m,M_8}}\right) \cdot \left(\gamma_e + \ln\left(T'_D \cdot \frac{g_{m,M_8}}{C_S}\right)\right) \\ &+ f_c \cdot \left(\frac{C_C}{C_{FB}}\right)^2 \cdot \frac{64}{3} \frac{k_B T}{g_{m,M_{18}}} \left(1 + \frac{m g_{m,M_{19}} + g_{m,M_{23}}}{g_{m,M_{18}}}\right) \cdot \left(\gamma_e + \ln\left(T_D \cdot \frac{m \cdot g_{m,M_{18}}}{C_C + C_{L,1}}\right)\right) \\ &\text{für: } T'_D \frac{g_{m,M_8}}{C_S}, T_D \frac{g_{m,M_{18}}}{C_C + C_{L,1}} \geq 3 \end{aligned} \quad (7.82)$$

Der Funkelrauschbeitrag des Operationsverstärkers ist näherungsweise bei ideal angenommenem Sourcefolger:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,f,OP}^2} &\approx f_c \cdot \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right)^2 \cdot \frac{128}{3} \frac{k_B T}{g_{m,OP}} \cdot \left(\gamma_e + \ln\left(T_D \cdot \frac{g_{m,OP}}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right) + C_C}\right)\right) \\ &\text{für: } T_D \frac{g_{m,OP}}{C_{L,2} \left(1 + \frac{C_C}{C_{FB}}\right) + C_C} \geq 3 \end{aligned} \quad (7.83)$$

Die Bedingung $T_D \cdot \omega_{TP,1} = 217,1 > 3$, $T_D \cdot \omega_{TP,2} = m \cdot 8,87 > 3$ beziehungsweise $T_D \cdot \omega_{TP,OP} = 9,8 > 3$ ist bei der gegebenen Dimensionierung ($g_{m,OP} = 2,45mS$, $g_{m,8} = 603\mu S$, $g_{m,M_9,10} = 302\mu S$, $g_{m,18} = 739\mu S$, $g_{m,M_{19}} = 95,4\mu S$, $g_{m,M_{23}} = 321\mu S$,

$T_D = 300\text{ns}$, $T = 300\text{K}$) erfüllt, so daß die Näherung gültig ist. Die gesamte akkumulierte Funkelrauschspannung in der CDS-Stufe ist bei Mehrfachintegration über $n > 0$ Meßwerte zur Mittelung gegeben mit:

$$\begin{aligned}\sqrt{u_{n,f,aus}^2(n,m)} &= \sqrt{n} \cdot \sqrt{u_{n,f,SF_{1,2}}^2 + u_{n,f,OP}^2} \\ &= \sqrt{n} \cdot \sqrt{0,852 + \frac{0,296}{m}} \cdot 169,3\mu\text{V}\end{aligned}\quad (7.84)$$

Der Funkelrauschbeitrag nähert sich dem thermischen Rauschbeitrag an und kann nicht mehr gegenüber diesem vernachlässigt werden.

7.3.5.1 Photonenrauschen

Der Beitrag des Photonenrauschens ist entsprechend Kapitel 7.1.4.3 mit der aktiven Diodenfläche $A_D = (130\mu\text{m})^2$ und dem Betriebsmodus (m) zu berechnen:

$$\begin{aligned}\overline{u_{n,ph,aus}^2(n,m)} &= n \left(\frac{C_C}{C_{FB}} \right)^2 \cdot \frac{2q_e S (m \cdot A_D) \tau_{int}}{(m \cdot C_{PD})^2} (E_{e\lambda,R,laser} + 2 \tilde{E}_{\lambda,hg}) \\ &= \frac{n}{m} \tau_{int} (E_{e\lambda,R,laser} + 2 \tilde{E}_{\lambda,hg}) \cdot 303,3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{V m}^2}{\text{As}}\end{aligned}\quad (7.85)$$

In diesem Ausdruck wird berücksichtigt, daß das Hintergrundlicht zweimal, bei aktiver Laserbeleuchtung jedoch nur einmal integriert wird.

7.3.5.2 Rauschäquivalente Strahlungsleistung

Die Detektionsgrenze ist mit der rauschäquivalenten Strahlungsleistung analog zu Kapitel 7.1.4.4 zu bestimmen. Einsetzen der Terme für das Schaltungsrauschen, die externe Responsivität und das Photonenrauschen liefert:

$$\begin{aligned}NEP(n,m) &= \frac{\sqrt{u_{n,gesamt,aus}^2(n,m)}}{\mathfrak{R}_{\lambda,aus}(n,m)} \\ &= \frac{\sqrt{u_{n,th,aus}^2(n,m) + u_{n,f,aus}^2(n,m) + u_{n,ph,aus}^2(n,m)}}{\mathfrak{R}_{\lambda,aus}(n,m)} \\ &= \frac{q_e \cdot \left(1 + \sqrt{1 + (u_{n,th,aus}^2(n,m) + u_{n,f,aus}^2(n,m)) \cdot \frac{m^2 \cdot C_{PD}^2 \cdot C_{FB}^2}{C_C^2 \cdot q_e^2}} \right)}{n \tau_{int} S_{\lambda} m \cdot A_{PD}} \\ &\approx \frac{1}{n \tau_{int}} \cdot \sqrt{0,518 + \frac{0,964}{m}} \cdot 126,0 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Ws}}{\text{m}^2}\end{aligned}\quad (7.86)$$

Bei der n -fachen Mehrfachintegration verbessert sich das Signal-Rausch-Verhältnis, beziehungsweise verringert sich die detektierbare NEP, proportional zu $\sqrt{n^{-1}}$. Die Parallelschaltung der Teilpixel erbringt lediglich eine Verbesserung der rauschäquivalenten Leistung um 21%.

Bei einer Integrationsdauer von $\tau_{int} = 30\text{ns}$ entspricht die minimale detektierbare Bestrahlung an der Sensoroberfläche $4,2 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ ohne Auflösungserhöhung ($m=2$). Bei getrennten Teilpixeln ($m=1$) entspricht die minimale detektierbare Bestrahlung $5,1 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ ohne Mehrfachintegration. Die theoretisch erreichbare Verbesserung im Signal-Rausch-Verhältnis bei verschalteten Pixeln um den Faktor $\eta = \frac{5,1 \text{ Wm}^2}{4,2 \text{ m}^2\text{W}} = 1,21$, verglichen mit dem 2×32 -Pixel Zeilensensor, ist im wesentlichen auf die Erhöhung des Verstärkungsfaktors $-v_u = \frac{C_{FB}}{C_C} = 4$ zurückzuführen. Hierdurch wird das Rauschen des Operationsverstärkers in direkter Gegenkopplung gegenüber dem Nutzsignal geringer bewertet.

Bei der Bewertung dieses Ergebnisses muß darauf hingewiesen werden, das hier die theoretisch erreichbare rauschäquivalente Bestrahlungsstärke und Sensorrauschen mit der Schaltung entsprechend Abbildung 7.21 unter Vernachlässigung parasitärer Elemente erfolgte.

In der Realität wird der invertierende Eingang des Operationsverstärkers bei Beschaltung mit vielen Kondensatoren als Analogspeicher mit einer parasitären Kapazität zum Massepotential belastet. Die parasitäre Kapazität entsteht durch die Isolationswanne der Kondensatoren zum Substrat oder zu vorbeiführenden Masseleitungen. Diese parasitäre Kapazität geht in die Verstärkung des nichtinvertierenden Operationsverstärkers ein, die maßgeblich die Rauschbandbreite bestimmt. Durch die parasitäre Kapazität wird die Rauschbandbreite des realen Operationsverstärkers vergrößert, so daß das Schaltungsrauschen zunimmt.

7.3.6 Sensorarchitektur

Die Abbildung 7.23 zeigt das Blockschaltbild des 34×30 -Pixel 3D-Sensorarrays. Links im Bild befindet sich die Taktverteilung mit einem leistungsstarken Pufferverstärker und einem H-Baum, um die Laufzeitunterschiede über die Matrixspalten bei steilen Taktflanken zu reduzieren. Über die Zeilen der Sensormatrix wird aber nur eine lineare Busstruktur zur Taktverteilung eingesetzt, um den Aufwand gering zu halten. Ein geringer Laufzeitunterschied der Taktsignale über die Zeilen wird in Kauf genommen.

Links neben dem H-Baum sind Zeilenselect-Schieberegister mit den Steuersignalen „Clock“, „Load“ und „Reset“ eingezeichnet. Diese dienen dazu, eine Pixelzeile für die

Laufzeitmessung oder zur Reflektivitätsmessung zu selektieren. Zu Beginn einer Laufzeitmessung werden alle Sensorzeilen selektiert indem die Zeilenselect-Schieberegister mit Einsen vorgeladen werden. Bei der Laufzeitmessung erfolgt dann die Pixel-Reset- und die Verschußsteuerung in allen Pixeln synchron. Anschließend werden die Pixelzeilen nacheinander selektiert indem eine Eins durch die Register geschoben wird. Dabei wird für jede Zeile der Zyklus zur korrelierten Doppelabtastung mit der Hintergrundlichtsubtraktion durchgeführt (siehe Kapitel 7.3.3) und die Differenz der Laufzeit- und Hintergrundlichtmessung auf den selektierten Akkumulationskondensator ($C_{10,x}$ in Abbildung 7.21) übertragen.

Im Zentrum des Blockschaltbildes befindet sich die zweigeteilte Bildsensormatrix mit 34×30 aktiven Halb-Pixeln. Die Pixel umfassen die Photodetektoren ($120\mu\text{m} \times 120\mu\text{m}$ pn-Photodioden) mit einem Sourcefolger als Ausleseverstärker und eine Abtast- und Halteschaltung. Jeweils zwei Pixel werden im Standardbetrieb zu einem verschaltet (Schalter S_1 , S_2 und S_4), so daß je nach Konfiguration die Auflösung verdoppelt oder das Rauschen durch Mittelung reduziert werden kann.

In der Bildsensormatrix werden nur die zeitkritischen Steuersignale, das sind der Pixelreset ($\overline{\phi_1}$ in Abbildung 7.21) und die Verschuß-Steuerung ($\overline{\phi_3}$ und $\overline{\phi_5}$ in Abbildung 7.21), mit dem Takt synchronisiert, um die Belastung der Taktleitungen durch Gatekapazitäten und parasitäre Leitungskapazitäten gering zu halten. Weitere, weniger zeitkritische Signale zur Konfiguration und zur Verkopplung der Teilpixel (Schalter S_1 , S_2 , S_3 und S_4), sowie Selektsignale zum Auslesen der Abtast- und Haltestufen (ϕ_1 , ϕ_7) werden ohne besondere Maßnahmen zur Laufzeitkorrektur verteilt. Gleiches gilt für die zeitunkritischen Signale zur Aktivierung der Laststromquellen in den Pixeln (Signal „Power“: ϕ_2 und ϕ_4 , vergleiche Abbildung 7.21).

Die Selektsignale zum Auslesen des Arrays werden über Schieberegister erzeugt (die Blöcke „Spalten Scanner“ in Abbildung 7.23). Die Ansteuerung erfolgt jeweils über die Signale „Load“, „Clock“ und „Reset“ als seriellem Eingang, Takteingang und zum Reset der Schieberegister. Werden Pixel verkoppelt betrieben, müssen zwei Einsen (auf Signal „Load“) in Folge eingeschoben werden, um jeweils zwei verkoppelte Pixel gleichzeitig zu selektieren. Die Betätigung der Zeilenscanner erfolgt synchron zur Zeilenselektion mit dem Zeilenenable-Schieberegister und der Verarbeitung der Meßwerte in den CDS-Stufen.

Oberhalb und unterhalb der Sensormatrix schließen sich die CDS-Stufen und Analogspeicher zur pixelseriellen Verrechnung und Akkumulation der Bildinformationen an. Der Bildsensor ist für aktuell verfügbare Pulslasermodule mit einer mittleren Re-

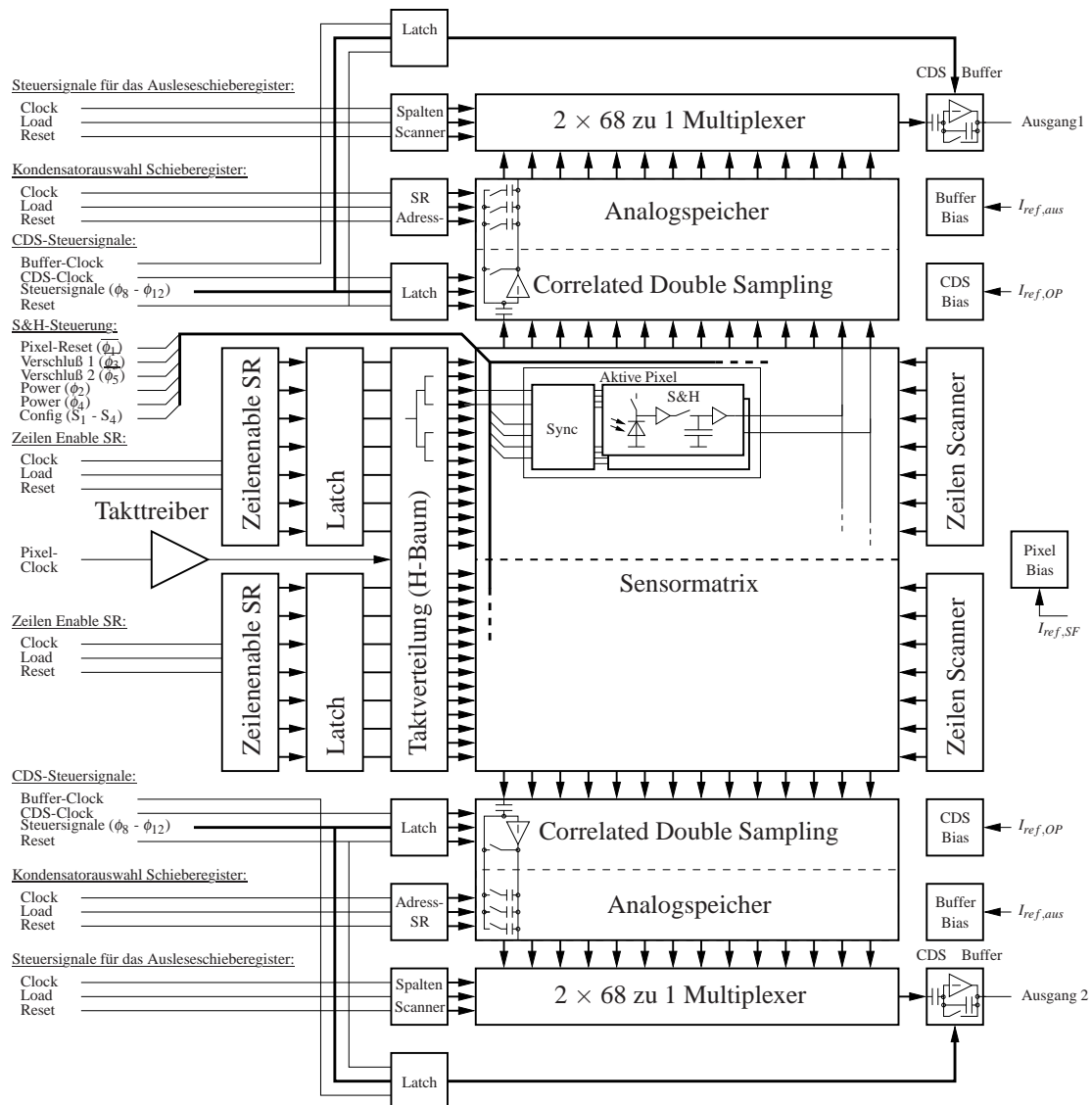


Abbildung 7.23: Blockschaltbild des 34×30-Pixel 3D-Sensorarrays

petitionsrate von bis zu 40kHz ausgelegt. Hierbei ist kein zeitlicher Nachteil durch die pixelserielle Auswertung der Sensordaten zu erwarten, die mit einem Vielfachen dieser Frequenz arbeitet. Zudem stehen zur Beschleunigung der Akquisition pro Halbmatrix 68 CDS-Stufen mit jeweils 8 Speicherkondensatoren als Analogspeicher zur Verfügung, so daß je vier Bildzeilen gleichzeitig prozessiert werden können. Insgesamt können jedoch nur, beschränkt durch die Zahl der Speicherkondensatoren, 16 Zeilen pro Halbmatrix ausgewertet werden. Bei dem Betrieb mit geteilten Sensorpixeln (60 anstatt 30 Zeilen) sind jeweils 8 Zeilenpaare pro Entfernungsbildaufnahme

auszuwählen. Die Steuersignale der CDS-Stufen ($\phi_8, \phi_9, \phi_{11}, \phi_{12}$) werden in einem Latch gehalten (gesteuert durch „CDS-Clock“) und die gleichen Eingangssignale dienen im zeitlichen Wechsel zur Steuerung der Ausgangstreiberstufe.

Zum Auslesen der Bildsensormatrix findet die gleiche Konfiguration, wie bei dem 2×32 -Pixel Zeilensensor, bestehend aus einem Zeilenscanner und einer CDS-Stufe als Treiber, Anwendung. Der Ausgangsverstärker ist aus drei parallelgeschalteten CDS-Stufen aufgebaut und kann kapazitive Lasten bis zu 30pF treiben. Die Steuersignale für die Treiberstufe werden gesteuert mit „Buffer-Clock“ ebenfalls zwischengespeichert.

Die Ausgabe erfolgt parallel auf zwei Analogkanälen mit bis zu 20MHz Pixeltakt. Dadurch sind Bildwiederholraten bis zu 40kHz realisierbar (begrenzt durch die Laserrepetitionsrate).

Für die Sensormatrix und für die beiden symmetrischen CDS-Stufen und Ausleseblöcke sind separate Biasversorgungen vorgesehen. Dadurch werden Störeinkopplungen über das Biasnetzwerk gering gehalten. Die Biasströme werden, wie schon zuvor bei den anderen Sensoren erläutert, über extern im Kamerasystem erzeugte Referenzströme eingestellt.

7.3.7 Meßergebnisse und Daten

Der 34×30 -Pixel Entfernungsbildsensor wurde in der gleichen $0,5\mu\text{m}$ CMOS-Technologie, wie der 2×32 -Pixel Zeilensensor integriert. Der Bildsensor wird pinkompatibel zum Zeilensensor in einem CQFJ-84 Keramikgehäuse montiert. Abbildung 7.24 zeigt das Chipphoto des Bildsensors. Das Chipphoto zeigt nur sehr wenige Details, weil sich diese durch die obere, als Lichtschild dienende Metalllage aufgrund der Planarisierung nicht abzeichnen.

Im Zentrum des Chips ist die aktive Pixelmatrix zu erkennen. Das charakteristische Zeilenmuster kommt dadurch zustande, daß die Abtast- und Halteschaltungen durch ein Metallschild gegen Licht geschützt sind. Die Photodioden mit je $120\mu\text{m} \times 120\mu\text{m}$ Kantenabmessungen sind als dunkle Spalten zu erkennen. In Spaltenrichtung erreichen die optisch aktiven Photodioden nahezu 100% Flächenfüllung, in Zeilenrichtung wechseln sie jedoch mit den optisch nicht aktiven Abtast- und Haltestufen ab, so daß der Füllfaktor insgesamt nur 50% der Pixelfläche beträgt. Diese regelmäßige, spaltenorientierte Geometrie birgt zwar die Gefahr in sich, daß in Zeilenrichtung bei der Erfassung regelmäßiger Strukturen leichter Überlagerungseffekte auftreten. Sie wurde

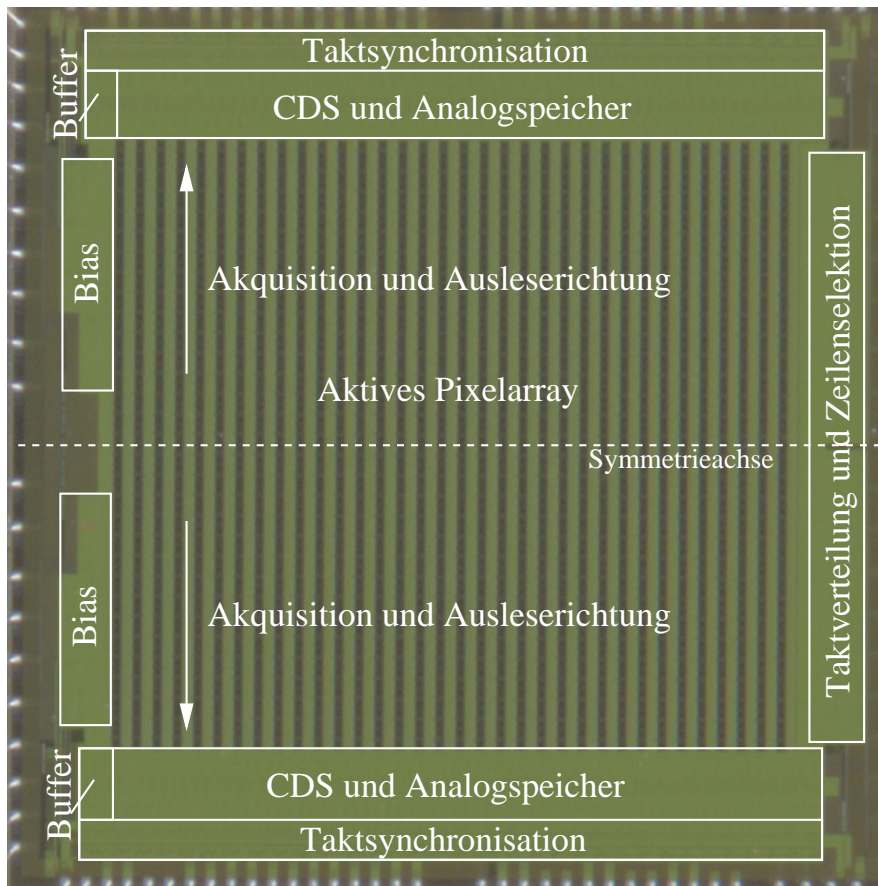


Abbildung 7.24: Chippfoto des 34×30-Pixel Bildsensors

aber bewußt gewählt, um den Einsatz von Zylinderlinsenarrays zur Füllfaktorverbesserung erproben zu können. Entsprechende Versuche sind bereits bei der Firma Siemens in Vorbereitung.

Ober- und unterhalb des aktiven Pixelarrays befinden sich die Schaltungselemente zur Verrechnung der korrelierten Doppelabtastung (CDS-Stufen mit Operationsverstärkern) und die Analogspeicher (Kondensatorbänke). Die Steuersignale für diese Schaltungselemente werden durch Synchronisationsstufen aufbereitet, die sich an die CDS- und Akkumulationsstufen zur Chipaußenseite anschließen.

Der Bildsensor ist vollständig symmetrisch zur gestrichelt eingezeichneten Achse aufgebaut. Jeweils eine CDS-Stufe ober- und unterhalb der Pixelmatrix versorgt 15 der 30 Spaltenpixel. Ausgelesen wird der Bildsensor über zwei analoge Kanäle, die über die

Pufferstufen, links oben und unten im Bild, entkoppelt werden. Die Pufferverstärker sind durch drei parallelgeschaltete CDS-Stufen realisiert.

Links im Bild befinden sich die Biasnetzwerke, jeweils eines für die oberen und unteren Verarbeitungsstufen.

Rechts im Bild ist die digitale Sensorsteuerung zu erkennen. Dort befinden sich Schieberegister zur Ansteuerung und Selektion der Pixel und leistungsstarke Treiber zur Taktversorgung der Pixel. Zur Ansteuerung der Pixel wird über einen gewichteten Baum ein Haupttakt mit geringem Zeitverzug über die gesamte Matrix zugeführt. Die Steuersignale für die Pixel werden über einfache Busstrukturen zugeführt, und über Synchronisationsstufen mit dem Haupttakt verknüpft. Auf diese Weise werden die Zuführung der Steuersignale wesentlich vereinfacht und Laufzeiteinflüsse verringert.

Der Sensor nimmt im normalen Betrieb bei 3,3V Versorgungsspannung und 66,6MHz Taktfrequenz eine Leistung von 1,67W auf. Dieser Wert liegt ungefähr bei dem theoretisch ermittelten Leistungsbedarf. Die Leistungsaufnahme ist aber stark von den eingestellten Biasströmen abhängig.

Die maximale Pixelausleserate des Bildsensors beträgt 16MHz. Ohne Mehrfachbelichtung ist eine maximale Wiederholrate von 28000 Bildern pro Sekunde möglich. Das entspricht 14.000 Tiefenkarten pro Sekunde.

Die theoretisch ermittelte rauschäquivalente Strahlungsleistung $4,2 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ konnte mit diesem Sensor nicht verifiziert werden, weil die Pixelzelle der gefertigten integrierten Schaltung fehlerhaft ist. Die Drainanschlüsse der Klemmtransistoren M_3 und M_5 sind mit dem Massepotential verbunden, so daß diese immer durchgeschaltet sind und die Photodioden entladen. Da die Klemmtransistoren verhältnismäßig klein sind, kann der Sensor bei kurzer Belichtungszeit $\tau_{int} = 30 \dots 60\text{ns}$ mit Einschränkungen betrieben werden und erreicht trotz des Pixelfehlers eine rauschäquivalente Strahlungsleistung bezogen auf die Sensoroberfläche von $19 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$. Die erreichten technischen Daten des Sensors sind in der Tabelle 7.3 wiedergegeben.

Zur Vermessung des Sensors wurde die gleiche Meßkonfiguration, wie zur Vermessung der 2×32 -Pixel Sensorzeile eingesetzt: Ein Pulslaser mit 400W Strahlungsleistung bei einer Mittenwellenlänge $\lambda = 910\text{nm}$, Objektiv C418DX von Pentax mit 95° Öffnungswinkel und das Kamerasystem entsprechend Kapitel 6. Lediglich die Streuoptik vor dem Lasermodul wurde modifiziert, so daß der gesamte Bildbereich des Arrays, bei einem Blickwinkel der Kamera von 90° , ausgeleuchtet wird.

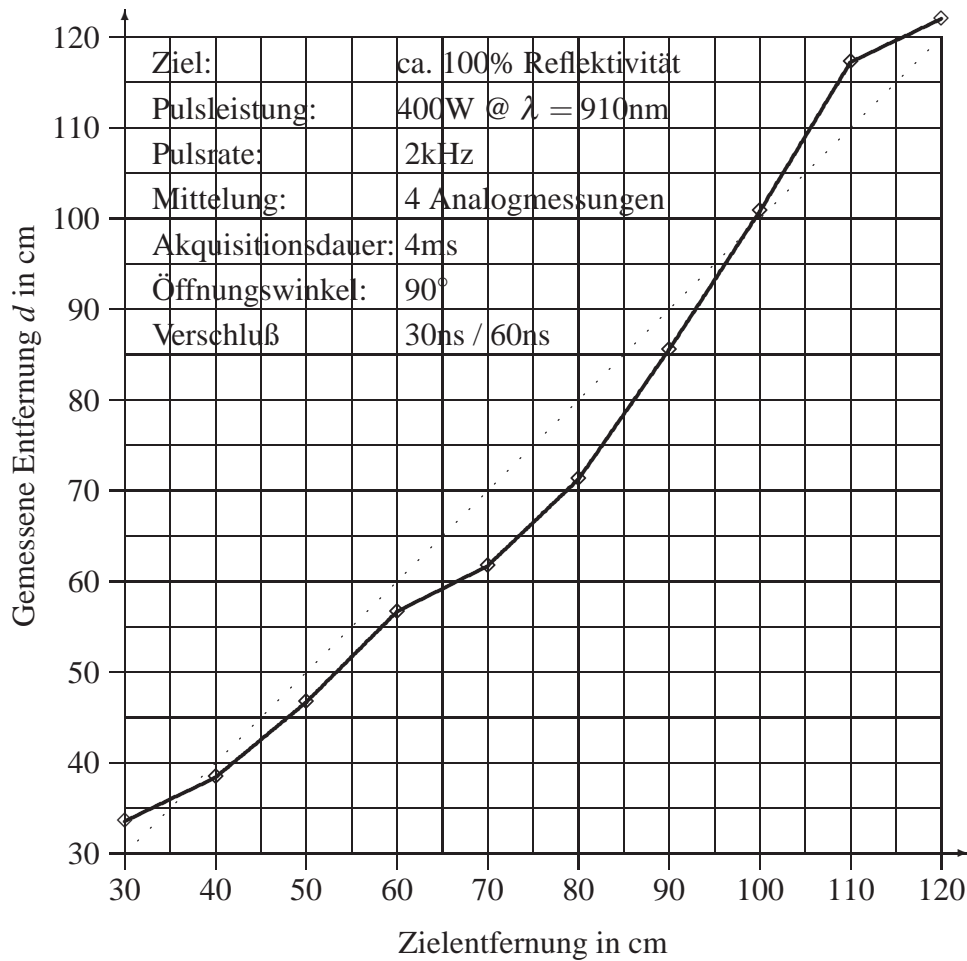


Abbildung 7.25: Abstandsmessung mit dem 34×30-Pixel Array

Die Abbildung 7.25 zeigt eine unkorrigierte Entfernungskennlinie, die mit dem Bildsensor bei einer Pulswiederholfrequenz von 2kHz und mit analoger Mittelung von vier Meßwerten aufgenommen wurde. Das entspricht einer Akquisitionsdauer von 4ms pro Bild oder einer maximalen Wiederholrate von 250 Tiefenbildern pro Sekunde. Der schädliche Einfluß der durchgeschalteten „Klemm-Transistoren“ im Pixel macht sich deutlich in der wenig linearen Entfernungskennlinie und einer geringen Empfindlichkeit bemerkbar. Die relative Meßunsicherheit bei den genannten Parametern beträgt bis zu 50% und es wäre für den praktischen Einsatz die Mittelung über wesentlich mehr Meßwerte nötig, was die Bildwiederholrate deutlich herabsetzen würde.

Parameter	Wert	Bemerkung
Auflösung	30×30 Pixel (30×60 Pixel)	Halbpixel trennbar
Photodiodengröße	120×120(μm) ² ; $C_{PD} \approx 3,62\text{pF}$	pn-Wannendioden
Photodiodenformat	1:1	2 Halbpixel
Füllfaktor	ca. 50%	Zeile/Spalte= 1/0,5
Pixelmatrix	$\frac{1}{2} \cdot 8160 \times 7200 (\mu\text{m})^2$	aktive Fläche
Chipfläche	10,54×10,54 (mm) ²	
Technologie	0,5μm 1P 3M	Standard CMOS
Integrationszeit τ_{int}	30ns bis 120ns	Verschuß
Akquisitionsdauer	$\geq 3,6\mu\text{s}$	Pro Aufnahme
Pixelrate	16MHz	maximal
Bildrate	28k/s	$\approx 14\text{k/s}$ Tiefenkarten
NEP	$19 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ ($11,1 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$)	bei $\tau_{int} = 30\text{ns}$
Wellenlänge	850nm - 910nm	Laserquelle
Ausgangssignalhub	0,6V - 2,7V	maximal
Versorgungsspannung	3,3V	DC
Leistungsaufnahme	$\approx 1,65\text{W}$	4kHz Pulsrate

Tabelle 7.3: Technische Daten des 34×30-Pixel 3D-Bildsensors

Eine korrigierte Version des Sensors mit zusätzlichen Eigenschaften wurde aktuell in einem Folgeprojekt realisiert, aber eine vollständige Evaluierung des Sensors steht noch aus. Erste Messungen liefern eine rauschäquivalente Strahlungsleistung bezogen auf die Sensoroberfläche von $11,1 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$. Das entspricht nahezu einer Verdoppelung der Entfernungsauflösung bei ansonsten gleichen Randbedingungen.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene CMOS-Bildsensoren die Realisierung eines tiefenbildgebenden indirekten Lichtpuls-Laufzeit-Meßverfahrens entworfen, integriert und ausgetestet.

Die besondere Eigenschaft dieses Laufzeitmeßprinzips ist die indirekte Erfassung der Laufzeit eines kurzen, näherungsweise rechteckförmigen Lichtpulses mit einigen 10ns Pulsdauer. Indem zugleich mit der Emissionsdauer des Lichtpulses der Verschuß eines sehr schnellen Bildsensors betätigt wird, kann die Laufzeit des Lichtpulses gemessen werden. Denn der reflektierte Lichtpuls benötigt eine entfernungsabhängige Laufzeit von der Pulslichtquelle zu einem Objekt und zurück zum Bildsensor. Weil der Verschuß des Bildsensors mit dem Ende des Lichtpulses geschlossen wird, verläßt der rückkehrende Lichtpuls mit zunehmender Flugdauer das Verschußzeitfenster. Das detektierte Signal im Bildsensor wird dadurch entfernungsabhängig.

Im Rahmen der Arbeit wurden insgesamt vier Sensoren entwickelt: Drei Zeilensensoren, nämlich mit 1×32 -, 1×14 - und 2×32 -Pixel Auflösung und ein Flächensensor mit 34×30 Pixel Auflösung.

Ein wichtiger Unterschied zu bisherigen 3D-Kameras ist hier der Verzicht auf rotierende mechanische Spiegel, die in solchen Kameras zur Laserstrahlablenkung benötigt werden.

Indem der Lichtpuls durch eine einfache Streuoptik für die Beleuchtung aufgeweitet und der Bildsensor mit einer abbildenden Optik ausgestattet wird, gelingt es, nach diesem Prinzip mit einem Lichtpuls vollständige Entfernungsbilder aufzunehmen. In die Messung gehen auch andere Effekte, wie optische Verluste in der abbildenden

Optik, die Reflektivität der beobachteten Oberflächen oder die entfernungsabhängige Aufweitung des Beleuchtungskegels ein und verfälschen das Entfernungsmeßergebnis. Gleiches gilt für die Hintergrundbeleuchtung durch fremde Lichtquellen oder die Sonne.

Um diese Effekte direkt bei der Laufzeitmessung eliminieren zu können, wurden innerhalb dieser Arbeit Sensoren entwickelt, die durch eine Serie kurzer Messungen und Differenzbildung den Einfluß der Hintergrundbeleuchtung wirkungsvoll unterdrücken.

Mit der Division zweier Messungen zur Laufzeitbestimmung und zur Vermessung der optischen Verluste auf der Übertragungsstrecke wird der Einfluß der Oberflächenreflektivität sowie die Verluste der abbildenden Optik und der Streuoptik in der Messung unterdrückt.

Das Ziel war es, Sensoren für die Vermessung kurzer Strecken im Meterbereich zu entwickeln, die auch bei intensivem Hintergrundlicht betrieben werden können. Diese Forderungen rühren aus den möglichen Anwendungsgebieten für die Präsenzsensoren zur Überwachung in der Gebäudetechnik, in der Automobilindustrie zur Steuerung intelligenter Airbagsysteme oder zur Überwachung der Außenbereiche von PKWs im Rahmen der sogenannten „Precrash-Sensorik“ her. In diesen Anwendungsfällen kann nicht mit einer kooperativen Beleuchtungssituation gerechnet werden. Die Funktion der optischen Sensorik muß daher auch bei ungünstigen Beleuchtungssituationen, zum Beispiel bei intensiver Sonnenbestrahlung oder Blendung sichergestellt sein.

Die Vermessung kurzer Strecken mit dem Lichtpulslaufzeit Meßprinzip macht es aufgrund der hohen Lichtgeschwindigkeit erforderlich, daß der Verschuß des Bildsensors mit Öffnungszeiten im Bereich einiger 10ns präzise betätigt werden kann. Dabei muß der Sensor innerhalb der kurzen Verschußöffnungszeit in der Lage sein, eine möglichst lineare, zumindestens aber reproduzierbare Messung der Bestrahlungsstärke durchzuführen. Diese Forderung wurde in den verschiedenen Sensorrealisierungen mittels breitbandiger, schneller Ausleseschaltungen und bei den 2×32 -Pixel Zeilen- und 34×30 -Pixel Bildsensoren durch zusätzlich eingefügte Abtast- und Haltestufen gelöst.

Breitbandige Analogschaltungen bergen aber die Herausforderung einer noch größeren Rauschbandbreite in sich, so daß ein großer Rauschbeitrag im Ausgangssignal zu erwarten wäre. Das Rauschen würde sich schließlich in Entfernungsmeßfehlern äußern. Dementsprechend nimmt die Diskussion der verschiedenen Rauscheffekte in den Tiefenbildsensoren und ihrer Beschränkung einen großen Teil dieser Arbeit ein.

Die nötigen Messungen zur Laufzeitbestimmung oder zur Bestimmung optischer Verluste inklusive Hintergrundlichterfassung und -verrechnung kann jeweils in Meßzeiten unterhalb von 120-240ns Dauer realisiert werden. Mit dieser Prämisse konnte mit einer Schaltung zur korrelierten Doppelabtastung die wirksame Bandbreite und folglich die Rauschbandbreite erheblich reduziert werden. Die korrelierte Doppelabtastung ermöglicht zusammen mit der schaltungsinherenten Tiefpaßcharakteristik die Realisierung einer Bandpaßfilterung bei der Laufzeitmessung. Trotz der kurzen Meßzeiten und der hohen Arbeitsgeschwindigkeit der realisierten Sensoren konnte eine rauschäquivalente Bestrahlungsstärke entsprechend dem Schaltungsrauschen von zunächst $20 \frac{W}{m^2}$ für den 1×32 -Pixel Zeilensensor erreicht werden und mit dem folgenden 1×14 -Pixel Zeilensensor auf $7 \frac{W}{m^2}$ verbessert werden. Nach einer weiteren Optimierung der Sensorschaltung unter anderem durch Einfügen einer Abtast- und Halteschaltung konnte mit dem realisierten 2×32 -Pixel Zeilensensor das beste Ergebnis mit einer rauschäquivalenten Bestrahlungsstärke des Sensors von $5,2 \frac{W}{m^2}$ erzielt werden. Dieser Sensor zeigt auch bei intensiver Bestrahlung mit Fremdlicht noch keine Degradation der Entfernungskennlinie, er ist daher prinzipiell für den Betrieb bei starken Fremdlichtquellen geeignet. Im Rahmen des „2nd Fraunhofer IMS Workshop CMOS Imaging“ konnte eine eindrucksvolle Demonstration der Fremdlichtunempfindlichkeit der Zeilensensoren gegeben werden. Bei direkter Sensorbestrahlung mit einem 1kW Halogenscheinwerfer aus ca. 10-15cm Entfernung konnte eine Laufzeitmessung unbeeinträchtigt am Oszilloskop verfolgt werden. Es wurden direkt die Ausgangssignale des Sensors auf dem Oszilloskop dargestellt.

Das realisierte 34×30 -Pixel Bildsensorarray erreichte aufgrund eines Fehlers in der integrierten Schaltung zunächst nur eine rauschäquivalente Bestrahlungsstärke von $19 \frac{W}{m^2}$. Eine korrigierte Version des Bildsensorarrays wurde aber in einem aktuellen Projekt realisiert und erste Meßergebnisse deuten an, daß mit diesem Sensor eine rauschäquivalente Bestrahlungsstärke von $11,1 \frac{W}{m^2}$ erreicht wird.

Aufgrund der kurzen Meßdauern bei der Entfernungsmessung erreichen die realisierten Puls-Laufzeitsensoren eine theoretische Bildwechselrate von bis zu 20.000 Bildern pro Sekunde bei der Einzelpulsmessung. Mit den bisher verfügbaren Laserquellen als Pulslichtquellen konnten aber nur Bildraten bis zu 2.000 Bildern pro Sekunde erzielt werden. Dabei liefert der 2×32 -Pixel Zeilensensor in einem ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Kamerasystems Tiefenkarten mit einer absoluten Auflösung von <5 cm (Sigma) auf einem Meter Meßbereich in der Einzelmessung. Durch die Mittelung über viele Tiefenbilder kann die Auflösung proportional zur Wurzel aus der Anzahl der gemittelten Bilder gesteigert werden. Konkret bedeutet das, mit dem

2×32 -Pixel Zeilensensor konnte bei Mittelung über insgesamt 100 Messungen eine Tiefenauflösung von $<0,5\text{cm}$ auf dem Meßbereich erreicht werden.

Die erreichten Ergebnisse zeigen klar, daß das hier entwickelte Schaltungsprinzip erfolgreich war und das scannerlose 3D-Kameras auf dieser Basis realisierbar sind.

8.1 Ausblick

Bereits während der Durchführung dieser Arbeit zeichnete sich das ungeheure Potential der Tiefenbildsensorik basierend auf dem Lichtpuls-Laufzeitmeßverfahren ab, so daß die realisierten Bildsensoren eine fundierte Ausgangsbasis für eine Reihe weiterer Entwicklungen und Projekte darstellen.

So werden in dem MISSY EU-Verbundprojekt weitere Anwendungsgebiete in der Gebäudetechnik und Sicherheitstechnik untersucht. Unter anderem wurde in diesem Projekt bereits aufbauend auf den hier präsentierten Zeilensensoren ein tiefenbildgebender Sensor zur automatischen Türsteuerung entwickelt [60]. Das Ziel dieser Entwicklung unter Kolaboration mit der Firma BER, Belgien, ist eine intelligente Türsteuerung, die auch die die Bewegungsrichtung von Personen auszuwerten vermag.

In dem fraunhoferinternen Forschungsprojekt 3D-CAM wird unter anderem die Einsetzbarkeit der Pulslaufzeitsensoren für Medienanwendungen und speziell zum „Tiefenkeying“, einem speziellen Blue-Box Verfahren in der digitalen Fernsehstudioteknik, untersucht. Das Potential dieser Sensorik und die Umsetzung in der Kameratechnik sind Thema der Arbeit [87].

In dem EU-Verbundprojekt PReVENT (UseRCams) [191] wird unter anderem die Anwendung der Tiefenbildsensorik für die Außenüberwachung im automotiven Bereich untersucht und vorangetrieben.

Das deutet an, daß der indirekten Pulslaufzeitsensorik einiges Potential als Grundlage für zukünftige Anwendungen im Sicherheits-, Überwachungs- aber auch im Medienbereich beigemessen wird. Auch wenn für konkrete Anwendungen sicherlich einige Entwicklungsarbeit zu leisten ist, bis von einer Serienreife gesprochen werden kann, bietet diese Sensorik aufgrund ihrer Hintergrundlichtunempfindlichkeit einen deutlichen Vorteil. Und folgerichtig ist in einem der oben genannten Projekte mit der Präsenzsensoren zur Türüberwachung bereits der Weg in Richtung einer Produktentwicklung beschritten worden.

Anhang A

Optische Tiefenmeßverfahren

An dieser Stelle soll der Überblick über verschiedene optische Tiefenmeßverfahren aus Kapitel 2.2 detaillierter fortgeführt werden. Die Zusammenstellung erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit, es soll aber ein Eindruck über die Vielfältigkeit der Meßstrategien und über die konzeptionelle Realisierung vermittelt werden.

A.1 Tomographische Meßverfahren

Unter dem Begriff Tomographie werden bildgebende Verfahren zusammengefaßt, die transversale oder koronare Schnittbilder eines Körpers oder Volumens liefern (griechisch: tomos = schneiden, graphos = schreiben, zeichnen), das heißt Schnittbilder senkrecht zur Aufnahmerichtung oder in Aufnahmerichtung. Die bekanntesten Anwendungen dieser Verfahren sind die konventionelle Tomographie (Schichtbildverfahren) und die Computertomographie in der Röntgendiagnostik. Dabei werden die untersuchten Objekte wie bei der einfachen Röntgenaufnahme mit Röntgenlicht durchstrahlt, das projizierte Dämpfungsbild liefert Informationen über die Dichte des Körpers im Strahlengang. Die Tiefe als dritte Dimension wird über eine Variation des Aufnahmeverfahrens und im Fall der Computertomographie über die Verrechnung der aufgenommenen Intensitätsbilder erschlossen. Die optische Tomographie eignet sich aber auch zur Messung anderer Eigenschaften und nicht nur der Dichte. In [281] und [69] wird die Anwendung optischer tomographischer Verfahren zur Temperaturprofilometrie in Gasen und Plasmen demonstriert, und zum Beispiel in [22] der Aufwand für die Realisierung von „Ground Sensor Arrays“ zur optischen Überwachung untersucht.

A.1.1 Schichtbildverfahren

Ausgangspunkt für die Entwicklung tomographischer Verfahren ist die konventionelle Tomographie oder auch Schichtbildverfahren [9]. Bei der Schichtbildaufnahme wird das Untersuchungsobjekt von einer beweglichen Röntgenlichtquelle durchstrahlt. Synchron zur Quelle bewegt sich der Detektor (oder Film), so daß die anvisierte Schicht im Objekt senkrecht zur Symmetrieachse der Aufnahmekurve immer scharf auf dem Detektor abgebildet wird. Durch synchrone Kreis- oder Spiralbewegungen von Detektor und Quelle werden alle Punkte P aus der Schnittebene scharf auf dem Detektor (P') abgebildet, während Punkte aus Schichten mit zunehmendem Abstand von der Schnittebene im Verlauf der Aufnahme über den Detektor verschmiert abgebildet werden. In dieser Eigenschaft ist das Schichtbildverfahren mit dem "Out-of-Fokus"-Meßverfahren vergleichbar (siehe Kapitel A.2.3).

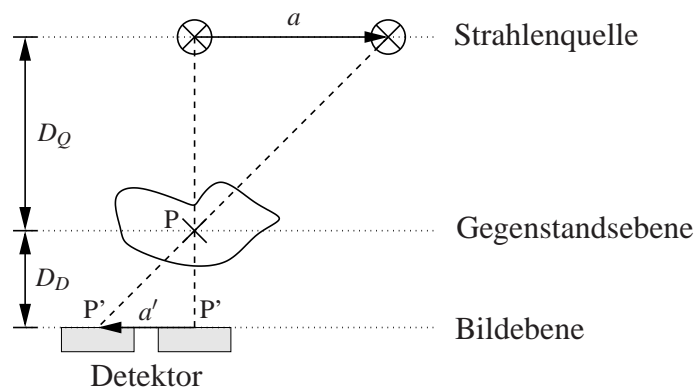


Abbildung A.1: Schichtbildkonstruktion - Parallaxische Verschiebung

Die Bildrekonstruktion erfolgt über das Parallaxische Grundprinzip (siehe Abbildung A.1): Als Beispiel dienen zwei Aufnahmen mit einer Verschiebung der Strahlenquelle um die Strecke a . Antiparallel dazu wird der Detektor um die Strecke a' verschoben. Die Strecken D_Q und D_D sind die Abstände der Verschiebungsebene der Röntgenquelle und des Detektors von der anvisierten Bildebene. Für die Streckenverhältnisse eines Röntgenstrahls durch den scharf abgebildeten Objektpunkt P zum Bildpunkt P' auf dem Detektor gilt $a' = \frac{D_D}{D_Q} \cdot a$ (parallaxische Verschiebung).

Das so gewonnene integrale Dichtebild zeigt nur Detailinformationen aus der Schnittebene. Die Dichteinformationen aus den übrigen Schichten werden durch die Integration über die gesamte Aufnahme einer Tiefpaßfilterung nach Ortsfrequenzen unterworfen. Sie treten nur als diffuse Schatten in Erscheinung und sind gut von den Infor-

mationen aus der Schnittebene unterscheidbar. Auf diese Weise können Schnittbilder aus beliebigen Schichten eines Körpers aufgenommen werden, ohne diesen zu öffnen.

A.1.2 Koronare Tomographie

Im Gegensatz zur konventionellen Tomographie erlaubt die koronare Tomographie, auch als Computertomographie bezeichnet, die überlagerungsfreie Darstellung beliebiger Schnitte oder Volumina aus dreidimensionalen Körpern. Das bedeutet, es können Schnittbilder ohne störende Artefakte durch Bildinformationen aus Schichten außerhalb der dargestellten Schnittebene generiert werden [17, 38].

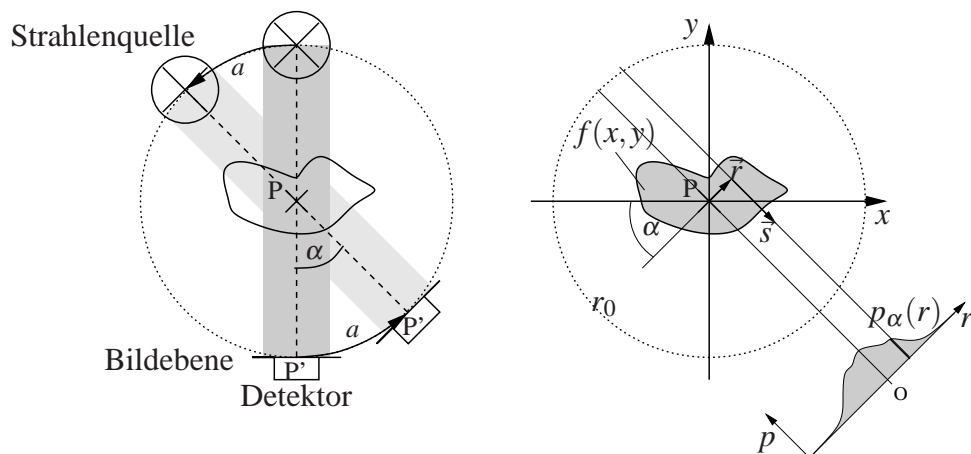


Abbildung A.2: Koronare Tomographie: Radon Transformation

Bei diesem von Godfrey N. Hounsfield 1967 unter dem Namen CAT-Scan (Computer Axial Tomography) eingeführten Verfahren wird ein Körper zylindersymmetrisch durch umlaufende Röntgenquellen und Detektoren abgetastet (Abbildung A.2, links) und die Dichtebilder für alle Winkelpositionen α eines halben oder vollen Umlaufs aufgenommen. Aktuelle Verfahren propagieren aber aufwendigere Kurvenformen für effektivere und dabei detailgenauere Abtastung [38].

Die Grundlage für die Computertomographie ist die invertierbare Radon-Transformation (J. Radon, 1917). Die Radon-Transformation erlaubt es, eine beliebige zweidimensionale Dichtefunktion $f(x, y)$ über alle geraden Linienintegrale, das heißt, Projektionen $p_\alpha(r)$ durch die Dichtefunktion $f(x, y)$ vollständig zu beschreiben, so daß das gesamte Definitionsgebiet abgedeckt wird (Abbildung A.2, rechts).

Über die Rücktransformation der Projektionen in den Ortsraum werden im Anschluß an die Aufnahme Dichtekarten $f(x,y)$ des durchleuchteten Objektes erstellt. Durch ein Verschieben des Untersuchungsobjektes senkrecht zur Aufnahmeebene oder durch paralleles Abtasten vieler Schichten können Objekte in ihrer Dichte vollständig dreidimensional erfaßt werden. Wird zusätzlich zur gesamten Dämpfung des Lichts das Absorptionsspektrum berücksichtigt, können zugleich detaillierte Informationen über die stoffliche Zusammensetzung gewonnen werden.

Wie der Name Computertomographie andeutet, ist zur Gewinnung der Dichtekarten aus den Durchleuchtungsbildern ein erheblicher Rechenaufwand nötig. Daher werden in der medizinischen Röntgendiagnostik zur Bewältigung des massiven Datenaufkommens dedizierte Computersysteme mit pipelineorganisierten Mehrprozessorsystemen eingesetzt, die eine Echtzeiterstellung der Volumenkarten bereits im Abtastvorgang ermöglichen [17]. Die Erfordernis der hochenergetischen Röntgenstrahlung, die aufgrund ihrer ionisierenden Eigenschaften gewebeschädigend wirkt, machen aufwendige Strahlenschutzmaßnahmen und die Einhaltung rigider Sicherheitsauflagen erforderlich. Die technologischen und sicherheitstechnischen Anforderungen machen die Computertomographie insgesamt sehr kostenaufwendig. Ihr Einsatz ist deshalb auf Anwendungen und Analyseprobleme beschränkt, die auf detaillierte räumliche Informationen geschlossener Körper unbedingt angewiesen sind.

Ein häufiges Einsatzgebiet der Computertomographie ist die medizinische Diagnostik. Zwar weist die hier eingesetzte Computertomographie eine geringere Strukturauflösung als klassische Röntgenaufnahmen und die klassische Tomographie auf, es wird aber die wesentlich höhere Kontrastauflösung geschätzt, die auch die Auflösung von Weichgeweben (hoher Fett- und Wasseranteil) zusammen mit Knochensubstanzen ermöglicht. Die Kontrastauflösung besser als 0,5% ermöglicht so die Darstellung von Tumorgewebe.

Ein anderes Einsatzgebiet ist die nichtdestruktive Material- und Qualitätsprüfung [210]. Materialien und Komponenten für den Einsatz in schwer zugänglichen Orten oder für lebenssichernde Systeme werden oft standardmäßig Röntgen- oder Ultraschalluntersuchungen unterworfen. Kompliziert geformte Teile sind so schwer zu erfassen, daß auch hier tomographische Verfahren zum Einsatz kommen. Mit Auflösungen bis in den Submillimeterbereich eignen sich technische Tomographen über die Qualitätskontrolle hinaus zum „Reverse Engineering“, bei dem aus gegebenen Formstücken die Gußform oder das Bearbeitungsprogramm für eine Serienfertigung aus der dreidimensional erfaßten Form der Vorlage abgeleitet wird.

In der Gepäckkontrolle, zum Beispiel an Flughäfen, wird die Tomographie angewandt, um das Öffnen der Gepäckstücke zu vermeiden und den Durchsatz bei der Kontrolle zu erhöhen [25]. Aufwendige Bildverarbeitungseinrichtungen und Analyseverfahren sollen die Gepäckkontrolle automatisieren und beschleunigen, so daß nur noch in zweifelhaften Fällen eingegriffen werden muß.

Weitere Einsatzmöglichkeiten der Tomographie zeichnen sich bei der Mikrostrukturanalyse und Mikroskopie ab. In [201, 202] wird ein Röntgen Computertomograph für die nichtdestruktive Analyse mikroskopischer Präparate mit einer Auflösung im Mikrometerbereich vorgestellt. Die Verwendung von Phasenkontrasten anstelle der Absorption erlaubt auch die Analyse „leichter“ Materialien, das heißt, Stoffe mit hoher Transparenz für Röntgenlicht, wie zum Beispiel Kunststoffe und Papier.

A.2 Geometriebasierte Tiefenmeßverfahren

A.2.1 Triangulationsverfahren

Triangulationsverfahren beruhen auf der Analyse der perspektivischen Unterschiede, die sich bei der Betrachtung einer Szene oder eines Gegenstandes aus verschiedenen Blickwinkeln ergeben. Mit einem einfachen geometrischen Ansatz wird der Abstand zu einem Objektpunkt auf der Grundlage der Winkelbeziehungen in einem Dreieck mit bekannter Basis oder auf der Grundlage des Strahlensatzes ermittelt. Dabei kann zwischen passiven und aktiven Triangulationsverfahren unterschieden werden, bei denen entweder die Tiefeninformation weitgehend unabhängig von der Beleuchtung aus den Bildinformationen gewonnen werden, oder durch Projektion von Punkten oder Mustern künstliche Merkmale zur Ermittlung der Winkelbeziehungen erzeugt werden. Ein Überblick über verschiedene geometriebasierte Meßverfahren wird zum Beispiel in [134] gegeben.

A.2.1.1 Passive Triangulationsverfahren

Passive Triangulationsverfahren realisieren, zum Beispiel der Theodolit, die statische Stereobildanalyse oder das wissenbasierte "Form-aus-Textur"-Verfahren.

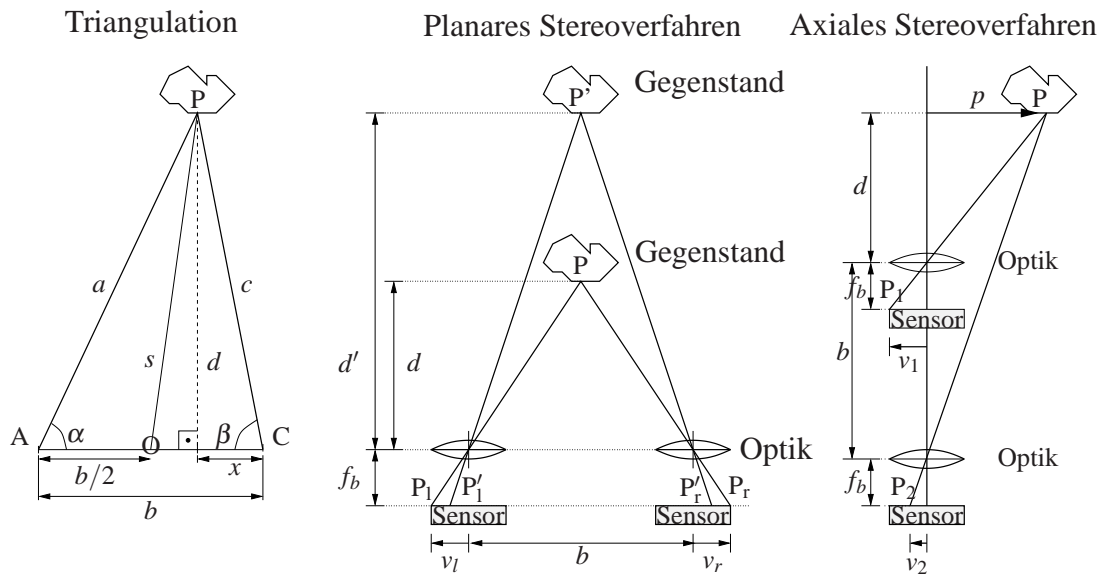


Abbildung A.3: Stereobild-Meßverfahren

Theodolit

Theodolitsysteme erlauben die punktweise Vermessung von Objekten im Raum nach dem Triangulationsprinzip [209]. Die einzelnen Bildpunkte werden aus mindestens zwei Positionen anvisiert und entsprechend der Abbildung A.3, links, die Konvergenzwinkel α und β bestimmt und daraus die Entfernung a , c , s , oder d zum Objekt bestimmt.

Das Dreieck zur Tiefenbestimmung wird durch den Objektpunkt P und zwei Beobachtungspositionen A und C mit bekanntem Abstand, der Triangulationsbasis b , aufgespannt. Für die Objektentfernung bezogen auf die Triangulationsbasis gilt die Beziehung:

$$s = \sqrt{d^2 + (b/2 - x)^2} \quad \text{mit:} \quad d = b \cdot \frac{\tan \alpha \cdot \tan \beta}{\tan \alpha + \tan \beta}; \quad x = \frac{d}{\tan \beta} \quad (\text{A.1})$$

Darin ist d die Entfernung zur Basis b durch die Beobachtungspositionen (Höhe des Dreiecks) und s die Entfernung zum Basismittelpunkt. Die Darstellung bezogen auf den Basismittelpunkt wird auch zyklisches Auge genannt.

Indem zusätzlich die Deklination der Beobachtungsstrahlen a und b bestimmt wird, stehen mit der Entfernungsinformation durch die Konvergenzwinkel genügend Informationen zur Verfügung, um die dreidimensionalen Koordinaten eines Objektpunktes zu berechnen. Mit diesen Systemen lassen sich insbesondere große Objekte vermessen, zum Beispiel Landmarken oder Brücken und Schienensysteme zur Belastungsanalyse [274]. Eine Schwäche dieser Systeme ist jedoch neben dem personellen Aufwand die hohe Meßdauer, da einzelne Meßpunkte seriell anvisiert werden müssen. Daher sind trotz zunehmender Automatisierung nur quasistatische Objekte mit hoher Punktdichte zu vermessen. Schnelle dynamische Vorgänge entziehen sich diesem Meßprinzip.

Statische Stereobildanalyse

Wie im menschlichen Sehapparat werden in Stereobildverfahren aus verschiedenen Perspektiven oder Entfernungen Bilder einer Szene aufgenommen [154]. Gleiche Objektpunkte werden in den verschiedenen Bildern identifiziert, und aus der Verschiebung (Disparität) der abgebildeten Objektpunkte anschließend eine dreidimensionale Tiefenkarte rekonstruiert.

Die Abbildung A.3 zeigt mittig und rechts schematisch den Aufbau von statischen Stereoanalysesystemen. Dargestellt ist mittig im Bild die Anordnung zur planaren Ste-

reobildanalyse, hierbei sind die Kameras auf einer Achse senkrecht zur Blickrichtung angeordnet. Rechts ist der Aufbau zur axialen Stereobildanalyse dargestellt, bei dem die Kameras in Blickrichtung versetzt angeordnet sind beziehungsweise verschoben werden.

Unter der vereinfachenden Annahme einer Lochkameraoptik folgt aus der Disparität (relative Verschiebung der Bildpunkte zueinander) D_{planar} , beziehungsweise D_{axial} für die Entfernung d :

$$d = b \cdot \frac{f}{D_{\text{planar}}} \Big|_{\text{planar}} = b \cdot \frac{v_2}{D_{\text{axial}}} \Big|_{\text{axial}} \quad (\text{A.2})$$

$$\text{mit: } D_{\text{planar}} = v_r + v_l \quad D_{\text{axial}} = v_1 - v_2 \quad (\text{A.3})$$

Der Stereobasis b kommt in obiger Gleichung die Funktion eines Verstärkungsfaktors gleich, mit dem die Tiefeninformation skaliert wird.

Durch Interpolation kann die Disparität zur Erhöhung der Tiefenauflösung in Sub-Pixelauflösung bestimmt werden, zum Beispiel in [118] mit 1/10 Pixelauflösung. Die Tiefenschärfe und die Verzeichnung der Optik beschränken die Möglichkeiten zur Erhöhung der Tiefenauflösung. Gleichfalls nimmt mit der zunehmenden Gegenstands-entfernung die Tiefenauflösung ab.

Ein besonderer Vorteil von Stereoverfahren zur Tiefenkartengewinnung ist ihre Passivität, das heißt, es ist bei ausreichendem Umgebungslicht keine zusätzliche Beleuchtung der vermessenen Objekte nötig. Dabei liefert das Meßsystem zugleich Grauwertbilder und Tiefenkarten. Jedoch sind texturarme Oberflächen nur schwierig ohne zusätzliche, strukturierte Beleuchtung zu erfassen [6]. Wird die Szene strukturiert beleuchtet, erzeugt dies künstliche Merkmale auf der zu vermessenden Fläche. Das vereinfacht die Korrespondenzfindung wesentlich und steigert die Meßgenauigkeit auch bei homogenen Oberflächen [119], es geht aber der Vorteil der Passivität verloren.

Als scannerlose Verfahren können Stereobildverfahren sehr robust realisiert werden, es muß aber dafür Sorge getragen werden, daß die Zeilenkorrespondenz und der Blickwinkel zwischen den Kameras im Betrieb erhalten bleibt. Je nach Realisierung des Verfahrens sind mitunter sehr aufwendige einmalige Kalibriermaßnahmen der Kameras oder eine softwaretechnische Rektifizierung [68] der Kamerabilder nötig, um die Zeilenkorrespondenz der Bildsensoren und Blickwinkelausrichtung sicherzustellen.

Der Aufwand zur Kalibration wird in monokularen Stereoverfahren erheblich reduziert [266, 148]. In diesen Verfahren wird zum Beispiel über ein Biprisma (oder Spiegeloptik) das Blickfeld einer Kamera geteilt, so daß über die Winkeleinstellung des

Biprismen die Zeilenkorrespondenz zur Stereobildauswertung eingestellt wird. Dabei muß aber eine geringe Stereobasis und in der Folge eine geringe Tiefenauflösung in Kauf genommen werden.

Nachteilig an Stereoverfahren ist jedoch der hohe rechnerische Aufwand in der Korrespondenzfindung (zum Beispiel [256]) in den Bildpunkten und die Ambiguitätsproblematik. Der hohe Rechenleistungsbedarf reduziert die Effizienz dieser Verfahren [175], so daß in der Vergangenheit erheblicher Aufwand in der Auswertung, zum Beispiel mit speziellen Rechnern, betrieben werden mußte, um Stereobilder in Videorate (25-60 Bilder pro Sekunde) auszuwerten [116, 272]. Erst mit der zunehmenden Integrationsdichte werden Systeme zur Stereobildauswertung auf IC-Niveau integrierbar [157, 99].

Ebenfalls beeinträchtigen das dynamische Bildsensorrauschen und die blickwinkelabhängige Intensitätsänderung des reflektierten Lichts und periodische Oberflächentexturen die Korrespondenzbestimmung [287]. Speziell bei periodisch gemusterten Oberflächen wird eine eindeutige Zuordnung korrespondierender Bildpunkte schwierig und führt zu Meßfehlern aufgrund der Mehrdeutigkeiten. Auch zeigen Stereoverfahren, wie alle Triangulationsverfahren, Abschattungsprobleme. Ist ein Teil der Gegenstandsoberfläche in einem Kamerabild verdeckt, können für diesen Bereich keine Tiefenwerte ermittelt werden. Heuristiken zur Auffindung verdeckter Flächen sind schwierig zu implementieren, so daß mitunter diese Bereiche nicht erkannt werden und falsche Tiefeninformationen ermittelt werden. Geringe Fehlerraten sind nur bei stetigen Flächen geringer Steigung bei unregelmäßiger kontrastreicher Textur zu erwarten.

Einen Ausweg bietet nur der Einsatz mehrerer Kameras zur Bilderfassung in sogenannten Multi-Baseline Stereoverfahren [117, 118, 119, 6] und die Realisierung großer Disparitätssuchweiten in Verbindung mit Plausibilitätstests. Diese Verfahren erhöhen aber den Rechenleistungsbedarf noch einmal drastisch. In bestimmten Anwendungen sind keine dichten Tiefenkarten erforderlich. In diesen Fällen kommen alternativ merkmalsbasierte Stereoverfahren zum Einsatz, in denen lediglich gut identifizierbare gemeinsame Strukturen gesucht werden. Anhand dieser Strukturen werden die Entfernungen zu einer reduzierten Menge von Stützstellen bestimmt. Dieses Vorgehen reduziert den Rechenaufwand und steigert die Verarbeitungsgeschwindigkeit. Die unvollständigen Tiefenkarten bergen jedoch immer ein gewisses Risiko.

Formrekonstruktion aus der Oberflächentextur

Unter “Form aus Textur”-Verfahren werden wissensbasierte Triangulationsverfahren zusammengefaßt, die eine Triangulation aufgrund bekannter Abmessungen von Strukturen im Bild erlauben. Die bekannten Strukturen können bereits gegebene Objektmerkmale sein, beispielsweise Fensterabmessungen in Häuserfassaden, oder zusätzlich aufgebrachte Meßmarken oder regelmäßige Muster. Aus der Verzerrung im Bild der Oberflächenmerkmale kann die Orientierung der Flächennormalen des Objektes ermittelt, und über die Bildgröße anschließend auf die Entfernung zurückgeschlossen werden. Dazu wird die Triangulation objektseitig vorgenommen, indem als Triangulationsbasis bekannte Ausdehnungen in der Oberflächentextur des Objektes herangezogen werden. Ein wesentlicher Nachteil dieses Verfahrens gegenüber den zuvor behandelten Triangulationsverfahren ist die Voraussetzung bekannter Oberflächentexturen. Es ist daher nur sehr begrenzt in kontrollierten Umgebungen einsetzbar.

A.2.1.2 Aktive Triangulationsverfahren

Die aktive Triangulation ist ein häufig eingesetztes Messprinzip zur optischen Abstandmessung. Im Unterschied zum Stereosystem wird eine Kamera durch einen Projektor, also eine aktive Lichtquelle ersetzt. Durch das strukturierte Licht wird die Zuordnung der beleuchteten Gegenstandspunkte und der aufgenommenen Bildpunkte eindeutig. Die dreidimensionale Position kann über die eingeschlossenen Winkel der Lichtstrahlen von der Beleuchtungsquelle zum Beobachtungspunkt bei bekannter Entfernung von Kamera und Projektor rekonstruiert werden. Durch die aktive Beleuchtung mit strukturiertem Licht wird das Korrespondenzproblem der stereoskopischen Systeme vermieden und der Aufwand zur Mustererkennung entfällt.

Lichtpunkttriangulation

Die Lichtpunkttriangulation stellt von der Idee her die einfachste Realisierung der aktiven Triangulationsverfahren dar, indem sie direkt auf den Grundlagen des Theodolitmeßsystems aufbaut (siehe Kapitel A.2.1.1). Der prinzipielle Meßaufbau zur Lichtpunkttriangulation ist in Abbildung A.4 a, dargestellt. Das zu vermessende Objekt wird punktwise mit einem dünnen Lichtstrahl abgetastet und die Reflektion mit einem positionsempfindlichen Sensor, zum Beispiel einer Zeilenkamera, aufgenommen [173]. Die Zuordnung der abgetasteten Gegenstandspunkte ist im Gegensatz zur Stereoana-

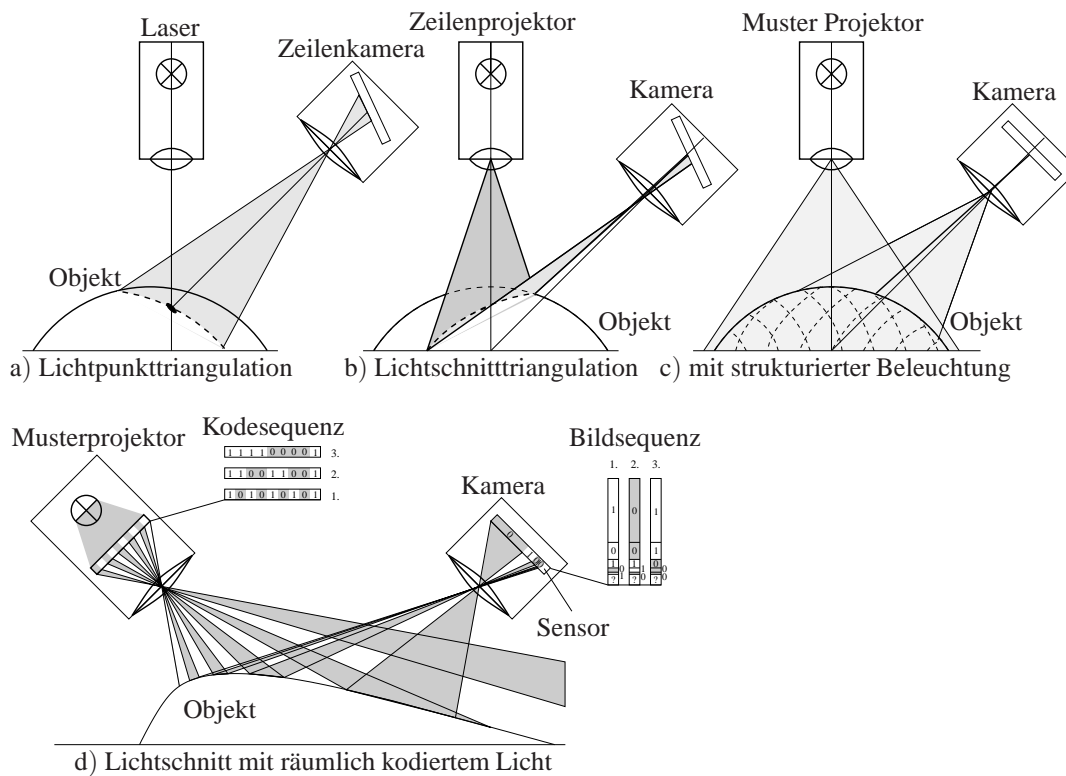


Abbildung A.4: Aktive Triangulationsverfahren

lyse ohne zusätzlichen Aufwand eindeutig. Bei der punktwisen Beleuchtung mit einem parallelen Lichtbündel treten nur geringe Verluste durch Strahlaufweitung auf, dadurch wird dieses Meßverfahren auch für große Meßvolumina interessant. Für die Beleuchtung werden häufig Laser eingesetzt, daher wird im Zusammenhang mit der Lichtpunkttriangulation dann auch von Laser-Scan-Verfahren gesprochen. Die Monochromasie des Laserlichts ermöglicht zudem eine wirksame Unterdrückung des Hintergrundlichts durch schmalbandige Interferenzfilter vor dem Sensorsystem.

Da jeweils nur die Position einzelner Punkte vermessen werden kann, ist zur Erfassung einer Oberfläche ein Scan-Verfahren zum Beispiel mit rotierenden Spiegeln nötig [230]. Hohe Anforderungen an die räumliche Meßgenauigkeit implizieren hierbei hohe Anforderungen an die Scan-Mechanik bezüglich der Winkelgenauigkeit von Detektor und Emitter, beziehungsweise an das laterale Auflösungsvermögen des Sensors. Das gilt in Verbindung mit einer möglichst großen Breite der Triangulationsbasis, die wie im Kapitel A.2.1.1 erläutert, den Charakter eines Verstärkungsfaktors bezüglich der Tiefenaufklärung hat. Die breite Triangulationsbasis erhöht mit der Tiefenaufklärung

sung allerdings auch das Abschattungsproblem durch mögliche Gegenstände vor dem Emitter oder dem Sensor.

Ein besonderer Nachteil der Lichtpunkttriangulation für die Flächenerfassung ist die hohe Meßdauer durch das Scanverfahren. Dieses Verfahren ist somit nur für dreidimensionale Erfassung statischer oder entsprechend langsam veränderlicher Meßobjekte gut geeignet. Größere Bedeutung hat die Lichtpunkttriangulation für die eindimensionale Entfernungssensorik.

Lichtschnitttriangulation

Eine deutliche Beschleunigung gegenüber der Lichtpunkttriangulation kann bei der Flächenabtastung mit der Lichtschnitttriangulation erreicht werden. Bei der Lichtschnitttriangulation wird durch ein Lichtfächer eine feine Linie auf das zu vermessende Objekt projiziert, die sich aus den Schnittpunkten des Objekts mit der ausgehenden Lichtebene ergibt [233, 186, 123]. Diese Linie wird wie bei der Lichtpunkttriangulation mit einer Kamera aufgenommen und die Eintrittswinkel der Projektionslinien pro Kamerazeile bestimmt.

Die Montage des Projektors und der Kamera erfolgt häufig nach dem Scheimpflug-Prinzip (siehe Abbildung A.4, b), mit vertikal angeordnetem Projektor und diagonal dazu montierter Kamera. Durch Verkippen des Sensors kann dabei der Tiefenschärfebereich deutlich erhöht werden.

Bei feststehender Projektionsrichtung und Verwendung einer Kamera kann mit diesem Verfahren sehr schnell die Objektkontur entlang der Lichtebene festgestellt werden. Die Erfassungsrate ist nur durch die Ausleserate des Bildsensors begrenzt. Aktuelle High-Frame-Rate-Bildsensoren erreichen Bildraten bis zu 48000 Bildern pro Sekunde [279]. Nachteilig wirkt sich hierbei jedoch aus, daß zur Bestimmung der Schnittlinie (2D-Information) ein gesamtes Bild ausgelesen ggf. digitalisiert und verarbeitet werden muß. Um diesen Aufwand zu reduzieren, werden spezielle Sensoren entwickelt, die mit begrenzter Intelligenz den Auftreffpunkt des Lichts direkt auf dem Sensor pro Zeile feststellen und auslesen. Ein Beispiel dafür ist die Entwicklung eines Sensors, auf dem der Auftreffpunkt Zeilendiskret nach dem "The-Winner-Takes-All"-Prinzip mit einer Bildrate von 100 Tiefenkarten mit 64×64 Pixeln Auflösung ermittelt wird [23]. Ein weiteres Beispiel ist der 3D-Sensor respektive die 3D-Zeilenkamera von "Integrated Vision Products" mit sensorintegriertem RISC-Prozessor [110, 106, 105]. Dieses System erfaßt bis zu 10.000 Zeilenprofile zu 512 Pixeln Auflösung. Bei den genannten

Sensoren ist jeweils die laterale Auflösung in Scanrichtung des Lichtvorhanges maßgeblich für die Tiefenauflösung, da die Bildposition des Lichtvorhanges auf die diskret aufgelöste Bildsensorzeile ermittelt wird. Eine Alternative dazu ist durch die Verwendung von Zeit- anstelle von Ortsmessungen und positionsempfindlichen Bildsensoren gegeben. In [75] werden zeitabhängige Signale zur Positionsbestimmung ausgewertet. Synchron zur Winkeländerung des projizierten Lichtvorhangs wird eine lineare Spannungsrampe erzeugt. In den Pixeln des Triangulationssensors wird der momentane Spannungswert festgehalten, sobald das Bild des Lichtvorhangs die Pixel erreicht. Aus der gespeicherten Zeitmarke wird anschließend auf die Winkelstellung des Lichtvorhangs zurückgeschlossen und bei bekannter Position des Emitters und der Abbildungsgeometrie die Entfernung berechnet.

Ein anderer Ansatz ist die Verwendung von PSD-Arrays (“Position-Sensitive-Detector”). PSD-Arrays sind Halbleiter-Streifendetektoren mit mehreren Kontakten, die abhängig von dem Auftreffpunkt eines Lichtflecks auf den Detektor positionsabhängige Kontaktströme generieren. In [7] wird eine Studie für einen optimierten Sensor zur Verwendung mit dem Lichtschnittverfahren auf der Grundlage von PSD-Arrays vorgestellt.

Zur dreidimensionalen Erfassung müssen Objekte jedoch zeilenweise abgetastet werden. Die vollständige dreidimensionale Erfassung der Oberflächenkontur eines Körpers in einem Bild ist nicht möglich. Das schränkt die Verwendbarkeit dieses Verfahrens für die Erfassung zeitlich schnell veränderlicher Szenen stark ein. Es würde unvermeidbar zu Verzeichnungen in der aufgenommenen 3D-Karte kommen, beziehungsweise die Meßwerte stehen zu spät zur Verfügung.

In vielen industriellen Anwendungen, zum Beispiel am Fließband, oder bei der Inspektion von Verkehrssystemen (Schiene/Straße) ist der eindimensionale Vorschub bereits frei verfügbar [127]. Speziell hier bieten Lichtschnitt-Triangulationsverfahren eine günstige Möglichkeit zur dreidimensionalen Formerfassung [33].¹

¹Eine originelle Anwendung wird in der Veröffentlichung [283] vorgestellt. Die Anwendung des Lichtschnittverfahrens zur Messung der Torsion, des Anstellwinkels und der Verformung eines Hummelflügels wird dort präsentiert. Für diese Anwendung genügt die Erfassung weniger Schnittebenen.

Lichtschnittverfahren mit strukturierter Beleuchtung

Für Einsatzbereiche, in denen kein linearer Vorschub (Fließband etc.) zur Verfügung steht, wurden Lichtschnittverfahren mit räumlich strukturierter Beleuchtung oder Beleuchtungssequenzen zur weiteren Beschleunigung entwickelt [252, 24].

Es sind unterschiedliche Vorgehensweisen mit periodisch strukturiertem Licht und Code-Moduliertem Licht möglich. Der zweite Ansatz wird im Abschnitt A.2.1.2 erläutert.

Bei der Beleuchtung mit periodischen, zweidimensionalen Mustern kann bereits aus einer Aufnahme eine grobe Tiefenkarte über Stützstellen rekonstruiert werden [252]. Hierzu werden entsprechend Abbildung A.4 c, Marken, zum Beispiel in der Form mehrerer Lichtfächer oder Schachbrettmuster, auf das Vermessungsobjekt projiziert und die Schwerpunkte der projizierten Marken im Bild ermittelt und die Entfernung trianguliert. Dichte Tiefenkarten können aus mehreren Aufnahmen bei verschobenem Projektionsmuster ermittelt werden.

Durch die Periodizität der Projektionsmuster und die damit verbundene Mehrdeutigkeit der Bildzuordnung sind jedoch ohne zusätzliche Maßnahmen nur relative Höhenprofile aufzunehmen.

Phasenschiebe Verfahren

Weiter verfeinert wird der Ansatz der Strukturierten Beleuchtung bei dem Phasenschiebe Verfahren [270, 248]. Bei diesem Verfahren werden Streifenmuster mit sinusförmigem Intensitätsprofil genutzt, die aufgrund des kontinuierlichen Übergangs die Zuordnung aller Bildpunkte zur Projektion innerhalb einer kurzen Bildsequenz gleichzeitig erlaubt. Dies gilt nicht nur für die Bestimmung der Schwerpunkte einzelner Projektionsmarken. Dadurch eignet sich dieses Verfahren insbesondere zur Auflösungserhöhung bei Realisierungen mit kodiertem Licht (siehe folgendes Kapitel).

Dabei werden n Aufnahmen mit jeweils verschobenem Gitter um die Phase $2\pi/n$ oder bei Variation der Gitterkonstanten aufgenommen, und die Tiefeninformation durch Differenzbilddauswertung gewonnen [282, 241, 16]. Mit mindestens drei Aufnahmen ist bereits die Rekonstruktion des relativen Höhenprofils möglich. Gebräuchlich ist aber der "Vier-Phasen-Algorithmus", bei dem vier Intensitätsaufnahmen ($I_1 \dots I_4$) mit jeweils um $1/4$ der Gitterkonstanten verschobenem Projektionsmuster pixelweise miteinander verrechnet werden, um die Phasenlage ϕ des Streifenmusters auf dem Objekt

zu ermitteln:

$$\phi_{ij} = \arctan \frac{I_{4,ij} - I_{2,ij}}{I_{3,ij} - I_{1,ij}} \quad (\text{A.4})$$

Bei kleinen Höhenunterschieden verschiebt sich die Phasenlage der Objektpunkte nur um den Bruchteil der Periode des projizierten Musters, und die Änderung der Phase ist direkt proportional zur relativen Entfernungsänderung des Objektpunktes. Bei größeren Höhenunterschieden müssen zudem die Phasenwechsel ausgewertet werden.

Lichtschnittverfahren mit räumlich kodierter Beleuchtung

Bei diesem Ansatz finden Codemuster Anwendung, die eine eindeutige Zuordnung der Bild- und Projektionspunkte erlauben. Hierauf basierende Verfahren erlauben im Gegensatz zu Verfahren mit ausschließlich einem periodischen Muster eine absolute Tiefenmessung.

Durch die Projektion einer binären Hell-Dunkel-Sequenz (im Schachbrett- oder Streifenmuster) ist jeder beleuchtete Punkt auf dem Objekt eindeutig einem Abstrahlwinkel des Projektors zuzuordnen [270]. Die Abbildung A.4 c zeigt den prinzipiellen Meßaufbau. Die Position der Abbildung auf einem Bildsensor liefert eine weitere Winkelkomponente und der Objektpunkt kann nach der Beendigung einer Beleuchtungssequenz trianguliert werden. Für die Auflösung von 2^n Winkelpositionen auf der Seite des Projektors sind nur n Projektionen nötig. Damit ist dieses Verfahren um den Faktor $\frac{2^n}{n}$ schneller als das einfache Lichtschnittverfahren. Eine weitere Beschleunigung läßt sich durch die Verwendung farblich kodierter Lichtmuster und grauwertkodierter Lichtmuster erreichen [215, 20, 198, 35]. Die Codemustersequenz kann so auf mehrere Kanäle verteilt übertragen und verarbeitet werden.

Jedoch beeinträchtigen verschiedene Effekte die Genauigkeit der Entfernungsmessung. Bildpunkte auf der Grenze zwischen zwei Codesegmenten erhöhen die Wahrscheinlichkeit einer Fehlzurordnung beträchtlich. Zur Minimierung dieser Fehler kann auf Gray-kodierte Lichtmuster zurückgegriffen werden [203]. Da bei diesen Mustern die Codesequenz benachbarter Pixel nur minimal variiert (um ein Bit), beschränkt sich die mögliche Fehlzurordnung in der Regel auf diesen Bereich.

Subpixelgenauigkeit läßt sich zum Beispiel durch die Kombination dieses Verfahrens mit dem Moiré-Meßverfahren (siehe Kapitel A.2.2) oder dem Phase-Shift-Meßverfahren erreichen, die aufgrund der Verwandtschaft im Meßaufbau bestens hierfür geeignet sind.

Die vermessene Szene und die (Hintergrund-) Beleuchtung darf sich während der Codesequenz nicht verändern, um weitere Zuordnungsfehler in den beleuchteten Objektpunkten zu vermeiden. Das bedeutet aber auch, daß die sequentiellen Triangulationsverfahren nur für die Erfassung von unbewegten oder während der Akquisitionsphase entsprechend langsam veränderlichen Szene geeignet sind. Ebenfalls darf die vermessene Objektoberfläche keine zu starken Kontraste aufweisen und muß ausreichend reflektieren, damit eine sichere Detektion der Beleuchtungsmuster gewährleistet ist. Für farb- und grauwertkodierende Verfahren gilt oben genanntes in entsprechend verschärfter Form. Farbkodierende Verfahren erfordern farblich neutrale oder homogene Flächen; grauwertkodierende Verfahren erfordern homogen gefärbte Flächen.

Aufgrund der angesprochenen Randbedingungen ist der Einsatz von Lichtschnittverfahren mit kodierter Beleuchtung vor allem in einer kontrollierten Meßumgebung anwendbar. Der Einsatz dieser Verfahren in Sicherheitseinrichtungen, insbesondere bei rauen Umgebungsbedingungen, scheint hingegen starken Einschränkungen zu unterliegen. Zudem benötigen diese Verfahren eine relativ aufwendige und teure Projektionseinrichtung, zum Beispiel LCD-Projektoren [270].

A.2.2 Moiré-Meßverfahren

Die Moiré-Meßverfahren ermitteln die Tiefe aus der Schwebung im Überlagerungsbild von räumlich moduliertem Licht. Dazu wird zum Beispiel ein Objekt bei den "Out-of-Plane"-Moiré-Techniken durch ein periodisches Gitter beleuchtet (Abbildung A.5, Mitte).² Durch ein weiteres, parallel ausgerichtetes Gitter wird in Projektions-Moiré-Verfahren [121, 232, 228, 179] entweder auf die Objektoberfläche ein ebenfalls periodisches Muster projiziert und mit einer Kamera beobachtet (Abbildung A.5, rechts), oder es wird die Projektion direkt durch das Analysegitter mit einer Kamera aufgenommen (Abbildung A.5, links). Als Gitter zur Analyse kann der Matrixaufbau des Bildsensors in der Kamera selbst dienen.

Durch die Überlagerung des Bildes vom Meßgitter und der Matrix des Bildsensors, beziehungsweise der zweiten Projektionen, werden gezielt Schwebungen im Ortsfrequenzbereich erzeugt, die zur Tiefenbestimmung ausgewertet werden.

²Alternative Moiré-Techniken: Die Kontaktmoirétechnik arbeitet mit einem aufgebrachtten Gitter auf der Prüfkörperoberfläche; bei der Schattenmoirétechnik dient ein aufgelegtes Gitter auf der Oberfläche zugleich als Projektions- und Analysegitter [39, 40, 179].

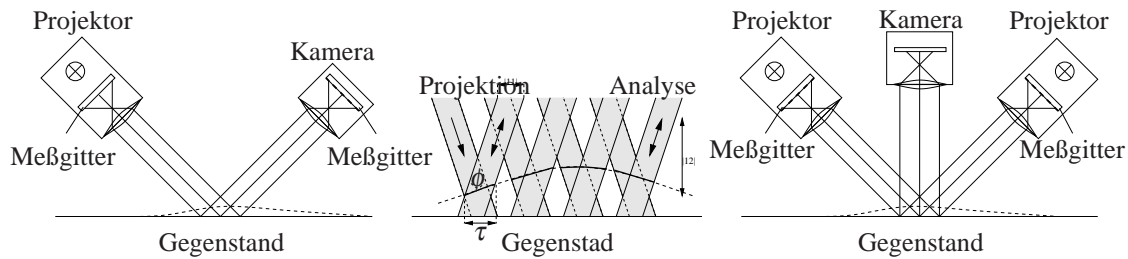


Abbildung A.5: Moiré-Verfahren

Stellvertretend wird das Projektions-Moiré-Meßverfahren entsprechend Abbildung A.5, rechts, näher betrachtet. Die Phase der aufprojizierten Lichtmusters durch die Gitter ist bei parallelem Strahlengang unabhängig vom Abstand der beleuchteten Objekt-oberfläche zum Gitter. Die Änderung der lokalen Phase und Periode $\Delta\tau$ des projizierten Lichtmusters auf die Oberfläche ändert sich mit der Höhenänderung Δh der Oberfläche bezüglich einer virtuellen Nulllinie bei telezentrischer Musterprojektion.

$$\Delta h = h_0 \frac{\Delta\tau}{\tau_0} = h_0 \frac{\tau - \tau_0}{\tau_0} \quad (\text{A.5})$$

Das Moirémuster ist mit der Periode $h_0 = \tau_0 \cot \phi$ in der Tiefe periodisch.

Die Moiré-Verfahren sind für sich genommen nur zur relativen Tiefenvermessung, insbesondere an stetigen Oberflächen, geeignet. Sie erlauben aber eine sehr genaue Analyse von Oberflächen deformationen durch die Differenzbildanalyse, zum Beispiel einer Oberfläche vor und nach mechanischer Verspannung eines Körpers [136].

Ein Tiefenmeßbereich größer als die Repetitionsperiode h_0 kann bei stetigen Oberflächen durch Auszählen der Phasenübergänge aufgelöst werden. Die Voraussetzung dafür ist, daß die Oberflächensteigung so gering ist, beziehungsweise das Projektionsmuster so grob ist, daß im Kamerabild alle Phasenübergänge aufgelöst werden können. Treten an der vermessenen Oberfläche Sprünge größer als die Repetitionsperiode h_0 auf, entstehen Mehrdeutigkeiten, die ohne zusätzliche Maßnahmen nicht aufgelöst werden können, und es kommt zu Tiefenmeßfehlern. Eine Alternative zur Reduktion der Mehrdeutigkeit durch das tiefenperiodische Moiré-Muster ist durch das sogenannte Phasenschiebungsverfahren (Phase-Shift) gegeben (Kapitel A.2.1.2).

Ein sehr genaues Verfahren zur absoluten Tiefenmessung kann durch die Kombination von Moiré-Verfahren mit Triangulationsverfahren mit räumlich kodiertem Licht realisiert werden [270]. Das Triangulationsverfahren mit kodiertem Licht ermittelt dabei absolute Stützkoordinaten, die eine absolute Zuordnung des Höhenprofils aus dem Moiré-Verfahren ermöglichen. Dieses Verfahren erlaubt die Aufnahme von absoluten

Höhenprofilen mit hoher Subpixelgenauigkeit der verwendeten Kameras. Zur Aufnahme großer Flächen werden Moiré-Verfahren auch mit der Photogrammetrie kombiniert, dabei werden Einzelbilder aufgenommen und zur Auswertung über Meßmarken aneinandergesetzt (zum Beispiel zur Erfassung von Fassaden [270]).

A.2.3 Autofokussierung (Out of Focus)

Bei diesem Verfahren wird die entfernungsabhängige Fokussierung der Abbildung zur Bestimmung der Tiefe genutzt [165, 164, 255, 62, 63]. Entsprechend der Abbildung A.6 wird ein Gegenstandspunkt in der Bildebene als Scheibchen mit konstanter integraler Intensität abgebildet. Dabei wird der Durchmesser des Bildscheibchens für Fokussierung (Position g) minimal.

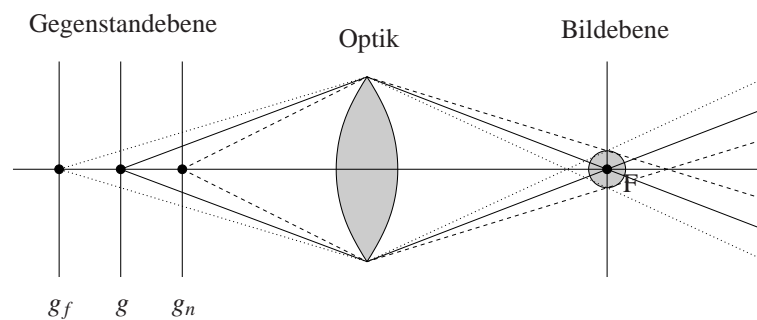


Abbildung A.6: Fokussierung

Es werden verschiedene Ansätze zur Bestimmung der Tiefeninformation durch Autofokussierung verfolgt:

In der Brennebene wird ein Detektor mit Lochblende angeordnet. Diese liefern bei Fokussierung ein maximales Signal, wenn das gesamte Licht des Gegenstandspunktes durch die Lochblende tritt [165, 164, 255]. In einer Rückkopplungsschleife wird kontinuierlich ein Maximumabgleich zur Bestimmung der Fokussierung und zur Nachführung der Optik durchgeführt. Bei der punktwisen Abtastung der Oberfläche mit einem feinen Lichtstrahl, zum Beispiel einem (beugungsbegrenzten) Laserstrahl, wird die Nachführung der Optik aufgezeichnet und das Höhenprofil rekonstruiert. Alternativ kann der Grad der Defokussierung (Out of Focus) aus dem Bild bestimmt und daraus das Höhenprofil rekonstruiert werden. Diese Modifikation des Verfahrens hat gegenüber dem vorangehend beschriebenen den Vorteil, ohne zusätzliche mechanische Komponenten zur Nachführung der Optik auszukommen.

Gegenüber den Triangulationsverfahren und den Moiré-Verfahren hat die Autofokussierung den Vorteil, daß die Beleuchtungs- und die Beobachtungsrichtung übereinstimmen können. Hierdurch treten keine Abschattungseffekte auf.

Autofokussierungsverfahren finden zum Beispiel bei der (konvokalen) Mikroskopie Einsatz. Hier werden Tiefenaufösungen bis in den Nanometerbereich bei Meßbereichen in Millimeter-Größenordnung erreicht [255].

A.3 Photometrische Tiefenmeßverfahren

Photometrie ist der messende Vergleich der Bestrahlungsstärke durch eine Lichtquelle mit der Bestrahlungsstärke durch eine Normallichtquelle. Photometrische Tiefenmeßverfahren beruhen auf der Analyse der Abschattungen, der Streu- und Reflektionsverhältnisse aufgrund der Variationen des Schnittwinkels der Oberflächennormale eines Körpers und des Sehstrahls (Schape from Shading), beziehungsweise auch zur Beleuchtungsachse (photometrisches Stereoverfahren). Die Intensitätsverteilung im Bild, hervorgerufen durch Abschattungen und die Winkelabhängige Reflektion, beziehungsweise Streuung, ermöglichen bei definierten Beleuchtungsverhältnissen die Rekonstruktion der Flächennormalen und der Oberfläche. Die Grundlage dafür schuf Horn 1977 mit einer ersten quantitativen Beschreibung der gemessenen Bestrahlungsstärke in Abhängigkeit der genannten Einflüsse [94]. Basierend auf Annahmen über die Struktur der Oberfläche und der Beleuchtungsverhältnisse werden aus den Isoklinien im aufgenommenen Graubild Höhenlinien und somit die dreidimensionale Struktur der sichtbaren Oberflächen rekonstruiert [30].

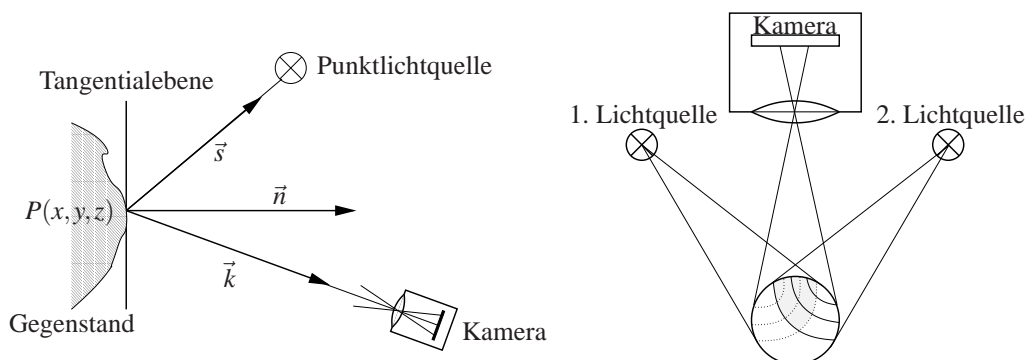


Abbildung A.7: Entstehung der formabhängigen Intensitätsverteilung

A.3.1 Shape from Shading

Das “Shape from Shading”-Verfahren (Abbildung A.7, links) realisiert die Umsetzung des Intensitätsprofils aus einem 2D-Grauwertbild in eine dichte 3D-Tiefenkarte. Dieses Verfahren wurde bereits 1970 von Horn für homogene, stetige und stetig differenzierbare Oberflächen bei Beleuchtung mit einem parallelen Lichtbündel entwickelt. [94]. Die Oberfläche wird darin zur Vereinfachung der mathematischen Auswertung durch einen Lambertstrahler angenähert.

Das Verfahren erlaubt zunächst nur die relative Oberflächenrekonstruktion. Für die Bestimmung eines absoluten Höhenprofils müssen die Entfernungen zu Referenzpunkten auf der erfaßten Oberfläche zur Kalibrierung bekannt sein.

Durch Einschränkungen des Verfahrens mit der Erfordernis einer homogenen Oberflächenstruktur oder bekannten Oberflächentextur, und Referenzpunkte bekannten Abstands ist der Nutzen sehr eingeschränkt. Da aber bereits eine Grauwertaufnahme aus nur einer Perspektive zur Tiefenprofilbestimmung genügt, ist die Anwendung bei der Erfassung unzugänglicher Objekte durchaus interessant. Die Einsatzmöglichkeit von “Shape from Shading”-Verfahren für die Tiefenrekonstruktion aus Unterwasseraufnahmen wird zum Beispiel in [284] untersucht.

In Anwendungen, die grundsätzlich nur relativer und ungenauer Tiefeninformationen bedürfen, erlaubt das “Shape from Shading”-Verfahren die Realisierung sehr kompakter und einfacher Systeme. Ein einfacher Sensor zur Tiefenbildgewinnung in einem 3D-Gestenerkennungssystem mit einer Erfassungsrate von hundert Tiefenbildern pro Sekunde wird in [166] vorgestellt.

Eine andere Anwendung ist die Gewinnung hochauflösender, dichter Tiefenkarten durch die Kombination mit weiteren absolut messenden Verfahren, die absolute Referenzpunkte zur Kalibrierung des “Shape from Shading”-Verfahrens ermitteln [114]. Dabei muß aber bedacht werden, daß das “Shape from Shading”-Verfahren rechenintensiv ist und auf Vorwissen über die Struktur der beobachteten Oberflächen basiert.

A.3.2 Photometrisches Stereoverfahren

Das Photometrische Stereoverfahren stellt eine Erweiterung des “Shape form Shading”-Verfahrens (vorangehendes Kapitel A.3.1) dar. Entsprechend Abbildung A.7, rechts, wird bei dem Photometrischen Stereoverfahren das beobachtete Meßobjekt bei feststehender Kamera aus verschiedenen Richtungen definiert mit (Punkt-) Lichtquellen

beleuchtet oder bei linearem Vorschub der Lichtquelle abgetastet [260, 273]. Aus den Schnittpunkten der Isophoten bei Veränderung der Beleuchtungsrichtung kann anschließend die lokale Oberflächenorientierung und aus diesem Vektorfeld die Oberflächenkontur des Objekts rekonstruiert werden [256, 154].

Die Voraussetzung für die Durchführung ist aber eine stetige und stetig differenzierbare Oberfläche ausreichender Reflektivität ohne Textur oder mit erfaßbarer Textur. Um die Textur genau erfassen zu können, dürfen keine Moiré-Effekte durch Überlagerung mit der Sensorstruktur der Kamera auftreten. Der Einfluß der Oberflächentextur wird eliminiert, indem die Bilder bei verschiedenen Beleuchtungssituationen aufeinander bezogen werden. Die lokale Reflektivität durch die Oberflächentextur wird als unabhängig von der Beleuchtungsrichtung angenommen und geht als konstanter Faktor in die gemessene Bestrahlung ein, der bei der Division zweier Meßwerte eliminiert wird.

Durch die Beleuchtung aus vielen unterschiedlichen Richtungen kann wie bei den "Multi-Baseline"-Stereoverfahren die Abschattungsproblematik durch Objekte im Beleuchtungsstrahlengang vermindert werden (vergleiche Kapitel A.2.1.1). Dabei sind Korrespondenzprobleme, wie bei dem Stereoverfahren, aufgrund der aktiven Beleuchtung und die Verrechnung mehrerer Bilder nicht zu erwarten.

Ein Nachteil photometrischer Tiefenmeßverfahren gegenüber den anderen aktiven Triangulationsverfahren ist der Rechenaufwand und die Restriktionen bezüglich der Eigenschaften der erfaßbaren Oberflächen. Zur Erreichung einer hohen Genauigkeit sind Informationen über die Oberflächenbeschaffenheit und eine kontrollierte Meßumgebung nötig. Die photometrischen Meßverfahren liefern zunächst nur relative Tiefenkarten. Zur Gewinnung einer absoluten Tiefenkarte sind weiterhin bekannte Referenzpunkte auf der vermessenen Oberfläche nötig.

A.4 Laufzeitbasierte Meßverfahren

In Lichtlaufzeit basierten Meßverfahren werden Effekte durch die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht ausgenutzt. Dabei wird entweder direkt die Gruppenlaufzeit von Lichtpulsen (LIDAR) oder modulierten Dauerträgern zur Vermessung der durchlaufenen Strecke, oder die relative Phasenlaufzeit des Lichts durch Eigeninterferenz eines kohärenten Lichtstrahls (Interferometrie) ausgewertet [49]. Bei dem Kohärenzradar wird die Fähigkeit des Lichts zur (Eigen-) Interferenz über die endliche Kohärenzlänge einer realen Quelle zur Tiefenmessung herangezogen.

A.4.1 Phasenmessung

A.4.1.1 Interferometrie

Interferometrische Tiefenmeßverfahren nutzen die konstruktiven und destruktiven Überlagerungseffekte von kohärenten Lichtwellen zur Ermittlung der Phasenlage eines Meßstrahls zu einem Referenzstrahl [41, 63].

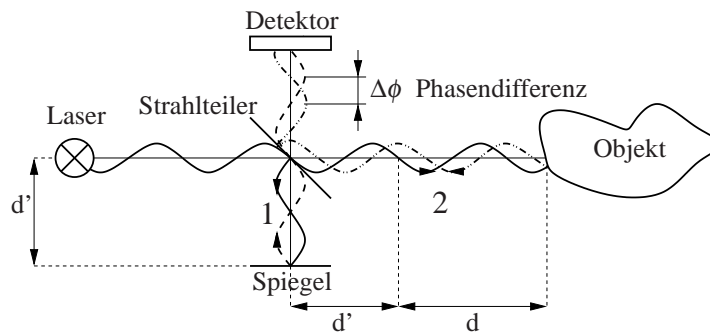


Abbildung A.8: Holographische Interferometrie

Die Abbildung A.8 zeigt als einfaches Beispiel den prinzipiellen Aufbau eines Michelson Interferometers zur holographischen Tiefenmessung. Das Licht einer Lichtquelle mit ausreichender Kohärenzlänge (zum Beispiel einem Laser) wird über einen Strahlteiler in einen Referenzstrahl 1 und einen Objektstrahl 2 aufgeteilt. Der Objektstrahl wird vom Meßobjekt reflektiert und erreicht nach Durchlaufen der Meßstrecke $2d$ einen Detektor. Der Referenzstrahl wird über die Referenzstrecke d' dem Detektor zugeleitet, und interferiert hier mit dem Meßstrahl. Abhängig von der relativen Phasenlage des Meßstrahls zum Referenzstrahl kommt es zur destruktiven und konstruktiven Interferenz. Die Amplitude des Lichtsignals am Detektor ist von der Phasenverschiebung $\Delta\phi$ der Lichtstrahlen zueinander und darüber von der Laufzeit ΔT der Lichtstrahlen, respektive der Meßstreckendifferenz d abhängig. Aus den aufgenommenen Interferenzkarten kann die Oberfläche eines Objektes rekonstruiert werden:

$$d = \Delta\phi \cdot \frac{c}{4\pi\nu} \quad \Delta\phi \leq 2\pi \quad (\text{A.6})$$

In obiger Gleichung ist c die Lichtgeschwindigkeit und ν die Frequenz des verwendeten Lichts. Das Michelson Interferometer liefert nur relative Tiefeninformationen in einem Eindeutigkeitsbereich $\Delta\phi \leq 2\pi \Rightarrow d \leq \frac{c}{2\nu}$. Das Tiefenaufklärungsvermögen liegt bei diesem Verfahren im Subwellenlängenbereich des verwendeten Lichtes, es stellt daher hohe Anforderungen an den Meßaufbau. Jedoch können Phasensprünge

bei der Reflektion an heterogenen dielektrischen Oberflächen verschiedenen Materials die Phasenmessung beeinträchtigen und die Tiefenmessung verfälschen.

Für die Vermessung größerer Höhenunterschiede müssen, wie im Moiré-Verfahren (Kapitel A.2.2), die Phasenübergänge im Interferenzbild der Oberfläche ausgewertet werden. Hierbei gelten für eine eindeutige Oberflächenrekonstruktion ebenfalls die Einschränkungen, daß die erfaßte Oberfläche stetig und stetig differenzierbar ist, und ihre maximale Steigung und die laterale Auflösung des Meßsystems die Aufnahme aller Phasenübergänge erlaubt. Ein Beispiel für den Einsatz der Interferometrie ist die Autofokuseinstellung mit hoher Genauigkeit [150].

Ein Ansatz zur Erhöhung des Eindeutigkeitsbereiches ist die Vermessung bei mehreren Wellenlängen oder mit breitbandigen Quellen. Zum Beispiel eliminiert die Weißlichtinterferometrie die Mehrdeutigkeit der Phaseninformation. Jedoch weisen breitbandige Quellen nur eine geringe Kohärenzlänge auf, so daß nur kleine Tiefenbereiche erfaßt werden können. So wird in [43] eine Tiefenauflösung von $2\mu\text{m}$ bei einem Meßbereich von $100\mu\text{m}$ erreicht. Ein anderer Ansatz ist die Nutzung frequenzmodulierter Laserdioden als Emitter und Phasendetektor; zum Beispiel in [11] wird von einer Realisierung mit 1,5m Reichweite mit $<1\text{cm}$ Auflösung berichtet.

Einen Vorteil bietet demgegenüber der Einsatz mehrerer schmalbandiger Laserquellen entsprechend größerer Kohärenzlänge. Bei zusätzlicher Auswertung der Schwebungen können absolut messende Interferometer realisiert werden [42, 286].

Alternativ erlaubt die Frequenzmodulation einer Laserquelle ebenfalls die Realisierung eines absolut messenden Interferometers. In [246] wird ein entsprechendes Verfahren vorgestellt, das durch den Vergleich der Phaseninformation eines Michelson Interferometers, entsprechend Abbildung A.8, mit einem Referenzinterferometer bekannter Zweiglängen eine absolute Tiefenmessung im Bereich bis zu einigen Metern ermöglicht. Hierbei wird ausgenutzt, daß das Verhältnis der frequenzmodulationsbedingten Phasenänderung in beiden Interferometern proportional zu dem Streckenverhältnis in den Meßzweigen der Interferometer ist.

Insgesamt erlauben die interferometrischen Verfahren eine hochgenaue Tiefenvermessung, indem der Subwellenlängenbereich der verwendeten Lichtquellen erreicht wird. Zugleich erfordert dies aber auch eine sehr hohe Qualität der optischen Einrichtungen und bedingt einen hohen technischen und monetären Aufwand bei den Meßaufbauten, wenn ein Meßbereich in der Größenordnung einiger Meter erfaßt werden soll.

A.4.1.2 Kohärenzradar

Das Kohärenzradar nutzt indirekt die Interferenz kohärenten Lichts zur Entfernungsmessung aus [54, 63].

Nur kohärente Lichtwellen zeigen konstruktive und destruktive Interferenzeffekte. Bei Beleuchtung mit nichtkohärenten Lichtquellen hingegen überlagert die Bestrahlung rein additiv. Reale Lichtquellen vermögen aber nur Licht mit endlicher Kohärenzlänge zu emittieren. Bei der Überlagerung von Lichtwellen mit einem Gangunterschied größer der Kohärenzlänge verschwinden Interferenzeffekte. Genau dieser Umstand wird im Kohärenzradar ausgenutzt, indem die Meßstrecke mit der Kohärenzlänge der Lichtquelle verglichen wird.

Der schematische Aufbau des Kohärenzradars entspricht dem Michelson Interferometer aus Abbildung A.8 unter Verwendung einer Lichtquelle geringer Kohärenzlänge. Das Auftreten von Interferenzerscheinungen wird vermessen, indem die Weglänge in dem Analyseweig **1** durch ein Vibrometer um die halbe Lichtwellenlänge variiert, und die resultierende Modulationsstärke am Detektor gemessen wird. Jenseits der Kohärenzlänge ist keine Modulation mehr zu detektieren.

Die vollständige dreidimensionale Oberflächenerfassung erfolgt durch Variation der Analyseweigstrecke und der gleichzeitigen Beobachtung lokaler Interferenzerscheinungen im Specklemuster der Objektoberfläche.

Das Kohärenzradar realisiert eine absolute Tiefenmessung und ist speziell für die bildhafte Erfassung sehr rauher und grob strukturierter Oberflächen innerhalb der Kohärenzlänge der verwendeten Lichtquelle geeignet. Das vorgestellte Kohärenzradar in [54] realisiert zum Beispiel ein 3D-Mikroskop mit einer Auflösung von $2\mu\text{m}$.

A.4.2 Gruppenlaufzeit basierte Meßverfahren

In Lichtlaufzeit basierten Meßverfahren werden Effekte durch die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht (die Gruppenlaufzeit) ausgenutzt. Die Gruppenlaufzeit messende Verfahren lassen sich mit den RADAR-Verfahren (**R**adio **D**etection and **R**anging) vergleichen, in denen Mikrowellen (elektromagnetische Wellen wesentlich größerer Wellenlänge) zur Laufzeitmessung genutzt werden. Die enge Verwandtschaft unterstreicht der Begriff LIDAR (**L**ight **D**etection and **R**anging).

Diese Verfahren nutzen modulierte Licht um die Phasenlaufzeit des modulierten Signals zu ermitteln, oder sie vermessen direkt die Laufzeit von Einzelpulsen oder von Pulssequenzen. Die Meßanordnung besteht aus einem Sender, der einzelne Lichtpulse oder einen modulierten Dauerträger aussendet, und einem Detektor am Ort des Senders, der das in Strahlrichtung reflektierte Signal aufnimmt. Für die Gruppenlaufzeitmessung genügen inkohärente Lichtquellen, jedoch werden insbesondere für die Puls-Laufzeitmessung häufig Diodenlaser eingesetzt, die hervorragende Modulationseigenschaften aufweisen.

Unter der Annahme einer konstanten Lichtgeschwindigkeit, die in Luft sehr gut erfüllt ist, ist die Aufnahme eines Entfernungsprofils in Strahlrichtung möglich. Über die gemessene Laufzeit des Signals vom Sender zum Detektor kann direkt die proportionale Entfernung zum reflektierenden Körper ermittelt werden. Verfahren mit intensitäts- oder frequenzmoduliertem Licht erreichen eine hohe Genauigkeit bei entsprechend hoher Meßdauer und geringer Lichtleistung. Durch die direkte Laufzeitmessung einzelner Lichtpulse, hoher Leistung, können hingegen höchste Meßraten realisiert werden. Durch die Mehrfachabtastung werden Puls-Laufzeit-Meßverfahren und Verfahren mit moduliertem Licht in ihren Leistungsdaten äquivalent.

A.4.2.1 Puls-Laufzeitmessung

Puls-Laufzeitbasierte optische Entfernungsmessverfahren ("Time of Flight"-Verfahren), ermitteln die Zeitdifferenz Δt zwischen dem Aussenden eines Einzelpulses und der Detektion. Mit einer Realisierung beruhend auf dem Laufzeitprinzip wurde beispielsweise mit einer 100W Laserdiode bereits Reichweiten bis zu 400m [126] erreicht.

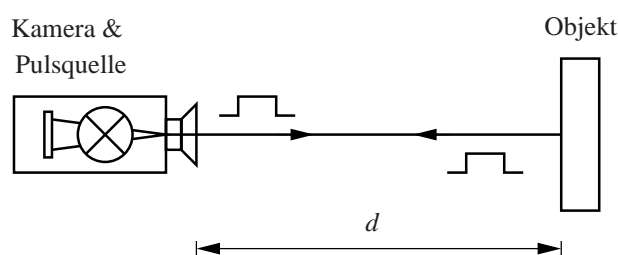


Abbildung A.9: Laufzeit-Meßverfahren

Die Abbildung A.9 zeigt den prinzipiellen Aufbau zur direkten Puls-Laufzeitbasierten Entfernungsmessung. Eine Pulslichtquelle emittiert einen Einzelpuls und startet gleich-

zeitig die Zeitmessung. Der Lichtpuls wird an einer Oberfläche reflektiert und nach zweimaligem Durchlaufen der Strecke d , zur Oberfläche und zurück, von einem Detektor nahe bei der Pulslichtquelle registriert, der die Zeitmessung stoppt.

Aus der Laufzeit Δt folgt mit der konstanten Lichtgeschwindigkeit c in Luft die Entfernung d zum reflektierenden Körper:

$$d = \frac{1}{2} \Delta t \cdot c \approx 0,15 \frac{mm}{ps} \Delta t \quad (\text{A.7})$$

Die Stabilität der Zeitbasis und das Ansprechverhalten des Detektors sind von entscheidender Bedeutung für die Genauigkeit der Laufzeitmessung. Ein Meßfehler von zum Beispiel 100ps entspricht bereits einem Entfernungsfehler von 3cm bezogen auf die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 . Entsprechend E-O Devices [55] wird zwischen zwei Ansätzen zur direkten Puls-Laufzeitmessung unterschieden: Bei dem "Stop-Only"-Meßverfahren wird die Zeitmessung elektronisch zugleich mit dem Lichtpuls ausgelöst und durch den Detektor gestoppt. Eine integrierte Realisierung dieses Verfahrens ist zum Beispiel in [8, 36] wiedergegeben. Bei diesem Verfahren wirken sich aber Drifteffekte (zum Beispiel durch thermische Ursachen) in der Detektorverzögerungszeit und Jitter durch die Pulserzeugung in der Form von Tiefenmeßfehler sehr stark aus. Bei dem "Start-Stop"-Verfahren hingegen wird die Zeitmessung durch den Detektor sowohl gestartet als auch gestoppt, indem Licht des Emitters dem Detektor zugeleitet wird. Dadurch geht die Detektorverzögerungszeit und Jitter des Laserpulses sowohl bei dem Start der Zeitmessung als auch bei dem Stopp ein, und wird in der Gesamtmessung eliminiert. Jedoch wird der Einfluß hochfrequenter dynamischer Rauscheffekte im Detektor mit dem Faktor $\sqrt{2}$ verstärkt, da das Detektorrauschen zweimal in die Messung eingeht. Eine Realisierung des "Start-Stop"-Verfahrens mit integriertem Front-End und einer Tiefenauflösung von $<30\text{mm}$ wird zum Beispiel in [180, 115] vorgestellt. Ein neuer Ansatz eines scannenden "Start-Stop"-Verfahrens mit statistischen Auswertemethoden erreicht sogar Tiefenauflösungen in der Größenordnung von $15\mu\text{m}$ und noch $120\mu\text{m}$ auf Meßstrecken bis zu 50m, jedoch bei 10s Meßdauer [263].

Um den Einfluß der Lichtintensität und des zeitlichen Verlaufs des Lichtpulses zu reduzieren, werden Lichtpulse hoher Intensität und geringer Anstiegszeit benötigt. So wird zeitlicher Verzug bis zum Erreichen der Detektionsschwelle abhängig von der Reflektivität der Oberfläche vermieden.

Die Erfassung großer Bereiche kann durch Scanneinrichtungen mit rotierenden oder schwingenden Spiegeln zur punktseriellen Abtastung des Bildbereiches erfolgen [219, 217]. Entsprechende Realisierungen werden zum Beispiel in [12, 76] vorgestellt und erreichen eine laterale Winkelauflösung kleiner $0,1^\circ$ bei Tiefenbereichen bis zu 100m.

In [14] wird eine kombinierte Realisierung aus einem photogrammetrischen System mit Triangulations- und Licht-Laufzeitmeßsystem zur extraterrestischen Navigation und Zielverfolgung vorgestellt. Eine Lidar-Realisierung mit geringer Auflösung für automotiv Anwendungen in Reichweiten bis zu 110m wird in [176] vorgestellt.

Mechanische Scanner stellen aber hohe Anforderungen an die Mechanik und sind bei hohen Winkelauflösungen entsprechend aufwendig in der Realisierung. In tiefenbildgebenden Anwendungen bieten neuere Ansätze mit integrierten Bildsensoren deutliche Vorteile, indem bewegte Komponenten vermieden werden. Für die Realisierung sind insbesondere die indirekten Laufzeit-Meßverfahren mit schnellem Verschluß zur Zeitdiskriminierung geeignet, wie es auch der vorliegenden Arbeit zugrunde liegt.

Bei den indirekten Meßverfahren wird der Lichteinfall auf den Detektor (zum Beispiel [278, 101]) oder das Ausgangssignal des Detektors synchron zum Emitter [96, 109, 100, 214, 213, 167] mit einem schnellen Verschluß als Zeitdiskriminator getastet. Als externer elektrooptischer Verschluß eignet sich zum Beispiel eine "Gated Micro Channel Plate" [149, 278], das ist ein bildhafter Sekundärelektronenvervielfacher mit Steuerelektrode. Anstelle der kurzen Laufzeit wird die Bestrahlung innerhalb einer festen Öffnungsperiode ermittelt. Die detektierte Energie ist unter der Voraussetzung eines rechteckigen Zeitverlaufs des Lichtpulses umgekehrt proportional zur Laufzeit, wenn der Lichtpuls mit steigender Laufzeit das Verschlußfenster verläßt. Die detektierte Energie hängt aber im gleichen Maße von der Reflektivität der vermessenen Oberfläche, dem Wirkungsgrad des Detektors und der Ausgangsleistung der Lichtquelle ab. Da die weiteren genannten Einflüsse nicht entfernungsabhängig sind, können sie leicht durch eine entfernungsunabhängige Referenzmessung mit lange geöffnetem Verschluß eliminiert werden, auf die das Laufzeitsignal bezogen wird (siehe Kapitel 5). Durch die synchrone Tiefenbildaufnahme können sehr hohe Meßraten erzielt werden, so erlaubt die hier vorgestellte Realisierung abhängig von der Repetitionsrate der Pulsquelle Bildraten von 2.000 bis maximal 20.000 Tiefenbilder pro Sekunde bei der Einzelpulsmessung [109].

Das Puls-Laufzeit-Meßverfahren ist prinzipiell geeignet für die Vermessung von Distanzen im Zentimeterbereich bis zum Kilometerbereich. Entsprechende Anwendungsbeispiele aus der Nautik und Luftfahrttechnik und Wetterradaranwendungen werden in [264] präsentiert.

A.4.2.2 Phasen-Laufzeitmessung mit AM Dauerträger

Bei der Laufzeitmessung mit amplitudenmoduliertem (AM) Dauerträger wird die Phase einer modulierten Lichtquelle nach Reflexion mit der Phase des Sendesignals verglichen. Aus der Phasenverschiebung kann wie bei den Interferometrischen Verfahren die Laufzeit und die Entfernung bestimmt werden [229]. Die Periodendauer des modulierenden Signals wird um Größenordnungen länger als die Periode der Lichtwelle gewählt, und das Verfahren ist so für die Erfassung großer Tiefenbereiche verglichen mit interferometrischen Verfahren geeignet.

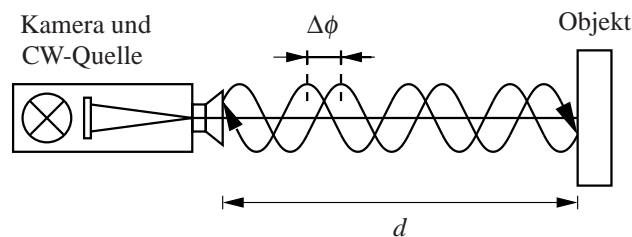


Abbildung A.10: Laufzeit-Meßverfahren mit Amplitudenmodulation

Die Abbildung A.10 verdeutlicht das Prinzip der Tiefenmessung. Eine amplitudenmodulierte Lichtquelle beleuchtet das Meßobjekt, und das zurückkehrende Licht wird von einem Sensor nahe bei der Quelle detektiert. Die gemessene Phasendifferenz $\Delta\phi$ des empfangenen Signals zum Sendesignal als Referenz ist proportional zur Entfernung $2d$ modulo (c/f_0) (siehe [30]):

$$d \bmod \frac{c}{f_0} = \Delta\phi \cdot \frac{c}{4\pi f_0} \quad (\text{A.8})$$

In der Gleichung ist c die Lichtgeschwindigkeit in Luft und f_0 die Modulationsfrequenz des Sendesignals.

Die Entfernungsmessung ist ohne weitere Maßnahmen nur für Entfernungen d kleiner als die halbe Wellenlänge der aufmodulierten Hüllkurve eindeutig. Der Eindeutigkeitsbereich kann durch die Nutzung mehrerer Modulationsfrequenzen erweitert werden oder durch das Zählen der Phasensprünge an kontinuierlichen Flächen mit Referenzpunkten bekannter Entfernung (vergleiche Kapitel A.4.1.1).

Die Tiefengenauigkeit des Verfahrens wird durch die zeitliche Genauigkeit der Phasendetektion und des Jitters des Modulators und Demodulators sowie lateral durch die Genauigkeit der Scannvorrichtung oder der Bildsensorauflösung bestimmt.

Die Laufzeit-Meßverfahren mit moduliertem Träger eignen sich ebenfalls wie die Puls-laufzeitverfahren zur Realisierung kompakter tiefenbildgebender Systeme.

In Realisierungen mit externen Photomischern wird das einfallende reflektierte Signal vor einem Bildsensor zum Beispiel mit einer Pockelszelle [84, 276, 83, 82, 276, 277, 224, 223] oder einem FTR-Modulator (FTR) [84, 276, 81, 80, 224, 223, 218] mit der Modulationsfrequenz gemischt. Ein konventioneller Bildsensor im integrierenden Betrieb dient als Detektor und über die Integrationsdauer (Verschlußöffnungszeit) als Tiefpaß. Das Ausgangssignal des Bildsensors ist Abhängig von der Phase und Amplitude des reflektierten Signals, es erfaßt aber auch das Hintergrundlicht und über die Amplitude des modulierten Signals die Oberflächenreflektivität. In mehreren Messungen kann der Einfluß des Hintergrundlichts und Oberflächenreflektivität eliminiert werden.

Integrierte Bildsensorlösungen mischen die photogenerierten Sekundärelektronen mit dem Referenzsignal zur synchronen Demodulation. In einer ersten Veröffentlichung wird eine Gegentaktdemodulation mit einem CCD-Array realisiert, bei dem jede zweite Pixelspalte mit einem Lichtschild bedeckt ist [190]. Synchron zum Modulations-takt werden die Ladungsnapfe im CCD-Array vor und zurück verschoben, so daß in der ersten Halbperiode des Modulationstaktes zum Beispiel die Ladungsnapfe mit ungeraden Spaltenindex dem einfallenden Licht exponiert sind und Photoladungsträger sammeln. In der zweiten Halbperiode werden die Napfe mit geradem Index die photogenerierten Ladungsträger sammeln. Mit diesem Konzept ist es möglich, Messungen über mehrere Modulationsperioden durchzuführen, um den Signal-Rauschabstand zu erhöhen, aber das Hintergrundlicht geht ebenfalls störend in die Messung ein.

In speziellen Bildsensoren, insbesondere zur Entfernungsmessung, wird dieser Ansatz zur Demodulation verfeinert. Die verschiedenen Realisierungen nutzen lineare CCD-Strukturen [138, 238] und aufwendigere Photo-Convolvergates [237] sowie integrierte elektrooptische differentielle und mehrphasige Photomodulatoren [276, 216, 167, 220, 226, 227, 239] zur Phasen- und Amplitudenmessung im Bildsensor.

Beispielsweise stellt Spirig in seiner Veröffentlichung [239] ein 4-Tap Photogate mit Dump-Gate als Lock-In CCD-Detektor (Log-In Pixel) zur Phasen und Intensitätsdetektion vor. Synchron zum Modulationssignal werden in vier Potentialnapfen Photoladungsträger q_{0-3} zu den Viertelperioden um 0° , 90° , 180° und 270° gesammelt. Nach der Integration über n Perioden läßt sich aus den gesammelten Photoladungen $q_{0,n}$ bis $q_{3,n}$ die Phase des Signals $\phi = \arctan(q_{0,n} - q_{2,n} / q_{1,n} - q_{3,n})$, die Amplitude des Signals $A = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{\delta}{\sin \delta \cdot \Delta t} \cdot \frac{q_{0,n} - q_{1,n}}{\sin \phi \cdot \cos \phi}$ und das Gleichsignal zum Beispiel durch die Hintergrundbe-

leuchtung $O = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{q_{0,n} + q_{1,n} + q_{2,n} + q_{3,n}}{4 \cdot \Delta t}$ ermitteln. Dabei sind η die Quanteneffizienz des Detektors und $\delta = \pi \delta t / T$ mit der Modulationsperiode T und der Integrationsdauer Δt .

In den Photomodulatoren [276, 216, 167, 220, 226, 227] wird das Konzept der CCD-Strukturen insofern abgewandelt, als daß zur synchronen Demodulation nicht die Potentialnöpfe verschoben werden, sondern die Driftbewegung der photogenerierten Ladungsträger zu verschiedenen Potentialnöpfen unter einem Lichtschild gesteuert wird.

Eine erste Realisierung, beruhend auf dem Prinzip des Photomodulators [167], erreicht bei 10-150cm Reichweite und einer Sekunde Integrationsdauer bei 10MHz Modulationsfrequenz eine Genauigkeit von 5cm. Weitere Realisierungen auf diesem Prinzip sind in [84, 85, 98, 276] mit Tiefenaufösungen bis in den Sub-Zentimeterbereich beschrieben.

Kamerarealisierungen beruhend auf dem Lockin-Pixel werden in [153, 141, 144, 139, 143] vorgestellt. Diese Entfernungskameras erreichen bei 10Hz Bildwechselrate eine Reichweite von 7,5m und Auflösungen im Sub-Zentimeterbereich [141].

Alternativ wird auch der klassische Ansatz mit einem Stromschalter in Serie zu einer Photodiode als Mischer verfolgt. Eine erste Realisierung eines 64×64 -Pixel Arrays zur Tiefenmessung wird in [2] vorgestellt.

Ein besonderer Vorteil der integrierten Bildsensoren zur Entfernungsmessung ist die Möglichkeit, zugleich die Phasen- als auch die Amplituden- und Hintergrundlichtinformationen erfassen zu können. Das führt zu der Idee, das Laufzeit-Meßverfahren mit photometrischen Verfahren zur Tiefenrekonstruktion zu kombinieren und so die Tiefenauflösung weiter zu erhöhen. Entsprechende Konzepte werden in [114] untersucht.

A.4.2.3 Laufzeitmessung mit FM Dauerträger

Die Laufzeitmessung mit frequenzmoduliertem (FM) Dauerträger kann analog zur Phasen-Laufzeitmessung mit amplitudenmoduliertem Dauerträger realisiert werden [11]. Für integrierte Bildsensoren basierend auf diesem Meßprinzip eignen sich ebenfalls die im vorhergehenden Kapitel angesprochenen Login- und Photomodulationspixel [276].

Die Abbildung A.11 zeigt das Meßprinzip. Eine Quelle emittiert Licht, das direkt oder mit einem frequenzmodulierten Dauerträger $f_s(t)$ mit linear zeitabhängiger Änderung um die Mittenfrequenz $f_0 \pm \frac{\Delta f}{2}$ mit der Modulationsperiode T_m moduliert wird. Nahe bei dem Emitter wird das reflektierte Signal von einem Detektor aufgenommen

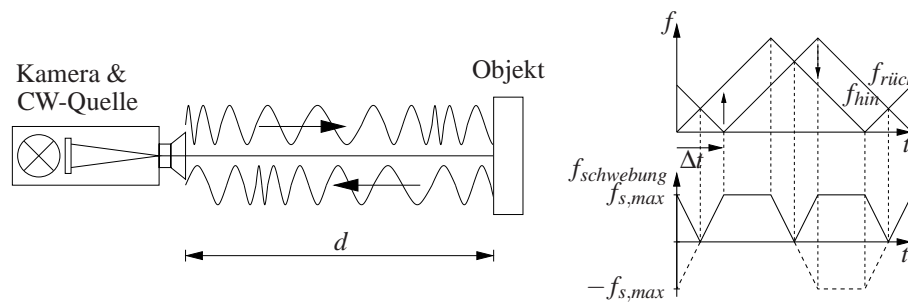


Abbildung A.11: Laufzeitmessung mit frequenzmoduliertem Dauerträger

und ebenfalls mit dem frequenzmodulierten Dauerträger gemischt. Die durchgemessene Entfernung d ist proportional zum maximalen Betrag der Schwebungsfrequenz $f_{max} = |f_s - f_r|_{max}$ des gemischten zurückkehrenden Signals $f_r(t) = f_s(t + \Delta t)$ mit dem ausgehenden Signal $f_s(t)$:

$$d = |f_s(t) - f_r(t)|_{max} \cdot \frac{c \cdot T_m}{4\Delta f} \quad (\text{A.9})$$

In der Gleichung ist c die Lichtgeschwindigkeit. Der Eindeutigkeitsbereich dieses Meßverfahren $d_{max} \leq \frac{1}{4}c \cdot T_m$ ist durch die Modulationsperiodendauer T_m definiert. Der Eindeutigkeitsbereich kann wie bei der Laufzeitmessung mit amplitudenmoduliertem Träger durch Zählen der Phasensprünge an kontinuierlichen Flächen reduziert, oder durch Erweiterung des Modulationsfrequenzbereichs zusammen mit der Modulationsperiode erweitert werden.

In der oben angegebene Veröffentlichung [11] aus dem Jahr 1986 wird beispielsweise ein Lidar mit direkt frequenzmodulierter Laserdiode vorgestellt, das bei einer Modulationsbandbreite von 40GHz auf Entfernungen bis zu 1,5m eine Genauigkeit von 4cm erreicht.

A.4.2.4 Laufzeitmessung mit Pulse-Code-Modulation

Die Realisierung der Laufzeitmessung mit Pulscode moduliertem Dauerträger entspricht den übrigen oben aufgeführten Verfahren mit moduliertem Dauerträger [221]. Die Technik gründet auf Pseudo-Noise Sequenzen, wie sie auch zur Triangulation im Global Positioning Satellite-System (GPS) eingesetzt werden.

Die Laufzeitmessung mit Pseudo-Noise Sequenzen erreicht dabei durch die hohe Puls-kompression der Autokorrelationsfunktion der Kodesequenzen eine hohe Genauigkeit

bei einem sehr weiten Eindeutigkeitsbereich, der durch die Kodesequenzdauer einzustellen ist. So wird in [53] die Einsetzbarkeit von Pseudo-Noise basierten optischen Meßverfahren mit einer Genauigkeit von 10^{-5} ($\approx 0.15\text{mm}$) für die Streckenvermessung auf 5m bis 15m verifiziert. Tieferegehende theoretische Untersuchungen und die Simulation eines "correlation LIDAR" finden sich zum Beispiel in [28, 29]

Die Realisierung tiefenbildgebender Systeme auf der Grundlage von Photomodulatoren wird in [34, 225] untersucht.

Anhang B

Optik

B.1 Raumwinkel

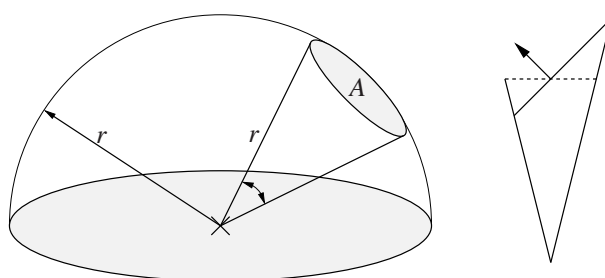


Abbildung B.1: Raumwinkel

Der Raumwinkel ist der kegelförmige Ausschnitt eines Raumes. Sein Betrag ist durch das ausgeschnittene Flächenstück aus der Einheitskugel konzentrisch zur Kegelspitze gegeben.

B.2 Größen und Konventionen der Optik

Strahlungsphysikalische oder radiometrische Größen		Lichttechnische oder photometrische Größen	
Bezeichnung	[Symbol] = SI-Einheit	Bezeichnung	[Symbol] = SI-Einheit
Strahlungsleistung, Strahlungsfluß	$[\Phi_e] = \text{W (Watt)}$	Lichtstrom	$[\Phi_v] = \text{lm}$ (Lumen)
Spektrale Strah- lungsflußverteilung	$[\Phi_{e\lambda}] = \frac{\text{W}}{\text{nm}}$		
Senderseitige Größen			
Strahlstärke	$[I_e] = \frac{\text{W}}{\text{sr}}$	Lichtstärke	$[I_v] = \text{cd} = \frac{\text{lm}}{\text{sr}}$ (Candela)
Spektrale Strahl- stärkeverteilung	$[I_{e\lambda}] = \frac{\text{W}}{\text{sr nm}}$		
Strahldichte	$[L_e] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{sr}}$	Leuchtdichte	$[L_v] = \frac{\text{cd}}{\text{m}^2}$
Spektrale Strahl- dichteverteilung	$[L_{e\lambda}] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{sr nm}}$		
Empfängerseitige Größen			
Bestrahlungsstärke	$[E_e] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$	Beleuchtungsstärke	$[E_v] = \text{lx} = \frac{\text{lm}}{\text{m}^2}$ (Lux)
Spektrale Bestrahlungsstärke- verteilung	$[E_{e\lambda}] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{nm}}$		
Bestrahlung	$[H_e] = \frac{\text{J}}{\text{m}^2}$	Belichtung	$[H_v] = \text{lx s}$
Spektrale Bestrah- lungsverteilung	$[H_{e\lambda}] = \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \text{nm}}$		

Tabelle B.1: Übersicht der radiometrischen und lichttechnischen Größen, entnommen aus [47]

B.3 Reflektivität verschiedener Materialoberflächen

Die folgende Tabelle gibt die relativen Reflektivitätswerte verschiedener diffus reflektierender Materialien mit lambertschen Charakter wieder (Quelle: Riegl [197]). Dabei entsprechen 100% Reflektivität einem ideal reflektierenden Körper mit der charakteristik eines lambertschem Strahlers (Siehe Kapitel 3.2).

Diffusely Reflecting Surface / Material	Reflectivity
Weißes Papier	up to 100%
Schnee	80-90%
Bierschaum	88%
Weißer Kalksandstein	85%
Kalkstein, Lehm	bis zu 75%
Zeitung, bedruckt	69%
Papiertaschentuch	60%
Laubbäume	typ. 60%
Nadelbäume	typ. 30%
Sand (trocken)	57%
Sand (feucht)	41%
Strand Sande, Wüstensande	typ. 50%
Rauhes Bossierholz (sauber)	25%
Beton, glatt	24%
Asphalt mit Rollsplitt	17%
Lava	8%
Schwarzes Neopren	5%
Schwarzwandige Reifen	2%

Tabelle B.2: Relative Reflektivität verschiedener diffus reflektierender Materialien für $\lambda \approx 900nm$, Daten entnommen aus [197]

Anhang C

Verzeichnisse

- Abbildungsverzeichnis
- Tabellenverzeichnis
- Abkürzungen
- Physikalische Konstanten
- Symbole und Formelzeichen
- Literaturverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

2.1	Übersicht optischer räumlicher Meßverfahren	16
2.2	Stereo-Abschattung	19
3.1	Relativer spektraler Hellempfindlichkeitsgrad nach DIN 5031	23
3.2	Richtcharakteristik eines Lambertstrahlers	24
3.3	Zum photometrischen Grundgesetz	25
3.4	Abbildungseigenschaften der Lochkamera	26
3.5	Abbildungseigenschaften der Linse	27
3.6	Defokussierung und Unschärfekreis	28
3.7	Aperturfunktion des 30×34-Pixel 3D-Bildsensors	33
3.8	Mikrolinse	36
3.9	Auswirkung von Interferenzeffekten auf die spektrale Empfindlichkeit	38
3.10	Aufbau und Prinzip des Halbleiterlasers	40
3.11	Longitudinale Modenspektren von Laserdioden	41
4.1	Darstellung der Rauschbandbreite eines Systems (Quelle [147])	46
4.2	Quantisierungsrauschen in der Digitalisierung	53
4.3	Einfacher RC-Tiefpaß mit einer weißen Rauschquelle	54
4.4	Photoanregung in Halbleitern	60
4.5	Lichtabsorption in Halbleitern	61

4.6	Absorptionskoeffizient in Halbleitern	63
4.7	Dämpfung	64
4.8	Schematische Darstellung der pn-Diode	65
4.9	Ersatzschaltbild der Photodiode	68
4.10	Schnittbild des MOS-Kondensators	71
4.11	Ersatzschaltbild des Kondensators	72
4.12	Aufbau von p- und n-MOS-Transistoren	74
4.13	Kleinsignalersatzschaltbild des MOS-FET	82
4.14	Vereinfachtes Kleinsignalersatzschaltbild des MOS-FET	82
4.15	Rauschersatzschaltbild des Transkonduktanzoperationsverstärkers	84
4.16	Schaltung und Rauschersatzschaltbild des Sourcefolgers	86
4.17	Prinzipielle Darstellung der korrelierten Doppelabtastung	90
4.18	Zeitkontinuierliche Entsprechung der korrelierten Doppelabtastung	92
5.1	Prinzipieller Systemaufbau zur Laufzeitmessung	102
5.2	Sensoraufbau	103
5.3	3D-Bildsensorkonzepte	104
5.4	Laufzeitmessung mit Korrektur von Fehlern erster Ordnung	105
5.5	Laufzeitmessung unter Berücksichtigung additiver Fehler	108
5.6	Schemadarstellung des Meßsystems	113
5.7	Beschränkung des nutzbaren Meßbereichs	115
5.8	Bestrahlung des Sensors	119
5.9	Sonnenspektrum, Quelle: [56]	121
5.10	Relative Augen- und Sensorempfindlichkeit im Vergleich	123
5.11	Typischer Zeitverlauf des Laserpulses (Quelle [208])	128
5.12	Ausleuchtung der Oberfläche	136

5.13	n-Wannen/ p-Substrat pn-Photodiode	140
5.14	Photogate	142
5.15	Photomischer (Photonic Mixer Device)	142
6.1	Aufbau des 3D-Kamerasystems	148
6.2	Blockschaltbild des Kameramoduls	149
6.3	Erzeugung der Referenzspannungen	152
6.4	Erzeugung der Referenzströme	153
6.5	Ausleseverstärker und Analog-Digital-Wandler	155
6.6	Vereinfachtes Rauschersatzschaltbild der Ausleseschaltung	156
6.7	Blockschaltbild der Sensorsteuerung	158
6.8	Die 3D-Kameraplatine in Rück- und Frontansicht (ohne 3D-Bildsensor)	160
6.9	Aufbau des 3D-Kamerasystems	161
6.10	Blockdarstellung der Fehlerkorrektur der Entfernungskennlinie	165
7.1	Sensorkonzept der 32-Pixel und 14-Pixel 3D-Zeilensensoren	170
7.2	Schaltung der Sensorzelle des 32- und 14-Pixel Zeilensensors	176
7.3	Timing der Sensorzelle des 32- und 14-Pixel Zeilensensors	179
7.4	Rauschersatzschaltbild der 32- und 14-Pixel Zeilensensoren	184
7.5	Vereinfachtes Rausch-ESB der 32- und 14-Pixel Zeilensensoren	185
7.6	Architektur der 14- und 32-Pixel Zeilensensoren	201
7.7	IC-Photos der 1×32- und 1×14-Pixel Zeilensensoren	203
7.8	Abstandskurve des 14-Pixel Zeilensensors, unkalibriert	207
7.9	Abstandsmessung mit dem 14-Pixel Zeilensensor, kalibriert	208
7.10	Abstandsmessung mit dem 14-Pixel Zeilensensor, variable Mittelung	210
7.11	Konzept des 2×32-Pixel 3D-Zeilensensors	212
7.12	Schaltung der Sensorzelle des 2×32-Pixel Zeilensensors	214

7.13	Timing der Sensorzelle des 2×32 -Pixel Zeilensensors	216
7.14	Rauschersatzschaltbild des 2×64 -Pixel Sensors	220
7.15	Architektur des 2×32 -Pixel Zeilensensors	225
7.16	Takt-Synchronisation	226
7.17	IC-Photo zweier 2×32 -Pixel Zeilensensoren	227
7.18	Übertragungscharakteristik bei Mittelung, 2×32 -Pixel Sensorzeile . .	229
7.19	Tiefenkarte, aufgenommen mit dem 2×32 -Pixel Zeilensensor	231
7.20	Konzept der Sensorzelle des 3D-Bildsensors	234
7.21	Schaltung der Sensorzelle des 34×30 -Pixel Bildsensors	236
7.22	Timing der Sensorzelle des 34×30 -Arrays	237
7.23	Blockschaltbild des 34×30 -Pixel 3D-Sensorarrays	245
7.24	Chippfoto des 34×30 -Pixel Bildsensors	247
7.25	Abstandsmessung mit dem 34×30 -Pixel Array	249
A.1	Schichtbildkonstruktion - Parallaxische Verschiebung	258
A.2	Koronare Tomographie: Radon Transformation	259
A.3	Stereobild-Meßverfahren	262
A.4	Aktive Triangulationsverfahren	267
A.5	Moiré-Verfahren	272
A.6	Fokussierung	274
A.7	Entstehung der formabhängigen Intensitätsverteilung	275
A.8	Holographische Interferometrie	278
A.9	Laufzeit-Meßverfahren	281
A.10	Laufzeit-Meßverfahren mit Amplitudenmodulation	284
A.11	Laufzeitmessung mit frequenzmoduliertem Dauerträger	286
B.1	Raumwinkel	289

Tabellenverzeichnis

7.1	Technische Daten der 32-Pixel und 14-Pixel Zeilensensoren	209
7.2	Technische Daten des 2×32 -Pixel 3D-Sensors	232
7.3	Technische Daten des 34×30 -Pixel 3D-Bildsensors	250
B.1	Übersicht der radiometrischen und lichttechnischen Größen	290
B.2	Relative Reflektivität verschiedener Materialien	291

Abkürzungen

ADU	Analog D igital U umsetzer
CDS	Correlated D ouble S ampling
DAU	D igital A nalog U umsetzer
FMVSS	Federal M otor S afety S tandard R egulation
FPN	F ixed P attern N oise
FTR	F rustrated T otal R eflection
GPS	G lobal P ositioning S attelite- S ystem
LED	L ight E mitting D evice
LIDAR	L ight D etection a nd R anging
MTF	M odulations T ranfer F unktion
MZB	M aximalwert zulässiger B estrahlung
NEP	N oise E quivalent P ower
NHTSA	N ational H ighway T raffic S afety A dmistration, USA
OTA	O perational T ransconductance A mplifier
PMD	P hoto M isch D etektor / P hotonic M ixer D evice
RADAR	R adio D etection a nd R anging

Physikalische Konstanten

ϵ_0	$(8,85419 \pm 0,00002) \cdot 10^{-12}$	$\frac{\text{F}}{\text{m}}$	Dielektrische Feldkonstante
μ_0	$(4\pi \cdot 10^{-7})$	$\frac{\text{H}}{\text{m}}$	Magnetische Feldkonstante
c_0	$(299792456,2 \pm 1,1)$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
h	$(6,626196 \pm 0,000050) \cdot 10^{-34}$	J s	Planksches Wirkungsquantum
k_b	$(1,38054 \pm 0,00018) \cdot 10^{-23}$	$\frac{\text{J}}{\text{K}}$	Boltzmann-Konstante
m_e	$(9,109558 \pm 0,000054) \cdot 10^{-31}$	kg	Ruhemasse des Elektrons
q_e	$(1,6021917 \pm 0,0000070) \cdot 10^{-19}$	As	Ladung des Elektrons

Symbole und Formelzeichen

α	Winkel
α_λ	Absorptionskoeffizient
α_f	Funkelrauschexponent
β	Winkel
β_f	Funkelrauschexponent
β'	Vergrößerungsfaktor
β_n	Technologiespezifische Transistorkonstante
δ	Relativer Phasenunterschied zweier Lichtwellen
$\Delta\tau$	Überlappungszeit von Lichtimpuls und Verschlußzeitfenster
Δd	Entfernungsbereich
ΔE	Energiebandabstand, Energiequantum
Δf	Bandbreite
Δf_n	Rauschbandbreite
$\Delta f_{n,OP}$	Rauschbandbreite eines Operationsverstärkers
$\Delta f_{n,RC}$	Rauschbandbreite eines RC-Gliedes
$\Delta Q, \Delta q$	Ladungsdifferenz
Δf_{RC}	Bandbreite eines RC-Gliedes
ΔT	Zeitintervall

$\Delta U, \Delta u$	Spannungshub
ΔU_{C_C}	Spannungshub über den Koppelkondensator C_C
$\Delta U_{C_C, hg}$	Spannungshub über C_C durch Hintergrundlichtakquisition
$\Delta U_{C_S, hg}$	Spannungshub über C_S durch Hintergrundlichtakquisition
$\Delta U'_{hg,1,0}$	Mittelwert des Spannungshubs bei der Hintergrunderfassung
$\Delta U'_{hg,1,m}$	Spannungshub bei der m-ten Hintergrunderfassung
$\Delta U'_{hg,1}$	Spannungshub bei einer Hintergrunderfassung
$\Delta U'_{hg,2,0}$	Mittelwert des Spannungshubs bei der Hintergrunderfassung
$\Delta U'_{hg,2,m}$	Spannungshub bei der m-ten Hintergrunderfassung
$\Delta U'_{hg,2}$	Spannungshub bei einer Hintergrunderfassung
$U_{n,q}$	Effektivwert des Quantisierungsrauschens
ΔU_{pp}	Maximaler Eingangsspannungshub
$\Delta U'_{R,1,0}$	Mittlerer Spannungshub bei der Laufzeitmessung
$\Delta U'_{R,1,m}$	Spannungshub bei der m-ten Laufzeitmessung
$\Delta U'_{R,1}$	Spannungshub bei einer Laufzeitmessung
$\Delta U'_{R,2,0}$	Mittlerer Spannungshub der Messung optischer Verluste
$\Delta U'_{R,2,m}$	Spannungshub bei der m-ten Messung optischer Verluste
$\Delta U'_{R,2}$	Spannungshub bei einer Messung optischer Verluste
$\Delta U_{R,1}$	Spannungshub bei der Laufzeitmessung, ideal
$\Delta U_{R,2}$	Spannungshub bei der Messung optischer Verluste, ideal
$\Delta U_{R, hg}$	Spannungshub bei der Hintergrundlichtmessung, ideal
$\Delta U_{R, laser}$	Spannungshub bei der Messung von Laser- und Hintergrundlicht
$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r$	Dielektrische Konstante
ε_0	Dielektrische Feldkonstante

ε_n	Erlaubter relativer Fehler
ε_r	Permittivitätszahl
η_{optik}	Transmissionsfaktor der Optik
η_{ph}	Quantenwirkungsgrad
γ	Substratsteuerfaktor
γ_e	Eulerkonstante
\hat{H}	Maximum der Filterübertragungsfunktion
\hat{U}_S	maximaler Spannungssprung
λ_m	Kanalmodulationsfaktor
λ	Wellenlänge
λ_0	Bezugswellenlänge
$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$	Magnetische Permeabilität
μ_0	Magnetische Feldkonstante
μ_e	Elektronenbeweglichkeit (im Silizium)
μ_n	Mittelwert
μ_r	Permeabilitätszahl
ν	Frequenz (Licht)
ω	Kreisfrequenz
Ω_0	Einheitsraumwinkel von 1 Steradian
$\omega_{0,f}$	Kreisfrequenz, Betragsgleichheit des Funkel- und weißen Rauschens
ω_D	Periodendauer zwischen zwei Abtastungen
ω_{TP}	Tiefpaßeckfrequenz
$\phi_1 \dots \phi_{10}$	Steuersignale
ϕ_F	Fermipotential

$\Phi_{e,hg}$	Strahlungsfluß durch Hintergrundlicht
$\Phi_{e\lambda,ep}$	Spektrale Strahlungsflußverteilung des Hintergrundlichts
Φ_e	Lichtfluß / Strahlungsleistung
π	Kreiszahl
σ	Standardabweichung
σ^2	Varianz
τ	Beobachtungszeitraum, Zeitintervall
τ_0	Dauer des Lichtpulses
τ_Δ	Nichtüberlappungszeit zweier Steuersignale
τ_{blick}	Dauer eines Blicks
τ_{CDS}	Periodendauer der korrelierten Abtastung
τ_{diff}	Diffusionszeitkonstante
τ_D	CDS-Zyklusdauer zwischen zwei Abtastungen
τ_{err}	Schaltverzögerung
τ_f	Laufzeit oder Flugzeit des Lichtpulses
τ_{i0}	Minoritätsladungsträgerlebensdauer
τ_{int}	Integrationszeit
τ_{M4}	Aktivitätsdauer des 1. Sourcefolgers
τ_{M8}	Aktivitätsdauer des 2. Sourcefolgers
τ_{mess}	Beobachtungszeitraum
τ_{puls}	Pulsdauer
τ_{RC}	Zeitkonstante des RC-Tiefpaß
τ_{S1}, τ_{S2}	Schaltperioden 1 und 2
τ_{shut}	Verschlußöffnungszeit

ξ	Isentropenkoeffizient, Adiabatenexponent
$\sqrt{u_{n,ADU}^2}$	Eingangsbez. Rauschspannung des Analog Digital Wandlers
$\sqrt{u_{n,aus}^2}$	Ausgangsbezogene Rauschspannung
$\sqrt{u_{n,f}^2}$	Funkelrauschspannung
$\sqrt{u_{n,f,aus}^2}$	Ausgangsbez. Rauschspannung durch Funkelrauschbeiträge
$\sqrt{u_{n,f,aus}^2}$	Funkelrauschspannung am Sensorausgang
$\sqrt{u_{n,ges}^2}$	Gesamte Rauschspannung des Systems
$\sqrt{u_{n,gesamt,aus}^2}$	Gesamte Rauschspannung am Sensorausgang
$\sqrt{\Delta u_{nhg,1}^2}$	Mittlerer Mittelwertfehler der Hintergrundlichtmessung
$\sqrt{\Delta u_{nhg,1,i}^2}$	Mittelwertfehler der i -ten Hintergrunderfassung
$\sqrt{\Delta u_{nhg,2}^2}$	Mittlerer Mittelwertfehler der Hintergrundlichtmessung
$\sqrt{\Delta u_{nhg,2,i}^2}$	Mittelwertfehler der i -ten Hintergrunderfassung
$\sqrt{u_{n,ph,aus}^2}$	Quantenrauschspannung am Sensorausgang
$\sqrt{u_{n,ph,PD}^2}$	Photogenerierte Rauschspannungsdichte an der pn-Photodiode
$\sqrt{\Delta u_{nR}^2}$	Rauschspannung
$\sqrt{\Delta u_{nR,1}^2}$	Mittlerer Mittelwertfehler der Laufzeitmessung
$\sqrt{\Delta u_{nR,1,i}^2}$	Mittelwertfehler der i -ten Laufzeitmessung
$\sqrt{\Delta u_{nR,2}^2}$	Mittlerer Mittelwertfehler der Messung optischer Verluste
$\sqrt{\Delta u_{nR,2,i}^2}$	Mittelwertfehler der i -ten Messung optischer Verluste

$\sqrt{u_{n,th}^2}$	Thermische Rauschspannung
$\sqrt{u_{n,th,aus}^2}$	Thermisch generierte Rauschspannung am Sensorausgang
$\sqrt{u_{n,w,aus}^2}$	Ausgangsbezogene eff. Rauschspannung durch weiße Rauscheffekte
$\sqrt{u_{n,w,ein}^2}$	Eingangsbezogene eff. Rauschsp. durch weiße Rauscheffekte
$\sqrt{i_{n,th,ds}^2}$	Effektiver thermischer Drain Rauschstrom
$\sqrt{i_{n,ph}^2}$	Photogenerierter Rauschstrom
A_1, A_2	Flächenelemente
A_D	Diodenfläche
$a_n(t)$	Mittelwertfreie Zeitfunktion eines Rauschprozesses
A_{ep}	Fläche der Eintrittspupille
A_{of}	Oberflächenelement
A_{PD}	Effektive Photodiodenfläche
A_{sens}	Flächenelement des Sensors
b	Bildweite
b	Pixelbreite
b_x, b_y	Aktive Pixelabmessung in x-Richtung / y-Richtung
C	Kapazität
c	Lichtgeschwindigkeit im Medium
C_4	Korrekturfaktor aus Tabelle 6, Seite 54 der Normschrift [48]
C_6	Korrekturfaktor aus Tabelle 6, Seite 54 der Normschrift [48]
C_7	Korrekturfaktor aus Tabelle 6, Seite 54 der Normschrift [48]
C_C	Kapazität des Koppelkondensators

C_{FB}	Kapazität des Rückkoppelkondensators
C_g	Gatekapazität
C_L	Kapazität des Lastkondensators
C_L^*	Wirksame Lastkapazität
$C_{L,1}$	Kapazität des Lastkondensators
$C_{L,2}$	Kapazität des Lastkondensators
$C_{L,eff}$	Effektive Lastkapazität
$C_{L,ext}$	Kapazität des externen Lastkondensators
$\text{comb}(x)$	Kammfunktion (Dirac-Stoßfolge)
C'_{ox}	Kapazitätsbelag des Gates
C_{PD}	Kapazität einer Photodiode
$C_{RLZ,0}$	Sperrschichtkapazität bei einem Spannungsabfall von 0V
C_{RLZ}	Sperrschichtkapazität
C_S	Kapazität Speicherkondensator
$c_{s,gas}$	Schallgeschwindigkeit in Gasen
d	Entfernung
d_0	Bezugsstrecke
$d\Phi_{e,of,puls}$	Differentieller Strahlungsfluß durch ein Oberflächenelement
dA_{of}	Differentielles Oberflächenelement
d_b	Beugungsrindendurchmesser 1. Ordnung
D_{ep}	Durchmesser der Eintrittspupille
d_{max}	Gegenstandsentsfernung zu Kamera und Lichtquelle
D_n	Diffusionskonstante der Elektronen
d_n	Entfernungsfehler zur Kamera

D_p	Diffusionskonstante der Löcher
d_s	Schichtdicke
d_u	Tollerierbarer Unschärfekreis
E	Urspannung berücksichtigt multiplikative (Steigungs-) Fehler
$\tilde{E}_{\lambda,hg}$	Flächenleistungsichte des Hintergrundlichts bezogen auf λ
$\tilde{E}_{e,R,hg}$	Hintergrundlicht bezogen auf die Laserwellenlänge
$E_{e\lambda}$	Spektrale Bestrahlungsstärke
$E_{e\lambda,R,laser}$	Spektrale Bestrahlungsstärke durch den Laser
E_A	Energieniveau der Akzeptoren
E_D	Energieniveau der Donatoren
E_e	Bestrahlungsstärke
$E_{e,0}$	Bestrahlungsstärke durch die Pulslichtquelle
$E_{e\lambda,S}$	Solare spektrale Strahldichteverteilung
$E_{e,hg}$	Bestrahlungsstärke durch die Hintergrundbeleuchtung
$E_{e,MZB,Pulsfolge}$	Maximal zulässige Bestrahlungsstärke durch einen Einzelpuls
$E_{e,of,puls}$	Pulsbestrahlungsstärke an der Oberfläche
$E_{e,R,laser}$	Bestrahlungsstärke durch den Laser
$E_{e,R,puls}$	Bestrahlungsstärke des Sensors durch die Pulsbeleuchtung
$E_{e,R}$	Bestrahlungsstärke an der Sensoroberfläche
$E_{e,sens}$	Bestrahlungsstärke des Sensors
$E_{e,S}$	Solarkonstante
E_F	Fermienergieniveau
E_g	Energiebandabstand

e_n	Spektrale Rauschspannungsdichte
$e_{n,th}$	Weißes spektrale Rauschspannungsdichte am Widerstand R
E_L	Energieniveau des Leitungsbandes
E_{ph}	Energie eines Photons
E_V	Energieniveau des Valenzbandes
f	Frequenz, Repetitionsrate
$F_{aus}(f_x, f_y)$	Signalmodulation am Ausgang
f_b	Brennweite
f_c	obere Grenzfrequenz des Funkelrauschens
F_e	Stellvertretend für eine radiometrische Größe
$F_{e\lambda}$	Stellvertretend für eine spektrale radiometrische Größe
f_N	Nyquist-Frequenz
f_o	obere Bandbegrenzung
f_t	Transitfrequenz
f_u	untere Bandbegrenzung
f_s	Abtastfrequenz
F_v	Stellvertretend für lichttechnische Größe
f_x, f_y	Ortsfrequenzen in x- und y-Richtung
$F_{ein}(f_x, f_y)$	Signalmodulation am Eingang
f_{puls}	Pulsfrequenz
G	Ohm'scher Leitwert
g	Gegenstandsweite
G_λ	Generationsrate
g_λ	Relative Generationsrate

g_f	Fernste scharf abgebildete Gegenstandsweite
g_m	Steilheit
g_n	Nächste scharf abgebildete Gegenstandsweite
g_{ds}	Ausgangsleitwert
g_m	Steilheit der OP-Eingangsdifferenzstufe
$g_{m,M}$	Transistorsteilheit
$g_{m,OP}$	Steilheit des Operationsverstärkers
g_{mb}	Transistor-Substratsteilheit
G_{opt}	Optische Übertragungsfunktion
h	Plank'sches Wirkungsquantum
$H(\omega)$	Übertragungsfunktion
$H(f_x, f_y)$	Aperturfunktion im Ortsfrequenzraum
$h(x, y)$	Aperturfunktion im Ortsraum
$H_{e,MZB,Pulsfolge}$	Maximal zulässige Pulsfolgenbestrahlung eines Einzelpulses
h_{geo,n_x,n_y}	Geometrische Apertur
$H_D(\omega)$	Übertragungsfunktion durch die zeitverzögerte Abtastung
$H_h(\omega)$	Übertragungsfunktion des Haltegliedes
$H_S(\omega)$	Übertragungsfunktion des Abtast-Hastegliedes
$H_{TP}(\omega)$	Übertragungsfunktion des Tiefpaß
$i(x, y)$	Abtastfunktion, Bildfunktion
I_0	Eingepägter Strom
I_0	Eingestrahlte Lichtintensität
I_{dark}	Dunkelstrom der Photodiode
i_{dark}	Dunkelstrom

I_{ds}	Drainstrom
I_e	Strahlstärke
$I_{e,0}$	Bezugsstrahlstärke
$I_{e,\lambda}$	Spektrale Strahlstärkeverteilung
I_{M4}	Biasstrom des Transistors M ₄
I_{M8}	Biasstrom des Transistors M ₈
$I_{n,dark}$	Effektivwert des Dunkelrauschstromes
$I_{n,f}$	Effektiver Rauschstrom durch Funkelrauschbeiträge
$I_{n,ges}$	Effektivwert des gesamten Rauschstroms
$I_{n,ph}$	Effektivwert des Photonenrauschstromes
$i_{n,ph}$	Photogenerierter Rauschstrom
$i_{n,s}$	Rauschstromdichte des Schrotrauschens
$I_{n,th}$	Effektivwert des thermischen Rauschstromes
$i_{n,th}$	Thermischer Rauschstrom
$i_{n,th}$	Thermisch generierter Dunkelrauschstrom
$I_{n,x}$	Effektivwert der n-ten Rauschstromquelle
I_n	Effektivwert des Rauschstroms
$I_{OP-Bias}$	Biasstrom des Operationsverstärkers
$I_{ph,hg}$	Photogenerierter Strom durch Hintergrundlicht
$I_{ph,laser}$	Photogenerierter Strom durch Laserbestrahlung
I_{ph}	Photostrom
$I_{ref}, I_{ref,x}$	Referenzstrom
I_t	Transmittierte Lichtintensität
j_n	Spektrale Rauschstromdichte

$j_{n,s}$	Rauschstromdichte des Schrotrauschens
k	Blendenzahl
k_b	Bolzmankonstante
K_f	Funkelrauschkoeffizient
k_f	MOS-Funkelrauschparameter
$K_{f,i}$	Strombezogener Funkelrauschkoeffizient
$K_{f,u}$	Spannungsbezogener Funkelrauschkoeffizient
k_g	Betrag des reziproken Kristallgittervektors
\vec{k}_g	Reziproker Kristallgittervektor
K_m	Lichttechnischer Bewertungsfaktor
k_{opt}	Optimal einzustellende Blendenzahl
L	Kanallänge der Eingangstransistoren
l	Anzahl der Verlustmessungen, über die gemittelt wird
L_n	Diffusionslänge der Elektronen im Halbleiter
L_p	Diffusionslänge der Löcher im Halbleiter
$L_{e,0}$	Einfallende Strahldichte
$L_{e,of}$	Strahldichte an einer Oberfläche
$L_{e,of,0}$	Strahldichte an einer Oberfläche, Bezugsgröße
$L_{e,of,puls}$	Pulsstrahldichte der reflektierenden Oberfläche
L_{eff}	Effektive MOS-Kanallänge
$l_{Resonator}$	Resonatorlänge
m	Anzahl der Entfernungsmessungen, über die gemittelt wird
m	Ordnung des Schwingungsmodus
m_c	Kapazitätskoeffizient

$M_1 \dots M_{23}$	MOS-Transistoren
$MTF(f_x, f_y)$	Modulationstransferfunktion
MTF_{sensor}	Modulationstransferfunktion des Bildsensors
N	Anzahl der Photonen
\bar{N}	Mittlere Photonenzahl
n	Mittelungsrate
\vec{n}	Flächennormale
n_1, n_2, n_a	Brechungsindex des aktiven Gebietes
N_A	Akzeptordichte
N_D	Donatordichte
n_{el}	Anzahl der Elektronen
n_i	Intrinsische Ladungsträgerdichte
n_{p0}	Elektronendichte im p-Gebiet im thermischen Gleichgewicht
n_{ph}	Anzahl der Photonen
$\{n_x, n_y\}$	Pixel-Index
p	Pixelpitch
$P(x)$	Wahrscheinlichkeit für das Ereignis x
P_{array}	Leistungsbedarf des Arrays
p_{n0}	Löcherdichte im n-Gebiet im thermischen Gleichgewicht
P_{pixel}	Leistungsbedarf pro Sensorpixel
q_e	Elementarladung
\mathfrak{R}	Responsivität
\mathfrak{R}_λ	Spektrale Responsivität
$\mathfrak{R}_{\lambda,aus}$	Ausgangsbezogene spektrale Responsivität des Pixels

\mathfrak{R}_{aus}	Ausgangsbezogene Responsivität des Pixels
R_g	Gas Konstante
R	Ohm'scher Widerstand
R_s	Reflexionsfaktor
R_b	Bahnwiderstand
rect	Rechteckfunktion
S	Empfindlichkeit der Photodiode (bez. Strom)
$s(x,y)$	Bildinformation / Sensorbestrahlung
S_λ	Spektrale Empfindlichkeit (bez. Strom)
$S_{1,2}$	Verbindungsstrecke zwischen den Punkten 1 und 2
S_i	Leistungsdichte des Rauschstroms
$S_{i,f}$	Spektrale Leistungsdichte des Funkelrauschstromes
$S_{i,th}$	Spektrale Leistungsdichte des thermischen Rauschstroms
$S_{n, \text{ein}}(\omega)$	Eingangsbezogene Rauschleistungsdichte
$S_{n,f}(\omega)$	Leistungsdichte des Funkelrauschens, spannungsbezogen
$S_{n,w}(\omega)$	Weißes Rauschleistungsdichte, spannungsbezogen
S_u	Rauschspannungsdichte
$S_{u,f}$	spektrale Leistungsdichte der Funkelrauschspannung
$S_{u,f}$	Spektrale Leistungsdichte des Funkelrauschens
$S_{u,OP}$	Rauschspannung des Operationsverstärkers
$S_{u,th}$	Spektrale Leistungsdichte des thermischen Rauschens
$S_{u,th,M}$	Thermische Rauschspannungsdichte des MOS-Transistors
$S_{u,th,OP}$	Thermische Rauschspannungsdichte des Operationsverstärkers
$S_{u,th,SF}$	Thermische Rauschspannungsdichte des Sourcefolgers

SNR	Signal zu Rausch-Verhältnis
T	Absolute Temperatur
T	Zeitdauer
T_s	Transmissionsfaktor
t	Zeit
t_1, t_2, \dots	Zeitpunkte
T_D	CDS-Zyklusdauer zwischen zwei Abtastungen
T_{CDS}	Zyklusdauer der korrelierten Doppelabtastung
U_0	Bezugsspannung
u_a	Ausgangsspannung
U_{aus}, u_{aus}	Ausgangsspannung der CDS-Stufe
U_C	Spannungsabfall über den Koppelkondensator
u_{C_S}	Spannung über dem Speicherkondensator
U_{dd}	Betriebsspannung
U_{ds}	Drain-Source-Spannung
u_e, u_{ein}	Eingangsspannung
U_{FB}	Spannungsabfall über den Rückkoppelkondensator
U_{gs}	Gate-Source-Spannung
$U_{hg,1}, U_{hg,2}$	CDS-Eingangsspannung bei Hintergrunderfassung
U_n	Effektivwert der Rauschspannung
u_n	Rauschspannung
$U_{n,ADU}$	Eingangsbezogene Rauschspannungsquelle des ADU
$u_{n,aus}$	Ausgangsrauschspannung der CDS-Stufe
$u_{n,f,aus}(\omega)$	Ausgangsrauschspannung durch Funkelrauschbeiträge

$u_{n,f,OP}(\omega)$	Funkelrauschbeiträge des Operationsverstärkers
$u_{n,f,SF}(\omega)$	Funkelrauschbeiträge des Sourcefolgers
$U_{n,f}$	Effektive Rauschspannung durch Funkelrauschbeiträge
$u_{n,f}$	Funkelrauschspannung
$U_{n,ges}$	Effektivwert der gesamten Rauschspannung
$U_{n,q}$	Effektivwert des Quantisierungsrauschens
$U_{n,Rx}$	Effektivwert der thermischen Rauschspannung am Widerstand x
$U_{n,th}$	Effektivwert der thermischen Rauschspannung
$u_{n,th}$	Thermische Rauschspannung
$u_{n,th,a,OP}$	Thermische Rauschspannung des OP
$u_{n,th,auslesen,OP}$	Thermische Rauschspannung des OP bei dem Auslesen
$u_{n,th,aus}$	Thermische Rauschspannung am Ausgang der CDS
u_{n,th,C_C}	Thermische Rauschspannung, auf C_C gespeichert
$u_{n,th,C_{FB}}$	Thermische Rauschspannung, auf C_{FB} gespeichert
$u_{n,th,C}$	Thermische Rauschspannung auf einem geschalteten Kondensator gespeichert
$u_{n,th,OP}$	Eingangsbezogene thermische Rauschspannung des Operationsverstärkers
$u_{n,th,over}$	Thermische Rauschspannung bei Mehrfachintegration
$u_{n,th,PD}$	Thermische Rauschspannung der Photodiode
$u_{n,th,SF}$	Thermische Rauschspannung des Sourcefolgers
$U_{n,x}$	Effektivwert der n-ten Rauschspannungsquelle
u_{nutz}	Nutzsignal
$U_{os,OP}$	Eingangsoffsetspannung des Operationsverstärkers
U_{PD}	Photodiodenspannung
U_q	Quantisierungsstufenweite bei der Digitalisierung

U_R, u_R	Eingangsspannung der CDS bei Pulsbeleuchtung
$u_{R,1}$	Eingangsspannung der CDS bei der Laufzeitmessung
$U_{R,2}$	Eingangsspannung der CDS bei Erfassung optischer Verluste
U_{ref}	Referenzspannung
$U_{ref,OP}$	OP-Referenzspannung
$U_{ref,PD}$	Resetpotential der Photodiode
U_{sb}	Source-Substrat-Spannung
U_{th}	Effektive Einsatzspannung mit Substrateffekt
$U_{th,0}$	Einsatzspannung
$V(\lambda)$	Relative Empfindlichkeit des menschlichen Auges, photopisch
$V'(\lambda)$	Relative Empfindlichkeit des menschlichen Auges, skotopisch
v_u	Gleichspannungsverstärkungsfaktor
v_B	Betriebsverstärkung
$v_{u,eq}$	Spannungsverstärkung
$v_{u,inv}$	Spannungsverstärkung des Inverters
W	Weite des MOS-Transistors
w_{RLZ}	Weite der Raumladungszone
x	Tiefe
$\{x, y\}$	Ortskoordinaten
x, y	Ortskoordinaten
y	Gegenstandsgröße
y'	Bildgröße

Literaturverzeichnis

- [1] AHLERS, R.-J. ; BREYER, K.-H. ; BRÜCKNER, P. ; DIEHM, A. L. ; DRESSLER, M. ; FRISCHKNECHT, A. ; GEMMAR, P. ; GODDING, R. ; GRAY, M. ; GRUNWALD, R. ; HÄUSLER, G. ; HOFELE, G. ; KOCH, K.-P. ; LANG, B. ; LENZ, R. ; LINSS, G. ; MALZ, R. ; NEHSE, U. ; RICHNER, L. ; SCHMALFUSS, H. ; SCHWARZMANN, P. ; SEITZ, P. ; TIZIANI, H. J. ; VOLK, D. ; WOLF, H. ; ZUMBRUNN, R. : *Das Handbuch der Bildverarbeitung [Medienkombination]: Methoden - Programme - Anwendungen*. Edition expertsoft, 39. Renningen : expert-Verlag, 2000
- [2] ANDO, S. ; KIMACHI, A. : Time-Domain Correlation Image Sensor: First CMOS Realization of Demodulator Pixels Array. In: *Proc. IEEE Workshop on CCD & AIS*. Karuizawa, Japan, 1999, S. 33–36
- [3] ANELLI, G. M.: *CONCEPTION ET CARACTERISATION DE CIRCUITS INTEGRÉS RESISTANTS AUX RADIATIONS POUR LES DETECTEURS DE PARTICULES DU LHC EN TECHNOLOGIES CMOS SUBMICRONIQUES PROFONDES*, Institut National Polytechnique de Grenoble, These pour obtenir le grade de Docteur de l'INPG, Dezember 2000
- [4] ARNOLD, K. ; ZIEMANN, A. ; RAABE, A. : Akustische Tomographie im Vergleich mit konventionellen Messungen der Temperatur und des Windes. In: *Österreichische Beiträge zur Metrologie und Geophysik, Wien* (2001), Nr. 27
- [5] ASCHBRENNER, N. : Das Sensible Auto. In: *Spektrum der Wissenschaft* (2002), Mai, S. 85
- [6] BAKER, S. ; SIM, T. ; KANADE, T. : When is the Shape of a scene Unique Given its Light-Field: A Fundamental Theorem of Stereo? In: *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 25 (2003), Januar, Nr. 1, S. 100–109

- [7] DE BAKKER, M. ; VERBEEK, P. W. ; STEENVOORDEN, G. K.: Smart PSD-array for sheet of light range imaging. In: *Proc. SPIE - Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Photography Applications*, 2000, S. 21–32
- [8] BAMJI, C. . *CMOS-Compatible three-dimensional image sensor IC*. US Patent: 6,323,942. November 2001
- [9] BAUDISCH, E. ; BECKER, T. : *Klinische Röntgendiagnostik*. Bd. Band 1: Grundlagen. Leipzig : Johann Ambrosius Barth, 1981
- [10] BENEKING, H. : *Praxis des elektronischen Rauschens*. Mannheim : Bibliographisches Institut AG, 1971
- [11] BENHEIM, G. ; FRITSCH, K. : Range finding using frequency-modulated laser diode. In: *Applied Optics* Bd. 25, 1986, S. 1439–1442
- [12] BERGH, C. F. ; KENNEDY, B. A. ; MATTHIES, L. H. ; JOHNSON, A. E.: A Compact, Low Power Two-Axis Scanning Laser Rangefinder for Mobile Robots. In: DR. RUCK, M. (Hrsg.): *Proc. of Mechatronics 2000: The 7th Mechatronics Forum International Conference*. Atlanta, Georgia (USA) : Elsevier Science Ltd, 2000
- [13] BESL, P. J.: Active, Optical Range Imager Sensors. In: *Machine Vision and Applications* 1 (1988), April, Nr. 2, S. 127–152
- [14] BLAIS, F. ; BERARDIN, J.-A. ; EL-HAKIM, S. : Range Error Analysis of an Integrated Time-of-Flight, Triangulation, and Photogrammetric 3D Laser Scanning System. In: *Proc. SPIE - Aerosense 2000* Bd. 4035 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 2000, S. 24–28
- [15] BLOOM, I. ; NEMIROVSKY, Y. : $1/f$ Noise Reduktion of Metal-Oxide-Semiconductor Transistors by Cycling from Inversion to Accumulation. In: *Applied Physics Letters* 58 (1991), April, S. 1664–1666
- [16] BOEHNLEIN, A. J. ; HARDING, K. G.: Adaption of a parallel architecture computer to phase-shifted moiré interferometry. In: *Proc. SPIE - Conference on Optics, Illumination, and Image Sensing for Machine Vision* Bd. 728, 1986, S. 132–146
- [17] BONN, M. . *Computer-Tomographie*. Script zum Seminar WS 1999/2000: Robotik in der Medizin, Universität Karlsruhe. 1999

- [18] BOREMAN, G. : The modulation transfer function (MTF) accounts for digital sampling effects during testing of system designed to image natural scenes. In: *oemagazine: The Spie's Magazine of Photonics Technologies and Applications* 1 (2001), August, Nr. 8, S. 48
- [19] BOVERIE, S. ; LE QUEHEC, J. M. ; DEVY, M. ; MENGEL, P. ; ZITTLAU, D. : 3D Preception for Vehicle Inner Space Monitoring. In: *Advanced Microsystems for Automotive Applications AMAA 2000*. Springer Verlag, 2000, S. 157–172
- [20] BOYER, K. L. ; KAK, A. C.: Color-Encoded Structured Light for Rapid Active Ranging. In: *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 9 (1987), Nr. 1, S. 14–28
- [21] BOYLE, W. S. ; SMITH, G. E.: Charge Coupled Semiconductor Devices. In: *Bell Systems Technical Journal* 49 (1970), S. 587–593
- [22] BRADY, D. J. ; RITTGERS, A. ; GALLACHIO, J. ; STACK, R. A. ; MORRISON, R. L.: Sensing, communications and processing budgets for tomographic distributed ground sensor arrays. In: CARAPEZZA, E. M. (Hrsg.) ; HINTZ, T. M. (Hrsg.): *Proc. SPIE - Unattended Ground Sensor Technologies and Applications II* Bd. 4040 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 2000, S. 49–54
- [23] BRAJOVIC, V. ; MORI, K. ; JANKOVIC, N. : 100frame/s CMOS Range Image Sensor. In: WUORINEN, J. H. (Hrsg.): *ISSCC International Solid-State Circuits Conference: Digest of Technical Papers* Bd. 44 IEEE, 2001, S. 256–257
- [24] BREITMEIER, U. ; DAUM, W. ; HÄUSLER, G. ; STADE, H. ; KÜCHEL, M. ; MOLLATH, G. ; NADEBORN, W. ; SCHLEMMER, H. ; SCHULZE-WILLBRENNING, B. ; SCHWARTE, R. ; SEIB, M. ; SOWA, P. ; STEINBICHLER, H. ; DEPPE, G.-J. O.: *Handbuch OF1: Verfahren für die optische Formerfassung*. DGZfP - Dutsche Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung e.V., 1995
- [25] BRETZ, E. A.: Delayed Arrival For U.S. Baggage Screening. In: *IEEE Spectrum* 32 (2002), Mai, Nr. 5, S. 16–19
- [26] BREUCKMANN, B. : *Bildverarbeitung und optische Meßtechnik in der industriellen Praxis: Grundlagen der 3D-Meßtechnik, Farbbildanalyse, Holographie und Interferometrie mit zahlreichen praktischen Applikationen*. M : Franzis-Verlag GmbH, 1993

- [27] Bundesanstalt für Arbeitsschutz und Arbeitsmedizin, BAuA: *Jahresbericht 2001-2002*. August 2003
- [28] BUNDSCHUH, B. ; SCHNEIDER, D. ; GRINDEL, M. ; BECKER, E. : Simulation of a Low Cost Correlation LIDAR. In: *Proc. 18th International Laser Radar Conference (ILRC96)*. Berlin, Juli 1996
- [29] BUNDSCHUH, B. O. ; SCHNEIDER, D. ; GRINDEL, M. : Feasibility Study of a Compact Low Cost Correlation LIDAR Using a Pseudo Noise Modulated Diode Laser and an APD in the Current Mode. In: *Proc. International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS96)*. Lincoln, Nebraska/USA, Mai 1996, S. 999–1001
- [30] BUNKE, H. ; JIANG, X. : *Dreidimensionales Computersehen: Gewinnung und Analyse von Tiefenbildern*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer Verlag, 1997
- [31] BUSSMANN, A. : *Charakterisierung und Optimierung elektrooptischer Bauelemente in Standard-CMOS-Prozessen*. Duisburg, Universität Duisburg-Essen, Ausgelegte Dissertation, Oktober 2004
- [32] BUSSMANN, A. ; SCHANZ, M. ; HOSTICKA, B. J.: Möglichkeiten der CMOS-Bildsensorik im Automobilbereich. In: *Bildverarbeitungssymposium 1999 Ostfildern*, 1999, S. 263–286
- [33] BUTLER, M. . *The Economic Case and Market Drivers for Linescan Imaging*. Internetpublikation: <http://www.machinevisiononline.org/public/articles/.../Butler2.PDF>. Juni 2001
- [34] BUXBAUM, B. ; SCHWARTE, R. ; RINGBECK, T. ; HESS, H. ; GROTHOF, M. : Pseudo-Noise-Laserradar zur schnellen 3D-Aufnahme auf Basis der PMD-Smart Pixel Technologie. In: *VDI Berichte* Bd. 1572. 2000, S. 49–58
- [35] CARRYHILL, B. ; HUMMEL, R. : Experiments with the intensity ratio depth sensor. In: *Computer Vision, Graphics, and Image Processing* 3 (1985), Februar, Nr. 32, S. 337–358
- [36] CASS, S. : Machine Vision Goes Real-Time. In: *IEEE Spectrum* (2002), Mai, S. 20

-
- [37] CHANG, J. ; ABIDI, A. ; VISWANATHAN, C. : Flicker noise in CMOS transistors from subthreshold to strong inversion at various temperatures. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 41 (1994), November, Nr. 11, S. 1965–1971
- [38] CHO, Z. H. ; JONES, J. P. ; SINGH, M. : *Foundations of Medical Imaging*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1993
- [39] CLINE, H. E. ; HOLIK, A. S. ; LORENSON, W. E.: Computer-Aided Surface Reconstruction of Interference Contours. In: *Applied Optics* 21 (1982), Nr. 24, S. 4481–4489
- [40] CLINE, H. E. ; LORENSON, W. E. ; HOLIK, A. S.: Automated Moiré Contouring. In: *Applied Optics* 21 (1982), Nr. 24, S. 4481–4489
- [41] CREATH, K. : Phase-Measurement Interferometry Techniques. In: WOLF, E. (Hrsg.): *Progress in Optics* Bd. XXVI. Elsevier Science Publishers B. V., 1988, S. 350–393
- [42] DÄNDLIKER, R. ; HUG, K. ; POLITCH, J. ; ZIMMERMANN, E. : High-Accuracy Distance Measurements with Multiple-Wavelength Interferometry. In: *Optical Engineering* 34 (1995), August, Nr. 8, S. 2407–2413
- [43] DE GROOT, P. ; DECK, L. : Surface profiling by analysis of white-light interferograms in the spatial frequency domain. In: *Journal of Modern Optics* 42 (1995), Nr. 2, S. 389–401
- [44] DIERICKX, B. ; SIMOEN, E. : The Decrease of “Random Telegraph Signal” Noise in Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistors when Cycled from Inversion to Accumulation. In: *Journal of Applied Physics* 71 (1992), Februar, Nr. 4, S. 2028–2029
- [45] DIERICKX, B. : CMOS Image Sensors for Industrial Vision. In: *1st Fraunhofer IMS Workshop: CMOS Imaging - From Technology to Application*. Duisburg : Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme, Mai 2002
- [46] DIERICKX, B. ; SCHEFFER, D. ; MEYNANTS, G. ; OGIERS, W. ; VLUMMENS, J. : Random addressable active pixel image sensors. In: *AEFPAC EUROOPTO96* Bd. 2950. Berlin, Oktober 1996, S. 10
- [47] DIN Deutsches Institut für Normung e.V.: *Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik*. DIN 5031, Teil 1. März 1982

- [48] DIN Deutsches Institut für Normung e.V. und VDE Verband der Elektrotechnik Elektronik Informationstechnik e.V.: *Sicherheit von Lasereinrichtungen Klassifizierung von Anlagen, Anforderungen und Benutzerrichtlinien*. DIN EN 60825-1; Klassifikation VDE 0837 Teil 1. November 2001
- [49] DOEMENS, G. : Schnelle optische 3D-Bilderfassung für den industriellen Einsatz. In: *VDI Berichte* (2000), Nr. 1572, S. 15–23
- [50] DOEMENS, G. ; MENGEL, P. : *Verfahren und Vorrichtung zur Aufnahme eines dreidimensionalen Abstandsbildes*. Patentoffenlegungsschrift: DE 198 33 207 A 1. Juli 1998. – Anmelder: Siemens (Anmeldetag: 23.7.1998)
- [51] DORN, R. J.: *A CCD BASED CURVATURE WAVEFRONT SENSOR FOR ADAPTIVE OPTICS IN ASTRONOMY*, Universität Heidelberg, Diss., November 2001
- [52] DOSTÁL, J. : *Operationsverstärker*. 2. durchgesehene Auflage. Berlin : VEB Verlag Technik, 1989. – (Originalausgabe: Jiří Dostál, *Operační zesilovače*, Praha, 1981)
- [53] DOWNING, E. ; TRAN, H. D. ; DEBRA, D. B.: Time-of-Flight Laser Ranging for Small Scale Metrology and Quiet Hydraulics for a Diamond Turning Machine. In: *Proc. of the NSF Design and Manufacturing Conference*. Atlanta, Ga, 1992, S. 1019–1025
- [54] DRESEL, T. ; HÄUSLER, G. ; VENZKE, H. : Three-dimensional sensing of rough surfaces by coherence radar. In: *Applied Optics* 31 (1992), März, Nr. 7, S. 919–925
- [55] E-O Devices: *Application Note AN-3: A Basic Time-of-Flight Pulsed Ranging System*. November 2002
- [56] EICHLER, H. ; GOGRECHT, H. ; HAHN, D. ; NIEDRIG, H. ; RICHTER, M. ; SCHOENEBECK, H. ; WEBER, H. ; WEBER, K. ; GOBRECHT, H. (Hrsg.): *Bergmann Schäfer - Lehrbuch der Experimentalphysik*. Bd. 3: *Optik*. 7. Auflage. Berlin, New York : Walter de Gruyter & Co., 1978
- [57] EINSTEIN, A. : Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt.
- [58] EINSTEIN, A. : Zur Theorie der Brownschen Bewegung. In: *Ann. Phys.* 19 (1906), S. 371–381

- [59] EINSTEIN, A. : Über die Gültigkeit des Satzes vom thermodynamischen Gleichgewicht und über die Möglichkeit einer neuen Bestimmung der Elementarquanten. In: *Ann. Phys.* 22 (1907), S. 569–572
- [60] ELKHALILI, O. : *Entwicklung von optischen 3D-CMOS-Bildsensoren auf der Basis der Pulslaufzeitmessung*. Duiburg, Universität Duisburg-Essen, Ausgelegte Dissertation, August 2004
- [61] Kap. Sensing People - A New Multimedia Project In: ELLERBROCK, T. : *Heinrich-Hertz-Institut - Report 2001*. Heinrich-Hertz-Institut für Nachrichtentechnik, 2001, S. 85
- [62] ENGELHARDT, K. : Methoden und Systeme der optischen 3-D Messtechnik. In: *Ingenieurvermessung 92: Beiträge zum XI. Internationalen Kurs für Ingenieurvermessung* Bd. 11. Zürich, September 1992, S. II 1/1–12
- [63] ENGELHARDT, K. : Optische 3D-Meßtechnik. In: *Technische Rundschau* 31 (1993), S. 44–51
- [64] ESPOSITOA, S. ; TOZZI, A. ; FERRUZZI, D. ; CARBILLET, M. ; RICCARDI, A. ; FINI, L. ; VERINAUD, C. ; ACCARDO, M. ; BRUSA, G. ; GALLIENI, D. ; BIASI, R. ; BAFFA, C. ; BILIOTTI, V. ; FOPPIANI, I. ; PUGLISI, A. ; RAGAZZONI, R. ; RANFAGNI, P. ; STEFANINI, P. ; SALINARI, P. ; SEIFERT, W. ; STORM, J. : First Light Adaptive Optics System for Large Binocular Telescope. In: *Proc. SPIE* Bd. 4839 SPIE, 2003, S. 164–173
- [65] FERGUSON, S. A.: An Update on the Real-World Experience of Passenger Airbags in the United States. In: *4th International Symposium and Exhibition on Sophisticated Car Occupant Safety Systems*. Karlsruhe : Fraunhofer-Institut für Chemische Technologien, November 1998, S. 2–1 – 2–18
- [66] FOSSUM, E. R.: Active-pixel sensors challenge CCDs. In: *Laser Focus World* 17 (1993), Juni, S. 83–87
- [67] FOSSUM, E. R.: Active Pixels Sensors: Are CCD's Dinosaurs? In: *Proc. SPIE - Charged-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors* Bd. 1900 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 1993, S. 2–14
- [68] FUSIELLO, A. ; TRUCCO, E. ; VERRI, A. : A compact algorithm for rectification of stereo pairs. In: *Machine Vision and Applications* 12 (2000), S. 16–22

- [69] GAO, Y. ; HO, X. ; GONG, Y. : Radon Transform Iteration Based On Beam-Deflection Optical Tomography. In: SONG, F. (Hrsg.) ; CHEN, F. (Hrsg.) ; HUNG, M. Y. Y. (Hrsg.) ; SHANG, H. M. (Hrsg.): *Proc. SPIE - Optical Measurement and Nondestructive Testing: Techniques and Applications* Bd. 4221 SPIE, The International Society for Optical Engineering, S. 274–278
- [70] GIERKINK, S. L. J. ; KLUMPERINK, E. A. M. ; TUIJL, E. v. ; NAUTA, B. : Reducing MOSFET 1/f Noise and Power Consumption by “Switched Biasing“. In: *Proceedings of the 1999 European Solid-State Circuits Conference*. Duisburg, September 1999, S. 154–157
- [71] GOODMAN, J. W.: *Introduction to Furrier Optics*. New York : McGraw-Hill Book Company, INC., 1996
- [72] GOSER, K. : *Eltex, Studentexte Elektrotechnik*. Bd. Teil 1: Vom Transistor zur Grundschaltung: *Großintegrationstechnik*. Heidelberg : Hütig Buch Verlag Heidelberg GmbH, Januar 1990
- [73] GRAY, P. R. ; MEYER, R. G.: *Analysis and Design of Analog Integrated Circuits*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1993
- [74] GREGORIAN, R. ; TEMES, G. C.: *Analog Integrated Circuits for Signal Processing*. 3. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1986
- [75] GRUSS, A. ; CARELY, L. R. ; KANADE, T. : Integrated sensor and range-finding analog signal processor. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 26 (1991), März, Nr. 3, S. 184–191
- [76] HANCOCK, J. ; LANGER, D. ; HEBERT, M. ; SULLIVAN, R. ; INGIMARSON, D. ; HOFFMANN, E. ; METTENLEITER, M. ; FROEHLICH, C. : Active Laser Radar for High-Performance Measurements. In: *Proceedings of the 1998 IEEE International Conference on Robotics & Automation*. Leuven, Belgium, Mai 1998, S. 1465–1470
- [77] HARDIN, W. . *Sensors Help Make Air Bags Safer*. Internetpublikation: <http://www.machinevisiononline.org>. Februar 2002
- [78] HECHT, E. : *Optik*. Boston : Addison-Wesley, 1989
- [79] HECHT, J. (Hrsg.): *The Laser Guidebook*. 2. New York : McGraw-Hill Book Company, INC., 1992

- [80] HEINOL, H. ; SCHWARTE, R. ; XU, Z. ; NEUHAUS, H. ; LANGE, R. : First Experimental Results of a New 3D-Vision System Based on RF-Modulation Interferometry. In: *Kongreßband OPTO Optische Meßtechnik und Sensorik 1996*. Leipzig, 1996, S. 67–72
- [81] HEINOL, H. ; XU, Z. ; SCHWARTE, R. : Electro-optical correlatin arrangement for fast 3D cameras: properties and facilities of the electro-optical mixer device. In: *Proc. SPIE - Conference on Sensors, Sensor Systems, and Sensor Data Processing* Bd. 3100 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 1997, S. 254–260
- [82] HEINOL, H. ; XU, Z. ; SCHWARTE, R. ; LOFFELD, O. : New optical 2D modulators of large aperure for 3D-vision systems. In: *Proc. SPIE - Design and Engineering of Optical Systems* Bd. 2774 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 1996, S. 293–300
- [83] HEINOL, H. ; XU, Z. ; SCHWARTE, R. ; LOFFELD, O. : A New Optical 2D-Modulator Jacketed in Rotational Plastic-optics. In: *SPIE Proc. Design, Fabrication, and Precision Plastic Optics* Bd. 2600. Philadelphia, Dezember, S. 166–173
- [84] HEINOL, H. G.: *Untersuchung und Entwicklung von modulationslaufzeitbasierten 3D-Sichtsystemen*, Universität Siegen, Diss.
- [85] HEINOL, H. G. ; SCHULTE, J. ; KLEUVER, W. : Objekterfassung mit Intelligenz – “Smart Optical Sensor” revolutioniert die industrielle Bildverarbeitung. In: *Elektronik* (2001), Nr. 9, S. 60–64
- [86] HEINZ, G. : Eine Kamera, die „Lärm“ sieht, Innovationspreis Berlin-Brandenburg 2003 für die GFal. In: *Adlershof Aktuell* (2004), Januar
- [87] HENKIES, A. : *Entwurf und Optimierung fremddlichttoleranter Tiefenkamerasysteme auf der Basis indirekter Lichtlaufzeitmessung*. Duisburg, Universität Duisburg-Essen, Diss., Juli 2004
- [88] HERBIG, G. P. *Stereofotografie heute*. Internetpublikation: <http://www.herbig-3d.de>
- [89] HERMANN, A. : *Weltreich der Physik: Von Galilei bis Heisenberg*. Esslingen am Neckar : Bechte Verlag, 1980

- [90] HILL, M. : *Physics of Semiconductor Devices*. 2. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1981
- [91] HOFFMANN, K. : *VLSI-Entwurf : Modelle und Schaltungen*. 2. Auflage. M : R.Oldenbourg Verlag, 1993
- [92] HOLLOWELL, W. T. ; SUMMERS, L. ; RAINS, G. C.: The Need for Advanced Air Bag Technology. In: *4th International Symposium and Exhibition on Sophisticated Car Occupant Safety Systems*. Karlsruhe : Fraunhofer-Institut für Chemische Technologien, November 1998, S. 5–1 – 5–19
- [93] HOPKINSON, G. R. ; LUMB, D. : Noise reduction techniques for CCD image sensors. In: *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 15 (1982), S. 1214–1222
- [94] HORN, B. K. P.: *Shape from Shading: A Method for Obtaining the Shape of a Smooth Opaque Object from One View*, Department of Electrical Engineering; MIT, Diss., 1970
- [95] HOSTICKA, B. J. ; BROCKHERDE, W. ; WREDE, M. : Effects on the Architecture on Noise Performance of CMOS Operational Amplifier. In: *Proc. of the 6th European Conference on Theory and Design*. Berlin, u.a. : VDE Verlag, 1983, S. 238–241
- [96] HOSTICKA, B. J. ; BROCKHERDE, W. ; BUSSMANN, A. ; HEIMANN, T. ; JEREMIAS, R. ; KEMNA, A. ; NITTA, C. ; SCHREY, O. : CMOS Imaging for Automotive Applications. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 50 (2003), Januar, Nr. 1, S. 173–183
- [97] HUPPERTZ, J. : *2-D CMOS Bildsensorik mit integrierter Signalverarbeitung*. Duisburg, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, Dissertation, 2000
- [98] HUSSMANN, S. : *Schnelle 3D-Objektvermessung mittels PMD/CMOS-Kombizeilensensor und Signalkompressions-Hardware*. Siegen, Universität-Gesamthochschule Siegen, Diss., Oktober 2000
- [99] I-To-I GmbH: *3D Depth and Motion Sensing*. September 2000. – Prospekt
- [100] IDAN, G. J. ; YAHAV, G. ; BRAUN, O. J. *Distance Measurement with a Camera*. International Patent: WO 00/19705. April 2000
- [101] IDAN, G. J. ; YAHAV, G. ; BRAUN, O. J. *3D Imaging System*. International Patent: WO 01/18563 A1. März 2001

- [102] IEE Automotive USA: *IEE Automotive Awarded GM Business for Occupant Classification System*. Februar 2002. – Pressemitteilung
- [103] IHARA, H. ; YAMASHITA, H. ; INOUE, I. ; YAMAGUCHI, T. ; NAKAMURA, N. ; NOZAKI, H. : A $3.7 \times 3.7 \mu\text{m}^2$ Square Pixel CMOS Image Sensor for Digital Still Camera Application. In: *ISSCC International Solid-State Circuits Conference: Digest of Technical Papers* IEEE, 1998, S. 182–183
- [104] IMS, F. : *Designmanual C0512M+*. 3.1. Duisburg: Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme, August 2001
- [105] IVP Integrated Vision Products Inc/AB: *3-D Vision System Measures 10,000 Profiles per Second with On-Chip Processing*. Februar 2002. – Prospekt
- [106] IVP Integrated Vision Products Inc/AB: *IVP-Ranger - High-Speed 3D Machine Vision*. 2002
- [107] JANSSON, C. ; INGELHAG, P. ; SVENSSON, C. ; FORCHHEIMER, R. : An Addressable 256x256 Photodiode Image Sensor Array with an 8-bit Digital Output. In: *Proceedings of the 1992 European Solid-State Circuits Conference*, 1992, S. 151–154
- [108] JANSSON, C. ; INGELHAG, P. ; SVENSSON, C. ; FORCHHEIMER, R. : An Addressable 256x256 Photodiode Image Sensor Array with an 8-Bit Digital Output. In: *Analog Integrated Circuits and Signal Processing* 4 (1993), S. 37–49
- [109] JEREMIAS, R. ; BROCKHERDE, W. ; DOEMENS, G. ; HOSTICKA, B. ; LISTL, L. ; MENGEL, P. : A CMOS Photosensor Array for 3D Imaging Using Pulsed Laser. In: WUORINEN, J. H. (Hrsg.): *ISSCC International Solid-State Circuits Conference: Digest of Technical Papers* Bd. 44 IEEE, 2001, S. 252–253, 452–453
- [110] JOHANNESSON, D. M. ; THORNGREN, H. : Advances in CMOS Technology Enables Higher Speed True 3D-Measurements. In: *Machine Vision* (1995)
- [111] JOHNSON, J. B.: The Schottky Effekt in Low Frequency Circuits. In: *Phys. Rev.* 26 (1925), S. 71–85
- [112] JOHNSON, J. B.: Thermal Agitation of Electricity in Conductors. In: *Phys. Rev.* 29 (1927), S. 367–368

- [113] JOHNSON, J. B.: Thermal Agitation of Electricity in Conductors. In: *Phys. Rev.* 32 (1928), S. 97–109
- [114] JUSTEN, D. : *Untersuchung eines neuartigen 2D-gestützten 3D-PMD-Bildverarbeitungssystems.* Siegen, Universität - Gesamthochschule Siegen, Diss., Januar 2001
- [115] KAISTO, I. ; KOSTAMOVAARA, J. ; MANNINEN, M. ; MYLLYLÄ, R. : Optical range finder for 1.5–10-m distances. In: *Applied Optics* 22 (1983), Oktober, Nr. 20, S. 3258–3264
- [116] KANADE, T. : Development of a Video-Rate Stereo Machine. In: *Proc. of 94 ARPA Image Understanding Workshop*, 1994, S. 549–558
- [117] KANADE, T. ; KANO, H. ; KIMURA, S. ; YOSHIDA, A. ; ODA, K. : Development of a Video-Rate Stereo Machine. In: *Proc. of 95 Int. Robotics and Systems Conference (IROS'95)* Bd. 3, 1995, S. 95–100
- [118] KANADE, T. ; YOSHIDA, A. ; ODA, K. ; KANO, H. ; TANAKA, M. : A Stereo Machine for Video-rate Dense Depth Mapping and Its New Applications. In: *Proc. of 15th Computer Vision and Pattern Recognition Conf. (CVPR)*, 1996
- [119] KANG, S. B. ; WEBB, J. A. ; ZITNICK, C. L. ; KANADE, T. : A Multibaseline Stereo System with Active Illumination and Real-Time Image Acquisition. In: *The fifth International Conference on Computer Vision* (1995), Juni, S. 88–93
- [120] KANSY, R. J.: Response of a Correlated Double Sampling Circuit to $1/f$ Noise. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* SC-15 (1980), Juni, Nr. 3, S. 373–375
- [121] KHETAN, R. P.: *The theory and application of projection moiré methods.* Stony Brook, New York, Department of Engineering Mechanics, State University of New York, Diss., 1975
- [122] KLEINFELDER, S. ; LIM, S. ; LIU, X. ; GAMAL, A. E.: A 10kframe/s $0.18\mu\text{m}$ CMOS Digital Pixel Sensor with Pixel-Level Memory. In: WUORINEN, J. H. (Hrsg.) ; OLIVARI, B. A. (Hrsg.): *ISSCC International Solid-State Circuits Conference: Digest of Technical Papers* Bd. 44 IEEE, 2001, S. 88–89
- [123] KLICKER, J. : *Ein zweidimensionales Triangulationsmeßsystem mit Online-Meßwertverarbeitung bei hoher Bildrate,* Universität-Gesamthochschule-Siegen, Diss., Juli 1992

- [124] KLUMPERINK, E. A. M. ; GIERKINK, S. L. J. ; WEL, A. P. v. ; NAUTA, B. : Reducing MOSFET 1/f Noise and Power Consumption by Switched Biasing. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 35 (2000), Juli, Nr. 7, S. 994–1001
- [125] KNOBLINGER, G. ; KLEIN, P. ; TIEBAUT, M. : A New Model for Thermal Channel Noise of Deep-Submicron MOSFETs and its Application in RF-CMOS Design. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 36 (2001), Mai, Nr. 5, S. 831–836
- [126] KOECHNER, W. : Optical Ranging System Employing a High Power Injection Laser Diode. In: *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems* AES-4 (1968), Januar, Nr. 1, S. 81–91
- [127] KOEZUKA, T. ; KAKIKNOKI, Y. ; NAKASHIMA, M. : High Speed Wide Area 3-D Vision System for PCB Inspection. In: *Fujitsu Scientific and Technical Journal* 26 (1990), April, Nr. 1, S. 16–25
- [128] KOPITZKI, K. ; HERZOG, P. (Hrsg.): *Einführung in die Festkörperphysik*. 3., durchgesehene Auflage. Stuttgart : B. G. Teubner, 1993 (Teubner Studienbücher, Physik)
- [129] KORIES, R. ; SCHMIDT-WALTER, H. : *Taschenbuch der Elektrotechnik: Grundlagen und Elektronik*. 1. Frankfurt am Main : Verlag Harri Deutsch, 1993
- [130] Krohne Messtechnik GmbH & Co. KG: *Einbau und Betriebsanleitung: LS 6250* S. V 2.0. August 2003
- [131] KRUMM, J. ; KIRK, G. : Video Occupant Detection for Airbag Deployment. In: *Fourth IEEE Workshop on Applications of Computer Vision*, 1998, S. 30–35
- [132] KRYMSKI, A. I. ; BOCK, N. E. ; TU, N. ; VAN BLERKOM, D. ; FOSSUM, E. R.: A High-Speed, 240-Frames/s, 4.1-Mpixel CMOS Sensor. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 50 (2003), Januar, Nr. 1, S. 130–135
- [133] KRYMSKI, A. I. ; TU, N. : A 9V/Lux, 5000-Frames/s, 512×512 CMOS Sensor. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 50 (2003), Januar, Nr. 1, S. 136–143
- [134] KÜCHEL, M. : Dreidimensionale Meßverfahren. In: *Bildverarbeitung'95: Forschungen, Entwickeln, Anwenden*. Ostfildern, November 1995, S. 315–348
- [135] KÜCHLING, H. : *Physik*. 19. VEB Fachbuchverlag Leipzig, 1989 (Nachschlagewerke für Grundlagenfächer)

- [136] KURZ, H. ; LEDER, O. : PC -based moiré or field studies on the human body surface. In: *SPIE Conference on Close-Range Photogrammetry Meets Machine Vision* Bd. 1395 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 1990, S. 1066–1074
- [137] LAKER, K. R. ; SANSEN, W. M. C. ; HOFFMAN, G. T. (Hrsg.) ; MORRIS, J. M. (Hrsg.): *Design of Analog Integrated Circuits and Systems*. 1st Edition. New York : McGraw-Hill Book Company, INC., 1994 (McGraw-Hill Series in Electrical and Computer Engineering)
- [138] LANGE, R. ; SEITZ, P. ; SCHWARTE, R. : Time-of-Flight Entfernungskamera in CMOS/CCD Technik mit pixelintegrierten Lock-in-Verstärkern. In: *Messen in der Fertigung: 3D-Meßtechnik in Produktion und Entwicklung*. Stuttgart, Oktober 1999 (Berichtsband: Fachtagung Optische Formerfassung 70), S. 271–280
- [139] LANGE, R. : *3D time-of-flight distance measurement with custom solid-state image sensors in CMOS/CCD-technology*. Siegen, Universität Siegen, Diss., Juni 2000
- [140] LANGE, R. ; SEITZ, P. : Real-Time Range Camera Based on a Novel Image with Demodulation Pixels. In: *SPIE's International Technical Group Newsletter* 10 (1999), S. 1–5
- [141] LANGE, R. ; SEITZ, P. : Seeing Distances - a fast Time-of-Flight 3D Camera. In: *Sensor Review* 20 (2000), Nr. 3, S. 212–217
- [142] LANGE, R. ; SEITZ, P. : Solid-State Time-of-Flight Range Camera. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 37 (2001), März, Nr. 3
- [143] LANGE, R. ; SEITZ, P. ; BIBER, A. ; SCHWARTE, R. : Time-of-Flight range imaging with a custom solid-state image sensor. In: *Proc. EUROPTO Conferece on Laser Metrology and Inspection* Bd. 3823. München, Deutschland, Juni 1999, S. 180–191
- [144] LANGE, R. ; SEITZ, P. ; BIBER, A. ; LAUXTERMANN, S. : Demodulation pixels in CCD and CMOS technologies for time-of-flight ranging. In: *Proc. SPIE - Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Photography Applications* Bd. 3965A. San Jose, USA, 2000, S. 177–188

- [145] Laser Components GmbH: *905nm Multi Quantum Well Strained InGaAs Pulsed Laser Diodes - PGA-Series*. 4. Oktober 2000
- [146] Laser Components GmbH: *Optoelectronic Components - Pulse Laser Module Serie iRLS, Pulse Laser Module Serie iRLM, Pulse Laser Transmitter iRLT*. 4. April 2004
- [147] LEACH, W. M. J.: Fundamentals of Low-Noise Analog Circuit Design. In: *Proceedings of the IEEE* Bd. 82 IEEE, 1994
- [148] LEE, D. ; KWEON, I. : A Novel Stereo Camera System by a Biprism. In: *IEEE Transactions on Robotics and Automation* 16 (2000), Oktober, Nr. 5, S. 528–541
- [149] LIEBER, A. J.: Nanosecond Gating of Proximity Focused Channel Plate Intensifiers. In: *The Review of Scientific Instruments* 43 (1972), Januar, Nr. 1, S. 104–108
- [150] LIU, T. G. ; CAI, H. Y. ; ZHANG, F. L. ; LESSARD, R. A. ; ZHANG, Y. M.: Photoelectric Automatic Focusing System Based on Interference. In: *Optics and Lasers in Engineering* 36 (2001), S. 345–353
- [151] LLOYD, J. M.: *Thermal Imaging Systems*. 3. New York : Plenum Press, 1982
- [152] LOINAZ, M. ; ACKLAND, B. : Video cameras: CMOS technology provides on-chip processing. In: *Sensor Review* 19 (1999), Nr. 1, S. 19–26
- [153] LUAN, X. : *Experimental Investigation of Photonic Mixer Device and Development of TOF 3D Ranging Systems Based on PMD Technology*. Siegen, Universität Siegen, Diss., November 2001
- [154] MALLOT, H. A. ; ARNDT, P. A. ; BÜLTHOFF, H. H.: A psychophysical and computational analysis of intensity-based stereo. In: *Biological Cybernetics* 75 (1996), S. 187–198
- [155] MANDL, W. : Visible Light Imaging Sensor with A/D Conversion at the Pixel. In: *Proc. SPIE - Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Photography Applications* Bd. 3649 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 1999, S. 2–13
- [156] MANKU, T. : Microwave CMOS-Device Physics and Design. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 34 (1999), Nr. 3, S. 277–285

- [157] MASANORIHARIYAMA ; LEE, S. ; KAMEYAMA, M. : Architecture of a high-performance stereo vision VLSI processor. In: *Advanced Robotics* 14 (2000), Nr. 5, S. 329–332
- [158] MASLOWSKI, P. : *Bestimmung des Rauschverhaltens von Bauelementen aus verschiedenen CMOS-Prozessen*. Duisburg, Gerhard-Mercator-Universität Gesamthochschule Duisburg, Diplomarbeit, November 1997
- [159] MC CARTHY, D. C.: Hands on the Wheel, Cameras on the Road. In: *Photonics Spectra* (2001), April, S. 78–82
- [160] MENGEL, P. ; DOEMENS, G. : *Verfahren und Vorrichtung zur Aufnahme eines dreidimensionalen Abstandsbildes*. Patentoffenlegungsschrift: DE 197 57 595 C 2. Juli 1999. – Anmelder: Siemens (Anmeldetag 23.12.1997)
- [161] MENGEL, P. ; DOEMENS, G. : *Verfahren und Vorrichtung zur Aufnahme eines dreidimensionalen Abstandsbildes*. Patentoffenlegungsschrift: WO 99/34235. Juli 1999. – Anmelder: Siemens (Anmeldetag: 14.11.1998)
- [162] MEYER, M. ; HODGES, M. . *Email Kommunikation mit Lasercomponents zum Lasermodul, Typ iRLS-0/80-030/060-4S12-A2-S10-11*. 12 2001
- [163] MINKOFF, J. : *Signals, Noise, & Active Sensors: RADAR, SONAR, LASER RADAR*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1992 (Wiley-Interscience Publication)
- [164] MINSKY, M. : Memoir on Inventing the Confocal Scanning Microscope. In: *Scanning* 10 (1988), S. 128–138
- [165] MINSKY, M. . *Microscopy apparatus*. US Patent 3013467. Anmeldung 1957, Erteilt 1961
- [166] MIURA, H. ; ISHIWATA, H. ; IIDA, Y. ; MATUNAGA, Y. ; SHYUNICHI, N. ; MORISITA, A. ; UMEKI, N. ; DOI, M. : A 100Frame/s CMOS Active Pixel Sensor for 3D-Gesture Recognition System. In: *ISSCC International Solid-State Circuits Conference: Digest of Technical Papers IEEE*, 1999, S. 142–143
- [167] MIYAGAWA, R. ; KANADE, T. : CCD-Based Range-Finding Sensor. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 44 (1997), Oktober, Nr. 10, S. 1648–1653
- [168] MOHAMMADI, S. ; PAVLIDIS, D. : A Nonfundamental Theory of Low-Frequency Noise in Semiconductor Devices. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 47 (2000), November, Nr. 11, S. 2009–2017

- [169] MOTCHENBACHER, C. ; FITCHEN, F. : *Low-Noise Electronic Design*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1973
- [170] MÜLLER, R. : *Rauschen*. 2. Berlin, Heidelberg, New York : Springer Verlag, 1990
- [171] NAGEL, R. : „Finger weg“! In: *GIT Sicherheit + Management* 10 (2001), September, Nr. 6, S. 72–73
- [172] National Highway Traffic Safety Administration (NHTSA): *Counts for Air Bag Related Fatalities and Seriously Injured Persons*. Januar 2001. – Internetpublikation: <http://www.nhtsa.dot.gov/people/ncsa/scripts.html>
- [173] NEZUKA, T. ; HOSHINO, M. ; IKEDA, M. ; ASADA, K. : A Position Detection Sensor for 3-D Measurement. In: *Proceedings of the 2001 conference on Asia South Pacific design automation*. Yokohama, Japan : ACM Press New York, USA, S. 21–22
- [174] NYQUIST, H. : Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. In: *Physical Review* 32 (1928), Juli, S. 110–113
- [175] ODA, K. ; TANAKA, M. ; YOSHIDA, A. ; KANO, H. ; KANADE, T. : A Video-Rate Stereo Machine And its Application to Virtual Reality. In: *Proceedings of the 1996 International Society for Photogrammetry and Remote Sensing Conference*, 1996
- [176] OSUGI, K. ; MIYAUCHI, K. ; FURUI, N. ; MIYAKOSHI, H. : Development of the scanning laser radar for ACC system. In: *Journal of the Society of Automotive Engineers of Japan Review* 20 (1999), S. 549–554
- [177] OTT, H. W.: *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems*. 2. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1993
- [178] OTTE, D. : Is There More Safety with the Airbag System in Real World Accidents? A Review of Injury Pattern of Car Occupants. In: *4th International Symposium and Exhibition on Sophisticated Car Occupant Safety Systems*. Karlsruhe : Fraunhofer-Institut für Chemische Technologien, November 1998, S. 4–1 – 4–14
- [179] PAAKKARI, J. : *On-line flatness measurement of large steel plates using moiré topography*, University of Oulu, Diss., Juni 1998

- [180] PALOJÄRVI, P. ; RUOTSALAINEN, T. ; KOSTAMOVAARA, J. : Integrated Opto-electronic Receiver for a Pulsed Time-of-Flight Laser Radar
- [181] PAPE, M. R. *Elektromagnetische Wechselwirkung von Photonen und Elektronen mit Materie*. Seminarvortrag zum Thema Experimentelle Methoden der Teilchenphysik. Dezember 2000
- [182] PARK, S.-B. ; TEUNER, A. ; HOSTICKA, B. J. ; TRIFTSHÄUSER, G. : An Interior Compartment Protection System Based On Motion Detection Using CMOS Imagers. In: *Proc. IEEE 1998 Int. Conf. on Intelligent Vehicles* IEEE, 1998, S. 297–301
- [183] PAULA, G. . *Sensors help make air bags safer*. Internetpublikation: <http://www.memagazine.org>. August 1997
- [184] PEASE, A. F.: Auf dem Weg zum intelligenten Verkehr. In: *Pictures of the Future* (2002), Frühjahr, S. 33–36
- [185] PELLEGRINI, B. : A general model of 1/f noise. In: *Microelectronics Reliability* Bd. 40, 2000, S. 1775–1780
- [186] PFEIFER, T. ; BOSBACH, C. : Laser-Lichtschnittverfahren; Ein Weg zur schnellen zwei- und dreidimensionalen Geometrieerfassung. In: *LaserOpto* 32 (2000), Mai, S. 67–69
- [187] PFEIFER, T. ; SOWA, P. : Optoelektronische Meßverfahren sichern die Produktqualität. In: *Optisches Messen von Länge und Gestalt: Manuskripte der Beiträge zum VDE/VDI Aussprachetag Optisches Messen von Länge und Gestalt*. 1994 (23), S. 1–18
- [188] PIMBLEY, J. M. ; MICHON, G. J.: The Output Power Spectrum Produced by Correlated Double Sampling. In: *IEEE Transactions on Circuits and Systems* 38 (1991), September, Nr. 9, S. 1086–1090
- [189] PLANAT, M. : A physical basis to Riemann hypothesis 1/f frequency noise. In: DOUBIS, D. M. (Hrsg.): *Proc. AIP 1999 Computing Anticipatory Systems: CASYS'99* American Institute of Physics, American Institute of Physics, 2000, S. 538–551
- [190] POVEL, H. ; AEBERSOLD, H. ; STENFLO, J. O.: Charge-coupled device image sensor as a demodulator in a 2-D polarimeter with a piezoelastic modulator. In: *Applied Optics* 29 (1990), März, Nr. 8, S. 1186–1190

- [191] PREVENT. *Preventive and Active Safety Applications Integrated Project Proposal*. Internetpublikation: <http://www.ertico.com/activiti/projects/prevent/>. Februar 2004
- [192] REISCH, M. : *Elektronische Bauelemente: Funktion Grundsaltungen, Modellierung mit SPICE; ein Lehrbuch und Nachschlagewerk zum Gebrauch neben Vorlesungen und in der beruflichen Praxis*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer Verlag, 1998
- [193] Reticon Corp.: *Solid-State Image Sensors 64 to 1872 elements RC1728H, RC1024H*. 1976. – Reticon Product Summary
- [194] REYNA, R. ; GIRALT, A. ; ESTEVE, D. : Head Detection Inside Vehicles with a Modified SVM for safer Airbags. In: *2001 Intelligent Transportation Systems Proceedings*. Oakland, CA, August 2001, S. 268–272
- [195] Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität: *Schutz vor Laserstrahlung*. Oktober 2004. – Internetpublikation: http://www.uni-bonn.de/Einrichtungen/.../Universitaetsverwaltung/Organisationsplan/Dezernat_4/Strahlenschutz/.../Sachgebiete/Laserstrahlung.html
- [196] RIEGL LASER MEASUREMENT SYSTEMS: *3D Laser Imaging Sensor, Datasheet*. März 2003
- [197] RIEGL LASER MEASUREMENT SYSTEMS: *Reflectivity of Various Surfaces/Materials, RIEGL General Information GI004*. November 2003. – Internetpublication: http://www.riegl.co.at/principles/e_gi004.htm
- [198] ROSENFELD, J. P. ; TSIKOS, C. J.: High-speed space encoding projector for 3D imaging. In: *Proc. SPIE - Conference on Optics, Illumination, and Image Sensing for Machine Vision* Bd. 28, 1986, S. 146–151
- [199] RÖTHLEIN, B. : Der Allrounder. In: *NEW WORLD, Das Siemens Magazin* (2001), S. 32–33
- [200] SARPESHKAR, R. ; DELBRÜCK, T. ; MEAD, C. A.: White Noise in MOS Transistors and Resistors. In: *IEEE Circuits and Devices* (1993), S. 23–29
- [201] SASSOV, A. : State of the art micro-CT. In: MEYER-ILSE, W. (Hrsg.) ; WARWICK, T. (Hrsg.) ; ATTWOOD, D. (Hrsg.): *Proc. AIP of the Sixth International Conference: X-Ray Microscopy*. Berkele, 2000, S. 515–520

- [202] SASSOV, A. ; DYCK, D. V.: Phase-Contrast Microtomography with Polychromatic Sealed Source. In: *Proc. AIP of the Sixth International Conference: X-Ray Microscopy*. Berkele, 2000, S. 521–524
- [203] SATO, K. ; INOKUCHI, S. : Three-Dimensional Surface Measurement by Space Encoding Range Imaging. In: *Journal of Robotic Systems* 2 (1985), Nr. 1, S. 27–39
- [204] SCHANZ, M. ; NITTA, C. ; BUSSMANN, A. ; HOSTICKA, B. J. ; WERTHEIMER, R. : A High Dynamic Range CMOS Image Sensor for Automotive Applications. In: *Proceedings of the 1999 European Solid-State Circuits Conference*, 1999, S. 246–249
- [205] SCHARF, A. : Sensitives Auto wird Realität. In: *VDI nachrichten, Stuttgart* (2001), Juni, Nr. 22, S. 41
- [206] SCHICKETANZ, P. : *Untersuchung von Technologien für Farbfilter und Mikrolinsen zur monolithischen Integration in CMOS-Fotosensorarrays*. Duisburg, Gerhard-Mercator-Universität - Gesamthochschule Duisburg, Diss., Juli 2000
- [207] SCHIEK, B. ; SIWERIS, H. J.: *Rauschen in Hochfrequenzschaltungen*. Heidelberg : Hüting Buch Verlag Heidelberg GmbH, 1990
- [208] SCHILLER, K. : *Charakterisierung und Optimierung von 3D-Bildsensoren*. Duisburg, Universität Duisburg-Essen, Diplomarbeit, Oktober 2003
- [209] SCHLEMMER, H. ; ZIEGLER, C. : Static and kinematic 3D-point-determination with a local positioning system. In: GRUEN, A. (Hrsg.) ; KAHMEN, H. (Hrsg.): *Optical 3-D Measurement Techniques: Applications in inspection, quality control and robotics* Bd. 3. Heidelberg : Weichmann, Oktober 1995
- [210] SCHMIDT, N. : 3D-Scannen und Digitalisieren für CAD, CAE und Qualitätsprüfung (CT-based 3D scanning and digitizing for CAD, CAE and Quality Inspection). In: *International Symposium on Computerized Tomography and Image Processing in Radiology*. Berlin, Germany, März 1999 (DGZfP Proceedings BB 67-CD), S. 159–163
- [211] SCHOBER, H. . *Optik*. Vorlesungsskript WS 2000 Technische Universität München. 2000
- [212] SCHRÖDER, G. : *Technische Fotografie: Grundlagen und Anwendungen in Technik und Wissenschaft*. Würzburg : Vogel-Verlag, 1981

- [213] SCHROEDER, W. ; FORGBER, E. ; RÖH, G. : Laser Range Camera Applications. In: *In Proceedings of the 5th ESA Workshop on Advanced Space Technologies for Robot Applications*. Noordwijk, The Netherlands, Dezember 1998
- [214] SCHROEDER, W. ; FORGBER, E. ; ESTABLE, S. : Scannerless laser range camera. In: *Sensor Review* 19 (1999), Nr. 4, S. 285–291
- [215] SCHUBERT, E. : *Mehrfarbkodierte Triangulationsverfahren zur topometrischen Erfassung und Vermessung von 3D-Objekten*. Siegen, Universität-GH Siegen, Diss., 1997
- [216] SCHWARTE, R. : Offenlegungsschrift des deutschen Patentamtes, DE 197 04 496 A1. 1998. – Anmeldetag: 7.2.1997, Offenlegungstag: 12.3.1998
- [217] SCHWARTE, R. ; ALLER, I. ; BAUMGARTEN, V. ; BUNDSCHUH, B. ; GRAF, W. ; HARTMANN, K. ; LOFFELD, O. : 2.1 Laserradar mit Impulslaufzeitmessung. In: ROGOS, J. (Hrsg.): *Intelligente Sensorsysteme in der Fertigungstechnik* Bd. 21. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York London Paris Tokyo Hong Kong, 1989
- [218] SCHWARTE, R. : Neuartiges 3D-Kamerakzept für höchste Schnelligkeit, Flexibilität und Präzision. In: *Bildverarbeitung 1995: Forschen, Entwickeln, Anwenden, Tagungsband des Symposiums*. Esslingen, November 1995, S. 355–364
- [219] SCHWARTE, R. : Pulslaufzeitmessung. In: *Handbuch OF1: Verfahren für die optische Formerfassung*. Berlin : DGZfP - Deutsche Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung e.V., 1995, S. 28–29
- [220] SCHWARTE, R. : Eine neuartige 3D-Kamera auf der Basis eines 2D-Gegentaktkorrelator-Arrays. In: *Symposium 'Aktuelle Entwicklungen und industrieller Einsatz der Bildverarbeitung'*. Aachen : MIT GmbH, September 1996, S. 111–117
- [221] SCHWARTE, R. ; HARTMANN, K. ; KLEIN, R. ; OLK, J. : Neue Konzepte für die industrielle 3D-Objektvermessung nach dem Laufzeitverfahren. In: *VDI/VDE GMA-Aussprachetag*. Düsseldorf, 1994, S. 93–106
- [222] SCHWARTE, R. ; HEINOL, H. ; BUXBAUM, B. ; RINGBECK, T. ; XU, Z. ; HARTMANN, K. : Principles of Three-Dimensional Imaging Techniques. In: *Handbook of Computer Vision and Applications*

- [223] SCHWARTE, R. ; HEINOL, H. ; XU, Z. : Ein neues schnelles, präzises und flexibles 3D-Kamerakzept mittels HF-modulierter, inkohärenter Beleuchtung – A New Fast, Precise and Flexible 3D-Camera Concept Using RF-Modulated and Incoherent Illumination. In: *SENSOR 1995: Kongressband*. Nürnberg : Wunstorf-Steinhude ACS Organisations GmbH, 1995, S. 177–182
- [224] SCHWARTE, R. ; HEINOL, H. ; XU, Z. ; HARTMANN, K. : An new active 3D-Vision system based on rf-modulation interferometry of incoherent light. In: *Proc. SPIE - Intelligent robots and computer vision XIV: algorithms, techniques, active vision* Bd. 2588 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 1995, S. 126–134
- [225] SCHWARTE, R. ; HEINOL, H. ; XU, Z. ; LI, J. ; BUXBAUM, B. : Pseudo-Noise (PN)-Laser Radar without Scanner for Extremely Fast 3D-Imaging and Navigation – Ein scannerloses PN-Laserradar für extrem schnelle 3D-Bildaufnahme und Navigation. In: *MIOP 1997 - Microwaves and Optronics*. Sindelfingen, 1997, S. 168–176
- [226] SCHWARTE, R. ; HEINOL, H. ; XU, Z. ; OLK, J. ; TAI, W. : Schnelle und einfache optische Formerfassung mit einem neuartigen Korrelations-Photodetektor-Array. In: *Optische Formerfassung: Erfahrungsaustausch zwischen Anwendern und Entwicklern* Bd. 30 VDI/VDE-GMA, 1996, S. 199–210
- [227] SCHWARTE, R. ; XU, Z. ; HEINOL, H. : Large Aperture Optical Modulators/Demodulators for 3D-Cameras – Optische HF-Modulatoren/Demodulatoren großer Apertur für 3D-Kameras. In: *Kongressband OPTO 1996* AMA Fachverband für Sensorik, ACS Organisations GmbH, Wunstorf, 1996, S. 273–278
- [228] SEIB, M. : Hochauflösendes Projektions-Moiré-Verfahren zur Formerkennung mit modifizierter CCD-Kamera. In: *Proc. of Ident Vision '90*. Mesago Stuttgart, 1990, S. 92–104
- [229] SEIB, M. : Phasenlaufzeitmessung. In: *Handbuch OF1: Verfahren für die optische Formerfassung*. DGZfP - Deutsche Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung e.V., 1995, S. 26–27
- [230] SEITZ, G. ; TIZIANI, H. ; LEITSCHER, R. : 3-D-Koordinatenmessung durch optische Triangulation. In: *Feinwerktechnik & Meßtechnik* 94 (1986), Nr. 7, S. 432–425

- [231] SEITZ, P. ; SPIRIG, T. ; VIETZE, O. ; METZLER, P. : The Lock-In CCD and The Convolver CCD-Applications of Exposure-Concurrent Photo-Charge Transfer in Optical Metrology and Machine Vision. In: *Proc SPIE* Bd. 2415 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 1195, S. 276–284
- [232] SHARP, B. ; KUHL, G. : Interferometrie - neue Möglichkeiten durch Bildverarbeitung. In: *Fertigungstechnik* 4 (1990), S. 158–162
- [233] SHIRAI, Y. ; SUWA, M. : Recognition of polyhedrons with a range finder. In: *Proc. 2nd Int. Joint Conf. Artificial Intelligence*. London, 1971, S. 80–87
- [234] SMITH, S. ; HURWITZ, J. ; TORRIE, M. ; BAXTER, D. ; HOLMES, A. ; PANAGHISTON, M. ; HENDERSON, R. ; MURRAY, A. ; ANDERSON, S. ; DENYER, P. : A Single-Chip 306x244 CMOS NTSC Video Camera. In: *IS-SCC International Solid-State Circuits Conference: Digest of Technical Papers* IEEE, 1998, S. 170–171
- [235] Society of Automotive Engineers, Inc.: *Driver Fatalities in Frontal Crashes of Airbag-Equipped Vehicles: A Review of 1989-96 NASS Cases*. März 2000
- [236] SPEKTRUM: Mit Mikrofonen sehen. In: *Spektrum der Wissenschaft* (2001), August, S. 89
- [237] SPIRIG, T. : *Smart CMOS/CCD Based Image Sensors with Programmable, Real-time, Temporal and Spatial Convolution Capabilities for Applications in Machine Vision and Optical Metrology*. Zürich, ETH Zürich, Diss., 1997
- [238] SPIRIG, T. ; MARLEY, M. ; SEITZ, P. : The Multitap Lock-In CCD with Offset Substraction. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 44 (1997), Oktober, Nr. 10, S. 1643–1647
- [239] SPIRIG, T. ; SEITZ, P. ; VIETZE, O. ; HEITGER, F. : The Lock-In CCD-Two-Dimensional Synchronus Detection of Light. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 31 (1995), Nr. 9, S. 1705
- [240] SPIRIG, T. ; SEITZ, P. ; VIETZE, O. ; HEITGER, F. ; KÜBLER, O. : The Convolution CCD and The Lock-In CCD: Smart Image Sensors for Machine Vision and Optical Metrology. In: *European Optical Society Annual Meetings Digest* Bd. 2A, 1995, S. 325–328

- [241] SRINIVASAN, V. ; LIU, H. C. ; HALIOUA, M. : Automated phase measuring profilometry: A phase-mapping approach. In: *Applied Optics* 24 (1985), Nr. 2, S. 185–188
- [242] STEINER, P. ; SCHWEHR, S. M.: Future Applications of Microsystem Technologies in Automotive Safety Systems. In: *Advanced Microsystems for Automotive Applications 98*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer Verlag, 1998
- [243] STEVANOVIĆ, N. : *Integrierte CMOS-Bildsensorik für Hochgeschwindigkeitskinematographie*. Duisburg, Gerhard-Mercator-Universität - Gesamthochschule Duisburg, Diss., Mai 2000
- [244] STEVANOVIĆ, N. ; HILLEBRAND, M. ; HOSTICKA, B. J. ; IURGEL, U. ; TEUNER, A. : A High Frame Rate Image Sensor in Standard CMOS-Technology. In: *Proceedings of the 1998 European Solid-State Circuits Conference*, 1998, S. 316–319
- [245] STÖCKER, H. (Hrsg.): *Taschenbuch der Physik: Formeln, Tabellen, Übersichten*. 3. Thun und Frankfurt am Main : Verlag Harri Deutsch, 1998
- [246] STONE, J. A. ; STEJSKAL, A. ; LOWELL, H. : Diode Lasers in Length Metrology: Application to Absolute Distance Interferometry. In: *Cal Lab Magazine* (1999), November
- [247] STORM, J. ; SEIFERT, W. ; BAUER, S.-M. ; DIONIES, F. ; HANSCHUR, U. ; HILL, J. M. ; MOSTL, G. ; SALINARI, P. ; VARAVA, W. ; ZINNECKER, H. : Wavefront sensing and guiding units for the Large Binocular Telescope. In: *Proc. SPIE - Adaptive Optical Systems Technology* Bd. 4007 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 2000, S. 461–469
- [248] STRUTZ, T. ; REICHMANN, W. ; STAHS, T. : Tiefendatengewinnung mit dem Codierten Lichtansatz - Einsatzmöglichkeiten in der Automobilindustrie. In: *Jahrbuch für Optik und Feinmechanik* Bd. 41. Berlin : Fachverlag Schiele und Schön, 1991
- [249] SZE, S. : *Physics of Semiconductor Devices*. 2nd edition. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1981
- [250] TEDJA, S. ; VAN DER SPIEGEL, J. ; WILLIAMS, H. H.: Analytical and Experimental Studies of Thermal Noise in MOSFET's. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 41 (1994), November, Nr. 11, S. 2069–2075

- [251] THEUWISSEN, A. J.: *Solid-State Imaging with Charge-Coupled Devices*. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1996
- [252] THIELING:LOTHAR: *Ein aktives Triangulationssensor-System zur schnellen Gewinnung räumlicher Informationen aus dynamischen Szenen*, Rheinisch-Westfälische Hochschule Aachen, Diss., Februar 1996
- [253] TIAN, H. : *Noise Analysis In CMOS Image Sensors*. Stanford, CA, Stanford University, Diss., August 2000
- [254] TIAN, H. ; GAMAL, A. E.: Analysis of 1/f noise in CMOS APS. In: BLOUKE, M. M. (Hrsg.) ; SAMPAT, N. (Hrsg.) ; WILLIAMS, J. (Hrsg.) ; YEH, T. (Hrsg.): *Proc. SPIE - Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Photography Applications* Bd. 3965 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 2000, S. 168–176
- [255] TIZIANI, H. J. ; ACHI, R. ; JORDAN, H.-J. : Hochgenaue, sekundenschnell und dreidimensional - Die Möglichkeiten der konfokalen Mikroskopie. In: *Forschung - Mitteilungen der DFG* (1996), Nr. 4, S. 8–10
- [256] TORREÃO, J. R. A. ; FERNANDES, J. a. L.: Matching photometric-stereo Images. In: *Journal of the Optical Society of America* 15 (1998), Dezember, Nr. 12, S. 2966–2975
- [257] TRIANTIS, D. P. ; BIRBAS, A. N. ; KNODIS, D. : Thermal Modeling for Short-Channel MOSFET'S. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 43 (1996), November, Nr. 11, S. 1950–1955
- [258] TSIVIDIS, Y. P. ; RAO, S. (Hrsg.): *Operation and Modeling of the MOS Transistor*. 1st edition. New York : McGraw-Hill Book Company, INC., 1987 (McGraw-Hill Series in Electrical Engineering)
- [259] UHLEMANN, V. : *Rauscharme Auslesesysteme zur Verarbeitung elektrischer Ladungen in integrierter CMOS-Technik*. D Gerhard-Merkator Gesamthochschule, Duisburg, Diss., 1994
- [260] UKIDA, H. ; KONISHI, K. : 3D Shape Reconstruction Using Three Light Sources in Image Scanner. In: *IEICE Transactions* E84-D (2001), Dezember, Nr. 12

- [261] VANDAMME, E. P. ; VANDAMME, L. K. J.: Critical Discussion on Unified 1/f Noise Models for MOSFETs. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 47 (2000), November, Nr. 11, S. 2146–2152
- [262] VOGELSONG, T. L. ; ZARNOWSKI, J. ; PACE, M. ; ZARNOWSKI, T. : Scientific/Industrial Camera-on-a-Chip using Active Column Sensor CMOS imager core. In: BLOUKE, M. M. (Hrsg.) ; SAMPAT, N. (Hrsg.) ; WILLIAMS, J. (Hrsg.) ; YEH, T. (Hrsg.): *Proc. SPIE - Sensors and Camera Systems for Scientific, Industrial, and Photography Applications* Bd. 3965 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 2000, S. 102–113
- [263] WALLACE, A. M. ; BULLER, G. S. ; WALKER, A. C.: 3D imaging and ranging by time-correlated single photon counting. In: *Computer & Control Engineering Journal* 12 (2001), August, Nr. 4, S. 157–168
- [264] WANGLER, R. J. ; OLSON, R. A.: Pulsed diode-laser rangefinders find many commercial uses. In: *Laser Fous World* (1993), Juli, S. 105–109
- [265] WECKLER, G. : Operation of p-n junction photodetectors in a photon flux integrating mode. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 2 (1967), Nr. 3, S. 65
- [266] WEISSMAN, M. A.: Stereo Parallax and Disparity in Single-Lens Stereoscopy. In: MERRITT, J. O. (Hrsg.) ; BENTON, S. A. (Hrsg.) ; WOODS, A. J. (Hrsg.) ; BOLAS, M. T. (Hrsg.): *Stereoscopic Displays and Virtual Reality Systems VII* Bd. 3957 SPIE, The International Society for Optical Engineering, Society for Imaging Science and Technology, 2000, S. 312–320
- [267] WEISSMANTEL, C. ; HAMANN, C. : *Grundlagen der Festkörperphysik*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer Verlag, Mai 1980
- [268] WEY, H. M.: *Beiträge zur rauscharmen CCD-Signaldetektion*, ETH Zürich, Diss., 1988
- [269] WEY, H. M. ; GUGGENBÜHL, W. : An Improved Correlated Double Sampling Circuit for Low Noise Charge-Coupled Devices. In: *IEEE Transactions on Circuits and Systems* 37 (1990), Dezember, Nr. 12, S. 1559–1565
- [270] WOLF, H. : Aufrüstung von 2D-Bildverarbeitungssystemen zu 3D-Systemen mit aktiver strukturierter Beleuchtung. In: *Symposium „Aktuelle Entwicklungen und industrieller Einsatz der Bildverarbeitung“*, MIT GmbH, Aachen, September 1996, S. 1–6

- [271] WONG, H.-S. : Technology and Device Scaling Considerations for CMOS Imagers. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 43 (1996), Dezember, Nr. 12, S. 2131–2142
- [272] WOODFILL, J. ; HERZEN, B. V.: Real-Time Stereo Vision on the PARTS Reconfigurable Computer. In: *The fifth Annual IEEE Symposium on FPGAs for Custom Computing Machines* IEEE, 1997, S. 201–210
- [273] WOODHAM, R. J.: Photometric Method for determining Surface Orientation from Multiple Images. In: *Optical Engineering* 19 (1980), Nr. 1, S. 139–144
- [274] WOSCHITZ, H. ; HARTINGER, H. ; BRUNNER, P. D. F.: Messung von Schie-nendeformation bei Zugsverkehr. In: *Geodätische Woche*. Obergurgel - Ötztal / Tirol, Februar 2001
- [275] Xilinx: *VirtexTM 2.5V Field Programmable Gate Arrays, DS003-1*. v2.5. April 2001
- [276] XU, Z. : *Investigation of 3D-Imaging Systems Based on Modulated Light and Optical RF-Interferometry (ORFI)*. Siegen, Universität-Gesamthochschule Siegen, Diss., 1999
- [277] XU, Z. ; SCHWARTE, R. ; HEINOL, H. ; LANGE, R. ; LI, J. : Simulation of a 3D-color vision system based on synthetic non-linear modulation. In: *SPIE - Intelligent Robots and Computer Vision XV: algorithms, techniques, active vision and Materials Handling* Bd. 2904. Bellingham, Wash., Oktober 1996, S. 361–369
- [278] YATES, G. J. ; MC DONALD, T. E. ; BLISS, D. E. ; CAMERON, S. M. ; ZUTAVERN, F. J.: Range-Gated LADAR coherent imaging using parametric up-conversion of IR and NIR light for imaging with a visible-range fast-shuttered intensified digital CCD camera. In: WALTON, J. S. (Hrsg.) ; FRANK, A. M. (Hrsg.): *High-Speed Imaging and Sequence Analysis III* Bd. 4308 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 2001, S. 19–27
- [279] YOSHIMURA, S. ; SUGIYAMA, T. ; YONEMOTO, K. ; UEDA, K. : A 48kframe/s CMOS Image Sensor for Real-Time 3-D Sensing and Motion Detection. In: WUORINEN, J. H. (Hrsg.) ; OLIVARI, B. A. (Hrsg.): *ISSCC International Solid-State Circuits Conference: Digest of Technical Papers* Bd. 44 IEEE, 2001, S. 94–95

- [280] YOUNG, M. : *Optics and Lasers: including fibers and optical waveguides*. 5. Berlin, Heidelberg, New York : Springer Verlag, 2000
- [281] YUAN, L. ; YU, G. ; QI, X. ; ZHOU, J. : Optical Tomography Technique for Measurement of 3-D Asymmetric Temperature Field. In: SONG, F. (Hrsg.) ; CHEN, F. (Hrsg.) ; HUNG, M. Y. Y. (Hrsg.) ; SHANG, H. M. (Hrsg.): *Proc. SPIE - Optical Measurement and Nondestructive Testing: Techniques and Applications* Bd. 4221 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 2000, S. 287–291
- [282] ZAWIESKA, D. ; SPIK, A. : Topography moiré using phase stepping methods with CCD-camera. In: *Proc. SPIE Conference on Close-Range Photogrammetry Meets Machine Vision* Bd. 1395 SPIE, The International Society for Optical Engineering, 1990, S. 1214–1220
- [283] ZENG, L. ; HAO, Q. ; KAWACHI, K. : A scanning projected line method for measuring a beating bumblebee wing. In: *Optics Communications* 183 (2000), September, Nr. 1-4, S. 37–43
- [284] ZHANG, S. ; NEGAHDARIPOUR, S. : 3-D Shape Recovery of Planar and Curved Surfaces From Shading Cues in Underwater Images. In: *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 27 (2002), Januar, Nr. 1, S. 100–116
- [285] ZIMMERMANN, C. . *Experimentalphysik III: Atome, Moleküle und Licht*. Vorlesungsskript, Universität Tübingen. Oktober 2001
- [286] ZIMMERMANN, E. ; SALVADÉ, Y. ; DÄNDLIKER, R. : Stabilized three-wavelength source calibrated by electronic means for high-accuracy absolute distance measurement. In: *Optics Letters* 7 (1996), April, Nr. 21, S. 531–533
- [287] ZITNICK, C. L. ; KANADE, T. : A Cooperative Algorithm for Stereo Matching and Occlusion Detection. In: *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 22 (2000), Juli, Nr. 7, S. 675–684
- [288] ZITTLAU, D. ; MENGEL, P. ; BOVERIE, S. : 3D Kamera zur Insasseneüberwachung - 3D Camera for Occupant Monitoring. In: *VDI Berichte - Innovativer Kfz-Insassen- und Partnerschutz* 1471 (1999), September, S. 213–227
- [289] ZITTLAU, D. : CMOS Cameras in Automotive Applications. In: *1st Fraunhofer IMS Workshop: CMOS Imaging - From Technology to Application*. Duisburg : Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme, Mai 2002

- [290] ZITTLAU, D. ; BOVERIE, S. ; MENGEL, P. : Kameraanwendungen im Fahrzeuginnenraum - Camera Application in the passenger compartment. In: *VDE-Berichte* 1547 (2000), S. 1065–1082

