

# **Untersuchung und Entwicklung von modulationslaufzeitbasierten 3D-Sichtsystemen**

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informatik  
Der Universität Siegen  
Zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)**

Genehmigte Dissertation

vorgelegt von

**Horst G. Heinol**

geboren am 11.07.63 in Frankfurt a.M.

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Rudolf Schwarte
2. Gutachter: Prof. Bedrich Hosticka, Ph. D.

Vorsitzender der Prüfungskommission: Prof. Dr.-Ing. Hubert Roth  
Tag der mündlichen Prüfung: 24.01.2001



## **Vorwort**

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Zentrum für Sensorsysteme (ZESS) der Universität Siegen.

An dieser Stelle möchte ich dem Vorsitzenden des Zentrums für Sensorsysteme und Leiter des Instituts für Nachrichtenverarbeitung (INV), Herrn Prof. Dr.-Ing. Rudolf Schwarte für die Anregung und wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit danken.

Herrn Prof. Betrich Hosticka, Ph. D. danke ich herzlich für die freundliche Übernahme des Korreferats, die kritische Durchsicht der Arbeit und die sich daraus ergebenden Anregungen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Hubert Roth danke ich für die Übernahme des Vorsitzes der Promotionskommission und die Durchführung des Promotionsverfahrens.

Mein herzlicher Dank gilt auch den Herren Prof. Dr.-Ing. Bernhard Bundschuh und Prof. Dr.-Ing. habil. Otmar Loffeld für die fachliche Unterstützung und die kritische Durchsicht der Arbeit.

Herrn Dr.-Ing. Klaus Hartmann, Geschäftsführer des Zentrums für Sensorsysteme, danke ich für die Ratschläge und die Unterstützung bei der Durchführung der Projektarbeit.

Meinen Kollegen Bernd Buxbaum, Prof. Dr. Rüdiger Klein, Dr. Ferdinand Klaus, Dr. Jiangming Li, Dr. Xuming Luan, Dr. Joachim Olk, Dr. Wei Tai, Thorsten Ringbeck, Dr. Jürgen Schulte, Dr. Uwe Weller und Zhigang Zhang danke ich für die gute Zusammenarbeit und die fruchtbaren Diskussionen. In diesem Zusammenhang möchte ich besonders meinem lieben Kollegen Dr. Zhanping Xu für die intensive sowie für mich sehr lehrreiche und freundschaftliche Zusammenarbeit danken.

Herrn Dipl.-Ing. Arne Stadermann danke ich für seine hilfsbereite und kompetente Mitarbeit.

Ich danke auch meiner Familie und meinen Freunden, die mich all die Jahre verständnisvoll begleitet haben und aus deren Unterstützung ich meine Motivation schöpfen konnte.

Siegen, im Januar 2001



# Inhaltsverzeichnis

VERZEICHNIS DER FORMELZEICHEN UND ABKÜRZUNGEN .....	IX
ABSTRACT .....	XVII
<b>1 EINLEITUNG.....</b>	<b>1</b>
<b>2 MESSPRINZIPIEN ZUR 3D-OBJEKTERFASSUNG .....</b>	<b>3</b>
2.1 TRIANGULATION.....	6
2.2 LAUFZEITMESSUNG .....	8
2.2.1 Kohärente Laufzeitmessung.....	8
2.2.2 Inkohärente Laufzeitmessung .....	9
2.2.2.1 Pulslaufzeitverfahren .....	9
2.2.2.2 Continuous-Wave-Verfahren.....	10
2.2.2.3 Pseudo-Noise-Verfahren .....	11
<b>3 MESSVERFAHREN EINER 3D-LAUFZEITKAMERA.....</b>	<b>13</b>
3.1 LICHTMODULATOREN GROßER APERTUR.....	14
3.2 PROBLEMATIK KONVENTIONELLER MODULATOREN.....	15
3.3 BESCHREIBUNG DER SIGNALE.....	18
3.4 AUSWERTUNG DER ENTFERNUNGSSIGNALE .....	22
3.4.1 Phasen-Shift Verfahren .....	22
3.4.2 Frequenz-Shift Verfahren .....	24
<b>4 NEUE MODULATIONSKONZEPTE .....</b>	<b>26</b>
4.1 LINEARER ELEKTROOPTISCHER EFFEKT (POCKELS-EFFEKT).....	26
4.1.1 Der elektrooptische Effekt in $KD^*P$ .....	28
4.1.2 Übertragungseigenschaft der transversalen Pockels-Zellen .....	30
4.1.3 Kleinsignal-Übertragungsverhalten der Pockels-Zelle .....	32
4.1.4 Großsignal-Übertragungsverhalten der Pockels-Zelle.....	33
4.1.5 Flachpockels-Zelle mit $KD^*P$ .....	38
4.2 FTR-MODULATOR (FRUSTRATED TOTAL REFLECTION).....	40
4.2.1 Theorie der gestörten Totalreflektion (FTR) .....	40
4.2.2 Anwendung des piezoelektrischen Effekts .....	43
4.2.3 Simulationsergebnisse zum FTR-Effekt .....	45

4.2.4	FTR-Modulator im optisch binokularen Systemlayout .....	48
4.2.5	Ausführungsbeispiel eines FTR-Modulordesigns .....	49
4.3	PHOTOMISCHDETEKTOR (PMD, PHOTONIC MIXER DEVICE) .....	51
4.3.1	Konzept des Photomischdetektors (PMD) .....	52
4.3.2	Funktionsweise des PMD in CMOS-Technologie .....	53
4.3.3	PMD Modulation .....	56
4.3.4	PMD als MIS-Struktur .....	62
	4.3.4.1 Betriebszustände der MIS-Struktur.....	63
	4.3.4.2 Der Nicht-Gleichgewichtszustand.....	67
4.3.5	Ladungstransport-Mechanismen .....	70
4.3.6	Abschätzung der oberen Grenzfrequenz des PMDs .....	74
4.3.7	Ermittlung der PMD Transmissionskennlinie .....	77
4.3.8	Pixelnahe Ausleseschaltung.....	82
	4.3.8.1 Stromauslese .....	82
	4.3.8.2 Spannungsauslese.....	84
	4.3.8.3 Vergleich Stromauslese / Spannungsauslese.....	85
4.3.9	PMD-Realisierung in CMOS-Technik .....	86
4.3.10	3D-Kameraprinzip mit Photomischdetektor (PMD) .....	87
4.3.11	Typische Kennlinien des Photomischdetektors .....	88
	4.3.11.1 Modulationskennlinie.....	88
	4.3.11.2 Modulationsempfindlichkeit .....	89
	4.3.11.3 Modulationskontrast über der Frequenz .....	89
	4.3.11.4 Spektrale Empfindlichkeit .....	90
<b>5</b>	<b>AUSFÜHRUNG MÖGLICHER PMD-SENSORMODULATIONS-KONZEPTE .....</b>	<b>92</b>
5.1	SENSORDESIGN UND MESSABLAUFSTEUERUNG .....	92
5.1.1	Konzept mit CW-Modulation .....	92
5.1.2	Konzept mit Mehrpixel-Anordnung .....	93
5.1.3	Konzept mit PN-Modulation .....	95
5.2	DARSTELLUNG GEEIGNETER REFERENZKONZEPTE.....	98
5.2.1	Fehlerquellen in optischen Entfernungsmessgeräten.....	98
5.2.2	Referenz/Zieltrennung durch Raummultiplex.....	99
5.2.3	Referenz/Zieltrennung bei Pseudo-Noise-Modulation .....	100
5.2.4	Monolithische Integration.....	100

---

<b>6</b>	<b>OPTISCHE LEISTUNGSBILANZ.....</b>	<b>101</b>
6.1	ABSCHÄTZUNG DES STÖRABSTANDS: .....	101
6.1.1	Fremdlicht durch Sonne .....	101
6.1.2	Signalleistung einer aktiven LED-Beleuchtung.....	104
6.2	ABSCHÄTZUNG DES S/N-VERHÄLTNISSSES (FULL WELL) DES PMD-SENSORS: .....	105
6.3	KALKULATION DER MESSUNSICHERHEIT:.....	106
6.4	OPTISCHE EMPFANGSLEISTUNG:.....	108
6.5	BURSTMODULATION (QUASI-CW- UND QUASI-PULSBETRIEB) .....	111
<b>7</b>	<b>EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE.....</b>	<b>114</b>
7.1	PHASENMESSUNGEN MIT MODIFIZIERTER POCKEL-ZELLE .....	114
7.2	MONOKULARES / BINOKULARES MEßSYSTEM MIT POCKELS-ZELLE .....	115
7.3	3D-KAMERAKONZEPT MIT LASERSENDER UND POCKELS-ZELLE.....	118
7.4	PHASENMESSUNGEN MIT DEM PHOTOMISCHDETEKTOR .....	122
7.5	ENTFERNUNGSAUFLÖSUNG DES PMD-LABORMODELLS .....	124
<b>8</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK .....</b>	<b>128</b>
	<b>LITERATURVERZEICHNIS .....</b>	<b>131</b>



## Verzeichnis der Formelzeichen und Abkürzungen

Technische Abkürzungen und mathematische Kenngrößen sind im Folgenden kapitelweise und alphabetisch aufgelistet. Bereits eingeführte Begriffe werden für nachfolgende Kapitel nicht wiederholt.

### Kapitel 1

APS	Active Pixel Sensor
ASIC	Application Specific Integrated Circuit
CCD	Charge Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
PMD	Photonic Mixer Device (Photomischdetektor)

### Kapitel 2

$\overline{AC}$	Entfernungsabstand im Triangulationsdreieck
$\overline{AB}$	Basisabstand im Triangulationsdreieck
$\alpha, \beta, \theta$	Winkel des Triangulationsdreieckes
$\varphi_d$	Laufzeitphasenwinkel
$\lambda_m$	Wellenlänge des Modulationssignals
$\delta R$	Entfernungsauflösung
$c$	Lichtgeschwindigkeit
CW	Continuous Wave
$D_A$	Aperturdurchmesser
$D_{Airy}$	Durchmesser der Airyscheibe
DLL	Delay Locked Loop
$f_m$	Modulationsfrequenz
$N$	Bitanzahl
$T_{Bit}$	Bitdauer
GPS	Global Positioning System
$K_{Speckle}$	Specklekontrast
ODS	Occupant Detection System
PN	Pseudo Noise
$\nu$	Schwingungsfrequenz

$R$	Entfernungsmesswert
$\sin u_{obs}$	Beobachterapertur
SAR	Synthetic Apertur Radar
TDC	Time to Digital Converter
$Z_{max}$	Eindeutigkeitsbereich
$\lambda$	Wellenlänge
$\tau_d$	Laufzeit zwischen gesendetem und empfangenem Signal

### Kapitel 3

$\eta$	Dämpfungsfaktor
$\varphi_0$	Phasen-Offsetwinkel
$\Delta f_m$	Frequenzshift
$\psi_k$	Phasenshift-Winkel
$\omega_{mt}$	Modulationsfrequenz
$A_0$	Gleichanteilterm des Mischergebnisses
$A_1, A'_1$	Hochfrequenzterm des Mischergebnisses bei $f_m$
$A_2, A'_2$	Hochfrequenzterm des Mischergebnisses bei $2 \cdot f_m$
$C_{int}$	Integrationskapazität
FPA	Focal Plane Array
FTR	Frustrated Total Refection
$I(t)$	Intensität
$K_{Kerr}$	Kerr-Konstante
$K$	Kontrast (Fringe Visibility)
$konst$	Konstante Rechengröße
$MG$	Modulationsgrad
$MG_E$	Modulationsgrad des Empfangsmodulators
$MG_S$	Modulationsgrad des Sendemodulators
$n_i(t)$	Rauschsignal
$Q_0$	Gleichanteil der Ladungsmenge
$Q_{Det}$	Ladungsmenge
$Q_m$	Modulationsanteil der Ladungsmenge
RFMI	Radio Frequency Modulation Interferometry

$t$	Zeit
$T(t)$	Transmissionseigenschaft
$T_E$	Transmissionseigenschaft des Sendemodulators
$T_{int}$	Integrationszeit
$T_S$	Transmissionseigenschaft des Empfangsmodulators
$\bar{u}_E(\tau_d)$	Ausgangsspannung über der Integrationskapazität

#### Kapitel 4

$\Gamma$	Phasendifferenz der $X$ - und $Y$ -axialen Eigenwellen
$\rho$	Raumladungsdichte
$\omega_0 t$	Resonanzfrequenz
$\Theta_c$	kritischer Winkel
$\theta_i$	Einfallswinkel
$\varepsilon_{ij}$	Permeabilitätstensor
$\phi_m$	Austrittsarbeit
$\omega_m$	Modulationsfrequenz
$\phi_{ms}$	Kontaktpotential
$\theta_t$	Transmissionswinkel
$\Delta\bar{u}_{ab}$	Differenzausgangsspannung
$\Sigma\bar{u}_{ab}$	Summenausgangsspannung
$A$	Fläche
$a, b$	Bezeichnung der Auslesekathoden, Seite a und Seite b
$am, bm$	Bezeichnung der Photogates a und b
$C_{dep}$	Verarmungskapazität
$C_G$	Gesamtkapazität
$C_{OX}$	Oxidkapazität
CTE	Charge Transfer Efficiency
<b>D</b>	elektrische Verschiebungsdichte
$d$	Weite des Spaltes
$d_{ox}$	Dicke des Gate-Oxides
$\Delta V$	Spannungsdifferenz zwischen den Photogates
<b>E</b>	elektrischer Feldvektor

$E_C$	Kante des Leitungsbandes
$E_F$	Ferminiveau
$E_g$	Bandabstand, Leitungsband zu Valenzband
$E_i$	Intrinsicniveau
$E_{sat}$	Feldstärke für die Sättigungsgeschwindigkeit
$E_V$	Kante des Valenzbandes
$E_z$	elektrische Feldstärke in Ausbreitungsrichtung
$f_g$	Grenzfrequenz
$F_g$	Gravitationskraft
$F_m$	Reibungskraft
$f_{PMD}$	Arbeitsfrequenz des PMDs
$F_s$	Federkraft
$G(x)$	Generationsrate der Elektronen-Loch-Paare
$I$	Lichtintensität
$\bar{i}_a, \bar{i}_b$	mittlerer Photostrom, Seite a und Seite b
$I_{Ph}$	Photostrom
ITO	Indium Tin Oxide
$K$	Elektronenaffinität
$K$	Klirrfaktor
$l$	Kanallänge
$L$	Länge
$l_{eff}$	effektive Gestrecke
$\mu_n$	Elektronenbeweglichkeit
$\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_n$	charakteristische Matrix
$m_{eff}$	effektive Masse
MIS	Metal Insulator Semiconductor
$n$	Brechungsindex
$n, p$	Elektronen- und Löcherkonzentration
$n_1, n_2, n_3$	Brechungsindex des Mediums 1,2 und 3
$N_A$	Akzeptorendichte
$n_o$	Brechungsindex in Ausbreitungsrichtung
$p_0, n_0$	Gleichgewichtskonzentrationen
$P_{opt}(t-\tau_d)$	optische Leistung

$q$	Elementarladung
$Q$	Schwingkreisgüte
$Q_a, Q_b$	Transferladung, Seite a und Seite b
$Q_{dep}$	Verarmungsladung
$Q_f$	feste Oxidladung
$Q_G$	Gateladung
$Q_{it}$	Interfaceladung (trapped)
$Q_m$	mobile Ionenladung
$Q_n$	Inversionsladung
$Q_{ot}$	Oxidladung (trapped)
$Q_s$	Substratladung
$\mathbf{r}$	Einheitsvektor
$R$	Reflektionsfaktor
$r_{63}$	elektrooptische Konstante
$R_p, R_s$	Reflektionskoeffizient für parallelen bzw. senkrechten Lichteinfall
$R_{PMD}$	spektrale Empfindlichkeit des Photomischdetektors
$\hat{S}_1$	Amplitude der Grundschiwingung
$\hat{S}_2, \hat{S}_3, \hat{S}_4$	Amplitude der 1ten, 2ten und 3ten Oberschiwingung
$s^E$	elastisches Gleichgewicht
$\text{SiO}_2$	Siliziumdioxid
$\hat{S}_n$	Schiwingungsamplitude
$T$	Transmissionsfaktor
$T$	Temperatur
$T(u_m(t))$	Transmissionseigenschaft in Abhängigkeit der Modulation
$T_a, T_b$	Transmissionseigenschaft, Seite a und Seite b
$T_{PMD}$	Modulationscharakteristik des Photomischdetektors
$U$	Gleichspannung
$U_{\lambda/2}$	Lamдахalbespannung
$U_0$	Vorspannung der Photogates
$\bar{u}_a, \bar{u}_b$	mittlere Ausgangsspannung, Seite a und Seite b
$U_{aK}, U_{bK}$	Vorspannung der Auslesedioden, Seite a und Seite b
$U_{am}, U_{bm}$	Modulationssignal, Seite a und Seite b
$U_{Fl}$	Flachbandspannung

$\hat{U}_m$	Amplitude der Modulationsspannung
$u_m(t)$	Modulationsspannung, Wechselanteil
$\bar{v}$	mittlere Transportgeschwindigkeit
$v_{sat}$	Sättigungsgeschwindigkeit
$w$	Weite der Raumladungszone
$W_{el}$	Energiedichte des elektrischen Feldes
$\mathbf{Y}_{1p}, \mathbf{Y}_{1s}$	Feldvektor für parallelen bzw. senkrechten Lichteinfall
$Z_m$	Impedanz

## Kapitel 5

$cm, dm$	Bezeichnung der Photogates c und d
$D_\Delta$	Diskriminatorkennlinie
$D_\Sigma$	Summenkennlinie
$f_{Bit}$	Bitfrequenz, Taktfrequenz
$T_D$	Verzögerungszeit
$T_W$	Wortlänge des PN-Wortes
$\tau$	Zeitachse der Korrelation

## Kapitel 6

$1/C_{ev}$	mechanisches Lichtäquivalent
$\gamma$	Einfallswinkel
$\Omega_E$	Raumwinkel des Empfängers
$\phi_e$	Strahlungsleistung
$\Omega_S$	Raumwinkel des Senders
AM0	Sonnenspektrum außerhalb der Erdatmosphäre
AM1	Sonnenspektrum innerhalb der Erdatmosphäre
$A_{ziel}$	Fläche der Zielebene
$D_E$	Durchmesser der Empfangslinse
$E_e$	Bestrahlungstärke
$f_{Ef}/\#$	Blendenzahl
$h$	Planksches Wirkungsquantum
$k$	Bolzmannkonstante

---

$K_{\text{sys}}$	Kontrast des Systems
$M_e$	spezifische Ausstrahlung
$M_{e,\lambda}$	spezifische spektrale Ausstrahlung
$M_v$	spezifische Lichtausstrahlung
SBI	Suppression of Backlight Intensity
$S/N$	Signal-/Rauschverhältnis
$t_{B,OFF}$	Pausenzeit des Burstbetriebes
$t_{B,ON}$	Pulsweite des Burstbetriebes
$t_{\text{mess}}$	Messzykluszeit
$t_{S,OFF}$	Shutterzeit
$t_{S,ON}$	Einschaltzeit des Empfängers
$V_{\text{eye},\lambda}$	spektrale Augenempfindlichkeit
$\sigma_\varphi$	Phasenunsicherheit



## **Abstract**

Presently there is still a remarkable gap between the requirements and the capabilities of 3D-vision in the field of industrial automation, especially in manufacture integrated 100%-quality control. For these and a lot of other applications like security and traffic control a new extremely fast, precise and flexible 3D-camera concept is described in the following sections.

In order to obtain the geometrical 3D information, the whole 3D object or 3D scene is illuminated simultaneously by means of rf-modulated light. This is realized by using optical modulators such as Pockels cells, FTR optical components (FTR: Frustrated Total Reflection) or the new semiconductor device PMD (Photonic Mixer Device).

The back scattered light of an active illumination represents the depth information within the local delay of the phase front of the rf-modulated light intensity. If the reflected wave front is mixed again within the whole receiving aperture using the same optical 2D-modulation components and the same rf-frequency, an rf-interference pattern is produced. In the case of Pockels cell or FTR-Modulator a CCD camera may be applied as a focal plane array (FPA) to sample these rf-modulation interferograms. In the case of PMD the device itself forms pixel by pixel the modulation and detection element.

In order to reconstruct the 3D-image a minimum of three independent interferograms have to be evaluated. They may be produced either by applying three different rf-phases or three different rf-frequencies. This procedure will be able to deliver up to some tens of high resolution 3D-images per second with some hundred thousand voxels (volume elements). Such a remarkable progress can be achieved by means of three key important steps: Firstly by separating the opto-electronic receiver device from real-time requirements by using homodyne mixing of CW-modulated light. Secondly by applying the rf-modulation signal as an optical reference signal to the receiving optical mixer. And thirdly by using a throughout two-dimensional layout of the transmitter illumination, further, of the optical mixer in the receiving aperture, and of the optoelectronic sensing element, e.g., a CCD- or PMD-chip.



# 1 Einleitung

Auf der Triangulation basierende Verfahren, bei denen der Punktabstand über Winkelpeilung von getrennten Positionen aus - z.B. von zwei Kameras - ermittelt wird, können trotz beachtlicher Fortschritte viele Anforderungen typischer Applikationen nicht erfüllen. Insgesamt ist die betrachtete Problemstellung der 3D-Messtechnik bisher nur teilweise bzw. mit Einschränkungen gelöst worden. Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines neuartigen optischen 3D-Sensors, der folgende Vorteile besitzt:

- ❑ Parallele Vermessung aller 3D-Bildpunkte
- ❑ Hohe Messrate für die 3D-Aufnahme
- ❑ Hohe laterale Auflösung der 3D-Bilder
- ❑ Flexibel einsetzbare 3D-Messeinheit

Am Institut für Nachrichtenverarbeitung (INV) und am Zentrum für Sensorsysteme (ZESS) wird zur Realisierung eines solchen 3D-Messwertaufnehmers ein neuartiges Prinzip untersucht, das sich von den herkömmlichen Verfahren Triangulation, Pulslaufzeitmessung und Interferometrie unterscheidet.

Zur Gewinnung der Tiefeninformation werden die Techniken der zweidimensionalen (2D) optischen HF-Modulation von inkohärenten Lichtwellen und die 2D-Korrelation der empfangenen Modulationswellen ausgenutzt. Hierzu stellt die Realisierung des 3D-Messsystems die weitaus höchsten Anforderungen an den Systementwurf des 2D-Modulators im Empfangszweig. Erschwerend kommt hinzu, dass derzeit auf dem Markt keine Modulatoren frei verfügbar sind, die sowohl den optischen Abbildungsverhältnissen als auch den elektrischen Betriebsparametern - speziell der Modulationsbandbreite - gerecht werden.

Hierzu werden im Folgenden zwei realisierte Modulationskonzepte vorgestellt, die jedoch nicht in Konkurrenz zueinander stehen, sondern vielmehr den entwicklungszeitlichen Ablauf dieser Arbeit repräsentieren.

Das eine Konzept verwendet Pockels-Zellen mit großer optischer Apertur. Durch Anlegen einer zusätzlichen Zellenspannung entsteht ein moduliertes optisches Ausgangssignal, das auf einem nachgeschalteten 2D-Detektor (CCD-Kamera) abgebildet wird.

Der Betrieb dieser Modulatoren ist jedoch mit einigen Schwierigkeiten verbunden, die zu aufwendigen Realisierungen und zu einigen Einschränkungen in der Anwendbarkeit führen.

Eine Lösung dieses Problems bringt jetzt ein neuartiges Halbleiterbauelement, der sogenannte Photomischdetektor (Photonic Mixer Device, PMD). In CMOS-Technologie ist es heute möglich, Photosensoren und komplexe Schaltungen als komplette Detektoreinheit auf einem Chip zu realisieren. Solche allgemein als Opto-ASICs bezeichneten monolithisch integrierten Strukturen werden in Form von "Active-Pixel-Sensoren" (APS) [Foss] für CMOS-Kameras seit einigen Jahren intensiv untersucht. Sie erleben derzeit ungeahnte Fortschritte, die sie sogar zu ernstzunehmenden Konkurrenten der seit ca. 20 Jahren eingeführten und etablierten CCD-Kameras machen [Geib]. Durch diese Möglichkeit entstehen Sensoren mit erhöhter Funktionalität, bzw. ganz neue Sensortypen, deren Arbeitsweise völlig neue Perspektiven eröffnet.

Ein solcher Sensor ist der sogenannte Photomischdetektor oder auch Photonic Mixer Device (PMD) [Scw-1], der zusätzlich zur Strahlungsdetektion gleichzeitig auch eine Signalmultiplikation mit einer eingegebenen Steuerspannung vornehmen kann. Indem der bislang extern durchgeführte Misch- und Korrelationsprozess hier mit in den Detektor hinein integriert wird, ergibt sich eine überraschend einfache Gesamtlösung. Aufgrund dieser Fähigkeit ist es damit möglich, Entfernungswerte direkt zu "sehen".

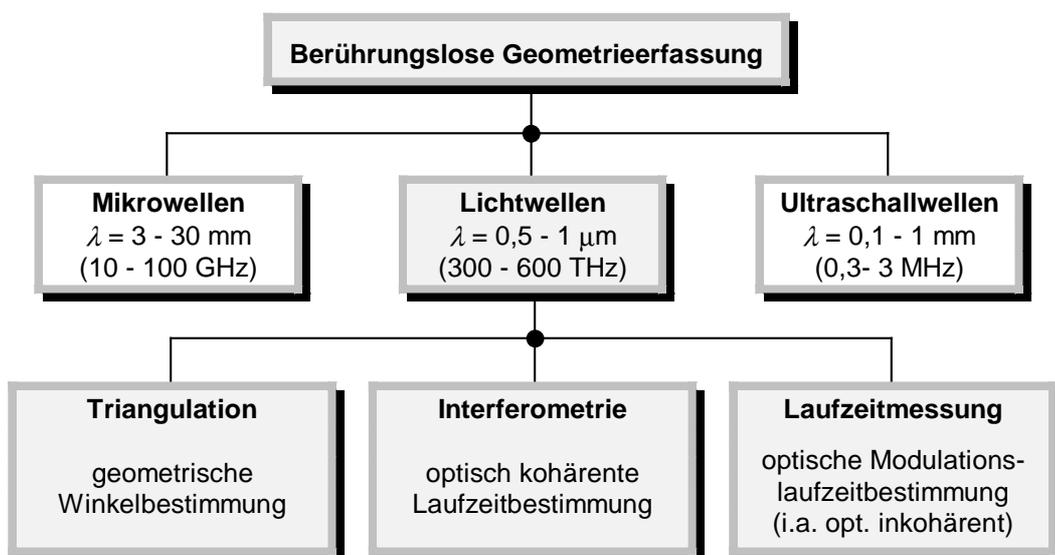
## 2 Messprinzipien zur 3D-Objekterfassung

Die berührungslose dreidimensionale (3D) Objekterfassung wird im Zuge der Weiterentwicklung moderner Automatisierungsprozesse einen wichtigen Beitrag zur Lösung dieser technischen Aufgabenstellung leisten.

Die an solche Systeme gestellten Aufgaben sind sehr vielfältig und erstrecken sich von der einfachen jedoch prozesssicheren Erfassung und Erkennung von Objekten und Objektbewegungen bis hin zur präzisen Vermessung und Prüfung der Maßhaltigkeit von Gegenständen. Diesbezügliche Anwendungsfelder finden sich nicht nur in vielen industriellen Bereichen wieder sondern auch in Situationen des täglichen Lebens, wie z.B. die sicherheitsrelevante Positions- und Anwesenheitsüberwachung von Fahrzeuginsassen; bekannt unter dem Begriff Occupant Detection System (ODS). Wie schwierig und umfangreich diese Aufgabe ist, wird daran deutlich, dass eine solche sicherheitsrelevante Sensorik zur Auslösung und Steuerung des Airbagsystems in Bruchteilen von Sekunden auf Basis seiner 3D-Information reagieren muss.

Wichtigstes Anforderungskriterium an die prozesssichere dreidimensionale Formerrfassung ist die schnelle und robuste, d.h. gegen Änderungen der Oberfläche oder der Beleuchtungsverhältnisse unabhängige Bereitstellung von 3D-Datensätzen.

Zur Lösung solcher Messprobleme werden jedoch nicht ausschließlich optische Systeme eingesetzt.



**Bild 1:** Messprinzipien zur berührungslosen Erfassung geometrischer Größen [Scw-5]

In diesem Kapitel wird versucht, einen Überblick und Vergleich der wichtigsten Verfahren der optischen Formerfassung auf der Basis einer hierarchischen Ordnung, die auf den grundlegenden Prinzipien der 3D-Messwertgewinnung beruht, zu vermitteln. Zu dieser Thematik finden sich ausführliche Übersichten und Zusammenfassungen in der Literatur [OFHB], [JiBu], [Eng-3], [Bre-1], [Küch].

**Bild 1** zeigt hierzu die drei wichtigsten berührungslosen Messverfahren, die prinzipiell geeignet sind, geometrische Größen insbesondere Abstände zu erfassen.

Bekanntestes Beispiel für den Einsatz von Mikrowellen zur Ortsbestimmung ist das Global Positioning System (GPS). Ein weiteres, sehr spektakuläres Anwendungsfeld ist die SAR-Interferometrie (SAR, Synthetic Apertur Radar), mittels der komplette 3D-Tiefenbilder der Erdoberfläche gewonnen werden [Lo-1], [Klaus]. Hier können Ortsauflösungen im m-Bereich erzielt werden.

Für kleinere Objekte, die mit einer höheren lateralen Auflösung detektiert werden sollen, ist die beugungsbegrenzte Auflösung von Mikrowellen nicht ausreichend. Die Intensitätsverteilung, die bei der Fraunhoferbeugung an einer kreisrunden Öffnung, z.B. einer Antenne entsteht, erzeugt das sogenannte Airy-Muster. Das große zentrale Maximum dieser axialsymmetrischen Figur erscheint als eine kreisförmige Scheibe hoher Intensität. Die sog. Airy-Scheibe begrenzt die erzielbare Lateralaufklärung mit dem Durchmesser  $D_{Airy}$ .

$$D_{Airy} = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D_A} \cdot z_F \quad (2.1)$$

Hier stellt  $D_A$  den Antennendurchmesser dar,  $z_F$  repräsentiert den Bildabstand und  $\lambda$  kennzeichnet die Wellenlänge der verwendeten Strahlung.

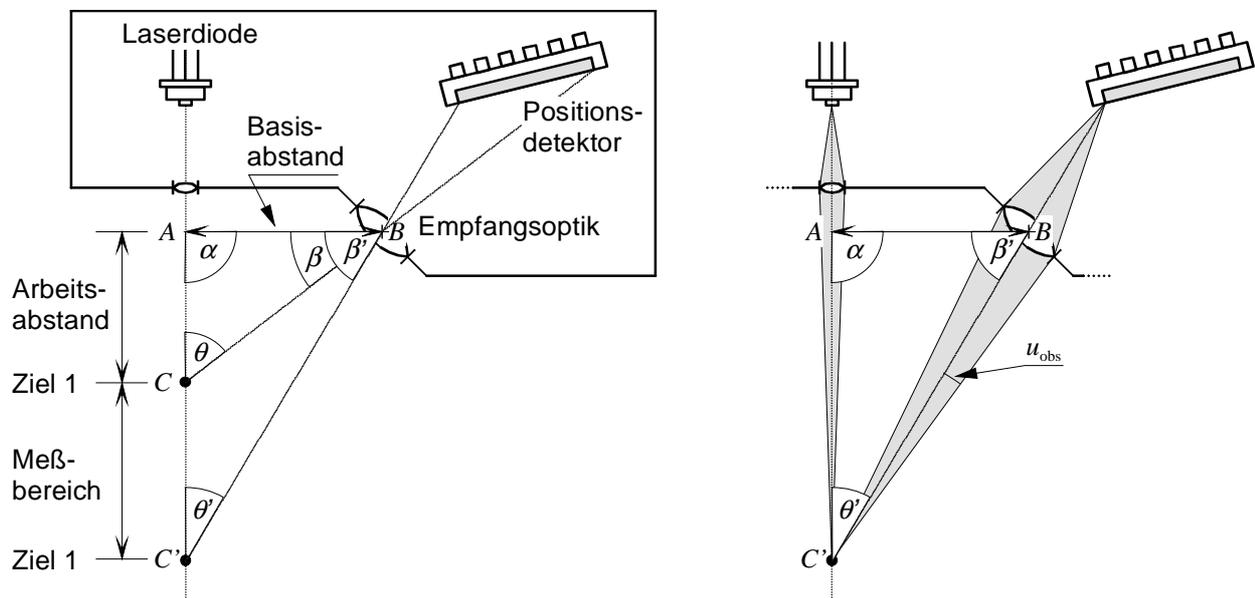
Demgegenüber besitzen optische Systeme mit ihren sehr viel kleineren Wellenlängen den Vorteil einer wesentlich größeren Winkel- bzw. Lateralaufklärung. Selbst bei einem vergleichbar kleinen Antennendurchmesser und einer hohen Mikrowellenfrequenz von  $\nu = 100$  GHz ( $\lambda = 3$  mm) erzielt ein optisches System mit der Wellenlänge  $\lambda = 630$   $\mu$ m die fünffache Auflösung.

Heute werden technische Verfahren entwickelt, die in der Lage sind, über die optischen Prinzipien der Triangulation, der Interferometrie und der Modulationslaufzeit die geometrische Form bzw. diesbezügliche Tiefenbilder von Objekten zu liefern.

Im Bereich der optischen Formerfassung dominieren zur Gewinnung von Tiefen- bzw. Entfernungsinformationen die oben genannten drei Prinzipien Triangulation, Laufzeit und Interferometrie. Weiterhin gibt es radiometrische Verfahren, die bei gleichbleibender Reflektivität der Oberfläche die Abnahme der Strahlungsintensität über der Entfernung auswerten.

## 2.1 Triangulation

Die Triangulationstechnik bestimmt den Wert einer Entfernung über die Auswertung der Bestimmungselemente eines Dreieckes durch den seitlichen Blick eines Positionsdetektors auf die Koordinaten des Zielpunktes. Das Dreieck ist durch die Kenntnis zweier Winkel ( $\alpha$  und  $\beta$ ) und einer Seitenlänge, den sogenannten Basisabstand  $\overline{AB}$ , eindeutig bestimmt. Durch die gerätetechnische Festlegung des rechten Winkels  $\alpha$  und der Basislänge  $\overline{AB}$  sowie durch die Messung des Winkels  $\beta$  kann somit die Länge, bzw. Entfernung  $\overline{AC}$  bestimmt werden.



**Bild 2:** Prinzip der Lasertriangulation: a) Triangulationssensor mit Arbeitsabstand und Messbereich, b) Triangulationsdreieck mit Sende- und Empfangsapertur.

Die Auflösung und der Messbereich des Triangulationssensors hängen von folgenden systembedingten Parametern ab:

- Länge des Positionsdetektors,
- Abbildungsmaßstab der Empfangsoptik,
- Basisabstand  $\overline{AB}$ ,
- Triangulationswinkel  $\theta$ ,
- Wellenlänge  $\lambda$ .

Für die Entfernungsauflösung konnte folgender Zusammenhang für die Standardabweichung aus theoretischen und experimentellen Untersuchungen ermittelt werden [Häu-2].

$$\delta R = \frac{K_{\text{Speckle}} \cdot \lambda}{2\pi \cdot \sin(u_{\text{obs}}) \cdot \sin(\theta)} \quad (2.2)$$

Hierbei ist  $\delta R$  die Standardabweichung der Entfernungsauflösung,  $K_{\text{Speckle}}$  der Specklekontrast,  $\sin u_{\text{obs}}$  die Empfangs- oder Beobachterapertur und  $\theta$  der Triangulationswinkel.

Dieses am häufigsten angewandte Prinzip gliedert sich in eine Vielzahl teilweise sehr unterschiedlicher 3D-Messsysteme auf und kann in ausführlicher Form der Literatur entnommen werden. Eine spezielle Zusammenfassung findet sich in [Scw-5]. Hier wurde eine Unterteilung nach **Fokussierungsverfahren** [Tiz-1], [Eng-1], [Eng-2], [OFHB], [Breit], [Jurca], **aktiven Verfahren mit strukturierter Beleuchtung** [DoHä], [OFHB], [Klick], [Viro], [Bre-2], [Seib], [Wolf], [Schu], [Pfeif], **passiven Verfahren** (digitalen Photogrammetrie bzw. dem Stereosehen) [BeUf], [Häu-1], [Grün], **Theodolit-Messsystemen** [OFHB] und **Schattierungsverfahren** (Shape from Shading) [Haus] vorgenommen.

Am weitesten fortgeschritten sind 3D-Messsysteme, die mit strukturierter Beleuchtung arbeiten [Schu] oder solche, die auf Basis des Stereosehens arbeiten. Das Stereosehen ist eine Technologie, die aufgrund der Verwendung zweier Bildaufnehmer (Kamerasysteme) dem menschlichen Sehen nachempfunden wurde. Der technische Aufwand ist entsprechend hoch und findet hauptsächlich auf der Seite der Bildverarbeitung und -interpretation statt. Jede Kamera liefert hierzu ein konventionelles zweidimensionales Bild in dem die Tiefeninformation aufgrund der optischen Projektion verloren geht. Mittels aufwendiger Bildverarbeitung können diese beiden, miteinander korrespondierenden 2D-Bilder zu einem 3D-Bild zusammengeführt werden.

Das menschliche Sehen beruht prinzipiell auf der gleichen Triangulationstechnik des Stereosehens, ist jedoch in der Lage, durch zusätzliche Maßnahmen – wie z.B. der Einsatz seiner Wissens- und Erfahrungsbasis – solche Tiefeninformationen mühelos zu interpretieren [Haus].

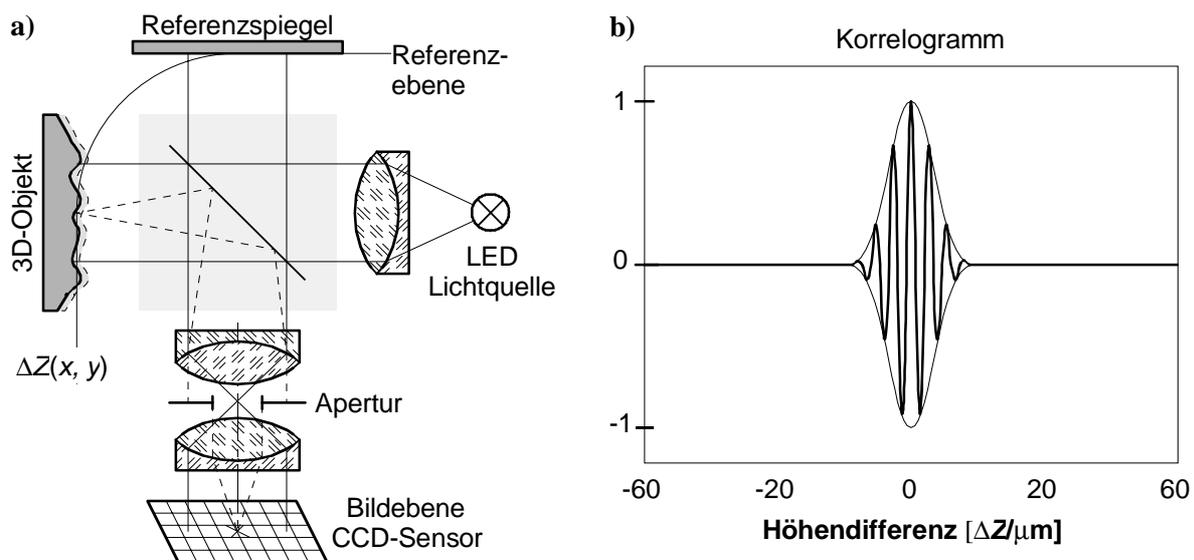
## 2.2 Laufzeitmessung

Das Prinzip der Laufzeitmessung ist in zwei Gruppen zu unterteilen. Diese beiden Gruppen unterscheiden sich physikalisch dadurch, dass die zu detektierenden entfernungsabhängigen Laufzeitunterschiede von ausgesendeten Lichtwellen entweder durch die Kohärenzeigenschaft der Lichtwelle direkt, d.h. durch die interferometrische Messung der Phasenlaufzeit der Lichtwelle bestimmt wird oder indirekt mittels der Messung einer der Lichtwelle überlagerten Modulationsfunktion, d.h. durch die Korrelationsmessung der Gruppenlaufzeit von Lichtwellen.

Die Messung über die Phasenlaufzeit der Lichtwellen wird kohärente Laufzeitmessung genannt, die der Gruppenlaufzeit inkohärente Laufzeitmessung.

### 2.2.1 Kohärente Laufzeitmessung

Diese beiden Gruppen können ihrerseits wiederum in verschiedene Methoden eingeteilt werden [Scw-5]. Die Gruppe der kohärenten Messtechnik teilt sich auf in die **Mehrwellenlängen-Interferometrie** als absolutmessendes Verfahren bis zu mehreren 10 m [Bre-1], [Dänd], in die **Holografische Interferometrie** zur relativen Messung von Verformungen über ein Interferenzbild [OFHB], die **Speckle-Interferometrie**, welche die ortsabhängige Änderung von Speckle-Erscheinungen nutzt [OFHB], [Great] und



**Bild 3:** a) Prinzip des Kohärenzradars. b) Hochpass gefiltertes Korrelogramm eines einzelnen Speckles

die **Weißlicht-Interferometrie** bzw. das **Kohärenzradar**, das die Eigenschaft der begrenzten Kohärenzeigenschaft, bzw. Kohärenzlänge von weißem Licht ausnutzt und das bei der interferometrischen Überlagerung von Empfangs- und Referenzlichtwelle entstehende, örtlich sehr begrenzte Korrelogramm in seinem Maximum detektiert [DrHä], [Groot], [Tiz-2].

**Bild 3 a)** zeigt das Prinzip eines solches Kohärenzradars, das mit einer breitbandigen Beleuchtungsquelle arbeitet. Der in **Bild 3 b)** dargestellte Interferenzkontrast kann nur innerhalb der Speckles beobachtet werden, welche die Bedingung der gleichen optischen Weglänge erfüllen. Somit muss die Pfadlänge im Objektarm des Interferometers annähernd die gleiche sein wie die im Referenzarm. Zur Messung wird der Interferenzkontrast in seinem Maximum detektiert, d.h., dass entweder der Referenzspiegel oder das zu vermessende Objekt in z-Richtung verfahren wird. Die Länge des Korrelogramms entspricht in etwa der Kohärenzlänge der verwendeten Lichtquelle.

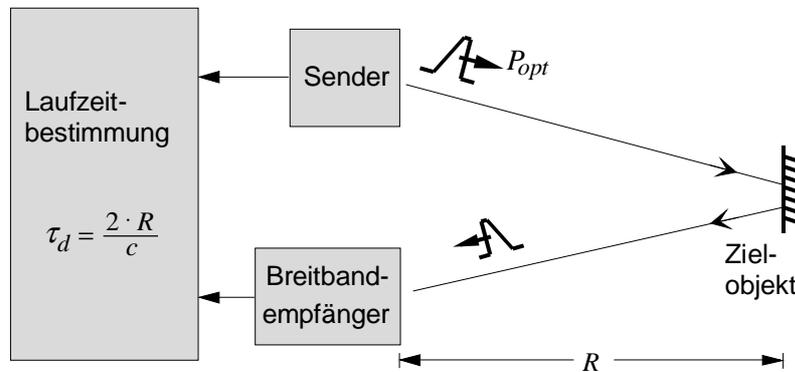
## 2.2.2 Inkohärente Laufzeitmessung

Für die inkohärente Laufzeitmessung ist, wie bereits zuvor erwähnt, eine zusätzlich Modulation, d.h. eine geeignete Signalisierung oder Kennzeichnung der Lichtwelle notwendig. Hierzu können solche aus der Nachrichtentechnik bereits bekannten Verfahren herangezogen werden. Für die optische Messtechnik werden sehr häufig die Verfahren **Pulsmodulation**, **CW-Modulation** (CW, Continuous Wave) und die **PN-Modulation** (PN, Pseudo-Noise) herangezogen.

### 2.2.2.1 Pulslaufzeitverfahren

Die sogenannte **Puls-Laufzeitmessung** arbeitet – wie in **Bild 4** gezeigt – mit repetierenden Lichtimpulsen. Hier wird das von der Objektoberfläche rückgestreute Echo mit seinen typischerweise sehr kurzen Signalfanken zunächst über einen Breitbandempfängers verstärkt und anschließend mittels einer elektronischen Messeinheit zeitlich auflöst.

Solche Messeinheiten bestehen aus digitalen Schaltkreisen, die zum Auszählen des verwendeten Zeittores mittels z.B. neuentwickelter Time-to-Digital-Converter (TDC) [TDC] oder sogenannter adaptiver Sigma-Delta-Umsetzer [DATy] realisiert werden.



**Bild 4:** Prinzip eines optischen Pulslaufzeitradars

Aufgrund des bekannten über die Lichtgeschwindigkeit  $c$  definierten Zusammenhangs zwischen der Echolaufzeit  $\tau_d$  (TOF, Time of Flight) und der im freien Raum zurückgelegten optischen Weglänge bzw. Distanz  $R$

$$\tau_d = \frac{2 \cdot R}{c} \quad (2.3)$$

ist eine zeitliche Auflösung von 6,7 ps notwendig, um eine Entfernungsauflösung von 1 mm zu erreichen. Wesentlicher Vorteil der Laufzeitmessung mit Lichtimpulsen ist die zeitliche Trennung von Mehrfachzielen und die gegenüber Fremdlichteinflüssen hilfreiche Spitzenleistung.

#### 2.2.2.2 Continuous-Wave-Verfahren

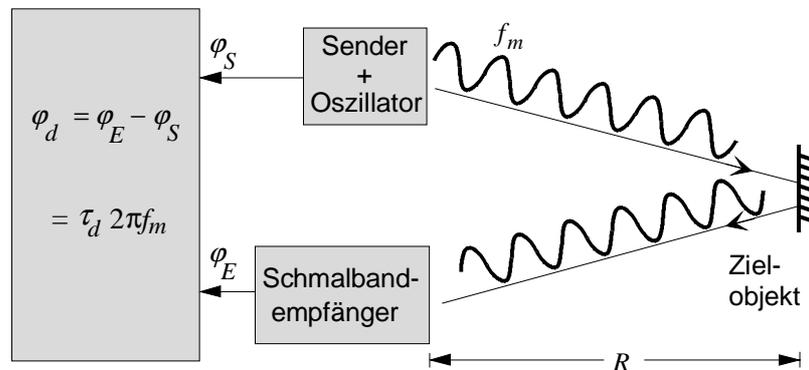
Im Unterschied zur Pulslaufzeitmessung verwendet das CW-Verfahren (siehe **Bild 5**) monofrequent amplitudenmodulierte Lichtsignale mit der Modulationsfrequenz  $f_m$ .

Sie misst die Laufzeit über die Differenz der Phasenlage  $\varphi_d$ , die zwischen dem Sendes- und Empfangssignal auftritt.

$$\varphi_d = 2\pi \cdot f_m \cdot \tau_d \quad (2.4)$$

Die periodische Wiederkehr des verwendeten Modulationssignals begrenzt die Eindeutigkeit der Messung über der Entfernung. Der zur Verfügung stehende Winkelbereich von  $2\pi$  einer Modulationsfrequenz  $f_m$  kann dementsprechend für eine

eindeutige Entfernungsmessung innerhalb des sog. Eindeutigkeitsbereiches  $Z_{max}$  herangezogen werden.



**Bild 5:** Prinzip des optischen Phasenlaufzeitverfahrens mit harmonischen Modulationssignalen (CW-Modulation)

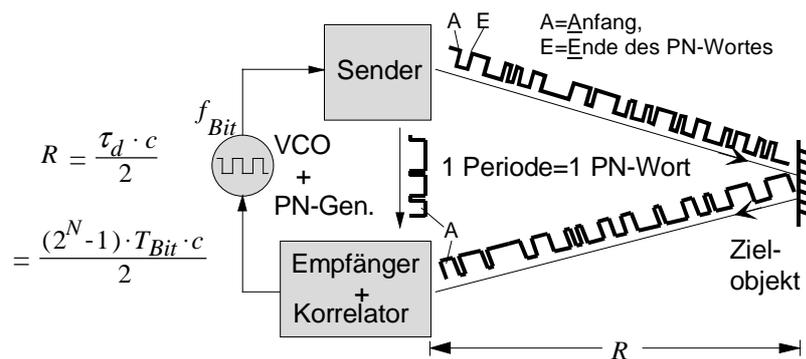
Die Kenngrößen des Modulationssignals, d.h. die Modulationswellenlänge  $\lambda_m$ , die Modulationsfrequenz  $f_m$  bzw. die Modulationsperiodendauer  $T_m$  und der Eindeutigkeitsbereich stehen somit in folgendem einfachem Zusammenhang.

$$Z_{\max} = \frac{\lambda_m}{2} = \frac{c}{2 \cdot f_m} = \frac{T_m \cdot c}{2} \quad (2.5)$$

Dieser Zusammenhang gilt gleichermaßen für die laufzeitbasierte Messung der Interferometrie.

### 2.2.2.3 Pseudo-Noise-Verfahren

Dieses Verfahren verwendet Modulationssignale, die sich aufgrund ihrer stochastischen Eigenschaften ähnlich einem Rauschsignal verhalten. Rauschsignale haben bekanntermaßen eine in Abhängigkeit ihrer Bandbreite sehr begrenzte Korrelationsfunktion und weisen daher eine geringe Ähnlichkeit mit sich selbst auf.



**Bild 6:** Prinzip der optischen Entfernungsmessung mit Pseudo-Noise-Signalen (PN-Modulation)

**Bild 6** zeigt das Prinzip eines Entfernungsmesssystems, das mit PN-Modulationssignalen arbeitet. Die Vorteile dieser Signalform liegen hauptsächlich darin begründet, dass bei der Auswertung des Korrelationsergebnisses die Pulskompresseionseigenschaft für eine optimale Energieausnutzung sorgt. Hierdurch können zum einen stark verrauschte Signale mit einem Signal/Rauschverhältnis von 0 dB und kleiner detektiert werden. Zum anderen erhält man im Vergleich zum CW-Verfahren einen vergrößerten Eindeutigkeitsbereich – ähnlich dem Pulsverfahren.

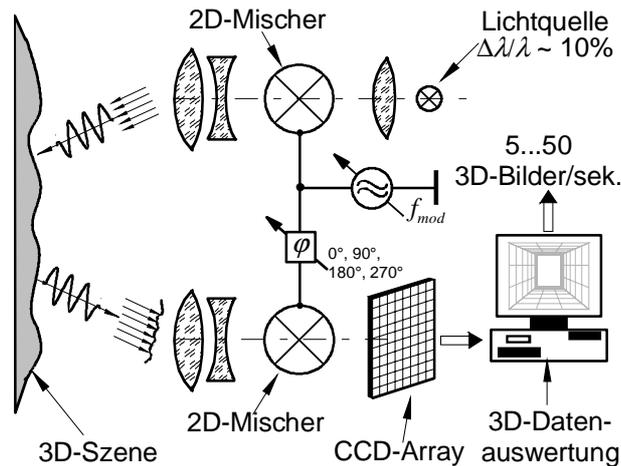
Aus dem in (2.5) gezeigten Zusammenhang kann bei vorgegebener Bitanzahl  $N$  und Bitbreite  $T_{Bit}$  des PN-Wortes der Eindeutigkeitsbereich bestimmt werden.

$$Z_{\max} = \frac{T_m \cdot c}{2} = \frac{(2^N - 1) \cdot T_{Bit} \cdot c}{2} \quad (2.6)$$

Diese Messung geschieht meist im Maximum der Korrelationsfunktion bzw. im Nulldurchgang der Ableitung der sog. Diskriminator Kennlinie. Hierzu muss in Abhängigkeit der Entfernung das Sende- oder das Referenzsignal zeitlich durch einen Verzögerungskreis (DLL, Delay Locked Loop) [Li-1] oder durch eine frequenzvariable PN-Modulation [Klein] verschoben werden.

### 3 Messverfahren einer 3D-Laufzeitkamera

Die im Folgenden dargestellten Arbeiten beziehen sich im Wesentlichen auf das Konzept eines absolut messenden, integrierten 3D-Kamerasystems nach dem Laufzeitprinzip modulierter Lichtwellen zur berührungslosen, automatischen 2D/3D-Geometrieprüfung und Szenenanalyse.



**Bild 7** : 3D-Kamerakonzert mit zweidimensionalen optischen Modulatoren/Demodulatoren

Das dem Messverfahren zugrunde liegende Prinzip beruht auf der Laufzeitmessung von HF-modulierten optischen Signalen und wurde in zahlreichen Veröffentlichungen [SwHe4], [Xu-1], [SwHe3] ausführlich beschrieben.

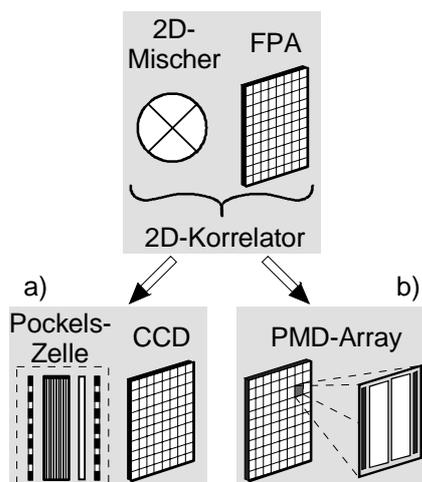
Wie die sehr vereinfachte Darstellung in **Bild 7** zeigt, wird anhand einer flächigen bzw. zweidimensionalen (2D)-Modulation und 2D-Korrelation des ausgesendeten und empfangenen Lichts ein Phasenbild der betrachteten 3D-Szene auf dem integrierenden Empfangsdetektor (FPA, Focal Plane Array) erzeugt. Mit einer solchen 3D-Kamera wird - ähnlich einem Laserradar - die Entfernung über die Echolaufzeit des Lichts zur Objektoberfläche und zurück bestimmt, allerdings parallel und gleichzeitig für eine ganze 3D-Szene. Die auf diese Weise entstehenden Phasen- bzw. Tiefenbilder enthalten die komplette 3D-Information der betrachteten Szene.

Basierend auf dieser Technik und der Gestalt der entstehenden Empfangssignale wird dieses Verfahren von uns optische HF-Modulationsinterferometrie oder kurz RFMI (RF-Modulation Interferometry) genannt.

### 3.1 Lichtmodulatoren großer Apertur

Die prinzipielle Eignung dieses 3D-Kamerakonzepts hängt im Wesentlichen von der Verwirklichung eines geeigneten HF-modulierbaren Lichtmodulators großer Apertur (2D-Modulator) und dessen Leistungsfähigkeit ab. Hierzu wurden sowohl verschiedene Modulatorvarianten untersucht [Hei-2] als auch neue Konzepte entwickelt, die aufgrund ihrer physikalischen und technologischen Leistungsmerkmale die Möglichkeit bieten, in einem 3D-Kamerasystem eingesetzt zu werden.

Die beschriebene Vorgehensweise der HF-Modulation und Korrelation mit optischen Modulatoren löst auf elegante Weise die für Laufzeitmessungen üblichen Driftprobleme konventioneller Korrelationsempfänger und ermöglicht die parallele und simultane 3D-Vermessung aller Bildpunkte. Hierdurch kann der mechanische Scanvorgang konventioneller Laserradare vermieden werden.



**Bild 8:** 2D-Korrelationsempfang einer 3D-Laufzeitkamera mit  
**a)** der Kombination aus einer Pockels-Zelle und einem  
 CCD-Array oder **b)** einem einzigen PMD-Array.

Ein diesbezügliches Konzept einer 3D-Laufzeitkamera ohne Scanner wird seit 1994 am Institut für Nachrichtenverarbeitung (INV) und am Zentrum für Sensorsysteme (ZESS) der Universität Siegen bearbeitet. Hierfür wurden in einem DFG-Projekt Pockels-Zellen großer Apertur als 2D-Sende-/Empfangsmischer entwickelt und untersucht. Zentraler Gegenstand heutiger Forschungs- und Entwicklungsarbeiten ist ein neuartiges optoelektronisches Halbleiterbauelement, der sog. Photomischdetektor (PMD, Photonic

Mixer Device) [Scw-1]. Dieses Bauelement besitzt - so wie in **Bild 8** symbolhaft dargestellt - die Fähigkeit, die zur Korrelation von optischen und elektrischen Signalen notwendigen Funktionen in sich zu vereinigen.

### 3.2 Problematik konventioneller Modulatoren

Zur Verwirklichung einer solchen 3D-Laufzeitkamera spielt die Problematik der Modulation die entscheidende Rolle, die wie beschrieben über die gesamte zweidimensionale Sende- und Empfangsapertur des optischen Systems zu realisieren ist.

Stand der Technik sind diverse optische Modulatoren wie Kerr- oder Pockels-Zellen, die für diese Anwendung passend sein könnten, meist jedoch zur eindimensionalen Modulation eingesetzt werden. Solche für die 2D-Modulation eingesetzte nichtlineare optische Kristalle verursachen jedoch – wie später gezeigt wird – Aberrationen, die in einem Abbildungssystem zu vermeiden sind.

Nachfolgend sind einige Grundprinzipien aufgelistet, wie sie heute gewöhnlich in 1D-Lichtshuttern bzw. 1D-Lichtmodulatoren verwendet werden.

- 1) Elektrooptischer Effekt [WiHa], [Möller], [Hecht]
  - linear elektrooptischer Effekt oder Pockels-Effekt<sup>1</sup>
  - quadratisch elektrooptischer Effekt oder Kerr-Effekt<sup>2</sup>
  - elektrooptischer Effekt in Flüssigkristallen
- 2) Akustooptischer Effekt [WiHa], [Möller]
  - Bragg-Effekt
  - Raman Nath
- 3) Magnetooptischer Effekt [WiHa], [Möller]
  - Faraday-Effekt
  - Cotton-Mouton-Effekt
  - Voigt-Effekt

---

<sup>1</sup> entdeckt 1875 vom schottischen Physiker John Kerr (1824-1907)

<sup>2</sup> erforscht 1893 vom deutschen Physiker Carl Alwin Pockels (1865-1913)

Ein optischer Modulator, der auf dem Effekt der gestörten Totalreflektion (FTR, Frustrated Total Reflection) beruht, kann dieses Problem vermeiden [Hei-1]. Das Treibermedium dieses Modulators ist ein schnelles Piezoelement.

Die Idee zur Entwicklung dieses sog. FTR-Modulators entstand ursprünglich bei der Recherche zu möglichen Modulatorkonzepten, bzw. bei der vergleichenden Untersuchung verwendbarer nichtlinearer Materialien .

Der elektrooptische Effekt äußert sich in der Änderung des Brechungsindex und wird durch die lineare elektrooptische Konstante  $r_{63}$  bzw. die quadratische elektrooptische Konstante oder Kerr-Konstante  $K_{Kerr}$  beschrieben. Besonders Kerr-Zellen leiden unter den Randbedingungen ihrer geometrischen Abmessungen. Ihre begrenzte Apertur und die notwendige Modulatorlänge von einigen Zentimetern zwingt das einfallende Strahlenbündel in ein enges "Korsett". Ein weiterer Nachteil sowohl für den Kerr- als auch für den Pockels-Effekt ist die benötigte hohe Modulationsspannung. Allgemein ist der elektrooptische Effekt in Flüssigkristallen mit zu großen Zeitkonstanten behaftet, die aus dem Reorientierungsverhalten der Moleküle resultieren und typischerweise in der Größenordnung von  $10^{-3}$  s liegen.

Akustooptische Modulatoren werden allgemein in ähnlichen Anwendungen eingesetzt wie diejenigen für elektrooptische Modulatoren, obwohl sie generell etwas langsamer sind. Die Begrenzung der erreichbaren Modulationsfrequenzen ist von den akustischen Verlusten verfügbarer akustooptischer Materialien abhängig. Außerdem wird die Modulationsbandbreite durch den optischen Strahldurchmesser des einfallenden Lichtes reduziert, da die Transitzeit der akustischen Welle über dem Durchmesser der optischen Welle steigt.

Der Faraday-Effekt ist der einfachste magnetooptische Effekt und zugleich der einzige von wirklichem Interesse für die optische Modulation. Die Polarisation des Lichts ändert sich hier proportional zum magnetischen Feld.

Allgemein ist der Wirkungsgrad der magnetooptischen Effekte – auch der des Faraday-Effektes – sehr gering und darüber hinaus wellenlängen- und temperaturempfindlich. Ferner limitiert die magnetische Spule, die zur Nutzung des Faraday-Effektes unabdingbar ist, die anwendbare Modulationsfrequenz.

Der elektrooptische oder auch Pockels-Effekt wird größtenteils zur Modulation oder zum Schalten von Lichtwellen eingesetzt, z.B. in Q-switch-Anwendungen für Lasereinrichtungen. Die maximalen Modulationsfrequenzen solcher Kristalle liegen im Bereich von GHz. In technischen Realisierungen mit großen Kristallaperturflächen wird diese Größenordnung jedoch nicht erreicht. Eine detailliertere Untersuchung von käuflichen elektrooptischen Modulatoren zeigt, dass im Falle der 2D-Modulation bzw. der 3D-Messung einige notwendige Anforderungen nicht befriedigend gelöst werden können. Die Realisierung einer räumlich parallelen und zeitlich simultanen dreidimensionalen Messung erfordert einige Eigenschaften der optischen Modulatoren, die wie folgt zusammengefasst werden können:

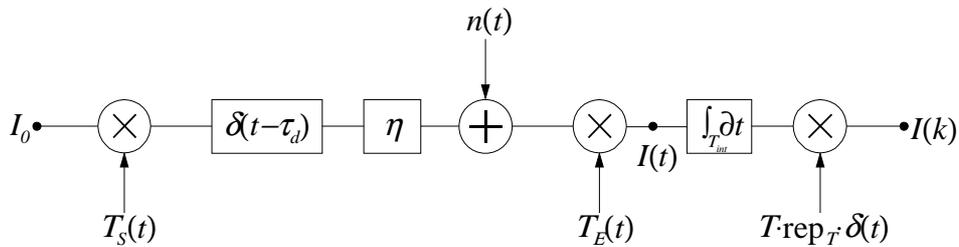
- genügend große optische Apertur für zweidimensionale Abbildungen;
- hohe optische Modulationstiefe bei kleinen Leistungsverlusten;
- gute Linearität bei bedeutender Modulationstiefe;
- minimale oder keine Aberrationen bei der optischen Abbildung;
- kleinste Zeitkonstanten für höchste Modulationsfrequenzen ( $\tau \leq 10\mu\text{s}$ );
- geringe Empfindlichkeit gegenüber Fluktuationseinflüssen wie Temperatur.

Der sogenannte FTR (Frustrated Total Reflection) Modulator ist ein Vorschlag, um diesen fundamentalen Anforderungen bezüglich einiger Aspekte zu genügen.

Ausgangspunkt ist die Überlegung, dass die quasi verzerrungsfreie und mit guter optischer Leistungsbilanz behaftete Reflektion von Spiegeloberflächen eine wichtige und vorbildhafte Grundeigenschaft für einen zweidimensionalen, d.h., abbildenden Modulator darstellt. Hieraus resultieren die folgenden drei wichtigen Vorteile: Erstens, keine oder nur geringe optische Aberrationen wie sie in gewöhnlichen optischen Linsensystemen erscheinen; zweitens, minimale Leistungsverluste, da keine Polarisatoren im System notwendig sind (vgl. Modulation mit Pockels-Zellen); und folglich resultiert hieraus eine effektiv höhere Modulationstiefe bzw. ein verbesserter Modulationswirkungsgrad.

### 3.3 Beschreibung der Signale

Zur Berechnung der Entfernungswerte ist die mathematische Beschreibung der Signale und der Signalpfade notwendig. Die optische Modulation und Demodulation in einem Entfernungsmesssystem ist dem Prinzip des Superheterodynempfangs, der in elektrischen Übertragungssystemen für Nachrichtenkanäle Einsatz findet, sehr ähnlich.



**Bild 9:** Vereinfachtes Blockdiagramm für den eindimensionalen Fall

Aus diesem Grund weisen die mathematischen Beschreibungen eine große Übereinstimmung auf, obwohl in unserem Fall der Laserentfernungsmessung modulierte Lichtwellen als Signale Verwendung finden. Zum besseren Verständnis für den Prozess der Bewertung der Entfernungsdaten zeigt **Bild 9** ein Blockdiagramm, welches das vereinfachte Beschreibungsmodell eines Empfangskanals einer 3D-Kamera darstellt. Die Beschreibung ist hierdurch zunächst auf den eindimensionalen Fall reduziert, d.h. lediglich für ein einziges Empfangspixel dargestellt.

Der resultierende Intensitätswert  $I(t)$  am Empfänger ist in Folge der Laufzeit  $\tau_d$  zeitlich verzögert und wird von den Transmissionseigenschaften  $T(t)$  des Sende- und des Empfangsmodulators beeinflusst. Die jeweiligen Transmissionseigenschaften der untersuchten Modulatoren werden in den nachfolgenden Kapiteln charakterisiert.

Das vom Empfangselement, d.h. dem elektrooptischen Wandler detektierte Intensitätssignal  $I(t)$  kann demnach wie folgt beschrieben werden.

$$I(t) = I_0 \cdot \eta \cdot [T_S(t) * \delta(t - \tau_d)] \cdot T_E(t) + n_t(t) \quad (3.1)$$

Hierbei repräsentiert  $\eta$  einen entfernungs- und reflektionsabhängigen räumlichen Dämpfungsfaktor,  $t$  die Zeit,  $\tau_d$  steht für die Echoverzögerungszeit und  $n_t(t)$  beschreibt einen äquivalenten Rauschterm über den gesamten Empfangskanal.

Das optische Signal wird in Abhängigkeit des realisierten Verfahrens direkt nach oder noch während der empfangsseitigen Demodulation in geeigneter Weise detektiert und über der Integrationszeit  $T_{int}$  in die Ladungsmenge  $Q_{Det}$  gewandelt. Das über der Integrationskapazität  $C_{int}$  resultierende Spannungssignal  $\bar{u}_E(\tau_d)$  ist von den Hochfrequenzmodulationssignalen befreit und nur noch von der Laufzeit  $\tau_d$  abhängig. Die Konstante  $konst$  berücksichtigt weiterhin einen Wert für die Empfindlichkeit des optischen Empfangselements sowie hier nicht weiter ausgeführte Verluste der optischen Gesamtanordnung.

$$\bar{u}_E(\tau_d) = \frac{Q_{Det}}{C_{int}} = \frac{konst}{C_{int}} \cdot \int_{t=0}^{T_{int}} I(t) \partial t = \frac{konst}{C_{int}} \cdot \int_{t=0}^{T_{int}} I_0 \cdot T_S(t - \tau_d) \cdot T_E(t) \partial t \quad (3.2)$$

Die Beschreibung der empfangsseitigen Signalmultiplikation und Integration in Gleichung (3.2) entspricht dem Verfahren der zeitlichen Korrelation, das die zur Entfernungsmessung notwendigen Signalanteile in den äquivalenten Tiefpassbereich demoduliert. Die hier gezeigte mathematische Beschreibung beschränkt sich auf den eindimensionalen Fall und kann für die Darstellung mehrere paralleler Empfangskanäle auf einfache Weise um die örtlichen Dimensionen der  $XY$ -Ebene erweitert werden.

Die bislang allgemeinen Formulierungen, müssen für die weitere Signalbeschreibung mit detaillierteren Angaben über die Art der Sende- und Empfangsmodulatoren sowie der jeweiligen Misch- bzw. Modulationssignale ergänzt werden. In einem nächsten Schritt werden die zu erwartenden Empfangssignale näher beschrieben, die wir aufgrund ihrer Eigenschaften und ihrer Verwandtschaft zu denen der Interferometrie auch Korrelogramme nennen. Aus diesem Grund wählen wir zunächst für die beiden Transmissionseigenschaften  $T_S$  und  $T_E$  der Mischer, d.h. für den Sende- und für den Empfangszweig, lineare Verhältnisse und sinusförmige Modulationssignale der Frequenz  $\omega_m t$ .

$$T(t) = T_0 + T_m \cdot \cos(\omega_m t) \quad (3.3)$$

Unter Berücksichtigung der Phasenlaufzeit  $\tau_d$  bzw. des Phasenwinkels  $\varphi_d$  und eines beliebigen Offsetwinkels  $\varphi_0$  kann die Signalcharakteristik bestimmt werden.

$$T_S(t - \tau_d) \cdot T_E(t) = [T_{S,0} + T_{S,m} \cdot \cos(\omega_m(t - \tau_d))] \cdot [T_{E,0} + T_{E,m} \cdot \cos(\omega_m t - \varphi_0)] \quad (3.4)$$

Nach einigen algebraischen Berechnungen und unter Einbeziehung von trigonometrischen Zusammenhängen erhalten wir einen Ausdruck, der sich aus mehreren spektralen Anteilen wie folgt zusammensetzt:

$$I(t) \propto A_0 + A_1 \cdot \cos(\omega_m t) + A'_1 \cdot \sin(\omega_m t) + A_2 \cdot \cos(2\omega_m t) + A'_2 \cdot \sin(2\omega_m t) \quad (3.5)$$

Der Oberwellenanteil bei der doppelten Modulationsfrequenz entsteht hier durch die Multiplikation der homodynen Mischung. Hier ist zunächst der Fall einer linearen Modulationskennlinie vorausgesetzt, d.h., weitere Mischanteile, die durch Nichtlinearitäten entstehen würden, sind unberücksichtigt.

Die Koeffizienten  $A_n$  und  $A'_n$  ergeben sich zu:

$$\text{Gleichanteil} \quad A_0 = T_{S,0} \cdot T_{E,0} + \frac{T_{S,m} \cdot T_{E,m}}{2} \cdot \cos(\varphi_0 - \varphi_d) \quad (3.6)$$

$$\text{Realteil bei der Frequenz } f_m \quad A_1 = [T_{S,0} \cdot T_{E,m} \cdot \cos \varphi_0 + T_{E,0} \cdot T_{S,m} \cdot \cos \varphi_d] \quad (3.7)$$

$$\text{Imaginärteil bei der Frequenz } f_m \quad A'_1 = [T_{S,0} \cdot T_{E,m} \cdot \sin \varphi_0 + T_{E,0} \cdot T_{S,m} \cdot \sin \varphi_d] \quad (3.8)$$

$$\text{Realteil bei der Frequenz } 2 \cdot f_m \quad A_2 = \left[ \frac{T_{S,m} \cdot T_{E,m}}{2} \cdot \cos(\varphi_d - \varphi_0) \right] \quad (3.9)$$

$$\text{Imaginärteil bei der Frequenz } 2 \cdot f_m \quad A'_2 = \left[ \frac{T_{S,m} \cdot T_{E,m}}{2} \cdot \sin(\varphi_d - \varphi_0) \right] \quad (3.10)$$

Aufgrund der Tiefpasscharakteristik des Korrelationsempfängers, sind wir im weiteren Verlauf nur an der mit Gleichanteil bezeichneten Komponente  $A_0$  aus Gleichung (3.6) interessiert. Die höherfrequenten Mischterme  $A_1$  und  $A'_1$  der Frequenz  $f_m$  sowie  $A_2$  und  $A'_2$  der Frequenz  $2 \cdot f_m$  werden tiefpassgefiltert.

Auf jedem Empfangselement bzw. Bildelement oder Pixel erscheint somit ein Ladungszustand, der sich aus zwei Komponenten zusammensetzt und über der Empfangsapertur wie ein Interferogramm verteilt ist.

$$Q(n, m) = Q_0(n, m) + Q_m(n, m) \cdot \cos(\varphi_d(n, m) - \varphi_0(n, m)) \quad (3.11)$$

Diese beiden Komponenten werden repräsentiert durch einen statischen Gleichanteil  $Q_0$ , der ebenso unveränderlich wie unvermeidbar ist und einen dynamischen, d.h.

innerhalb der Integrationsbandbreite in Abhängigkeit der Laufzeit veränderbaren Ladungsanteil  $Q_m$ .

Aus den obigen Gleichungen ist zu erkennen, dass selbst bei nicht vorhandenem Phasenoffset  $\varphi_0$  und ohne Berücksichtigung von Fremdlichteinstrahlungen ein minimaler Ladungsoffset vorhanden ist. Für den hier dargestellten Fall der sinusförmigen Modulation und Demodulation sowie der Annahme einer jeweiligen Durchmodulation mit dem Modulationsgrad  $MG_S = MG_E = 100\%$  ergibt sich ein maximal möglicher Kontrast von  $K = 50\%$ , der analog zur Interferometrie auch *Fringe Visibility* genannt wird.

Allgemein gilt folgende Definition für den Modulationsgrad:

$$MG = \frac{\max - \min}{\max + \min} = \frac{T_m}{T_0} \quad (3.12)$$

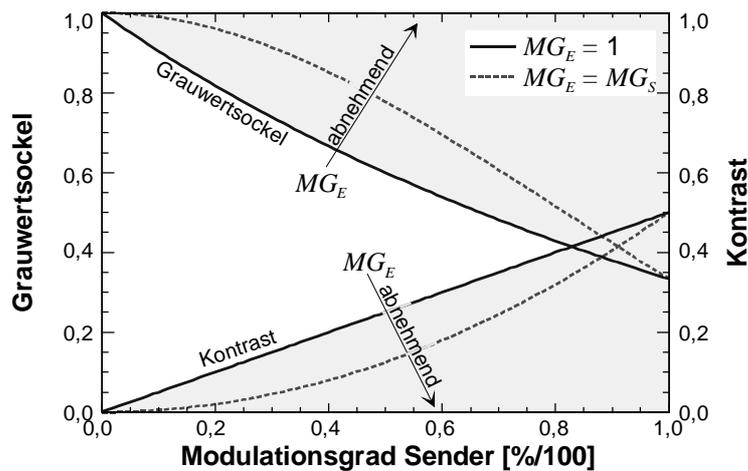
und für den Kontrast

$$K = \frac{\max - \min}{\max + \min} = \frac{Q_m}{Q_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{T_{S,m} \cdot T_{E,m}}{T_{S,0} \cdot T_{E,0}} = \frac{1}{2} \cdot MG_S \cdot MG_E \quad (3.13)$$

Aus den beiden Gleichungen für den Modulationsgrad  $MG$  und der Fringe Visibility  $K$  lässt sich eine Beziehung für den Grauwertsockel, der durch den min-Wert in Gleichung (3.13) repräsentiert wird, herleiten.

$$(Q_0 - Q_m) = (Q_0 + Q_m) \cdot \frac{1 - \frac{1}{2} \cdot MG_S \cdot MG_E}{1 + \frac{1}{2} \cdot MG_S \cdot MG_E} = \frac{1 - K}{1 + K} \quad (3.14)$$

Dieser Grauwertsockel enthält für die Phasenauswertung keinerlei Information und sollte demgemäss so gering wie möglich sein. Hierbei spielen die Modulationsgrade der Sende- und Empfangsmischer eine essentielle Rolle, wie in **Bild 10** zu sehen ist. Bezogen auf das obige Beispiel, in dem wir von 100% durchmodulierten sinusförmigen Lichtsignalen ausgegangen sind, verbleibt immer noch ein Drittel der Gesamtintensität als nicht zu reduzierender Grauwertsockel auf dem Empfangselement.



**Bild 10:** Verlauf des Kontrastwertes und des Grauwertsockels in Abhängigkeit der Modulationsgrade  $MG_E$  und  $MG_S$

### 3.4 Auswertung der Entfernungssignale

Zur Auswertung der Entfernungswerte ist aus Gleichung (3.11) ersichtlich, dass jeder Messwert aus drei zunächst unbekanntem Faktoren resultiert. Dies ist der Gleichanteil  $Q_0$ , die Amplitude oder der Hub des Modulationsanteils  $Q_m$  und die Phase  $\varphi_d$ , die die Laufzeit bzw. den Entfernungswert wiedergibt.

#### 3.4.1 Phasen-Shift Verfahren

Im Folgenden wird eine einfache Methode dargestellt, die unter dem Namen *Quasi-Heterodyn-* oder auch *Phasen-Shift-Verfahren* bekannt ist.

Hierbei wird die Frequenz des Modulationssignals fixiert und sowohl dem Sende- als auch dem Empfangsmodulator zur Verfügung gestellt.

$$Q_k(n, m) = Q_{0,k}(n, m) + Q_{m,k}(n, m) \cdot \cos(\varphi_d(n, m) - \varphi_0(n, m) + \psi_k) \quad (3.15)$$

$$k = 1, 2 \dots N \quad \text{für } N \geq 3$$

Ein Phasenwert, der in Gleichung (3.15) mit  $\psi_k$  bezeichnet ist, wird entweder im Sende- oder im Empfangszweig zusätzlich aufgebracht, so dass in schneller Folge bei möglichst exakt gleichen Bedingungen mehrere Messungen  $Q_k$  durchgeführt werden. Hierzu werden  $N$ -Messungen mit äquidistant verteilten Phasen-Shifts über einer  $2\pi$ -

Periode vorgenommen, um eine einfache und somit schnelle Auswertung zu gewährleisten. Für äquidistante Phasenshifts  $\psi_k$  gilt demnach:

$$\psi_k = \frac{2\pi}{N} \cdot k \quad \text{mit } k = 1, 2 \dots N \quad \text{für } N \geq 3 \quad (3.16)$$

Der Faktor  $k$  ist ein Laufindex für die Anzahl der Modulationsinterferogramme. Mit dem bekannten Verfahren der *Least-Square-Aproximation* kann eine sog. *Best-Fit* für alle Variablen gefunden werden. Darüber hinaus werden bei dieser Methode Signalfluktuationen, speziell gausverteiltes Rauschen, sehr effektiv unterdrückt.

Aus der hierfür bekannten Minimalitätsforderung zur Berechnung der kleinsten Fehlerquadrate liefern drei partielle Ableitungen das Ergebnis für die Bestimmung des Phasenwertes  $\varphi_d$  [SwHe4].

$$\varphi_d(n, m) = \arctan \left( - \frac{\sum_{k=1}^N Q_k(n, m) \cdot \sin(\psi_k)}{\sum_{k=1}^N Q_k(n, m) \cdot \cos(\psi_k)} \right) \quad (3.17)$$

Diese Berechnung liefert in einer der drei Ergebnisgleichungen ebenso die Mittelwertbildung für den normalen Helligkeits- oder Grauwert.

$$Q_0(n, m) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{k=1}^N Q_k(n, m) \quad (3.18)$$

Für die Phasen-Shift Methode ist die Bestimmung des Phasenwinkels  $\varphi_d$  auf modulo  $2\pi$  begrenzt. Somit können Radarentfernungsmessungen unter Berücksichtigung des Hin- und Rückweges in einem von der Modulationswellenlänge  $\lambda_m$  abhängigem Eindeutigkeitsbereich von  $Z_{max} = \lambda_m/2 = c/(2 \cdot f_m)$  durchgeführt werden.

Eine sehr einfache Lösung wird durch die Verwendung von  $N = 4$  Phasenshifts erzielt. Hierfür ergeben sich folgende Gleichungen für Phasenwinkel  $\varphi_d$  und Grauwert  $Q_0$  :

$$\varphi_d(n, m) = \arctan \left( \frac{Q_3(n, m) - Q_1(n, m)}{Q_2(n, m) - Q_4(n, m)} \right) \quad (3.19)$$

$$Q_0(n, m) = \frac{1}{4} \cdot [Q_1(n, m) + Q_2(n, m) + Q_3(n, m) + Q_4(n, m)] \quad (3.20)$$

### 3.4.2 Frequenz-Shift Verfahren

Alternativ zum oben beschriebenen Verfahren können anstelle von Phasenschritten auch unterschiedliche Modulationsfrequenzen  $f_{m,k}$  zur Ansteuerung der beiden Modulatoren verwendet werden [SwHe4].

$$f_{m,k} = f_{m,0} + (k-1) \cdot \Delta f_m \quad \text{mit } k = 1, 2, \dots, N \quad \text{für } N \geq 3 \quad (3.21)$$

Gemäß nachfolgender Darstellung wird die Phasenverzögerung jedes einzelnen Bildelementes an der Position  $(n, m)$  durch ein Gleichungssystem mit  $N$  Gleichungen beschrieben.

$$Q_k(n, m) = Q_{0,k}(n, m) + Q_{m,k}(n, m) \cdot \cos(2\pi f_{m,k} \cdot \tau_d(n, m) - \varphi_0(n, m)) \quad (3.22)$$

$$k = 1, 2 \dots N \quad \text{für } N \geq 3$$

Hier werden die Entfernungswerte ebenfalls durch eine Serie von mindestens drei aufeinander folgenden Messungen mit drei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen bestimmt, deren Frequenzabstand zueinander mit  $\Delta f_m$  bezeichnet ist. Die allgemeine Lösung für den entfernungsproportionalen Phasenwinkel über  $N$  Messungen lautet wie folgt:

$$2\pi\Delta f_m \tau_d(n, m) = \arccos \left[ \frac{(N-2) \left\{ \sum_{k=1}^{N-2} [Q_k(n, m) + Q_{k+2}(n, m)] \cdot Q_{k+1}(n, m) \right\}}{2 \left\{ (N-2) \sum_{k=1}^{N-2} [Q_{k+1}(n, m)]^2 - \left[ \sum_{k=1}^{N-2} Q_{k+1}(n, m) \right]^2 \right\}} \right] - \frac{\sum_{k=1}^{N-2} Q_{k+1}(n, m) \sum_{k=1}^{N-2} [Q_k(n, m) + Q_{k+2}(n, m)]}{2 \left\{ (N-2) \sum_{k=1}^{N-2} [Q_{k+1}(n, m)]^2 - \left[ \sum_{k=1}^{N-2} Q_{k+1}(n, m) \right]^2 \right\}} \quad (3.23)$$

Das allgemeine Ergebnis für die Grauwertkomponente lautet:

$$Q_0(n, m) = \frac{1}{2(N-2) \cdot [1 - \cos(2\pi\Delta f_m \tau_d)]} \cdot \left\{ \sum_{k=1}^{N-2} [Q_k(n, m) + Q_{k+2}(n, m)] - 2 \cos(2\pi\Delta f_m \tau_d) \sum_{k=1}^{N-2} Q_{k+1}(n, m) \right\} \quad (3.24)$$

Es ist deutlich zu sehen, dass die allgemeinen Bestimmungsgleichungen des Frequenz-Shift Verfahrens erheblich komplizierter sind als die des Phasen-Shift Verfahrens. Für den speziellen Fall von insgesamt vier Frequenzschritten, ergeben sich jedoch etwas bequemere Ausdrücke. Die Bestimmungsgleichung für den Phasenwert ist der des Phasen-Shift Verfahrens sehr ähnlich.

$$2\pi\Delta f_m \tau_d(n, m) = \arccos \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{Q_1(n, m) - Q_4(n, m)}{Q_2(n, m) - Q_3(n, m)} - 1 \right) \quad (3.25)$$

$$Q_0(n, m) = \frac{1}{4} \cdot \left[ \frac{Q_1(n, m) + Q_2(n, m) + Q_3(n, m) + Q_4(n, m)}{1 - \cos(2\pi\Delta f_m \tau_d)} - \frac{2 \cos(2\pi\Delta f_m \tau_d) \cdot (Q_2(n, m) + Q_3(n, m))}{1 - \cos(2\pi\Delta f_m \tau_d)} \right] \quad (3.26)$$

Die Größe  $\Delta f_m$  steht für das Frequenz-Shift Intervall und gibt gleichzeitig den Eindeutigkeitsbereich für die Entfernungsmessung wieder. Da die arccos-Funktion eine Eindeutigkeit im Bereich modulo  $\pi$  aufweist, ist der durch die Differenzfrequenz vorgegebene eindeutige Messbereich auf  $Z_{max} = c/(4 \cdot \Delta f_m)$  beschränkt. Ein wesentlicher Nachteil des Frequenz-Shift Verfahrens, der durch die Systematik vorgegeben ist, ergibt sich aus den hohen Bandbreitforderungen, die an die zur Verfügung stehenden Lichtmodulatoren gestellt werden.

Die aus beiden Methoden resultierenden Phasenwerte können unter Berücksichtigung der beiden Gleichungen (2.3) und (2.4) über den einfachen Zusammenhang, der die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Lichtwellen beinhaltet, berechnet werden.

$$R = \frac{\tau_d \cdot c}{2} = \frac{\varphi_d \cdot c}{4\pi f_m} \quad (3.27)$$

Hier entspricht  $R$  dem zu messenden Entfernungswert,  $\tau_d$  der Laufzeit und  $c$  der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Lichtwellen im Vakuum.

## 4 Neue Modulationskonzepte

Der zweidimensionale (2D) optische Mischer bzw. Modulator – wie in **Bild 7** gezeigt – repräsentiert die zur Realisierung einer 3D-Laufzeitkamera weitaus kritischste Komponente. Eine Hardwarerealisierung impliziert zwei strenge Bedingungen: Zum Einen sollte über der gesamten Sende- bzw. Empfangsapertur eine homogene Modulation wirksam sein. Zum Anderen ist zu beachten, dass die in abbildenden Systemen immer vorhandenen Divergenzwinkel der Sende-/Empfangsapertur in Abhängigkeit der Modulatorlänge zu Aberrationen bezüglich der 3D-Abbildung führen. Im Folgenden werden insgesamt drei prinzipiell geeignete Modulatorkonzepte vorgestellt. Jedes dieser Konzepte besitzt unterschiedliche Vorteile und Einschränkungen.

### 4.1 Linearer Elektrooptischer Effekt (Pockels-Effekt)

Als linearer elektrooptischer Effekt oder auch Pockels-Effekt bezeichnet man die lineare Änderung des Brechungsindex  $n$  in Abhängigkeit des elektrischen Feldes. In Lichtmodulatoren, die mittels des Pockels-Effektes arbeiten, wird auf Basis dieser Brechungsindexänderung die Polarisierung der den Modulator durchdringenden Lichtwellen beeinflusst. Dies geschieht durch das Anlegen einer elektrischen Spannung und der daraus resultierenden Erzeugung eines elektrischen Feldes entlang oder parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes, bekannt als longitudinaler und transversaler Pockels-Effekt [RoBo].

Die Pockels-Zelle bewirkt in Kombination mit Polarisationsfiltern eine Intensitätsmodulation des Lichtes, die prinzipiell für eine 3D-Kameraanordnung geeignet erscheint. Da jedoch der elektrooptische Effekt bislang gefundener Materialien nicht besonders groß ist, sind relativ hohe Zellenspannungen notwendig.

Im Folgenden soll anhand des für diese Arbeit verwendeten elektrooptischen Materials  $KD^*P$  (Kalium Dideuterium Phosphat) eine Darstellung der Wirkungsweise von nichtlinearen Kristallen gegeben werden.

In isotropen Materialien ist die Polarisierung immer parallel zum elektrischen Feldvektor  $\mathbf{E}$  ausgerichtet, d.h. die elektrische Verschiebungsdichte  $\mathbf{D}$  verläuft parallel zu  $\mathbf{E}$ . Wie

bekannt, sind diese beiden Größen über den skalaren Faktor  $\varepsilon$ , die dielektrische Permeabilitätskonstante, verbunden. In anisotropen Materialien hingegen – wie z.B. dem Kalkspat – ist dies prinzipiell nicht mehr der Fall; außer für gewisse ausgesuchte Richtungen des elektrischen Feldes bezüglich der Kristallachsen. Hier, d.h. im anisotropen Fall, ist nun die Beziehung zwischen den Feldvektoren  $\mathbf{D}$  und  $\mathbf{E}$  richtungsabhängig und wird durch den dielektrischen Permeabilitätstensor  $\varepsilon_{ij}$  beschrieben. In Tensorschreibweise ergibt sich somit:

$$D_i = \sum_j \varepsilon_{ij} \cdot E_j \quad (4.1)$$

Betrachtet man zunächst verlustfrei und optisch nicht aktive Materialien, so ist der dielektrische Permeabilitätstensor  $\varepsilon_{ij}$  eine reelle, symmetrische Matrix mit sechs unabhängigen Elementen. Durch eine mathematische Orthogonaltransformation kann jede beliebige reelle, symmetrische Matrix in Diagonalf orm dargestellt werden. Das hierdurch entstandene Koordinatensystem wird Hauptachsensystem genannt.

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

Über die Energiedichte  $W_{el}$  des elektrischen Feldes pro Volumeneinheit des anisotropen Mediums und die Beschreibung der Wellenausbreitung des elektrischen Feldes gelangt man zu einer Darstellung in Gleichung (4.3), die auch Indexellipsoid genannt wird.

$$\frac{D_x^2}{\varepsilon_{xx}} + \frac{D_y^2}{\varepsilon_{yy}} + \frac{D_z^2}{\varepsilon_{zz}} = 2 \cdot W_{el} \quad (4.3)$$

Durch diese ellipsoide Oberflächenform werden Zustände mit konstanter Energiedichte beschrieben. Ersetzt man in Gleichung (4.3) die physikalischen Einheiten wie folgt durch den Einheitsvektor  $\mathbf{r}$

$$\frac{\mathbf{D}}{\sqrt{2 \cdot W_{el}}} = \mathbf{r} \quad (4.4)$$

und benutzt die Definition des Brechungsindex  $n$  über die Identität,

$$n_i^2 \equiv \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0} \quad \text{mit } (i = x, y, z) \quad (4.5)$$

so gelangt man zu einer adäquaten Beschreibung des Indexellipsoiden im Hauptkoordinatensystem.

$$\frac{X^2}{n_x^2} + \frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1 \quad (4.6)$$

Diese einfache Darstellung durch den Indexellipsoid kann dazu verwendet werden, um optische Eigenschaften von anisotropen Materialien zu beschreiben, sodass die hierzu alternative Lösung über die Maxwell'schen Gleichungen nicht durchgeführt werden muss.

Wird eine beliebige Ausbreitungsrichtung durch den Kristall betrachtet, so muss diejenige Ebene konstruiert werden, die zentrisch mit dem Indexellipsoiden verbunden ist und sich orthogonal mit der Ausbreitungsrichtung neigt. Die so durch den Indexellipsoid "ausgestanzte" Fläche ist ebenfalls elliptisch geformt und zeigt mit der Länge ihrer großen und ihrer kleinen Halbachse die erlaubten Werte des Brechungsindex für diese bestimmte Ausbreitungsrichtung an. Die jeweiligen Richtungen der Halbachsen sind ein Maß für die zugehörigen Polarisationsrichtungen der elektrischen Verschiebungsdichte  $\mathbf{D}$ .

Änderungen des Indexellipsoiden infolge eines konstanten elektrischen Feldes werden mit Hilfe des Impermeabilitätstensors  $\eta_{ij} = (\epsilon^1)_{ij}$  beschrieben.

Dieser Impermeabilitätstensor ist eine Funktion der Ladungsverteilung innerhalb des Kristalls. Das Anlegen eines elektrischen Feldes bewirkt eine Umverteilung von Ladungen und eine leichte Deformation des Ionengitters, wodurch der optische Impermeabilitätstensor geändert wird. Die hieraus resultierende Auswirkung bezeichnet man als elektrooptischen Effekt.

#### 4.1.1 Der elektrooptische Effekt in KD\*P

Die genauen Vorgänge in einem solchen Modulator werden im Folgenden am Beispiel eines KD\*P-Kristalles vorgestellt. Dieser Kristall gehört zu den Materialien der Symmetriegruppe  $\bar{4}2m$  und besitzt einen elektrooptischen Koeffizienten der Größe  $r_{63} = 24,1 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$ .

Für dieses Material ergibt sich für das Anlegen einer elektrischen Feldes in Z-Richtung folgender Indexellipsoid:

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + 2 \cdot r_{63} \cdot E_z \cdot XY = 1 \quad (4.7)$$

In Abwesenheit des elektrischen Feldes verschwindet in Gleichung (4.7) der vierte Term, da die elektrische Feldstärke zu Null wird.

Hierbei ist jedoch durch eine Rotation um die Z-Achse mit 45° ein neues Hauptkoordinatensystem zu erzeugen, so dass die Gleichung für das Indexellipsoid nun folgendermaßen lautet:

$$\left( \frac{1}{n_o^2} + r_{63} \cdot E_z \right) x^2 + \left( \frac{1}{n_o^2} - r_{63} \cdot E_z \right) y^2 + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (4.8)$$

oder in alternativer Schreibweise

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (4.9)$$

mit den geänderten Werten für die Brechungsindizes

$$n_x = n_o - \frac{1}{2} \cdot n_o^3 \cdot r_{63} \cdot E_z \quad (4.10)$$

$$n_y = n_o + \frac{1}{2} \cdot n_o^3 \cdot r_{63} \cdot E_z$$

D.h., der mit einem elektrischen Feld in Z-Richtung betriebene KD\*P-Kristall weist zwei Eigenwellen auf, die mit unterschiedlichem Brechungsindex versehen sind. Eine z.B. in x-Richtung polarisierte Lichtwelle breitet sich demnach mit anderer Geschwindigkeit im Kristall aus als eine Lichtwelle, die entsprechend in y-Richtung polarisiert ist. Die entstehende Phasendifferenz zwischen der x- und der y-Richtung kann wie folgt beschrieben werden.

$$\Gamma = (n_y - n_x) \cdot \frac{\omega \cdot L}{c} \quad (4.11)$$

Mit der Beziehung  $L = U/E_z$  kann man erkennen, dass die Verzögerung eines longitudinalen elektrooptischen Modulators nur von der angelegten Spannung  $U$  und nicht etwa von der Modulator- bzw. Kristalllänge  $L$  abhängig ist.

Für eine Phasenverzögerung von  $\Gamma = \pi$  wird eine sogenannte Halbwellenspannung  $U_{\lambda/2}$  benötigt.

$$U_{\lambda/2} = \frac{\pi \cdot c}{\omega \cdot n_o^3 r_{63}} = \frac{\lambda}{2 \cdot n_o^2 \cdot r_{63}} \quad (4.12)$$

Unter Verwendung der Halbwellenspannung  $U_{\lambda/2}$  ergibt sich für die Phasendifferenz folgender einfacher Zusammenhang:

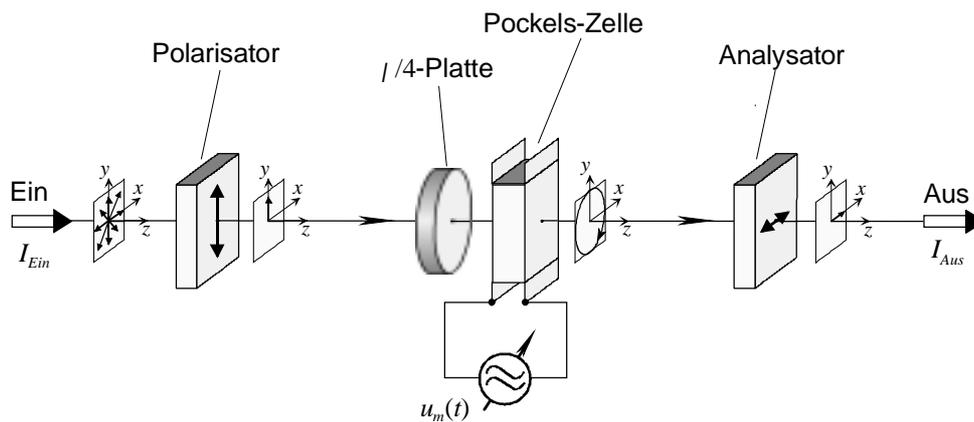
$$\Gamma = \pi \frac{U}{U_{\lambda/2}} \quad (4.13)$$

Da eine sich in  $Z$ -Richtung ausbreitende Lichtwelle in die beiden Eigenwellen des Kristalls, d.h. in die  $x$ - und  $y$ -Komponente des nichtlinearen Kristalls zerlegt und mit unterschiedlicher Geschwindigkeit transportiert wird, entstehen am Ausgang der Zelle Phasen- bzw. Polarisationszustände. Diese Phasenverzögerungen sind von der Art und Lage der Polarisation der einfallenden Welle abhängig und können zusätzlich durch die Größe der angelegten Spannung variiert werden.

Im Gegensatz zu der oben beschriebenen longitudinalen Zelleanordnung ist die Phasendifferenz bei transversalen Zellentypen direkt abhängig von der Modulatorlänge. Hier gibt es für deren Einsatz in abbildenden Systemen – wie sie für 3D-Kameraanordnung notwendig sind – keinen Trick zur Reduzierung der Zellenspannung, da in solchen optischen Abbildungssystemen das Produkt aus Aperturdurchmesser und Divergenzwinkel konstant ist (Lagrange-Invariante) **[BuBe]**. Dies bedeutet, dass z.B. kleinere Divergenzwinkel zugunsten einer größeren Modulatorlänge und somit zur Erhöhung des Modulationswirkungsgrades eine sofortige Vergrößerung der Modulatorapertur zur Folge haben.

#### 4.1.2 Übertragungseigenschaft der transversalen Pockels-Zellen

Für den hier betrachteten Fall einer Sende- bzw. Empfangsmodulatoranordnung für die zuvor beschriebene Entfernungsmessaufgabe müssen zusätzliche Komponenten in das optische System eingebracht werden, um aus der Phasenmodulation eine Amplituden- bzw. Intensitätsmodulation zu generieren.



**Bild 11:** Aufbau eines Lichtmodulators mittels des elektrooptischen Effektes

Das einfallende Licht durchquert zunächst einen Polarisator, dessen Durchlassrichtung in  $Y$ -Richtung orientiert ist. In das optische System ist zusätzlich eine  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte eingebracht, um die Einstellung des Arbeitspunktes zu gewährleisten. Ist die Orientierung der Phasenplatte bezüglich ihrer beiden Achsen so orientiert, dass diese einen Winkel von  $45^\circ$  mit der Durchlassrichtung des Polarisators bilden, so wird hierdurch eine zusätzliche Phasenverzögerung von  $90^\circ$  erzeugt.

Die so vorverzögerte Lichtwelle trifft anschließend auf den KD\*P-Kristall, dessen Lage für die  $x$ - und  $y$ -Achse mit denjenigen der Verzögerungsplatte übereinstimmen. So wird hierdurch die Modulation durch Anlegen einer Zellenspannung um einen Arbeitspunkt ermöglicht.

Aus diesen Zusammenhängen entsteht für die Betrachtung des Quotienten aus ausgangsseitiger zu eingangsseitiger elektrischer Feldstärke  $\mathbf{E}$  bzw. dem Verhältnis der korrespondierenden Intensitäten  $I$  eine Übertragungs- oder Transmissionscharakteristik.

$$T(U) = \frac{|\mathbf{E}_{aus}|^2}{|\mathbf{E}_{ein}|^2} = \frac{I_{aus}}{I_{ein}} = \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\pi}{4}\right) \quad (4.14)$$

Berücksichtigt man den Zusammenhang aus Gleichung (4.13), der für eine angelegte Zellenspannung die resultierende Phasenverzögerung  $\Gamma$  wiedergibt und zusätzlich die Möglichkeit einer Ansteuerung mit einer Modulationswechselspannung  $u_m(t)$  anstelle der

bislang beschriebenen Gleichspannung  $U$  beschreibt, so ergibt sich folgender Zusammenhang für die Transmission der Pockels-Zelle:

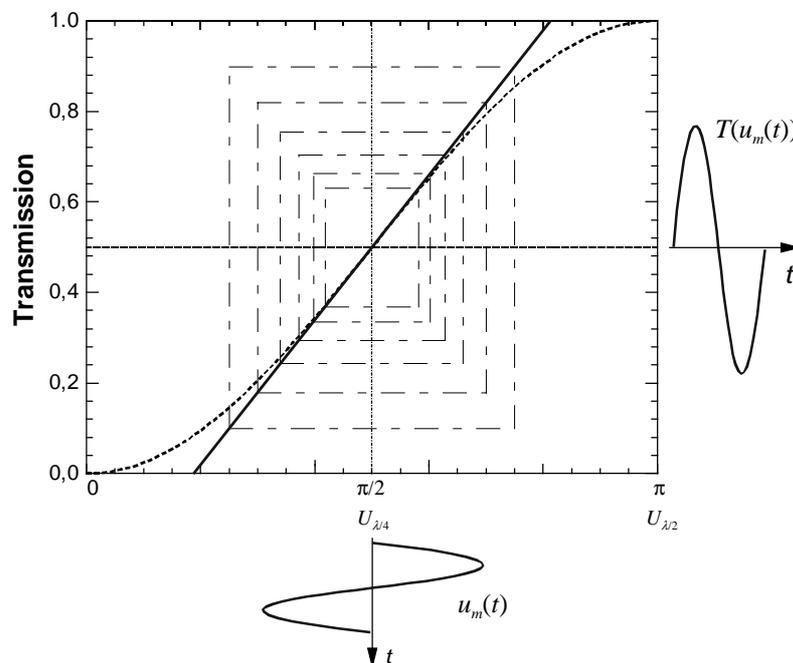
$$T(u_m(t)) = \sin^2 \left( \pi \frac{u_m(t)}{2 \cdot U_{\lambda/2}} + \frac{\pi}{4} \right) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \sin \left( \frac{\pi \cdot u_m(t)}{U_{\lambda/2}} \right) \right] \quad (4.15)$$

In diesem Zustand wird die Transmission der Pockels-Zellen Anordnung im Mittel immer 50% sein, unabhängig davon, ob eine Wechselspannung angelegt ist oder nicht.

#### 4.1.3 Kleinsignal-Übertragungsverhalten der Pockels-Zelle

Für den Fall, dass die an die Zelle angelegte Wechsel- bzw. Modulationsspannung relativ klein ist, kann die Transmissionscharakteristik in Gleichung (4.15) in erster Näherung als linear betrachtet werden. Somit ergibt sich folgende vereinfachte Darstellung, die das Kleinsignal-Übertragungsverhalten der Pockels-Zelle beschreibt.

$$T(u_m(t)) \approx \frac{1}{2} \left[ 1 + \left( \frac{\pi \cdot u_m(t)}{U_{\lambda/2}} \right) \right] = T_0 + T_m \cos(2\pi f t) \quad (4.16)$$



**Bild 12:** Modulationscharakteristik einer transversalen Pockels-Zelle mit Kleinsignalansteuerung im linearen Bereich

Nach Gleichung (4.12) kann die benötigte Modulationsspannung  $u_m(t)$  abgeschätzt werden. Der Spannungswert  $U_{\lambda/2}$  kennzeichnet den Gangunterschied  $\lambda/2$  zwischen den beiden Polarisierungen und ist für eine 100%-Modulation notwendig. Im Fall des oben beschriebenen elektrooptischen Modulators ist diese sog.  $\lambda/2$ -Spannung sowohl von den spezifischen Parametern, z.B. für KD\*P  $n_o = 1,51$  für den Brechungsindex und  $r_{63} = 26,4$  pm/V für den elektrooptischen Koeffizienten, als auch von der Wellenlänge  $\lambda$  z.B. 630 nm abhängig. Für den im Labormodell eingesetzten KD\*P-Modulator beträgt die  $\lambda/2$ -Spannung etwa 5233 V und die Modulationsspannung im  $\lambda/4$ -Arbeitspunkt von Bild 12 demnach etwa 1850 V effektiv.

#### 4.1.4 Großsignal-Übertragungsverhalten der Pockels-Zelle

In diesem Kapitel soll das von Transistoren bereits bekannte *Großsignalverhalten* für Pockels-Zellen untersucht werden. Eine diesbezügliche Beschreibung repräsentiert die allgemeingültige, von der Signalamplitude unabhängige Form des Übertragungsverhaltens.

Diese Betrachtung ist essentiell, da aufgrund der deutlich nichtlinearen Übertragungskennlinie der Pockels-Zelle unerwünschte Oberwellenanteile entstehen, die in Abhängigkeit der Ansteuerung und der weiteren Signalverarbeitung zu Fehlern in der Entfernungswertberechnung führen können.

Im Folgenden werden diese Effekte zunächst anhand einer signaltheoretischen Betrachtung analysiert und im Nachgang mittels einer IDL<sup>3</sup>-Simulation verifiziert.

Wie aus Gleichung (4.15) deutlich zu erkennen ist, handelt es sich bei der Übertragungskennlinie um eine offsetbehaftete Sinusfunktion, die wir zur weiteren Analyse zunächst in einer Reihe entwickeln [Bron].

$$\sin(x) = x - \frac{x^3}{3!} + \frac{x^5}{5!} - \frac{x^7}{7!} + \dots - (-1)^n \frac{x^{2n+1}}{(2n+1)!} \pm \dots \quad \text{für } |x| < \infty \quad (4.17)$$

Hierzu gilt für das Argument  $x$  unter der speziellen Annahme einer harmonischen, d.h. sinusförmigen Ansteuerung folgender einfacher Zusammenhang:

---

<sup>3</sup> IDL, Interactive Data Language Version 5.0, Research Systems, Inc

$$x = \left( \frac{\pi \cdot u(t)}{U_{\lambda/2}} \right) = \left( \frac{\pi \cdot \hat{U}_m}{U_{\lambda/2}} \right) \cdot \sin(\omega_m t) = A \cdot \sin(\omega_m t) \quad (4.18)$$

Die variable Amplitude des Modulationssignals  $\hat{U}_m$  geht zur übersichtlichen Berechnung zunächst in den konstanten Faktor  $A$  ein.  $\omega_m$  repräsentiert die Modulationsfrequenz der angelegten Sinusschwingung.

Um ein qualitativ und quantitativ auswertbares Ergebnis zu erhalten, müssen im nächsten Schritt die auftretenden Potenzen der trigonometrischen Funktion aufgelöst werden.

$$\sin[A \cdot \sin(\omega_m t)] = A \cdot \sin(\omega_m t) - \frac{A^3}{3!} \cdot \sin^3(\omega_m t) + \frac{A^5}{5!} \cdot \sin^5(\omega_m t) \quad (4.19)$$

Dies geschieht für die in Gleichung (4.19) dargestellten Terme, da bereits mit dem Abbruch der Reihe nach dem 3ten Glied – wie im Weiteren noch gezeigt wird – genügend genaue Ergebnisse zu erzielen sind.

Die Zerlegung der Potenzfunktionen in eine Summe, deren Terme nur noch aus elementaren trigonometrischen Funktionen besteht, liefert somit die harmonischen Bestandteile des Ausgangssignals, dass im Fall der Pockels-Zellenmodulation ein optisches Signal ist.

$$\frac{A^3}{3!} \cdot \sin^3(\omega_m t) = \frac{A^3}{3!} \cdot \frac{1}{4} \cdot [3 \cdot \sin(\omega_m t) - \sin(3\omega_m t)] \quad (4.20)$$

$$\frac{A^5}{5!} \cdot \sin^5(\omega_m t) = \frac{A^5}{5!} \cdot \frac{1}{16} \cdot [10 \cdot \sin(\omega_m t) - 5 \cdot \sin(3\omega_m t) + \sin(5\omega_m t)] \quad (4.21)$$

Werden die Ergebnisse aus den Gleichungen (4.20) und (4.21) in Gleichung (4.15) übernommen, so erhalten wir eine sehr präzise geschlossene Beschreibung des verzerrten Ausgangssignals.

$$T(u_m(t)) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \hat{S}_1 \cdot \sin(\omega_m t) + \hat{S}_3 \cdot \sin(3\omega_m t) + \hat{S}_5 \cdot \sin(5\omega_m t) \right] \quad (4.22)$$

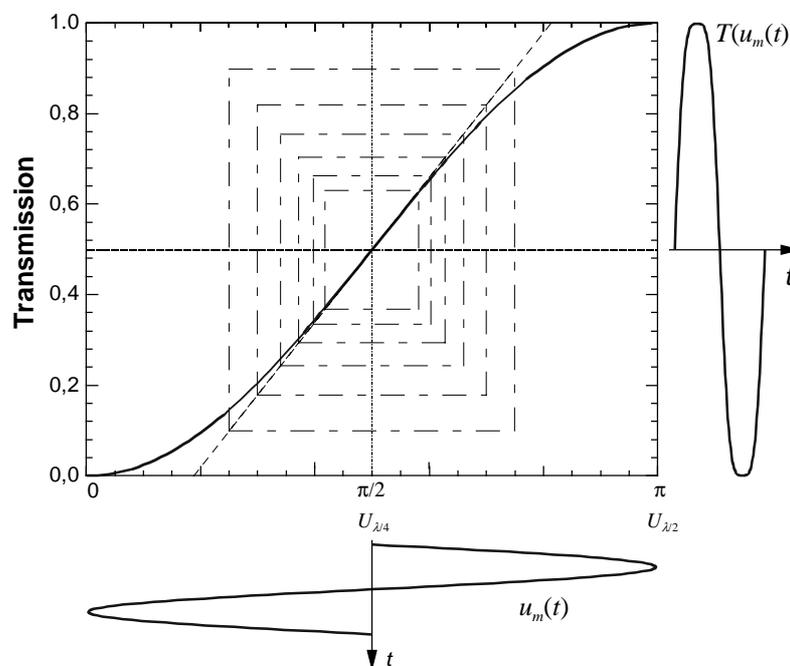
Hierbei setzen sich die einzelnen Koeffizienten, die die Amplituden  $\hat{S}_n$  der Harmonischen Schwingungen repräsentieren wie folgt zusammen:

$$\hat{S}_1 = \left( A - \frac{3}{4} \cdot \frac{A^3}{3!} \right); \quad \hat{S}_3 = \left( \frac{1}{4} \cdot \frac{A^3}{3!} - \frac{5}{16} \cdot \frac{A^5}{5!} \right); \quad \hat{S}_5 = \left( \frac{1}{16} \cdot \frac{A^5}{5!} \right) \quad (4.23)$$

Um ein Maß für die Verzerrung bzw. Verzerrungsfreiheit eines Signals zu erhalten, wird der Klirrfaktor  $K$ , wie in Gleichung (4.24) dargestellt, definiert. Der Klirrfaktor gibt das Verhältnis der quadratischen Summe aller Oberschwingungsamplituden  $\hat{S}_n$  zur Amplitude der Grundschiwingung  $\hat{S}_1$  an [TiSc], [HoHi]:

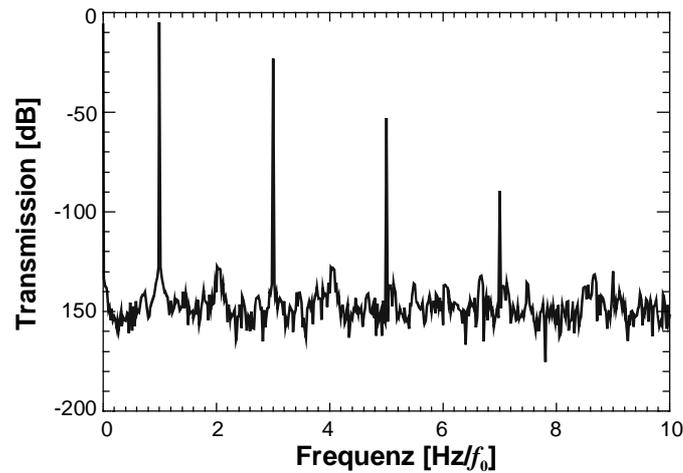
$$K = \frac{\sqrt{\sum_{n=2}^{\infty} \hat{S}_n^2}}{\hat{S}_1} \quad (4.24)$$

Diese Definition gilt, wenn gemäß Gleichung (4.15) der Eingang sinusförmig um den Arbeitspunkt angesteuert wird. Diese Situation ist in **Bild 13** für den drastischen Fall einer Vollaussteuerung dargestellt.



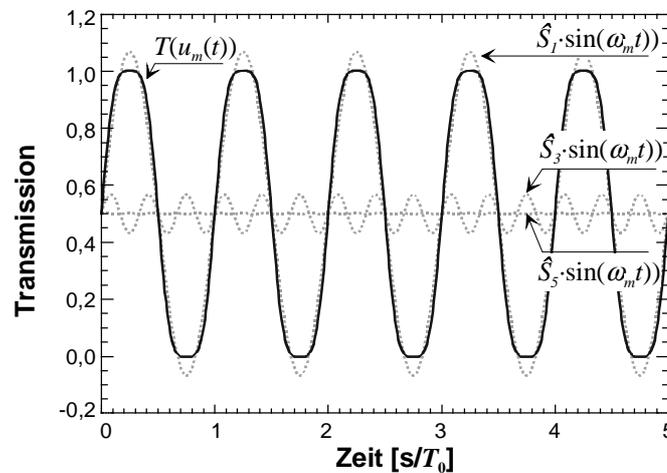
**Bild 13:** Großsignal-Ansteuerung der Pockels-Zelle

Das aus der Großsignal-Ansteuerung der Pockels-Zelle hervorgehende Amplitudenspektrum des Ausgangssignals  $F\{|T(u_m(t))|\}$  zeigt deutlich den nichtlinearen Charakter der Übertragungs- bzw. Modulationskennlinie.



**Bild 14:** Amplitudenspektrum des Ausgangssignals bei eingangsseitiger Vollaussteuerung

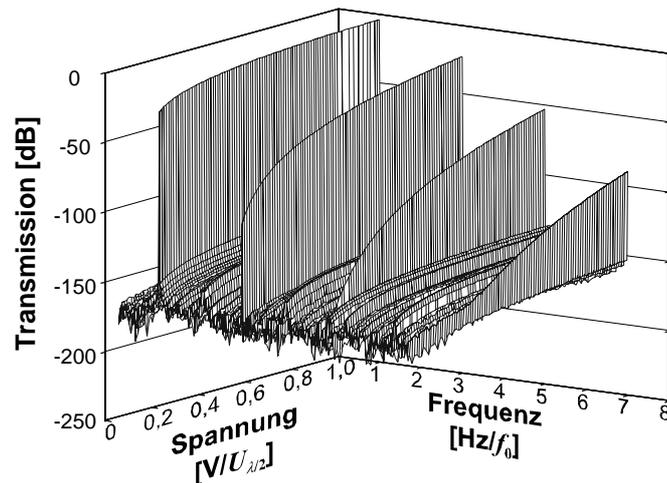
Die spektrale Verteilung der Leistung – in diesem Fall der ausgangsseitigen Lichtleistung – entspricht der zuvor mathematisch hergeleiteten Beschreibung aus Gleichung (4.22) mit den zugehörigen Amplitudenwerten aus Gleichung (4.23).



**Bild 15:** Transmissionssignal  $T(u_m(t))$  im Zeitbereich mit Grund- und Oberwellenanteilen

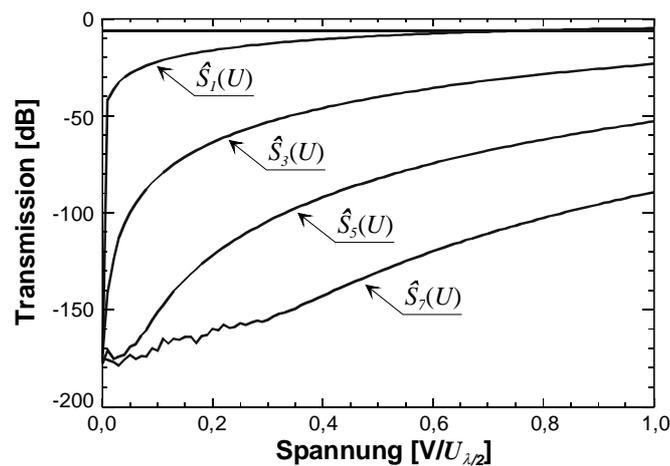
In **Bild 15** sind die korrespondierenden Fourierkomponenten im Zeitbereich dargestellt sowie das resultierende Transmissionssignal  $T(u_m(t))$ . Nach Gleichung (4.23) betragen die Koeffizienten der einzelnen Spektralkomponenten  $\hat{S}_1 = 0,568$  (-5 dB) für die Grundwelle der Modulationsfrequenz  $f_m = \omega_m t$ ,  $\hat{S}_2 = 0,068$  (-23 dB) für die erste Oberwelle bei der Frequenz  $3\omega_m t$  und  $\hat{S}_3 = 0,00249$  (-52 dB) bei der Frequenz  $5\omega_m t$ . Der

Gleichanteil beträgt  $DC = 0,5$ . Das durch die IDL-Simulation erzeugte Spektrum in **Bild 14**, **Bild 16** und **Bild 17** zeigt eine weitere Oberwelle bei der Frequenz  $7\omega_m t$ , diese hat aufgrund ihres sehr geringen Amplitudenwertes von  $\hat{S}_4 = 3,4 \cdot 10^{-5}$  (-89 dB) keinen maßgeblichen Einfluss und macht sich demnach auch nicht in der Berechnung des Klirrfaktors bemerkbar.



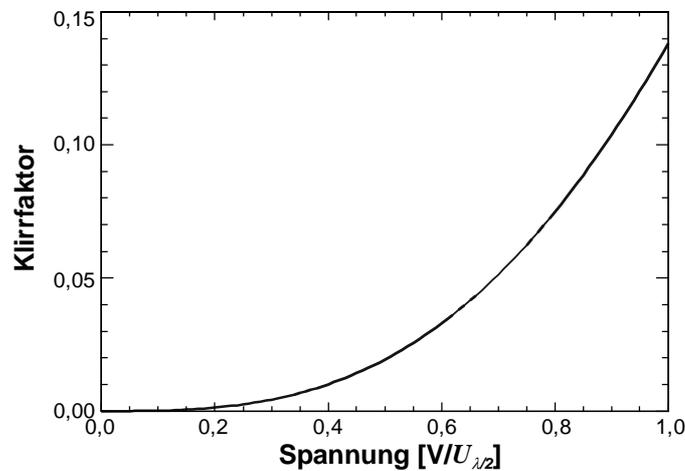
**Bild 16:** Amplitudenspektrum der Pockels-Zellen  
Transmission in Abhängigkeit der  
Zellenspannung  $U$

Für das hier dargestellte Beispiel der Vollaussteuerung ergibt sich nach Gleichung (4.24) ein Klirrfaktor von  $K = 0,122$ .



**Bild 17:** Amplitudenverläufe der spektralen Anteile  
der Pockels-Zellen Transmission in  
Abhängigkeit der Zellenspannung  $U$

Einen guten Überblick gewinnt man durch **Bild 18**, in dem der Verlauf des Klirrfaktors  $K$  über der Zellenspannung  $U$  aufgetragen ist.



**Bild 18:** Klirrfaktor  $K$  der Pockels-Zellen Transmission in Abhängigkeit der Zellenspannung  $U$  in

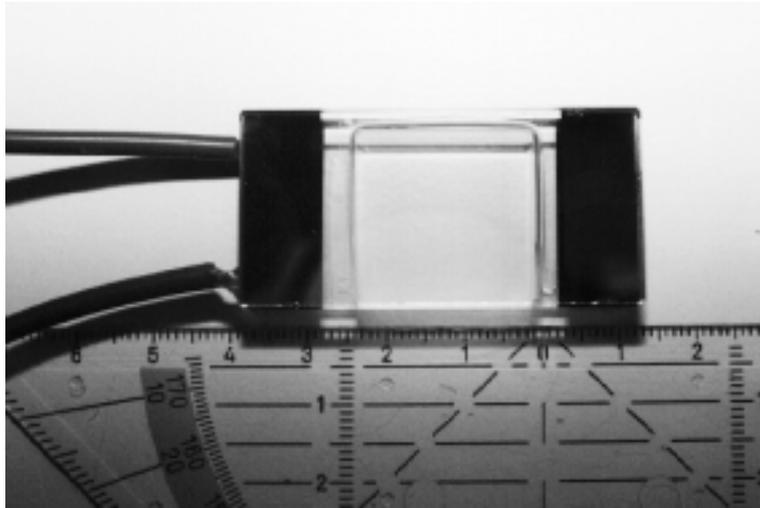
Der Klirrfaktor allein sagt zunächst nur etwas über die Qualität des Ausgangssignals aus, bzw. über den Grad der Signalverzerrung, der durch die nichtlinearen Eigenschaften des Modulators hervorgerufen wird. Für ein Entfernungsmesssystem ist es jedoch interessant, inwieweit die Signalverzerrung einen Einfluss auf das Entfernungsmessergebnis hat.

#### 4.1.5 Flachpockels-Zelle mit KD\*P

Die in **Bild 19** gezeigte Pockels-Zelle stellt die von den käuflich zu erwerbenden opt. Modulatoren z. Zt. wohl beste Wahl dar. Sie besitzt eine genügend große Apertur von  $2,5 \text{ cm} \times 2,5 \text{ cm}$ , deren Größe die doppelbrechende Eigenschaft und damit den Modulationseffekt praktisch nicht beeinflusst. Sie erscheint daher für die Realisierung eines monokularen Kamerakonzpts besonders geeignet.

Problematisch ist lediglich die Erhöhung der Modulatorkapazität mit der Aperturfläche. Für die Verwendung von Aperturen im Bereich um 1 cm stellt dieser Effekt jedoch noch keine wesentliche Einschränkung der Modulationsbandbreite dar. Die Ergebnisse unserer theoretischen Untersuchungen als auch die Erfahrungen aus der Arbeit am Labormodell zeigen, dass die zu bewältigenden Aufgaben bezüglich dieses

Modulatortyps darin liegen, die auftretenden Widerstandsverluste der ITO-Schicht (ITO, Indium Tin Oxide) zu verringern und die für ausreichende Modulationstiefen notwendigen hohen Treiberspannungen von z.B. 1500 V, wie zuvor anhand der Modulatorkennlinie in **Bild 12** für KD\*P-Modulator erläutert, zu reduzieren.



**Bild 19:** Standardmodell einer Flachpockels-Zelle der Fa.Gsänger. KD\*P-Kristall mit einer Apertur von  $2,5\text{ cm} \times 2,5\text{ cm}$  und der Dicke von 5 mm.

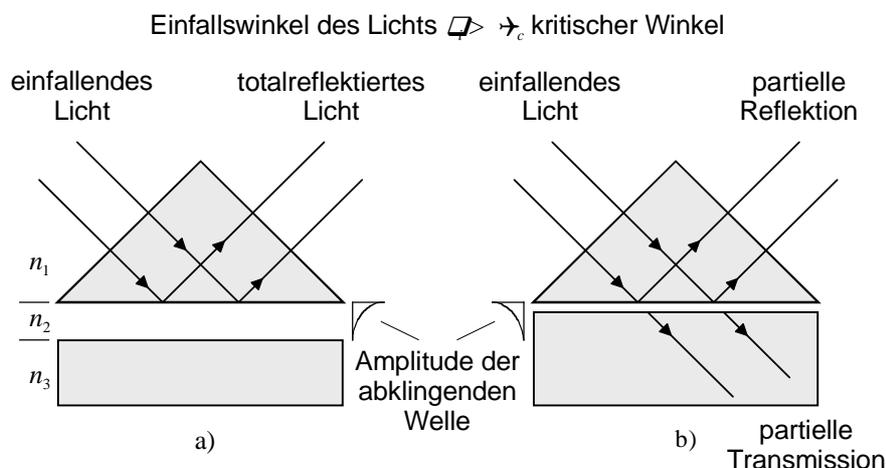
## 4.2 FTR-Modulator (Frustrated Total Reflection)

Der prinzipielle Effekt der gestörten bzw. frustrierten Totalreflektion (FTR Effekt) ist zwar in allgemeiner Form in der Literatur beschrieben, er sind jedoch bislang keine Veröffentlichungen bekannt, in denen dieser Effekt zur optischen Modulation ausgenutzt wurde. In quasi statischer Betriebsweise findet die gestörte Totalreflektion in einigen Sensorsystemen Anwendung, wie z.B. bei die Messung von Materialspannungen.

In diesem Kapitel werden die Grundlagen bezüglich der statischen und der dynamischen Ansteuerung dieses Effekts wiedergegeben. Verbunden mit den Techniken zur Ansteuerung werden in diesem Kapitel außerdem einige mechanische Möglichkeiten unter Einbeziehung des Piezo-Effektes angeführt. Eine Möglichkeit bezieht sich auf den piezoelektrischen Antrieb eines geeigneten "Störmediums", eine andere Variante befasst sich mit Oberflächenwellen in piezoelastischen Materialien. Um den Rahmen dieser Arbeit nicht zu sprengen, wird bezüglich der Darstellung der zweiten Variante auf die Veröffentlichungen [Hei-1], [Hei-2] verwiesen.

### 4.2.1 Theorie der gestörten Totalreflektion (FTR)

Es ist bekannt, dass unter bestimmten Bedingungen an einer Grenze von höher zu niedriger dichtet optischen Material Lichtwellen total und verlustfrei reflektiert werden. Dies geschieht trotz des Vorhandenseins eines abklingenden Feldes hinter der Grenzschicht der Totalreflektion. In **Bild 20** wird dieser Vorgang dargestellt.



**Bild 20:** Das Schema für **a)** eine totalreflektierte Wellenfront und **b)** für eine gestörte innere Totalreflektion.

Besonderes Interesse gilt zunächst dem Augenblick, in dem der Brechungsindex des strahlführenden Mediums  $n_1$  größer ist als der Brechungsindex des freien Mediums  $n_2$ . Für diesen Fall besteht die Möglichkeit der inneren Totalreflektion, wenn zusätzlich  $\theta_i > \Theta_c$  ist, wobei  $\theta_i$  der Einfallswinkel auf die Grenzfläche ist und  $\Theta_c$  den *Kritischen Winkel* für Totalreflektion repräsentiert.

Wenn eine Schicht niedriger Dichte  $n_2$  mit einer Dicke im Bereich der verwendeten Wellenlänge einen schmalen Spalt zwischen dem Medium höherer Dichte  $n_1$  und einem dritten Medium der Dichte  $n_3 > n_2$ , das hinter der zweiten Grenzschicht liegt, bildet, so wird der einfallende Strahl mit dem Winkel  $\theta_i > \Theta_c$  nicht weiter total reflektiert. Die an der ersten Grenzschicht normalerweise total reflektierte Leistung wird jetzt nur noch teilweise reflektiert und zusätzlich teilweise transmittiert. Anders ausgedrückt gilt: Wenn sich die abklingende Welle mit merkbarer Amplitude über ein dünnes Medium hinweg in eine nahegelegene Region ausdehnt, welche eine höhere Dichte  $n_3$  besitzt, so kann sich die Energie durch diesen schmalen Spalt hinwegbewegen. Dieser Vorgang wird als gestörte Totalreflektion (FTR) bezeichnet [ZdKn].

Als Ganzes ist dieser Prozess dem quantenmechanischem Phänomen der Durchdringung einer Potentialschwelle oder des Tunneleffektes außergewöhnlich ähnlich.

Die Darstellung in **Bild 20** zeigt das Schema der FTR in vereinfachender Weise, in der weder Refraktionserscheinungen noch laterale Verschiebung des reflektierten Strahls relativ zum einfallenden Strahl (Goos-Hänchen Verschiebung) berücksichtigt werden.

Um eine mathematische Behandlung des FTR-Effektes zu gewinnen, müssen die Verhältnisse für die Phasen und die Amplituden der elektromagnetischen Wellen an den Grenzschichten beschrieben werden [Hei-1]. Dies findet Ausdruck durch die Fresnel Gleichungen sowie dem Effekt der mehrfachen Strahlreflektion, welche in Form einer Matrix zusammengefasst werden kann. Jede *charakteristische Matrix*  $\mathbf{M}_n$  verbindet die Felder von zwei aneinanderstoßenden Grenzen dreier dielektrischer Medien.

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_2 \end{bmatrix} = \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 \cdots \mathbf{M}_N \begin{bmatrix} E_{(N+1)} \\ H_{(N+1)} \end{bmatrix} \quad (4.25)$$

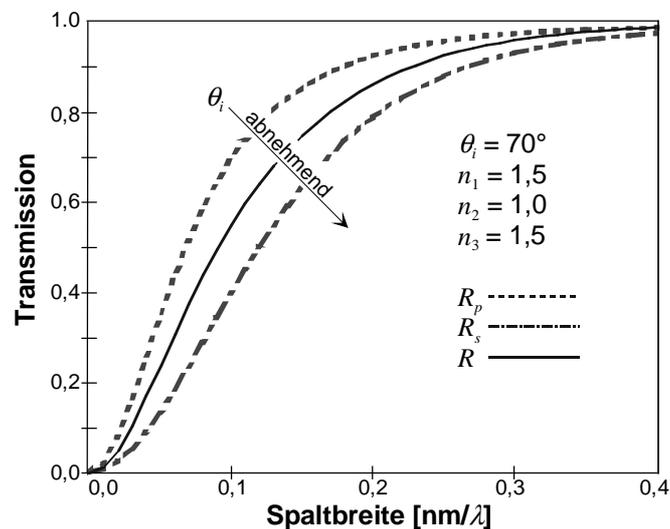
Im Folgenden betrachten wir zur Vereinfachung zwei Grenzen oder Berührungspunkte, welche das dazwischen liegende Medium  $n_2$  begrenzen. In diesem Fall müssen  $n_1$  und  $n_2$  als zwei semi-unendliche (in einen Halbraum unendlich ausgedehnt) transparente Medien definiert sein. Außerdem enthält der resultierende Ausdruck nur die charakteristische Matrix  $\mathbf{M}_1$ , welche allgemein folgendermaßen bezeichnet wird:

$$\mathbf{M}_1 = \begin{bmatrix} \cos k_0 h & (j \sin k_0 h) / \mathbf{Y}_2 \\ \mathbf{Y}_2 j \sin k_0 h & \cos k_0 h \end{bmatrix} \quad (4.26)$$

$$\mathbf{Y}_{2s} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_2 \cdot \cos \theta_t \quad \text{und} \quad \mathbf{Y}_{2p} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_2 / \cos \theta_t \quad (4.27)$$

$$h = n_2 d \cos \theta_t \quad (4.28)$$

Wir müssen zwischen denjenigen Fällen unterscheiden, in denen der elektrische Feldvektor parallel zur Einfallsebene und senkrecht zur Einfallsebene ausgerichtet ist. Gekennzeichnet ist dies durch die Beschreibung der Vektoren als  $\mathbf{Y}_{1p}$  und  $\mathbf{Y}_{1s}$ . Der Transmissionswinkel an der ersten Grenzschicht ist  $\theta_t$  gleich dem einfallenden Winkel an der zweiten Grenzfläche. Der Abstand der beiden Grenzen wird mit  $d$  bezeichnet.



**Bild 21:** Simulierte Transmissionscharakteristik des FTR-Modulators bezüglich der Reflektions-eigenschaft der inneren Totalreflektion

Der Effekt der Spaltvariation, d.h. des Abstandes  $d$  auf die gestörte Totalreflektion (FTR), wird durch den Reflektionsfaktor  $R$  wiedergegeben, welcher identisch zur modulierten Transmission  $T$  ist. Eine simulierte Darstellung befindet sich in **Bild 21**.

Die Kurven zeigen, dass eine extrem hohe Empfindlichkeit für die Modulation vorliegt. Hier führen bereits sehr kleinen Spaltvariationen in der Größenordnung der verwendeten Wellenlänge zu deutlichen Änderungen des Reflektionskoeffizienten  $R$ . Des weiteren zeigt die Simulation unterschiedliche Modulationscharakteristika für parallel  $R_p$  und senkrecht  $R_s$  zur Einfallsebene polarisiertes Licht.

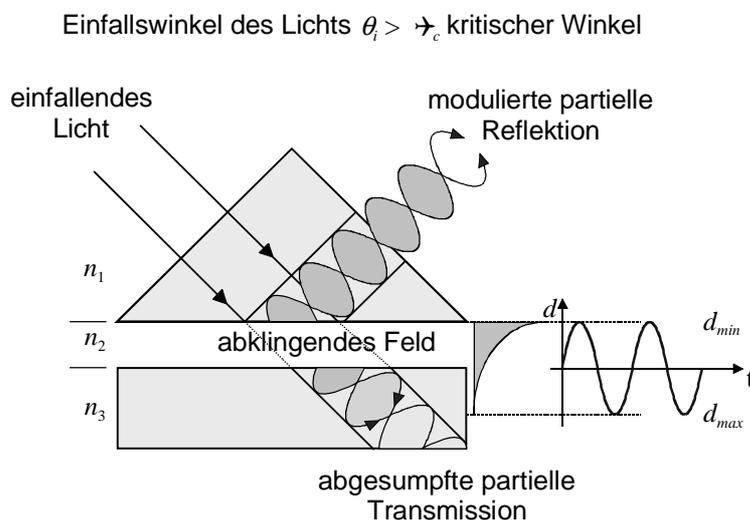
In diesem Beispiel ist der Einfallswinkel  $\theta_i = 70^\circ$ . Die mittlere Modulationchakteristik weist eine Modulationstiefe von 80% auf, die im Beispiel für grünes Licht durch eine Spaltvariation von nur  $\pm 40$  nm um den Arbeitspunkt herum erzeugt wurde.. Grundsätzlich kann auch weißes Licht für die Modulation verwendet werden, ohne das Polarisationsverluste in Kauf genommen werden müssen.

#### 4.2.2 Anwendung des piezoelektrischen Effekts

Um den Effekt der FTR in einem 2D-Mischer auszunutzen, soll der schmale Spalt mit dem Brechungsindex  $n_2$  zwischen den Medien  $n_1$  und  $n_3$  bei der Resonanzfrequenz eines Piezokristalls moduliert werden. Das inverse Verhalten des piezoelektrischen Effekts ist bekannt als Piezoelektrizität, welche immer dann erscheint, wenn eine elektrisch Potentialdifferenz an ein bestimmtes Material wie z.B. an asymmetrische Kristalle angelegt wird. Seit der Entdeckung im Jahr 1880 durch die Brüder Curie erlangte dieser Effekt stetig wachsendes Interesse. Diese Phänomene werden in zahlreichen Anwendungsbieten vielfach genutzt, z.B. für die Herstellung von mechanischen und akustischen Übertragern, die mit hoher Auflösung und Dynamik arbeiten, als auch in der modernen Sensortechnik.

Der gesamte piezoelektrische Übertrager kann als eine parallel angeordnete mechanische Impedanz beschrieben werden, die durch die Federkraft  $F_s$ , die Gravitationskraft  $F_g$ , die Reibungskraft  $F_m$  des mechanischen Resonators als auch durch die externe mechanische Belastungen  $F_s$  hervorgerufen wird. Im Folgenden geben wir einen lastfreien und periodischen Betrieb bei Resonanzfrequenz  $\omega_0 t$  vor. Die

Werte der effektiven Masse  $m_{eff}$  und des elastischen Gleichgewichts  $s^E$  sind der Gestalt, dass die korrespondierende Impedanz bei  $\omega_0 t$  entgegengesetztem Vorzeichen eine gleiche Amplitude aufweist. Die resultierende Impedanz  $Z_m$  dieses Zweigs wird lediglich durch den mechanischen Widerstand beruhend auf Reibungskräften hervorgerufen [MeGu]. Arbeitet man im Frequenzbereich, die in der Nähe der Resonanzfrequenz liegen, so wird entweder eine sehr viel niedrigere Spannung für den gleichen Hub benötigt oder aber bei gleicher Spannung eine bis zu 30-fache Resonanzüberhöhung im Vergleich zum nichtresonanten Fall erzeugt. Um die höchste Güte  $Q$  zu erhalten, muss der Piezoresonator in einer evakuierten Umgebung betrieben werden, in der kein mechanisches Spiel und keine mechanische Abnutzung existieren.



**Bild 22:** Schnelle Spaltmodulation der gestörten Totalreflektion (FTR)

In **Bild 22** wird der Effekt einer schnellen Spaltvariation gezeigt, welcher durch Abstands- bzw. Dickenvibration des piezoelektrischen Materials hervorgerufen werden kann. Die Intensitäten der Reflektion und Transmission des einfallenden Lichtstrahls variieren in Abhängigkeit der angelegten Modulationsfrequenz des Piezokristalls. Die in der Praxis verwendeten piezoelektrischen Materialien sind entweder Kristalle wie Quarz oder Lithiumniobat oder spezielle Keramiken, welche auf festen Lösungen von Bleizirkonat  $PbZrO_3$  oder Bleititanat  $PbTiO_3$ , allgemein bezeichnet als PZT-Keramiken basieren [Jaffe].

Betrachtet man den ungewöhnlichen Gebrauch der Piezoelektrizität in 2D-Modulatoranordnungen, so richtet sich die Aufmerksamkeit vor allem auf polare

Polymere wie Polyvinylidene Fluoride Filme (PVDF), da sie einige, hier nicht näher betrachtete Vorteile besitzen.

#### 4.2.3 Simulationsergebnisse zum FTR-Effekt

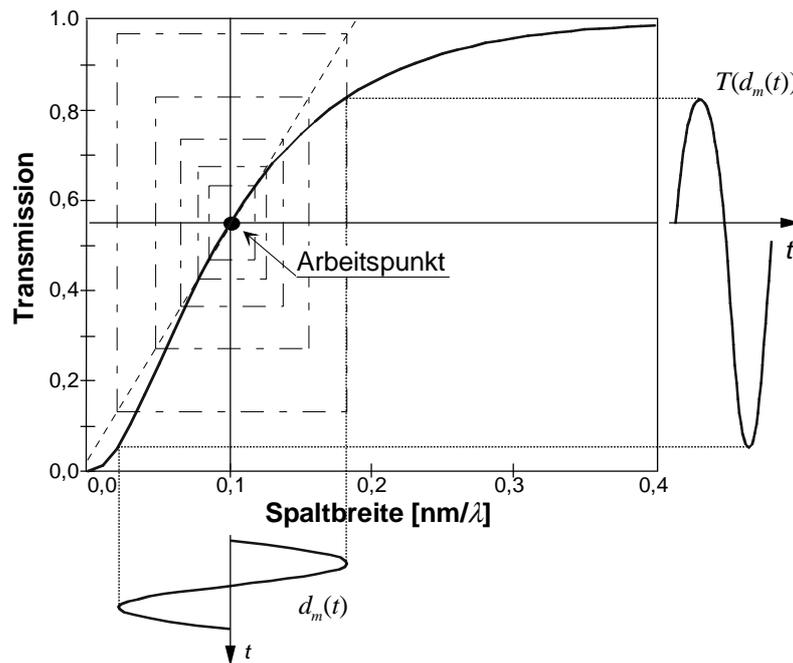
In der vorangegangenen Beschreibung sind einige Vorteile von FTR-Modulatoren für die Anwendung in laufzeitbasierten 3D-Visionssystemen vorgestellt worden. In den vorangegangenen Kapiteln wurde im Fall der Pockels-Zellenmodulation der nichtlineare Effekt in einer ersten Näherung für eine Kleinsignalansteuerung vernachlässigt.

Nachfolgend wird die Modulationscharakteristik des FTR-Modulators analysiert, um festzustellen, ob ähnlich wie im Fall der Pockels-Zellenmodulation ein eingeschränkt linearer Bereich der Modulationskennlinie zur Verfügung steht.

Hierzu wurde ein Simulationsmodell auf Basis der Beschreibungen für den Effekt der gestörten Totalreflektion erstellt, um die resultierenden Signale einer Fourieranalyse unterziehen zu können. Physikalisch wird in dieser Simulation der Reflektionsfaktor der gestörten Totalreflektion berechnet, aus technischer Sicht bezeichnen wir diese Eigenschaft jedoch als Transfercharakteristik.

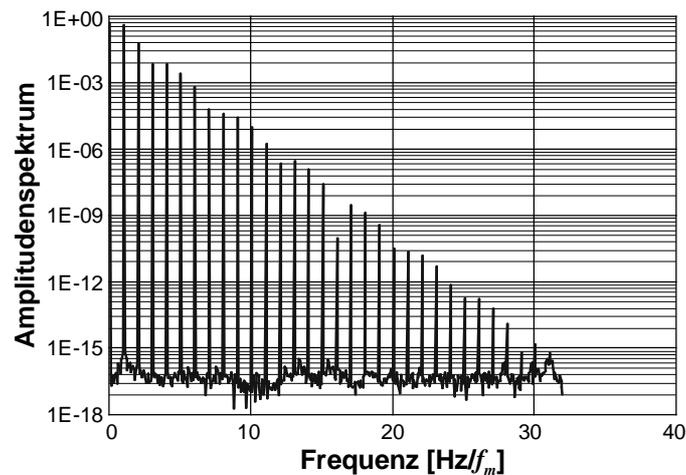
**Bild 23** zeigt einen Fall, in dem die gemittelte Transmissionscharakteristik aus **Bild 21** einem Einfallswinkel von  $\theta_i = 70^\circ$  über der durch die Lichtwellenlänge normierten Luftspaltenweite  $d/\lambda$  entspricht. In der gleichen Abbildung ist das stark verzerrte Ausgangssignal dargestellt, das durch die Modulation über der Transmissionscharakteristik mittels eines streng harmonischen Eingangssignals generiert wurde.

Nichtlinearitäten, die durch die Ansteuerung der im FTR-Modulator implementierten Piezokeramik hervorgerufen werden, sind hier nicht berücksichtigt, so dass davon auszugehen ist, dass weitere Signalverzerrungen auftreten werden.



**Bild 23:** Simulierte Transmissionscharakteristik  $T$  des FTR-Modulators unter Berücksichtigung des Reflektionskoeffizienten  $R$  des FTR-Effektes

Anders formuliert: Im Fall des FTR-Modulators ist es schwierig sicher zu stellen, dass die modulierte Lichtintensität durch ein einfaches harmonisches Signal repräsentiert sein wird. Aufgrund dessen wurde hier auf Basis des in Kapitel 3.4.1 dargestellten Phasen-Shift-Verfahren ein Algorithmus entwickelt, der die Phasenlaufzeit  $\varphi_d$  auch für extrem starke nichtlineare Verzerrungen berechnet.



**Bild 24:** Simulationsergebnis des Intensitätsspektrums eines stark ausgereizten FTR-Modulators.

Das offensichtlich verzerrte Ausgangssignal besitzt eine sehr große Modulationstiefe von 0,7747 (peak-to-peak).

Das normierte Amplitudenspektrum des modulierten Ausgangssignals wird in **Bild 24** gezeigt, die Frequenz des eingangsseitigen Modulationssignals ist für diese Simulation auf  $f_m = 1$  MHz gesetzt worden. Die transmittierte DC-Komponente besitzt eine Leistung von 0,4866, die Leistung der harmonischen Signale ergeben sich aufsteigend von niedrigen zu hohen Frequenzen zu 0,3968, 0,057, 0,0069... . Aus dem Spektrum ist deutlich zu erkennen, dass die höheren Frequenzanteile des Ausgangssignals rapide abnehmen.

Die durch die Nichtlinearität der FTR-Modulation verursachte Fehlermessung ist ebenfalls simuliert, was **Bild 25** veranschaulicht.

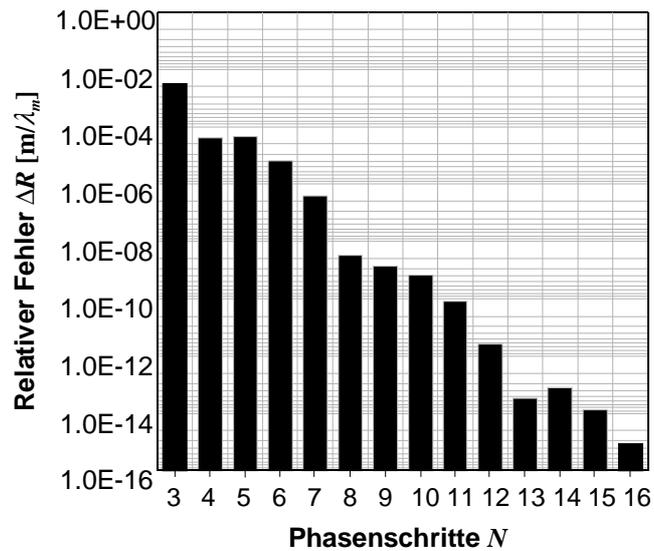
Bei einer Modulationsfrequenz von  $f_m = 5$  MHz, d.h. einer Modulationswellenlänge von  $\lambda_m = 60$  m, entspricht der maximale Absolutfehler  $\Delta R$  mit  $N = 3, 4$  und  $7$  Phasen-Shifts, die als Verzögerung zwischen dem Modulator und dem Demodulator aufgebracht werden:

$$\Delta R_3 = 3.4 \times 10^{-2} \times 60 \text{ m} = 2.04 \text{ m}$$

$$\Delta R_4 = 4.2 \times 10^{-5} \times 60 \text{ m} = 1.72 \text{ mm}$$

$$\Delta R_7 = 3.9 \times 10^{-7} \times 60 \text{ m} = 0.0234 \text{ mm}$$

Im Fall der nichtlinearen Verzerrung verursacht die Berechnung der Entfernung über nur drei Stufen eines Phasen-Shift Algorithmus einen irreparablen Fehler. Hingegen reduzieren vier und sieben Phasen-Shifts den Fehler drastisch zu einem akzeptierbaren Maß [Hei-2], [Xu-2]. Hierdurch wird deutlich, dass die zur Kontrastvergrößerung notwendige Modulationstiefe nichtlineare Komponenten – wie beim FTR-Modulator – unter Verwendung eines geeigneten Auswerteverfahrens genutzt werden kann. Die Modulationstiefe kann also deutlich über die lineare Region hinausgehend ausgeweitet werden.



**Bild 25:** Relativer Fehler hervorgerufen durch die nichtlineare Eigenschaft des FTR-Modulators.

In den beiden folgenden Kapiteln wird die optische Komponente des FTR-Modulators für ein aktives 3D-Visions-System als 2D-Mischer bzw. optischer Modulator und Demodulator vorgestellt.

#### 4.2.4 FTR-Modulator im optisch binokularen Systemlayout

Betrachtet man die guten Fähigkeiten bezüglich der Modulationsempfindlichkeit und die enorm hohe Effizienz der Lichtreflektion, welche in einem aktiven Visionssystem immer wünschenswert sind, so scheint der FTR-Modulator für diese Aufgabe in hervorragender Weise geeignet zu sein.

Das Blockdiagramm in **Bild 26** illustriert das Prinzip des Aufbaus in einer optischen binokularen Version. Die inkohärente Strahlung der aktiven Lichtquelle wird durch einen ersten optischen 2D-Mischer im Sendezweig hochfrequent moduliert. Der FTR-Modulator beleuchtet innerhalb des Gesichtsfeldes die zu vermessende 3D-Szene simultan. Das zurück gestreute Licht beinhaltet die Tiefeninformation innerhalb der räumlich ausgedehnten Phasenfront des HF-modulierten Lichtes. Beim Eintreten in die Empfängeroptik wird das Licht mittels eines zweiten optischen Mixers gemischt, beziehungsweise demoduliert. Dieser FTR-Modulator ist identisch mit dem ersten im Sendezweig; beide Modulatoren sind mit dem gleichen HF-Modulationssignal direkt mit

der Piezokeramik verbunden. Dies führt zu einer beinahe idealen, driftfreien optischen zweidimensionalen Referenz und produziert ein durch die Phaseninformation der 3D-Szene geformtes HF-Interferogramm. Dieses HF-Interferogramm kann entweder fotografisch oder durch ein anderes geeignetes Focal Plane Array, z.B. eine CCD-Kamera aufgenommen werden.

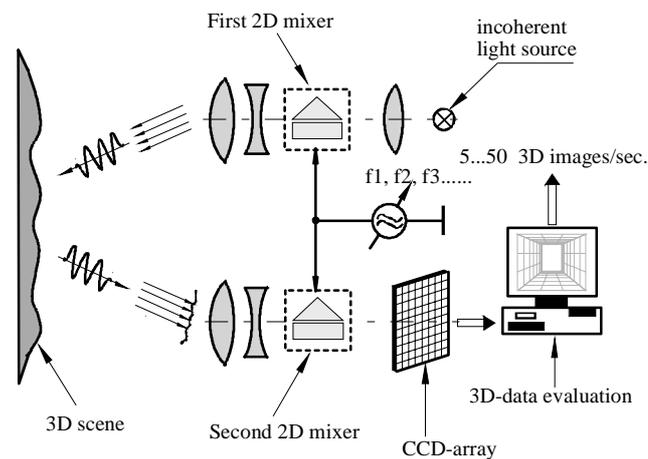


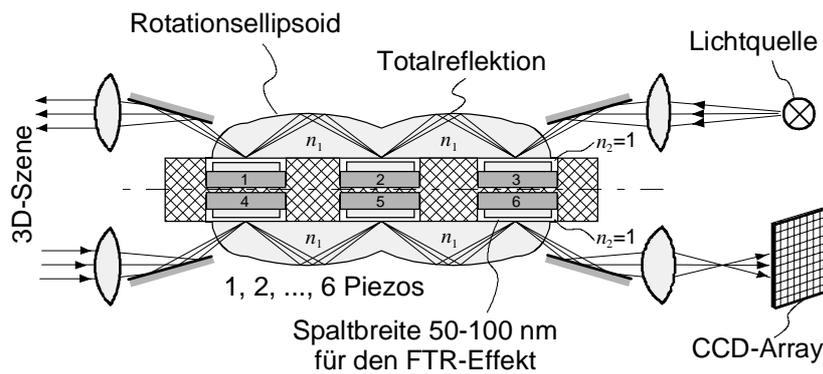
Fig. 4 Scheme of a binocular 3D-vision system adopting FTR mixers.

**Bild 26:** Biokulares 3D-Kameralayout mit FTR-Modulatoren im Sende- und Empfangszweig

#### 4.2.5 Ausführungsbeispiel eines FTR-Modulatordesigns

Nachfolgend wird ein mögliches Ausführungsdesign eines FTR-Modulators für ein aktives 3D-Vision-System gezeigt. Diese Anordnung stellt eine Designstudie eines kompakten optischen 2D-Mischers dar, der drei in Resonanz betriebene Piezoschwinger beinhaltet, die bei drei unterschiedlichen Frequenzen das eintretende Licht modulieren.

In Hinblick auf die limitierte Modulationsbandbreite muss der Piezokristall, bzw. die geometrische Dimension des Aufbaus für die gestörte Totalreflektion in Abhängigkeit der beteiligten Kapazität so klein wie möglich gehalten werden.



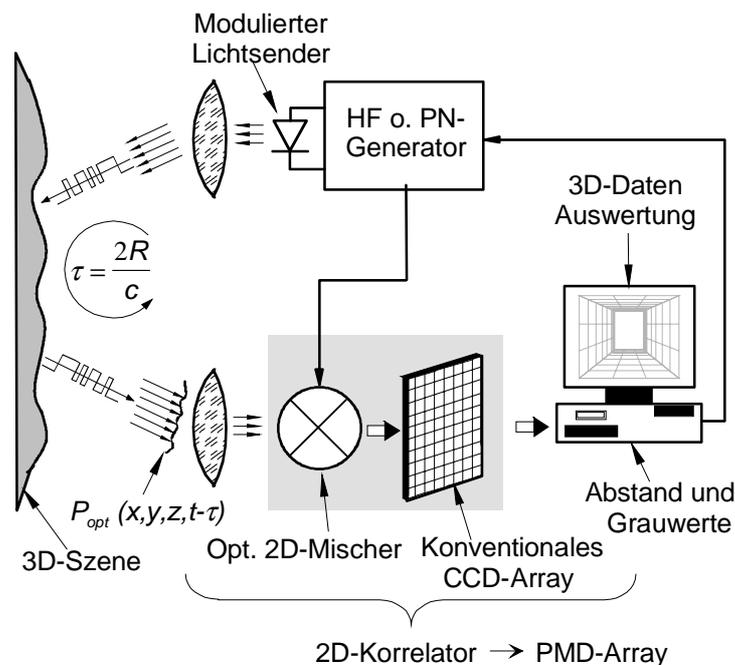
**Bild 27:** Designstudie eines integrierten FTR-Modulators mit drei resonanten Piezoantrieben

Um kleine piezomodulierte Punkte zu erhalten, wird das Licht auf der Oberfläche der Piezokeramik kolimiert, welche mit einem Film höherer Dichte überzogen ist. Zum Beispiel können die Filme aus dem gleichen Material bestehen wie die angebrachten Rotationsoptiken. Die Dicke des Films sollte größer sein als die Weite des abklingenden elektrischen Feldes, da ansonsten der FTR-Effekt zerstört werden würde. Währenddessen werden die angebrachten rotationsellipsoiden Plastikoptiken benötigt, um das Licht durch den Modulator zu leiten. Das Profil der Rotationsoptik wird durch elipsoide Elemente eines Mediums höherer Dichte geformt, um auch hier mit interner Totalreflektion die Lichtleitung zu gewährleisten. Zum anderen werden Segmente aspherischer Oberflächen genutzt, die im Eintritts- und Austrittsbereich angebracht sind.

### 4.3 Photomischdetektor (PMD, Photonic Mixer Device)

Die Arbeiten am 3D-Kamerakonzept mittels Pockels-Zelle haben belegt, dass durch parallele Mischung aller Lichtstrahlen innerhalb der Empfangsapertur der enorme Aufwand konventioneller Empfänger, die nur mittels eines 2D-Scanners sinnvoll mit einer Lateralauflösung erweitert werden können, überwunden werden kann. Aufgrund der Schwierigkeiten und Nachteile, die sich jedoch beim Einsatz von derzeit käuflichen Pockels-Zellen ergeben, wurde zusätzlich zu den bereits dargelegten Verbesserungen auch nach alternativen Modulatorkonzepten gesucht.

Seit 1997 wird am Institut für Nachrichtentechnik und am Zentrum für Sensorsystem (ZESS) der Universität Siegen ein neues halbleitertechnisches Bauelement untersucht, das eine halbleitertechnisch integrierte Lösung eines optoelektronischen Mixers und Detektors in Einem darstellt. Hierdurch ergeben sich wesentliche konzeptionelle Vereinfachungen des kompletten 3D-Kameradesigns [Scw-2], [SwXu1], [Scw-3]. Durch die Verschiebung des 2D-Misch- und Korrelationsprozesses aus dem elektronischen Bereich in den Bereich der optoelektronischen Schnittstelle entfallen weiterhin auch die Hauptfehlerquellen konventioneller Systeme.



**Bild 28:** Schema eines 3D-Kamerakonzeptes mit integrierter Misch- und Detektionseigenschaft

**Bild 28** zeigt den schematischen Aufbau eines modifizierten 3D-Kamerakonzeptes, das in [SwHe1] ausführlich beschrieben wird und bei dem der 2D-Mischer pixelweise in Form von  $n \times m$ -Mischern in die Detektorelemente integriert wird.

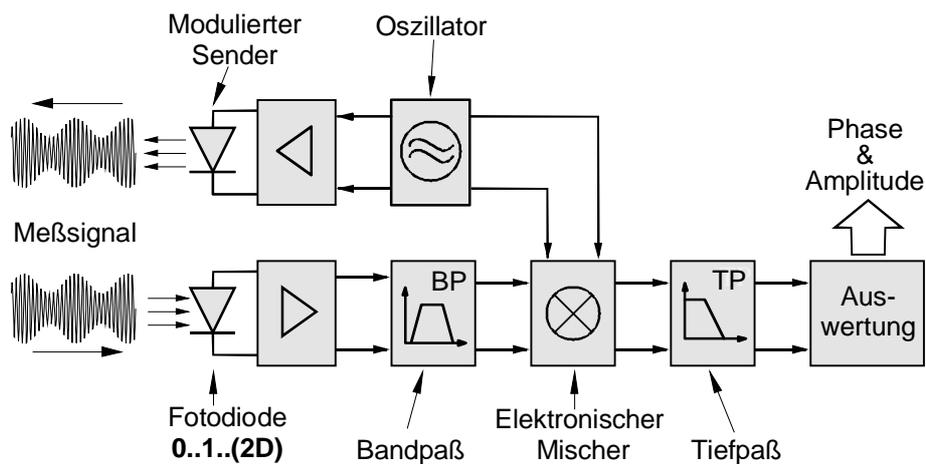
#### 4.3.1 Konzept des Photomischdetektors (PMD)

Hauptaugenmerk der Betrachtung soll hier auf die Realisierung des 2D-Korrelators gerichtet werden, der gleichzeitig die Funktion der Strahlungsdetektion und Signalmischung übernehmen soll.

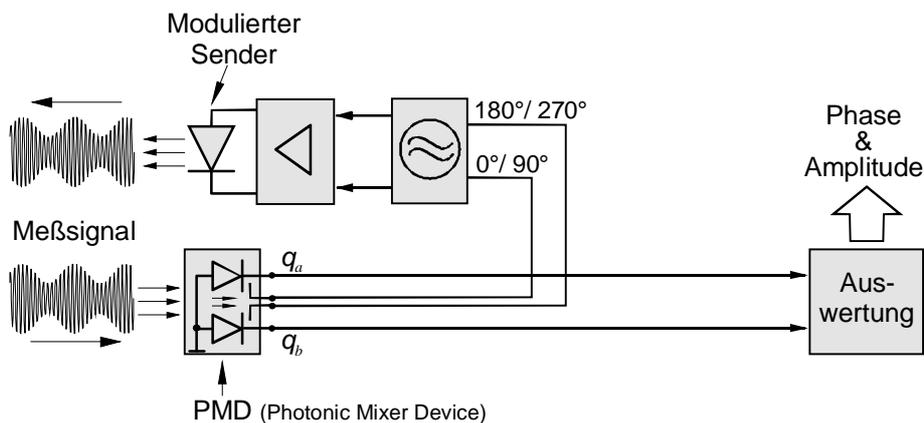
Hierfür stellt das neue Halbleiterbauelement, der Photomischdetektor (Photonic Mixer Device PMD), eine funktionale Lösung dar, welche nachfolgend erläutert wird.

**Bild 29a** und **b** stellen sowohl das Prinzip der konventionellen, optisch inkohärenten Laufzeitmessung als auch die Laufzeitmessung mit dem neuen Photomischdetektor dar. Die konventionelle Laufzeitmessung **Bild 29a** beinhaltet neben dem optischen einen großen elektronischen Laufzeitanteil im Hochfrequenzanteil vor der eigentlichen Korrelation. Insbesondere der Empfangsverstärker und Mischer weisen so hohe Zeitfehler auf, dass sie fortlaufend z.B. durch mechanische Kalibrierung oder durch einen zweiten, nicht dargestellten Referenzkanal kompensiert werden müssen.

Die Funktionsweise des neuen Phasendetektor-Pixels bzw. Photodetektor-Mischers beruht auf der gleichzeitigen Detektion und Mischung, d.h. die Mischung wird während der Ladungsträgergeneration durchgeführt. Im Ausgangssignal liegt bereits das niederfrequente Mischsignal vor. Durch den Einsatz eines einzelnen PMDs (**Bild 29b**) lassen sich so die gravierenden Fehler und Kosten vermeiden, die durch den Breitbandverstärker, den elektronischen Mischer und durch das Senderübersprechen verursacht werden.



a) Prinzip der konventionellen optisch inkohärenten (Modulations-) Laufzeitmessung



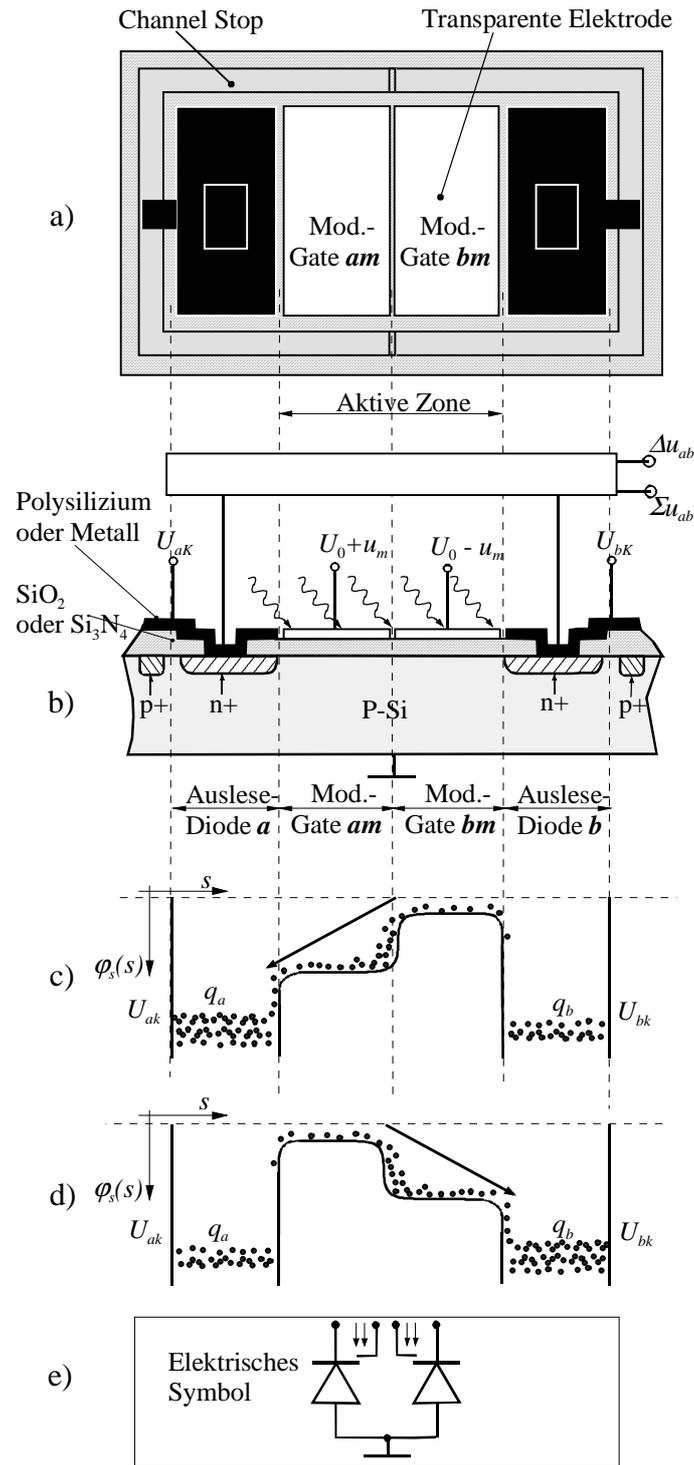
b) Optisch inkohärente 1D-Laufzeitmessung mit dem neuen Photomischdetektor (PMD), ca.  $1/100 \text{ mm}^2$  inkl. Auswertung in CMOS-Technologie

**Bild 29:** Vergleich des neuen Photomischdetektors mit konventioneller Technik

#### 4.3.2 Funktionsweise des PMD in CMOS-Technologie

Der in **Bild 30** veranschaulichte mischende Photodetektor stellt ein optoelektronisches Halbleiterbauelement dar, das die Fähigkeit besitzt, auch für optisch inkohärentes Licht die Funktion der Strahlungsdetektion und der Signalmischung gleichzeitig zu übernehmen.

Die Beschreibung des Grundprinzips zur Realisierung in CCD-Technologie findet sich in den Publikationen [SwXu1] und [Scw-3]. Die Ausführung in CMOS-Technologie als Aktivpixel mit pixeleigener Ausleseschaltung (**Bild 30**) weist jedoch wesentliche Vorteile auf [SwHe1].



**Bild 30:** Aufbau, Potentialverlauf und Symbol eines Photomischdetektors (PMD)

Anhand der dargestellten Grundstruktur lässt sich die Funktionsweise erkennen. **Bild 30a** zeigt die Aufsicht und **Bild 30b** den Querschnitt des Photomischdetektors (PMD); man erkennt ein Paar transparenter Photogates (auch Modulationsgates genannt), das

gleichzeitig den lichtempfindlichen Detektorbereich definiert. In direkter Nachbarschaft befindet sich jeweils eine Auslesediode, welche als Schnittstelle zur nachgeschalteten, pixelzugehörigen Ausleseschaltung dient. Diese Eigenschaft verbindet das PMD zunächst mit der Familie der Active-Pixel-Sensoren (APS). Der Halbleiterbereich unter den beiden Photogates arbeitet jedoch im sogenannten *Deep-Depletion-Mode* - ähnlich dem CCD-Betrieb - und bildet den lichtempfindlichen Pixelbereich, der sowohl für die Detektion des einfallenden Lichtes als auch für die zur Entfernungsmessung notwendigen Multiplikation zuständig ist.

Die zentralen Photogates  $am$  und  $bm$  aus transparentem Material (z.B. Polysilizium) liegen mit mittlerer Vorspannung  $U_0$  isoliert auf einem schwach  $p$ -dotierten Substrat und bilden den lichtempfindlichen Pixelbereich.

In der Raumladungszone unterhalb der Grenzschicht entstehen proportional zur einfallenden Lichtleistung Elektronen, die nach rechts und links zu den mit etwa  $2U_0 = U_{aK} = U_{bK}$  positiv vorgespannten ( $n+$ )-Zonen wandern. Diese Elektroden  $a$  und  $b$  stellen die Kathoden der beiden angrenzenden gesperrten Auslesedioden mit gemeinsamer Anode auf Massepotential dar. Wird den Modulationselektroden  $am$  bzw.  $bm$  neben  $U_0$  eine zusätzliche Gegentakt-Modulationsspannung  $u_m(t)$  bzw.  $-u_m(t)$  von nur einigen 100 mV überlagert, so entsteht in der Raumladungszone ein sich zeitlich änderndes Potentialgefälle, das die Photoelektronen für positives  $u_m(t)$  an  $am$  entsprechend **Bild 30c** nach links und für negatives  $u_m(t)$  an  $bm$  entsprechend **Bild 30d** nach rechts driften lässt. Je nach Größe der Feldstärke und Länge der Driftstrecke reagieren die Photoelektronen mit hoher Bandbreite im Bereich von 100 MHz auf die angelegte Gegentakt-Modulationsspannung. Dieser Zahlenwert ist durch Untersuchungen mit geeigneten Halbleitersimulationstools (MEDICI) verifiziert worden.

Der erwähnte Mischeffekt besteht darin, dass die Photoelektronen des moduliert einfallenden Lichts im Takt der Modulationsspannung wie mit einer „Ladungsschaukel“ auf die beiden Auslesedioden verteilt werden. Es findet also eine korrelierte Ladungsträgerseparation statt. Die generierten Löcher driften zur gemeinsamen Anode [Xu-2]. Das elektrische Symbol dieses Photomischers in **Bild 30e** entspricht vereinfacht der Struktur in **Bild 30b** mit einem optischen Eingang, einem elektrischen Gegentaktingang und dem Gegentaktmischerausgang.

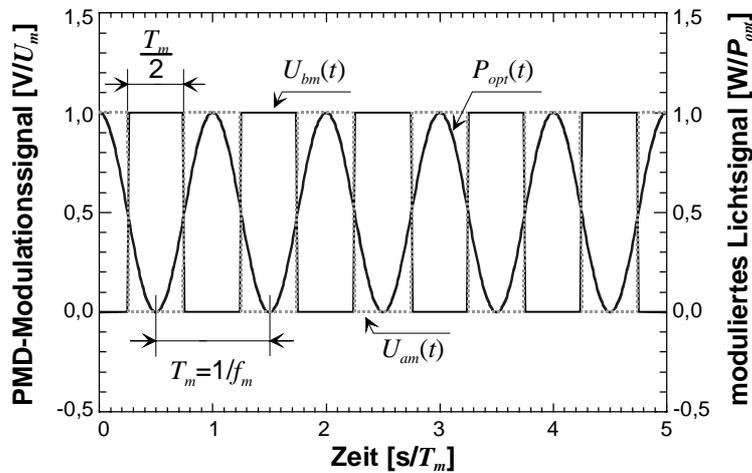
### 4.3.3 PMD Modulation

Aus den vorangegangenen Erläuterungen soll hier ein vereinfachtes Simulationsmodell entwickelt werden, dass die PMD-Modulationseigenschaften unter Verwendung von Rechtecksignalen als Modulationsansteuerung beschreibt. Die PMD-Modulationssignale  $U_{am}$  und  $U_{bm}$  sind in den Gleichungen (4.29) und (4.30) als repetierende Rechteckimpulse mit einer Phasenverschiebung von  $180^\circ$  zueinander dargestellt.

$$U_{am}(t) = U_0 + u_m(t) = U_0 + u_{am}(t) \propto \text{rect}\left[\frac{t}{T_m/2}\right] * \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - n \cdot T_m) \quad (4.29)$$

$$U_{bm}(t) = U_0 - u_m(t) = U_0 + u_{bm}(t) \propto -1 \cdot \text{rect}\left[\frac{t - T_m/2}{T_m/2}\right] * \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - n \cdot T_m) \quad (4.30)$$

$T_m$  entspricht der Periodendauer des Modulationssignals.



**Bild 31:** Verlauf der PMD-Modulationssignale  $U_{bm}$  und  $U_{am}$  im Idealfall einer Rechteckmodulation mit sinusförmig modulierte Lichtsignal  $P_{opt}(t - \tau_d)$

Mit der in Gleichung (3.4) bereits angegebenen Transmissionseigenschaft des Sendemodulators  $T_S(t - \tau_d)$  und der in Gleichung (3.12) gegebenen Definition für den Modulationsgrad  $MG$  ergibt sich für die modulierte optische Leistung  $P_{opt}(t - \tau_d)$  folgender Zusammenhang:

$$P_{opt}(t - \tau_d) = P_0 \cdot T_S(t - \tau_d) = P_0 \cdot T_{S,0} [1 + MG_S \cdot \cos(\omega_m(t - \tau_d))] \quad (4.31)$$

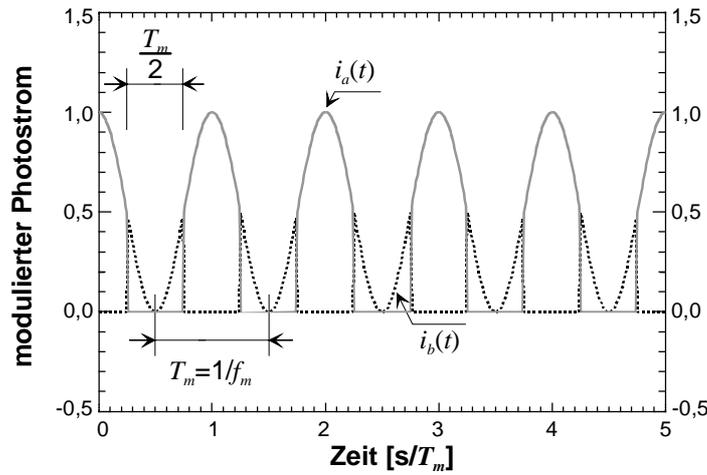
Hierbei ist  $P_0$  die unmodulierte optische Ausgangsleistung des Senders. Die Darstellung in **Bild 31** zeigt die zu 100% kosinusförmig durchmodulierte Empfangsleistung im Verhältnis zu den beiden ebenfalls zu 100% durchmodulierten rechteckförmigen Modulationssignalen  $U_{am}$  und  $U_{bm}$  des PMD-Empfängers. Im dargestellten Fall sind alle Signale normiert und das optische Eingangssignal befindet sich in Phase zum Modulationssignal  $U_{am}$ .

Im Weiteren wird davon ausgegangen, dass eine optimale, d.h. eine verzerrungs- und verlustfreie Transmissionseigenschaft des PMD-Empfängers vorliegt, so dass sich der durch die optische Generation von Ladungsträgern ergebende Stromfluss  $i_a$  und  $i_b$  in den beiden Ausgangszweigen direkt proportional zu den beiden Modulations- bzw. Steuerspannungen  $U_{am}$  und  $U_{bm}$  verhält. Somit erhalten wir folgenden einfachen Zusammenhang für die Photoströme:

$$i_a(t) \propto P_{opt}(t - \tau_d) \cdot T_a(t) = P_{opt}(t - \tau_d) \cdot \left\{ \text{rect} \left[ \frac{t}{T_m/2} \right] * \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - n \cdot T_m) \right\} \quad (4.32)$$

$$i_b(t) \propto P_{opt}(t - \tau_d) \cdot T_b(t) = P_{opt}(t - \tau_d) \cdot \left\{ -1 \cdot \text{rect} \left[ \frac{t - T_m/2}{T_m/2} \right] * \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - n \cdot T_m) \right\} \quad (4.33)$$

Die durch Modulation bzw. Demodulation auf der Empfangsseite im PMD entstehenden Photoströme sind in **Bild 32** dargestellt.

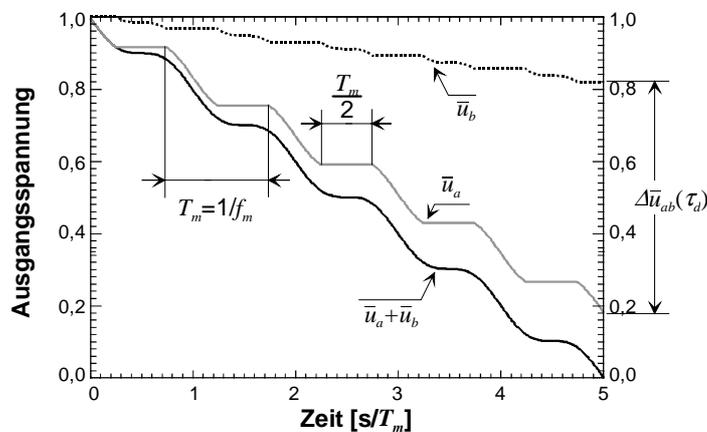


**Bild 32:** Verlauf der PMD-Photoströme  $i_a$  und  $i_b$

Da – wie bereits zuvor beschrieben – jeder Ausgangszweig des Photomischdetektors mit einer Integrationskapazität ausgestattet ist, sind während der Integrationszeit  $T_{int}$  die mittleren Photoströme  $\bar{i}_a$  und  $\bar{i}_b$ , bzw. deren Spannungsverläufe  $\bar{u}_a$  und  $\bar{u}_b$  über den jeweiligen Kapazitäten  $C_{int}$  zu beobachten.

$$\bar{u}_a(T_{int}, \tau_d) = \frac{\bar{i}_a}{C_{int}} \cdot T_{int} \propto \frac{1}{C_{int}} \int_{t=0}^{T_{int}} \frac{P_{opt}(t - \tau_d)}{P_0} \cdot \frac{U_{am}(t)}{U_0} \partial t \quad (4.34)$$

In **Bild 33** sind sowohl die Spannungsverläufe über den Integrationskapazitäten in Abhängigkeit der Integrationszeit  $T_{int}$  für einen konstanten Laufzeitphasenwinkel  $\varphi_d$  aufgetragen, als auch die Differenzausgangsspannung  $\Delta\bar{u}_{ab}$ , die normiert mit der Summenspannung  $\Sigma\bar{u}_{ab}$ , zur Auswertung des Entfernungssignals verwendet werden.

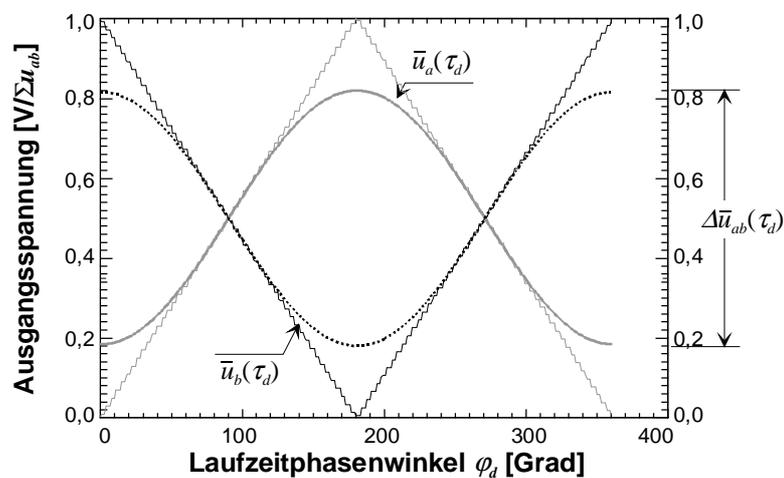


**Bild 33:** Verlauf der PMD-Ausgangsspannungen  $\bar{u}_a$  und  $\bar{u}_b$  über der Integrationszeit

Anhand der Darstellung dieses aus physikalischer Sicht stark vereinfachten Simulationsmodells soll der Signalweg beschrieben werden, der über die Eigenschaft des Photomischdetektors zum erwünschten Korrelationsergebnis führt. Der wesentliche Grund für die hier gezeigte ausführliche Beschreibung des Signalweges liegt darin, dass nicht immer sofort plausibel ist, weswegen die synchrone Separation der im lichtempfindlichen Bereich generierten Ladungsträger mit der anschließenden Integration und Differenzbildung eine einfache und hinlänglich bekannte Korrelation darstellt.

Um dies zu verdeutlichen sind in **Bild 34** die sich nach einer Integrationszeit  $T_{int}$  ergebenden Spannungsdifferenzen  $\Delta\bar{u}_{ab}$  über der Laufzeit  $\tau_d$  innerhalb des Intervalls von  $0^\circ$  bis  $360^\circ$  normiert mit der Summe  $\sum\bar{u}_{ab}$  aufgetragen. Wie aus Gleichung (4.34) zu erwarten war, ergeben die beiden Simulationsergebnisse zwei sinusförmige um  $180^\circ$  versetzt verlaufende Korrelationskennlinien.

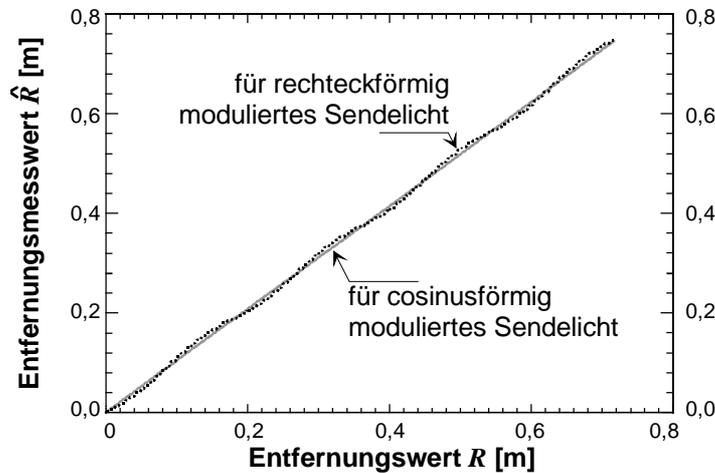
Weiterhin sind in **Bild 34** die Korrelationsergebnisse für ebenfalls rechteckförmig moduliertes Licht dargestellt. Aus der Korrelation zweier Rechtecksignale ergibt sich erwartungsgemäß eine dreieckförmige Korrelationsfunktion.



**Bild 34:** Verlauf der PMD-Ausgangsspannungen  $\bar{u}_a$  und  $\bar{u}_b$  über dem Laufzeitphasenwinkel  $\varphi_d$

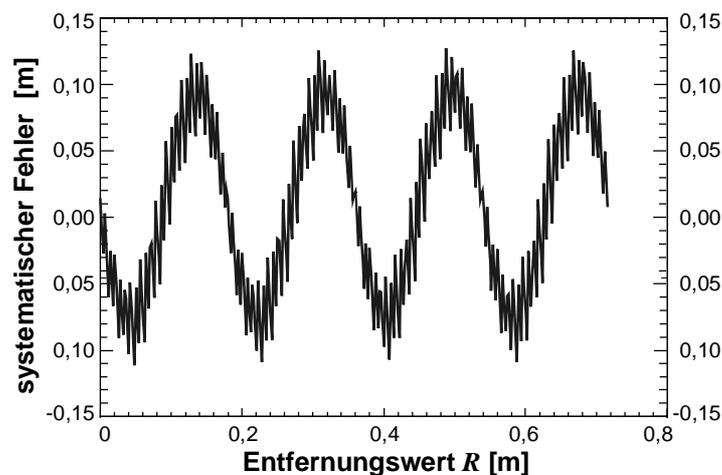
Mittels dieser beiden Kennlinien kann auf einfache Weise der laufzeitabhängige Phasenwinkel ermittelt werden. Dieser Zusammenhang wurde bereits in Gleichung (3.19) als Phasen-Shift Algorithmus eingeführt und unter Zuhilfenahme der Ladungszustände beider Integrationskapazitäten beschrieben.

$$R = \varphi_d \cdot \frac{c}{4\pi \cdot f_m} = \arctan\left(\frac{\Delta\bar{u}_{ab}(\psi = 90^\circ)}{\Delta\bar{u}_{ab}(\psi = 0^\circ)}\right) \cdot \frac{c}{4\pi \cdot f_m} \quad (4.35)$$



**Bild 35:** Verlauf der Entfernungsmesswerte  $\hat{R}$

Aus **Bild 35** ist deutlich zu sehen, dass die Entfernungswertberechnung für rechteckförmig moduliertes Sendelicht über den Vierphasenalgorithmus aus Gleichung (4.35) einen systematischen Fehler erzeugt. Im Gegensatz hierzu kann die Bestimmung der Phasenlage des kosinusförmigen Korrelogramms fehlerfrei erfolgen. Dies liegt darin begründet, dass der beschriebene Vierphasenalgorithmus aus der Berechnung der kleinsten Fehlerquadrate unter der Annahme von kosinusförmigen Zielfunktionen hervorging.

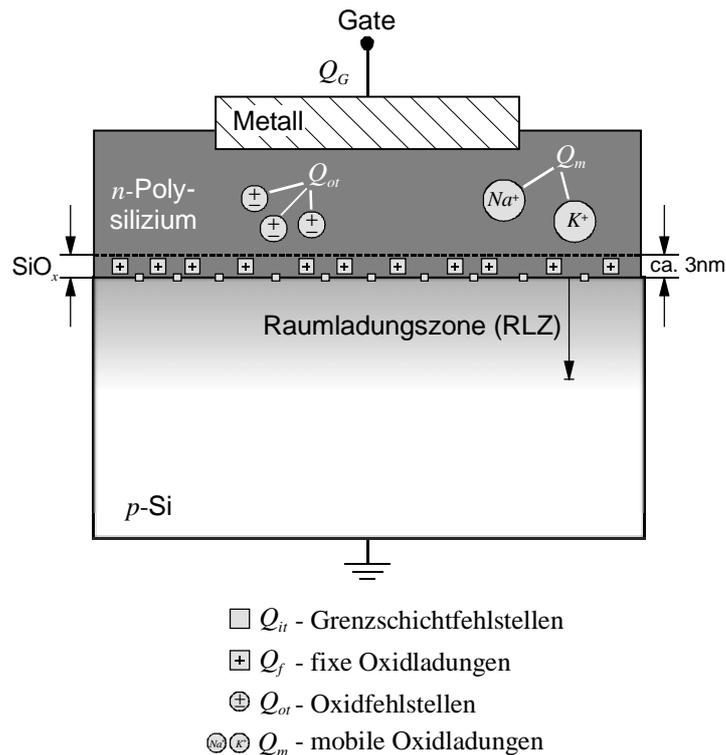


**Bild 36:** Verlauf der systematischen Fehler für rechteckförmig moduliertes Sendelicht und Entfernungswertberechnung mit Vierphasenalgorithmus

Für dieses Beispiel wurde sowohl in **Bild 35** und **Bild 36** eine Modulationsfrequenz von  $f_m = 20$  MHz angenommen, so dass der eindeutige Messbereich  $Z_{max} \approx 7,5$  m beträgt. Der resultierende systematische Fehler beträgt wie aus **Bild 36** zu ersehen ist bis zu  $\pm 7,5$  cm, d.h. 1/100-tel des Messbereiches. Da es sich um einen systematischen Fehler handelt, kann dieser durch eine entsprechende rechnergestützte Auswertung einfach eliminiert werden. Kommen jedoch weitere Nichtlinearitäten bzw. Verzerrungen der Signalform ins Spiel, so ist die Ausweitung des Phasenalgorithmus auf weitere Phasenschritte zu empfehlen. Durch die Anpassung des Phasenalgorithmus und die Messung weiterer Phasenwerte auf der Korrelationskennlinie ist die Einbeziehung von Oberwellen in die Berechnung möglich, wodurch der systematische Fehler weitestgehend reduziert werden kann. Eine diesbezüglich detaillierte Beschreibung findet sich in [Xu-2].

#### 4.3.4 PMD als MIS-Struktur

Die MIS-Struktur oder auch MOS-Kapazität, die ihre typische Anwendung in der planaren Halbleitertechnik findet, ist sowohl für bekannte Standardbauelemente, wie z.B. den MOSFET-Transistor oder dem CCD-Element, als auch für den PMD-Sensor von fundamentaler Bedeutung. Der grundlegende Aufbau einer MIS-Struktur wird im Folgenden dargestellt.



**Bild 37:** MIS-Struktur mit Oxidladungen [Sze]

Die leitende Elektrode, die typischerweise auch Gateanschluss oder einfach Gate genannt wird, besteht entweder aus Metall oder aus Polysilizium. In unserem Fall, in dem es sich um ein optisches Bauelement handelt, sprechen wir von einem *Photogate*, das aus *n*-dotiertem polykristallinem Silizium besteht und neben guten Leitereigenschaften auch den Lichteinfall gewährleistet. Unterhalb des Photogates befindet sich eine dünne Siliziumdioxidschicht, die typischerweise eine Stärke von ca.  $d_{ox} \leq 100$  nm aufweist.

Diese isolierende  $\text{SiO}_2$ -Schicht befindet sich direkt auf dem Siliziumsubstrat, das hier mit einer Akzeptorendichte von  $N_A$  *p*-dotiert ist. Die Rückseite des Substrats ist metallisiert und wird an Masse gelegt.

Innerhalb der SiO<sub>2</sub>-Schicht sowie an der Grenze zum Substratmaterial treten Ladungszustände auf, die insbesondere für Bauelemente, deren Ladungstransport im Oberflächenkanal stattfindet, von Bedeutung sind. In **Bild 37** sind die verschiedenen Ladungen eingezeichnet.  $Q_m$  sind bewegliche Ladungen, ionisiertes Kalium oder Natrium. Ihre Mobilität hängt von der angelegten Spannung und der Temperatur ab. Fehlstellen im Oxid, die dazu führen, dass sich an ihnen Ladungen anlagern, werden mit  $Q_{ot}$  bezeichnet. Innerhalb einer sehr dünnen Schicht von ca. 1 bis 4 nm befinden sich Ladungen, die trotz einer angelegten Spannung ihre Lage nicht verändern. Diese Ladungen sind immer positiv und werden mit  $Q_f$  abgekürzt. Während der Herstellung der SiO<sub>2</sub>-Schicht entstehen infolge von Fehlstellen in der Gitterstruktur eine weitere Art von Ladungen, die sog. *Interface trapped* Ladung  $Q_{it}$ . In Abhängigkeit der angelegten Spannung und der Substratdotierung ergeben sich entweder positive, neutrale oder negative Störstellen. Die sich hieraus ergebende Gesamtladung wird mit  $Q_{ox}$  bezeichnet.

$$Q_{ox} = Q_m + Q_{ot} + Q_f + Q_{it} \quad (4.36)$$

#### 4.3.4.1 Betriebszustände der MIS-Struktur

In Abhängigkeit der angelegten Gatespannung  $U_G$  können insgesamt fünf stationäre Betriebszustände unterschieden werden.

- Spannungsloser Fall,  $\psi_S < \psi_B$  und  $U_G = 0V$
- Verarmung,  $0 \leq \psi_S \leq \psi_B$  und  $0 < U_G < U_T$
- Inversion,  $\psi_S > \psi_B$  und  $U_G > U_T$
- Flachbandfall,  $\psi_S = 0$  und
- Anreicherung,  $0 > \psi_S$

#### Spannungsloser Fall

Wird an das Gate einer realen MIS-Struktur keine Spannung angelegt, so bewirkt das Kontaktpotential im Wesentlichen, dass im Substrat, bzw. innerhalb der Raumladungszone  $w$ , ionisierte Akzeptoren entstehen und auf der Gateelektrode positive Ladungen  $Q_G$  erscheinen. Innerhalb der Raumladungszone bewirken die negativen Ladungen  $Q_S$  ein Bandverbiegung.

Das Kontaktpotential  $\phi_{ms}$  setzt sich aus der Austrittsarbeit  $\phi_m$ , der Elektronenaffinität  $K$  dem Bandabstand  $E_g$  zwischen Leitungs- und Valenzband sowie dem Abstand  $\psi_B$  des Fermi-Niveaus zum Intrinsic-Niveau zusammen.

$$\phi_{ms} = \phi_m - \left( K + \frac{E_g}{2q} + \psi_B \right) \quad (4.37)$$

### Verarmung

Durch das Anlegen einer Gatespannung wird sowohl die positive Gateladung  $Q_G$  als auch die negative Substratlading  $Q_S$  erhöht. Es werden weitere Akzeptoren aufgefüllt. Zudem vergrößert sich die Weite  $w$  der Raumladungszone im Vergleich zum spannungslosen Fall. Die Raumladungen  $Q_S$  pro Einheitsfläche lassen sich mit folgender Gleichung bestimmen:

$$Q_S = Q_{dep} = q \cdot N_A \cdot w \quad (4.38)$$

Die Raumladung  $Q_S$  wird hier lediglich durch die Größe  $w$  der Raumladungszone und der Dichte  $N_A$  der ionisierten Akzeptoren bestimmt, d.h., durch Ladungsträger  $Q_{dep}$ , die unmittelbar mit der Verarmung (*Depletion*) zu tun haben. Hierin ist  $q$  die Elementarladung.

### Inversion

Wird die Gatespannung weiter erhöht, so nehmen sowohl die positiven Gateladungen  $Q_G$  als auch die negativen Raumladungen  $Q_S$  weiter zu. Allerdings werden die negativen Raumladungen nicht mehr ausschließlich aus ionisierten Akzeptoren gebildet, sondern zusätzlich aus einer dünnen Schicht von Elektronen, die sich direkt unter der Grenzschicht von Oxid und Substrat befinden. Diese Inversionsladungen  $Q_n$  bilden einen  $n$ -leitenden Elektronenkanal.

$$Q_S = Q_n + q \cdot N_A \cdot w \quad (4.39)$$

Da nun aus der ursprünglichen  $p$ -Leitung, d.h. der Leitung der Löcher als Majoritätsladungsträger ( $p$ -Substrat), eine  $n$ -Leitung durch den Elektronenkanal entstanden ist, wird dieser Fall Inversion genannt. Energetisch ausgedrückt befindet sich jetzt im Bereich der Bandverbiegung die Kante des Leitungsbandes  $E_C$  näher am Fermi-niveau  $E_V$  als die des Valenzbandes  $E_F$ . Dies bedeutet, dass die Inversion erst ab

einer bestimmten Gatespannung eintritt. Der Einsatzpunkt ist die bekannte Schwellspannung  $U_T$ . Beträgt die Gatespannung mehr als das Doppelte von  $U_T$ , spricht man von starker Inversion ( $\psi_S > 2 \cdot \psi_B$ ).

### Flachbandfall

Eine schwach negative Gatespannung bewirkt eine Änderung der Löcher- und Elektronenkonzentration an der Halbleiteroberfläche. Die Löcherkonzentration wird mit  $p$  und die Elektronenkonzentration mit  $n$  bezeichnet. Beide Konzentrationen nähern sich ihren Gleichgewichtskonzentrationen  $p_0$  bzw.  $n_0$ . Wenn die Gleichgewichtskonzentrationen erreicht sind, ist die Bedingung für einen Ladungsfreien Raum erfüllt. Die Raumladungsdichte  $\rho$  ist somit gleich Null, es kommt zu keiner Ausbildung einer Raumladungszone. Es existieren also keine Ladungen, die eine Bandverbiegung hervorrufen können, die Bänder verlaufen flach. Aus diesem Grund wird dieser Fall auch Flachbandzustand genannt. Die hierzu notwendige kleine negative Spannung, die an der Gateelektrode angelegt werden muss, um das Oberflächenpotential zu Null zu setzen, ist die sog. Flachbandspannung  $U_{Fl}$ . Aus diesen Ausführungen ist deutlich geworden, dass die Flachbandspannung eine Funktion der Oxidladung  $Q_{ox}$  ist und vom verwendeten Material als auch dem Herstellungsprozess abhängt.

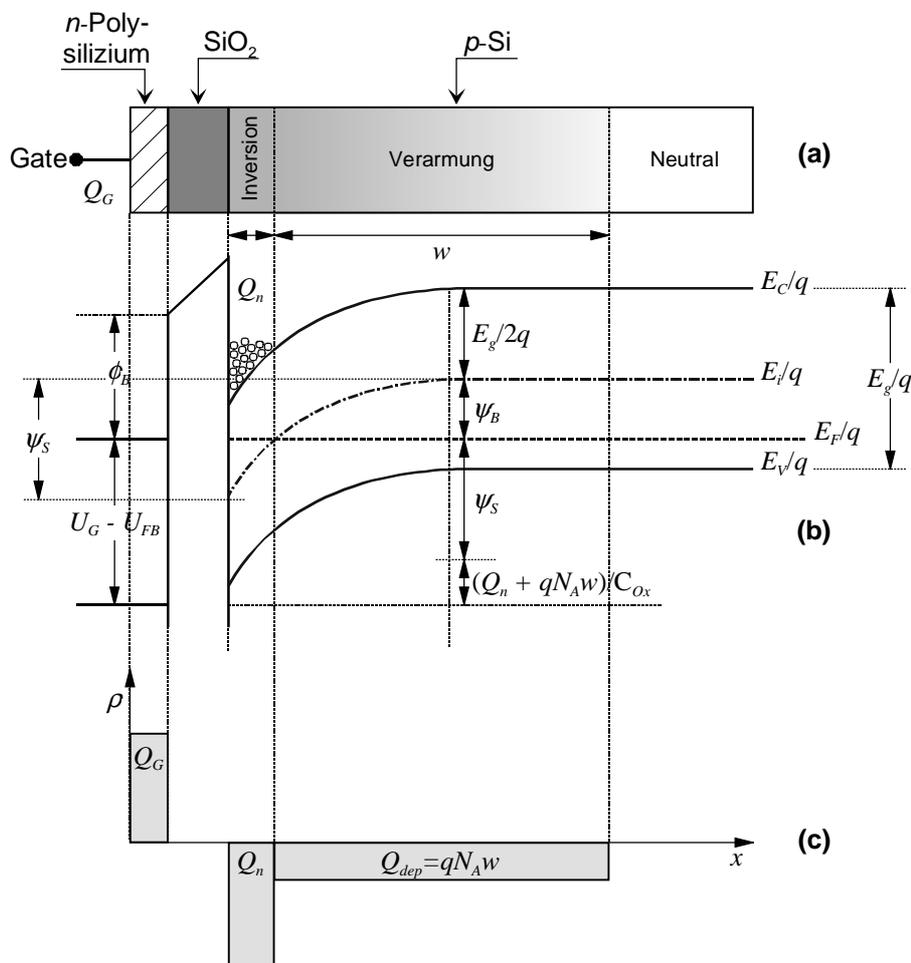
$$U_{Fl} = \phi_{ms} + \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (4.40)$$

### Anreicherung

Wird eine noch negativere Spannung als die Flachbandspannung an das Gate angelegt, so erzeugt diese Spannung positive Ladungsträger an der Halbleiteroberfläche. Da wir hier von einem  $p$ -dotierten Halbleiter ausgehen, entstehen die Ladungen nicht durch Ionisation der Akzeptoren, sondern durch Akkumulation von Löchern unter der  $\text{SiO}_2$ -Schicht. Man spricht auch von einer Majoritätsladungsträgerakkumulation. Ähnlich dem Fall der Inversion, bei dem sich negative Ladungen  $Q_n$  in einem kleinen Gebiet an der Halbleiteroberfläche gesammelt haben, sammeln sich hier positive Ladungsträger in einer Raumladungszone geringer Weite.

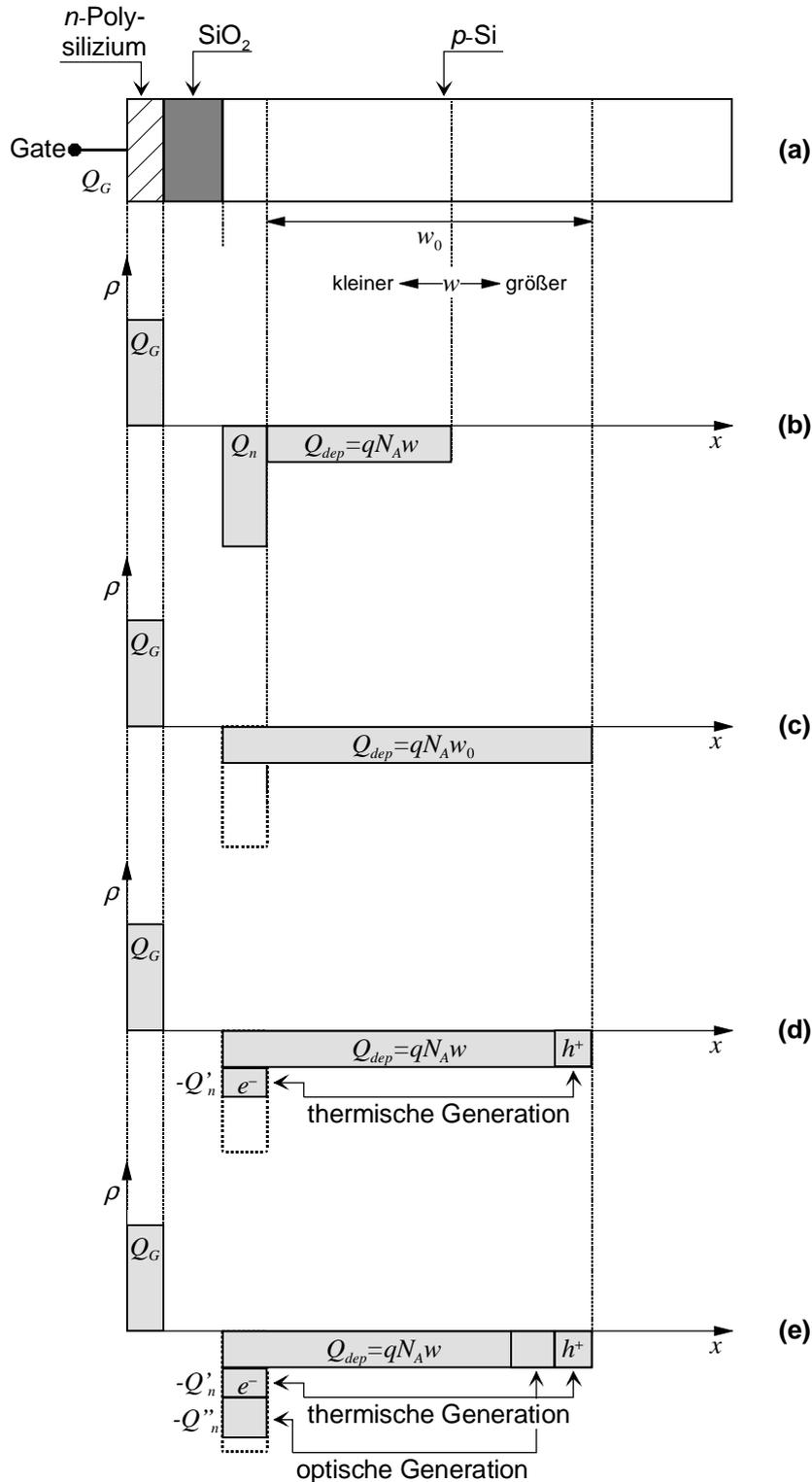
### Raumladung am Beispiel der Inversion

In **Bild 38** sind die Raumladung und die Bandverläufe für den Fall der Inversion dargestellt.  $E_C$  ist die Unterkante des Leitungsbandes und  $E_V$  die Oberkante des Valenzbandes. Mit  $E_i$  wird das Intrinsic-Niveau bezeichnet, das definitionsgemäß genau zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband liegt.  $E_F$  ist das Fermi-Niveau und ist in [Sze] wie auch hier als Nulllinie definiert.  $\psi_B$  ist der Abstand zwischen dem Intrinsic- und dem Fermi-Niveau. Eine weitere Größe ist das Oberflächenpotential  $\psi_S$ , welches auch als Maß für die Bandverbiegung herangezogen werden kann. Die Energie stellt die Austrittsfunktion des Gatematerials dar und beträgt bei  $n$ -Polysilizium mit einem  $p$ -Substrat immer 4,17 eV.



**Bild 38:** PMD als MIS-Struktur **a)** Zustand der Raumladung in  $p$ -Silizium und **b)** Bändermodell im Betriebszustand der Inversion und im Nicht-Gleichgewichtszustand **c)** resultierende Ladungsverteilung

4.3.4.2 Der Nicht-Gleichgewichtszustand



**Bild 39:** Ladungsverteilung in der MIS-Struktur **b**) im thermischen Gleichgewicht **c**) im Einschaltzustand, bzw. im Nicht-Gleichgewichtszustand **d**) mit thermischer Generation und **e**) mit thermischer Generation und optischer Generation

Während der MOSFET-Transistorer im thermodynamischen Gleichgewicht betrieben wird, beruht der Effekt der Ladungsträgerseparation des PMDs auf einem Nicht-Gleichgewichtszustand, wie wir ihn vom Betrieb des CCDs her kennen. D.h., die Raumladungszone des PMDs, die durch die Ausdehnung der beiden modulierenden Photogates definiert ist, wird dynamisch in tiefer Verarmung (*deep depletion*) betrieben. Wobei hier die Flachbandspannung  $U_{Fl}$  eine ähnlich wichtige Rolle für den Betriebseinsatz des PMD spielt wie die Thresholdspannung  $U_T$  für den MOSFET-Transistor.

Zum Vergleich ist in **Bild 39b** noch einmal die Ladungsverteilung des Gleichgewichtszustandes für Inversionsbetrieb dargestellt. Für diesen Zustand gilt:

$$U_G - U_{Fl} = U_{Cox} + \psi_S = \frac{Q_n + qN_A w}{C_{ox}} + \psi_S \quad (4.41)$$

Der Nicht-Gleichgewichtszustand der MIS-Struktur, wie er in **Bild 39c** gezeigt wird, liegt dann vor, wenn die Gatespannung gerade erst angelegt wurde. Da die Minoritätsträger der Inversionsschicht erst generiert werden müssen, bildet sich zunächst eine sehr tiefe Raumladungszone. Bei einer nicht beleuchteten MIS-Struktur (**Bild 39d**) können Elektronen nur aus einer Elektronen-Loch-Paarbildung durch thermische Generation stammen. Sie sammeln sich erwartungsgemäß an der Halbleiteroberfläche im Bereich des Potentialminimums und zwar im gleichen Maße wie sie Löcher in der Raumladungszone abbauen. Das Erreichen des thermodynamischen Gleichgewichtszustandes alleine für die thermische Generation dauert in einem CCD-Element sehr lange, d.h. typisch. bis zu 1 s und länger [HoMo]. Demnach erhalten wir für den unbeleuchteten Nicht-Gleichgewichtszustand:

$$U_G - U_{Fl} = \frac{qN_A w}{C_{ox}} + \psi_S \quad (4.42)$$

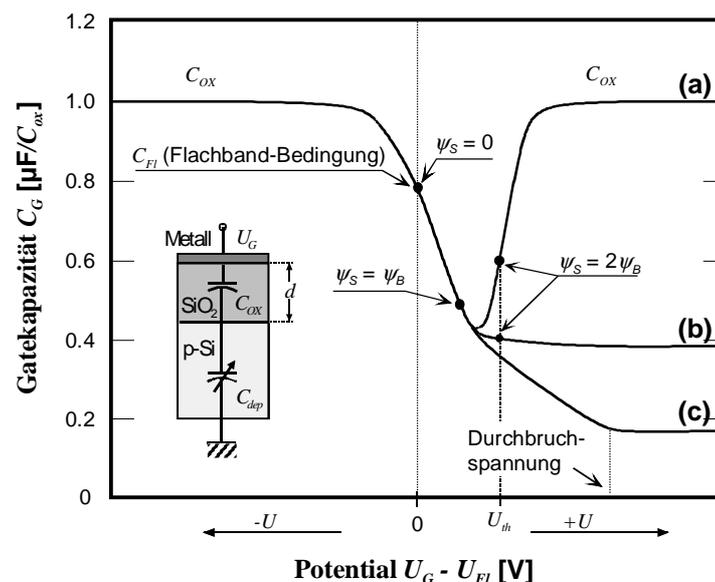
Wird das Device beleuchtet, so werden, wie in **Bild 39e** zu sehen ist, in ähnlicher Weise Ladungen erzeugt, deren Anzahl von der einfallenden optischen Leistung abhängt.

$$U_G - U_{Fl} = \frac{Q_S}{C_{ox}} + \frac{Q_n + qN_A w}{C_{ox}} + \psi_S \quad (4.43)$$

Im Fall des CCDs müssen Materialien verwendet werden, deren *Speicherzeit (Storage Time)* sehr viel größer ist als die zur Bildaufnahme benötigte *Integrationszeit  $T_{int}$* , da die notwendige Anregung des *Deep-Depletion Modes* nur während des lateralen Ladungsträgertransports geschieht.

Hier liegt ein wesentlicher Unterschied zum PMD-Bauelement. Die für den Mischeffekt notwendige Modulationsspannung  $u_m(t)$  liegt während der gesamten Integrationszeit am Bauelement an und sorgt so für eine ständige, integrationszeitunabhängige tiefe Verarmung.

Die typische C-V-Kennlinie einer einfachen MIS-Struktur auf einem *p*-Substrat in Abhängigkeit der Frequenz ist in **Bild 38** dargestellt [Mösch]. Bei tiefen Frequenzen bis 100 Hz sinkt die Gatekapazität auf einen Wert von etwa  $0,4 \cdot C_{OX}$  ab, während die Gatespannung auf einen positiven Wert unterhalb der ansteigt. Im Halbleitermaterial unterhalb des Gates bildet sich eine Verarmungszone aus, die wie eine Parallelschaltung von  $C_{OX}$  und  $C_{dep}$  wirkt (siehe Gleichung (4.44)). Bei höheren Gatespannungen steigt die Kapazität wieder auf den Wert der Oxid-Kapazität an, da die Halbleiterkapazität  $C_{dep}$  aufgrund des Anstiegs der Minoritätsladungsträger sehr viel größer als  $C_{OX}$  wird.



**Bild 40:** Typische C-V-Kennlinien für eine MIS-Struktur  
**a)** für niedrige Frequenzen und **b)** für Frequenzen ab ca. 100 Hz

Im Fall der tiefen Verarmung können die Ladungsträger aus dem Substrat bei hohen Frequenzen der angelegten Gatespannung nicht mehr folgen, so dass an der Halbleiteroberfläche zwar ein tiefer Potentialtopf entsteht, dieser aber nicht durch Substratladingsträger aufgefüllt wird.

Die Gatekapazität  $C_G$  verharrt dann im Zustand der Verarmung, man spricht vom Fall der tiefen Verarmung. In diesem Zustand können photogenerierte Ladungsträger durch das angelegte Potential bewegt werden, ohne dass Elektronen aus dem Substrat einen störenden Stromfluss verursachen.

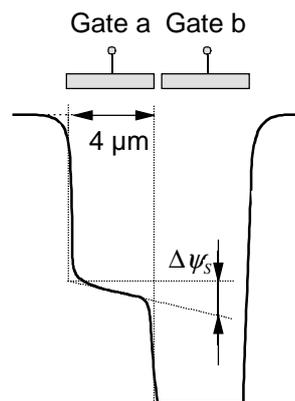
$$C_G = \frac{d\left(\sqrt{2\varepsilon_s q N_A \psi_s}\right)}{d(U_G)} = \frac{C_{OX} \cdot C_{dep}}{C_{OX} + C_{dep}} \quad (4.44)$$

#### 4.3.5 Ladungstransport-Mechanismen

Der Transport von Ladungsträgern kann prinzipiell von drei verschiedenen Mechanismen hervorgerufen sein. Für kleine Ladungsmengen und große Zeitkonstanten ist die *Thermische Diffusion* maßgebend. Sie bewirkt, dass die Ladungsträger aufgrund ihrer thermischen Energie eine Gleichverteilung innerhalb des Halbleiters anstreben.

Für größere Ladungspakete tritt der Effekt des sog. *Selbstinduzierten Drift* verstärkt auf. Ladungsträgerkonzentrationen innerhalb eines Ladungspaketes rufen aufgrund gleicher Polarität der Elektronen gegenseitige Abstoßungseffekte hervor. Hier sorgt das elektrische Feld, das durch den Gradienten der inhomogenen Ladungsverteilung hervorgerufen wird, für eine homogene Umverteilung.

Der dritte Effekt des Ladungstransportes, der *externe Drifteffekt*, wird durch die unterschiedliche Spannung an den Gates zwei benachbarter MIS-Strukturen hervorgerufen. Falls die Gates nicht zu lang sind, typisch kleiner 10  $\mu\text{m}$ , und der Abstand zwischen den Gates nicht zu groß ist, beeinflussen sich die Felder im Halbleiter gegenseitig. Es entsteht ein resultierendes Feld, wie in **Bild 41** dargestellt, dass eine Ladungsträgerbewegung in gewünschter Richtung bewirkt.

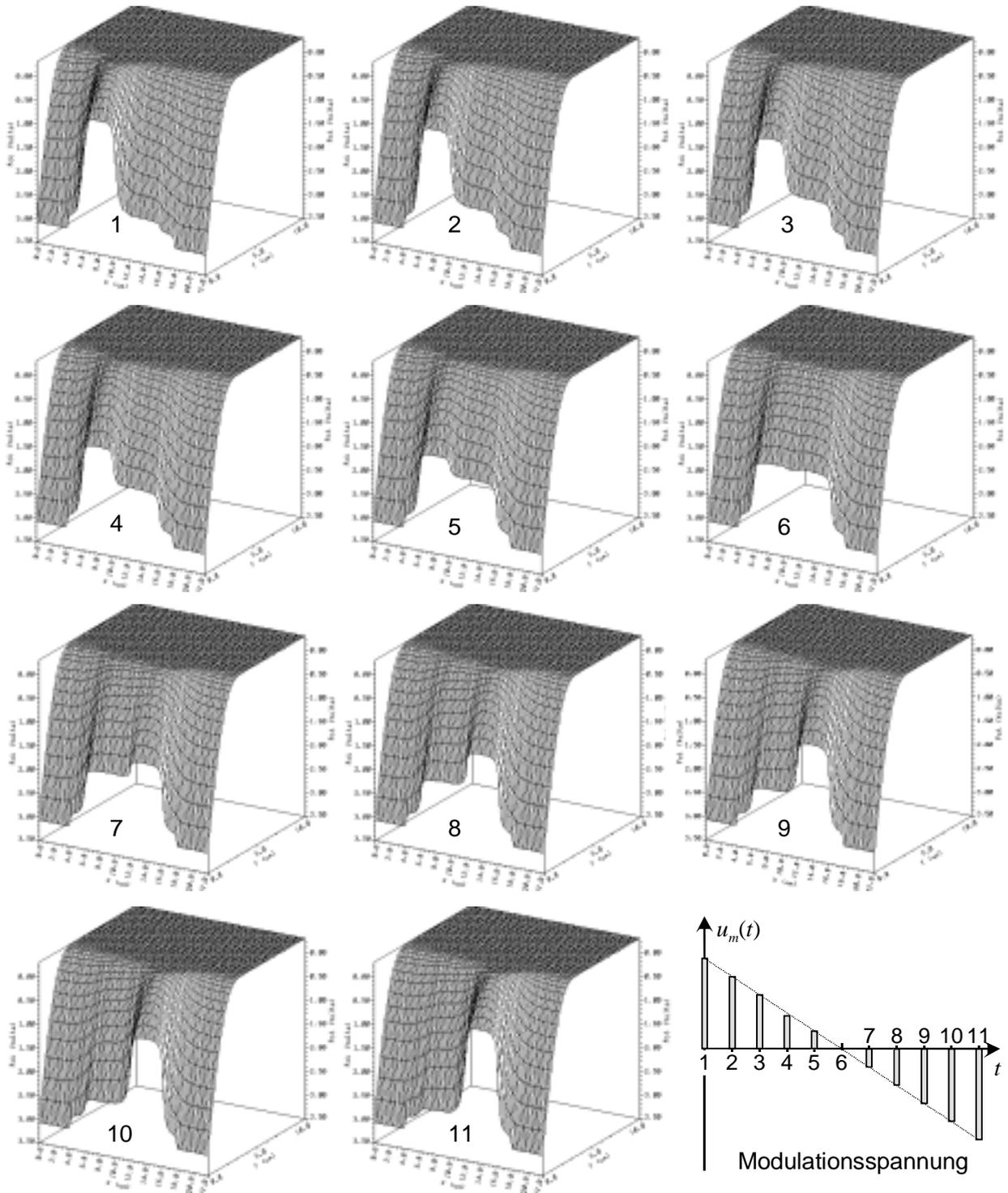


**Bild 41:** Fringing Field

Der Ladungstransport wird durch dieses Fringing Field deutlich unterstützt und sorgt bekanntermaßen bei CCDs aber ebenso bei PMD-Bauelementen für einen effektiveren Ladungstransport, der sich entweder in erhöhten Ladungsträger-Transportgeschwindigkeiten oder in einer verbesserten Ladungsträger-Transporteffizienz CTE (*Charge Transport Efficiency*) Ausdruck findet.

In Abhängigkeit der an den beiden Modulationsgates angelegten Spannung entstehen die im nachfolgenden **Bild 42** gezeigten Potentialtöpfe für Gatespannungen  $u_m(t) \neq 0$ . Die Graphen sind Teil einer aufwendigen Halbleitersimulation und zeigen das zweidimensionale Oberflächenpotential  $\psi_s$  über dem Querschnitt  $X$  entlang der Tiefe  $Y$  der Halbleiterstruktur in eine zeitliche Sequenz. Dies ist die 2D-Potentialverteilung einer einfachen PMD-Struktur. Aus diesen Simulationsergebnissen sind deutlich die beiden sich abwechselnden Potentialtöpfe unter den Modulationsgates zu erkennen.

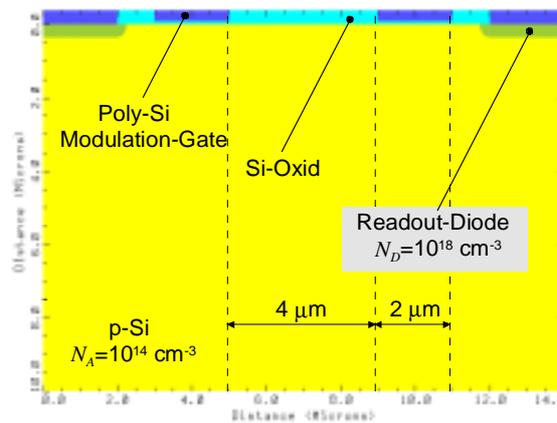
Durch geeignete Wahl der Abmessungen und Parameter kann der Drifteffekt, der in den Potentialverteilungen der Sequenz von **Bild 42** nur in einem kleinen zentralen Bereich zwischen den Modulationsgates stark ausgeprägt ist, weiter optimiert werden.



**Bild 42:** Sequenz des zeitlichen Potentialverteilung in Abhängigkeit der Modulationsspannung  $u_m(t)$  und der Modulationsfrequenz  $f_m$  (Prinzip der PMD-Ladungsschaukel)

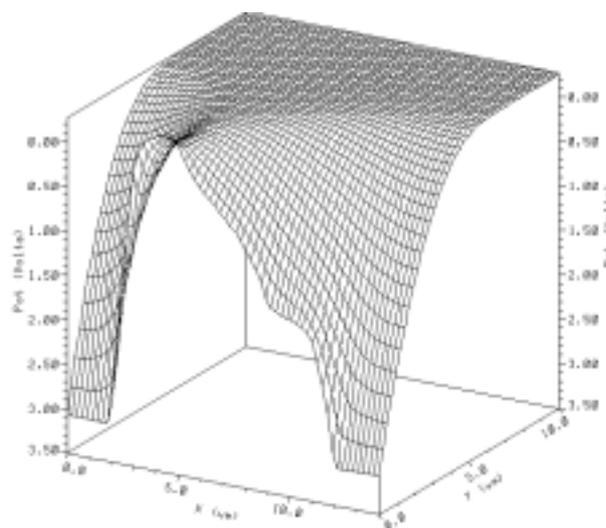
Eine bezüglich des Drifteffektes und der resultierenden Modulationseffizienz bessere PMD-Struktur ist in **Bild 43** dargestellt. Für das hier dargestellte Simulationsmodell wurde eine kurzkanalige Struktur mit weiter auseinanderliegenden Modulationsgates

gewählt. D.h., die Gatelücke wurde unüblich größer gewählt, um einen sanfteren Potentialgradienten und damit ein effektives *Fringing Field* zu erhalten. Für den Fall üblicher Dotierungskonzentrationen eines Standard-CMOS Prozesses würden jedoch Potentialspitzen im Zwischengatebereich entstehen, die den Ladungsträgertransport behindern würden. Aus diesem Grund wurde in der Simulation eine sehr niedrige Akzeptordichte von  $N_A = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  gewählt, um die Möglichkeiten einer weiteren Optimierung zu erfahren [DAFri].



**Bild 43:** Simulationsmodell eines niedrigdotierten Oberflächenkanal-PMD [DAFri].

In **Bild 44** ist wiederum die aus der Simulation hervorgehende zweidimensionale Potentialverteilung dargestellt.



**Bild 44:** Simulierte Potentialverteilung über dem Halbleiterquerschnitt X und der -tiefe Y [DAFri].

Deutlich ist die qualitative Veränderung der Potentialgradienten zu der in **Bild 42** zu erkennen.

#### 4.3.6 Abschätzung der oberen Grenzfrequenz des PMDs

Die maximale Arbeitsfrequenz des PMDs kann näherungsweise mit folgender Gleichung beschrieben werden:

$$f_{PMD} = \frac{\mu_n \cdot \Delta V}{2\pi \cdot l^2 \left[ 1 + \frac{\mu_n \cdot \Delta V}{l \cdot v_{sat}} \right]} \quad (4.45)$$

Aus Gleichung (4.45) wird deutlich, dass die erreichbare Arbeitsfrequenz  $f_{PMD}$  von der Elektronen-Beweglichkeit und der Sättigungsgeschwindigkeit der photogenerierten Ladungsträger abhängt. Die Elektronen-Beweglichkeit  $\mu_n$  ihrerseits ist eine Funktion der Störstellenkonzentration ( $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) und hängt vom verwendeten Halbleitermaterial (hier Silizium) und der Temperatur ( $T = 300\text{K}$ ) ab.

Die Sättigungsgeschwindigkeit  $v_{sat}$  wird bei Feldstärken von  $E_{sat} = 1 \text{ V}/\mu\text{m}$  erreicht. Eine Optimierung des Feldstärke- bzw. Potentialverlaufes kann im Allgemeinen über die geometrische Anordnung der Gateelektoden vorgenommen werden.

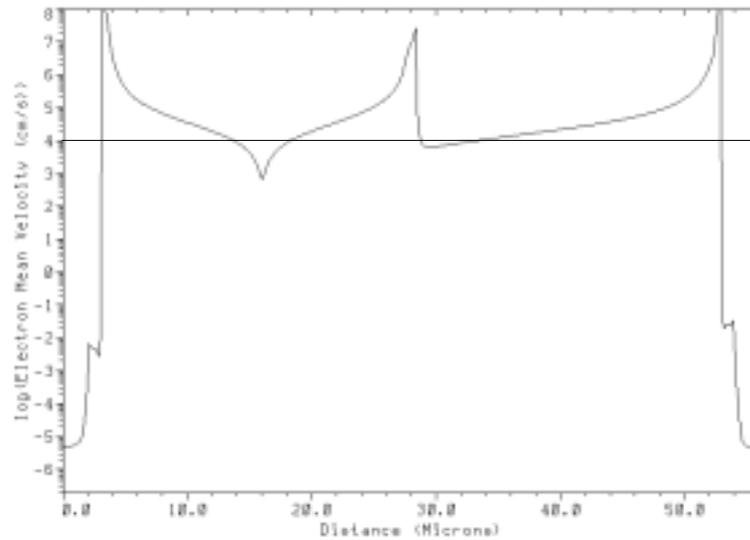
Darüber hinaus wird der Feldstärkeverlauf und damit die Transitzeit der Ladungsträger wesentlich durch die Spannungsdifferenz des Gegentaktsignales  $\Delta V$  zwischen den beiden Modulationsgates bestimmt.

Die mit  $l$  bezeichnete Kanallänge des Photogates ist ein bestimmender Designparameter und ebenfalls für die erzielbare Arbeitsfrequenz des PMDs verantwortlich. Für eine Gatelänge von  $l = 10 \mu\text{m}$  und einer Spannungsdifferenz von  $\Delta V = 300 \text{ mV}$  ergibt sich die maximale Arbeitsfrequenz  $f_{PMD}$  von 30 MHz. Hierbei ist die Elektronen-Beweglichkeit  $\mu_n = 636 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  und die Sättigungsgeschwindigkeit  $v_{sat} = 8.99 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ .

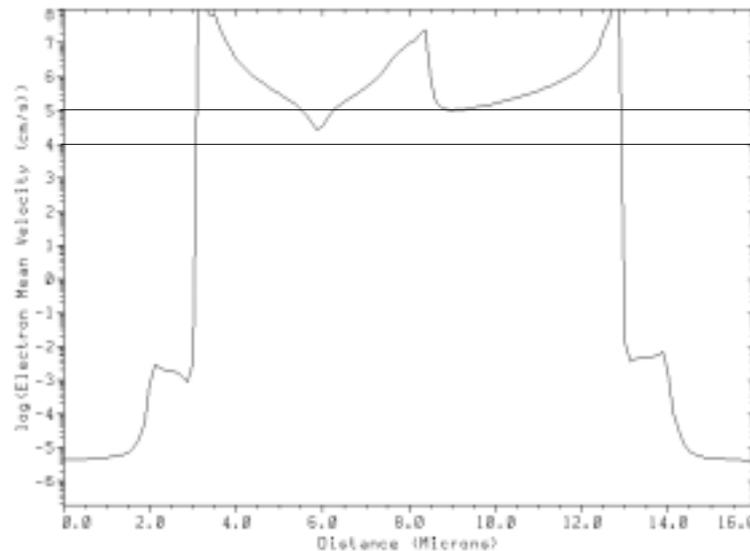
Die Gatekapazität  $C_G$  verharrt für den Fall des Nichtgleichgewicht-Zustandes – wie in Kapitel 4.3.4.2 beschrieben – im Zustand der tiefen Verarmung und kann mittels Gleichung (4.44) berechnet werden.

Für eine Oxiddicke  $d_{ox} = 25$  nm und eine Dotierkonzentration von  $N_A = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ergibt sich eine Gesamtkapazität von  $C_G = 0,14 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ . Dies entspricht einem Zehntel der Oxidkapazität.  $C_G = 0,1 \cdot C_{OX}$ . Der Flächenwiderstand von Polysilizium für einen  $0,8\mu\text{-CMOS}$ -Prozess liegt bei  $37 \Omega/\text{square}$ . Unter Beachtung des Generatorwiderstandes der Modulationsspannungsquelle ist die Grenzfrequenz des Modulationseingangs im Vergleich zu den anderen Frequenzbegrenzungen zu vernachlässigen [Rio-1].

Ergebnisse in Bezug auf die Grenzfrequenz lassen sich mit den folgenden Simulationen erzielen, in denen die Kanallänge des lichtempfindlichen Bereichs variiert wurde. Dabei wurde zunächst davon ausgegangen, dass eine Erhöhung der Grenzfrequenz über die resultierende Ladungsträgergeschwindigkeit und somit über die Verkürzung der Kanallänge zu erwirken ist. Da mit kleiner werdenden Gateweiten auch gleichzeitig das optische Fenster reduziert wird, trägt diese Abschätzung wesentlich dazu bei, zwischen den Anforderungen an einen hohen optischen Füllfaktor und der benötigten Grenzfrequenz abzuwägen. In den folgenden Simulationsplots in **Bild 45** und **Bild 46** ist die jeweilige Oberflächengeschwindigkeit der Elektronen für einen  $50 \mu\text{m}$  und einen  $10 \mu\text{m}$  großen Kanal dargestellt.



**Bild 45:** Ladungsträgergeschwindigkeit an der Substratoberfläche bei einer Pixelgröße von 50  $\mu\text{m}$



**Bild 46:** Ladungsträgergeschwindigkeit an der Substratoberfläche bei einer Pixelgröße von 10  $\mu\text{m}$

In einer ersten Näherung wurde ausgehend von einem idealen, d.h., linearen Potentialverlauf im Photogate-Kanal die folgende Abschätzung für die Grenzfrequenz erzielt. Beispielhaft sind hier Modulationsgates mit 24,5  $\mu\text{m}$  und 4,5  $\mu\text{m}$  aufgeführt.

Für den 50  $\mu\text{m}$ -Kanal ergibt sich somit aus **Bild 45** eine mittlere Geschwindigkeit von  $\bar{v}_{50\mu} = 2 \cdot 10^8 \mu\text{m/s}$  mit der die photogenerierten Ladungsträger über die effektive

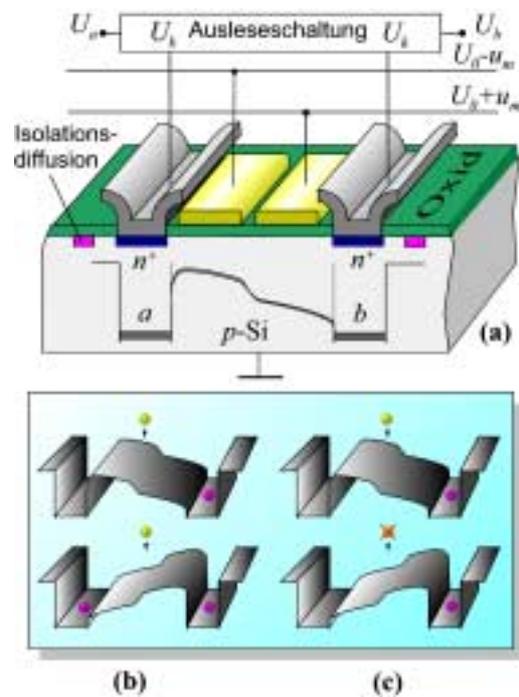
Gatestrecke von  $l_{eff,50\mu} = 25 \mu\text{m}$  in einer Transferzeit von  $t_{50\mu} = 125\mu\text{s}$  transportiert werden. Dies führt zu einer Grenzfrequenz des 50 $\mu$ -Kanals von  $f_{g,50\mu} = 4 \text{ MHz}$ .

In gleicher Weise resultiert für den in **Bild 46** dargestellten 10 $\mu$ -Kanal über die um einen Faktor 5 höhere Ladungsträger-Transportgeschwindigkeit von  $\bar{v}_{10\mu} = 1 \cdot 10^9 \mu\text{m/s}$  und der um den Faktor 5 kürzeren Gatestrecke von  $l_{eff,10\mu} = 5 \mu\text{m}$  eine um den Faktor 25 höhere Grenzfrequenz von  $f_{g,10\mu} = 100 \text{ MHz}$ . Dieses Ergebnis deckt sich voll und ganz mit unseren Erwartungen, die aus Gleichung **(4.45)** hervorgehen.

#### 4.3.7 Ermittlung der PMD Transmissionskennlinie

Aus diesen Ausführungen wird deutlich, dass das PMD nicht etwa nur eine mikroelektronisch hochintegrierte Version der für diese Funktion üblicherweise benötigten Schaltungskomponenten ist, sondern vielmehr ein neues optoelektronisches Bauelement mit direkter inhärenter Gegentaktmultiplikation darstellt.

Die zur Messung benötigte Lichtquelle braucht nicht kohärent zu sein, es genügt eine LED. Da sie ebenfalls moduliert ist, entscheidet die Laufzeit des ausgesendeten und an der Objektoberfläche reflektierten Lichtes über das zur momentanen Schaukelstellung korrelierte Vorhandensein von photogenerierten Ladungsträgern (**Bild 47c**). Demgemäß werden laufzeit- bzw. entfernungsabhängige Ladungsträgermengen aus der linken und der rechten Auslesediode in die nachgeschaltete Ausleseschaltung fließen.



**Bild 47:** Prinzip des PMD. **a)** Topologie des Halbleiterchips **b)** Potentialverlauf mit konstanter Lichteinstrahlung und **c)** mit moduliertem Licht.

Durch einfache Differenzbildung dieser beiden Kanäle entsteht ein entfernungsabhängiges Signal. Die Summe beider Kanäle liefert zusätzlich die Gesamtanzahl aller erzeugten Ladungsträger und repräsentiert den bekannten Intensitätswert konventioneller Detektoren.

Die hier innerhalb des Pixels vorliegende Korrelation des modulierten optischen Echos  $P_{opt}(t-\tau_d)$  und der Modulationsspannung  $u_m(t)$  wird in Anlehnung an Gleichung (3.2) durch folgende allgemeine Beschreibung wiedergegeben.

$$\bar{i}_a - \bar{i}_b = \Delta \bar{i}_{ab} = \frac{K'}{R_{PMD}} \int_{t=0}^{T_{int}} P_{opt}(t - \tau_d) \cdot [T_a(t) - T_b(t)] dt \quad (4.46)$$

Hierbei gilt gegenüber der allgemeinen Darstellung aus Gleichung (3.2):

$$T_E(t) = T_a(t) - T_b(t) = T_{PMD}(t) \quad (4.47)$$

Da das Eingangssignal des PMDs ein optisches Signal, der Ausgang hingegen ein elektrisches Signal ist, wird die Transfercharakteristik  $T_a$  bzw.  $T_b$  als einheitenfreie Größe für den Ladungstransport wie folgt definiert (z.B. für  $T_a$ ):

$$T_a(t) \equiv T_a[f_m, u_{am}(t)] = \frac{1}{2A \cdot q \cdot \int G(x) \partial x} \cdot \left\langle \frac{\partial Q_a[u_{am}(t)]}{\partial t} \right\rangle \quad (4.48)$$

Zunächst zu Gleichung (4.46): Hier wurde die Empfindlichkeit  $R_{PMD}$  des PMD-Elements explizit berücksichtigt, da wir im weiteren Verlauf auf eine diesbezügliche Darstellung eingehen werden. Die konkretisierte Beschreibung der empfangsseitigen Transmission des PMD-Elements ist in Gleichung (4.47) wiedergegeben. Hierbei ist zu erkennen, dass sich die resultierende Modulationscharakteristik  $T_{PMD}$  aus zwei einzelnen Transfercharakteristika  $T_a$  und  $T_b$  für die beiden Hälften des durchweg symmetrischen Bauelements ergeben. In Gleichung (4.48) ist beispielhaft für die Seite  $a$  die Transfercharakteristik angegeben. Dabei wird die Ausgangsgröße einer Seite, d.h. die durch dieses Gate zur Auslesediode transferierte Ladung  $Q_a$ , ins Verhältnis zur Eingangsgröße, d.h. zur gesamten detektierten Photoladung gesetzt.  $A$  ist die Fläche eines Modulationsgates,  $q$  die Elementarladung und  $f_m$  die Modulationsfrequenz. Mit  $G(x)$  wird die Generationsrate der Elektronen-Loch-Paare bezeichnet, die sich über dem Abstand  $x$  von der Oberfläche des Halbleitersubstrats ergibt.

Im physikalische Sinne werden die beiden Ausgangsströme  $\bar{i}_a$  und  $\bar{i}_b$  der Dioden  $a$  und  $b$  praktisch rückwirkungsfrei unmittelbar auf zwei in der Ausleseschaltung eingefügte Speicherkapazitäten  $C_{int}/2$  akkumuliert und erzeugen nach einer Reset-Phase mit der Integrationszeit  $T_{int}$  die beiden Ausgangsspannungen  $\bar{u}_a$  bzw.  $\bar{u}_b$ . Der für einen Bildpunkt relevante Entfernungswert ist proportional zur Verzögerungszeit  $\tau_d$  und ergibt sich aus der Differenzspannung  $\Delta\bar{u}_{ab}$ .

$$\Delta\bar{u}_{ab} = \frac{T_{int}}{C_{int}} (\bar{i}_a - \bar{i}_b) \quad (4.49)$$

Die zusätzlich erzeugte Summenspannung  $\Sigma\bar{u}_{ab}$  liefert die übliche Pixelhelligkeit, d.h. den Intensitäts- bzw. Grauwert.

$$\Sigma\bar{u}_{ab} = \frac{T_{int}}{C_{int}} (\bar{i}_a + \bar{i}_b) \quad (4.50)$$

Die Auswertung der vom PMD-Pixel generierten Ladungspakete erfordert die Entwicklung einer Ausleseschaltung, die direkt auf dem Halbleiterchip integriert wird. Eine angepasste Ausleseschaltung – z.B. im niederohmigen Stromauslesemodus – liefert das Korrelationsergebnis in Form einer Differenzspannung und die Pixelhelligkeit bzw. den Grauwert als eine Summenspannung.

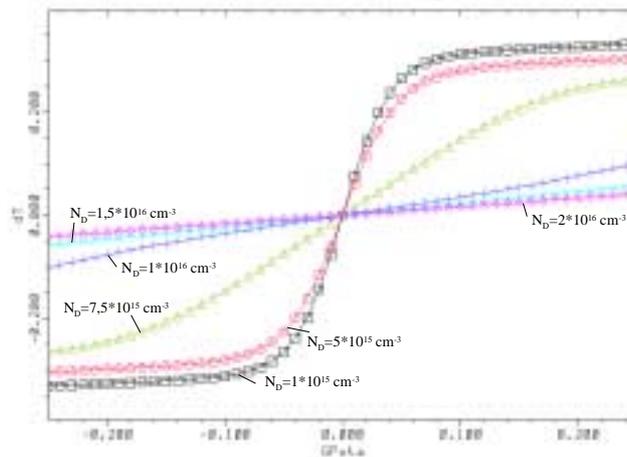
Mit Hilfe geeigneter Simulationen konnte der Einfluss verschiedener Parameter auf den Modulationswirkungsgrad sowie die Linearität des Mischprozesses des PMD-Sensors ermittelt werden. Die Untersuchungen wurden mit Softwaretools der Fa. AVANT durchgeführt. Für die Bestimmung der hier dargestellten Ergebnisse wurde der zweidimensionale Bauteilsimulator MEDICI eingesetzt.

Die in den Simulationen verwendeten Größen für das Halbleitermaterial, wie z.B. für die Oxiddicke, die Dotierungskonzentrationen etc. konnten nur teilweise an die realen Halbleiterparameter, die zur Realisierung der PMD-Elemente benutzt wurden, angelehnt werden. Detailliertes Datenmaterial stand nicht in geeigneter Form zur Verfügung und ist naturgemäß darüber hinaus meist vertraulich. Die Simulationsergebnisse geben jedoch eine qualitativ geeignete Aussage über das zu erwartende Verhalten wieder.

Die zu untersuchenden Strukturen wurden in den jeweiligen Simulationen transient angesteuert, um den dynamischen Mischprozess des Elements zu analysieren.

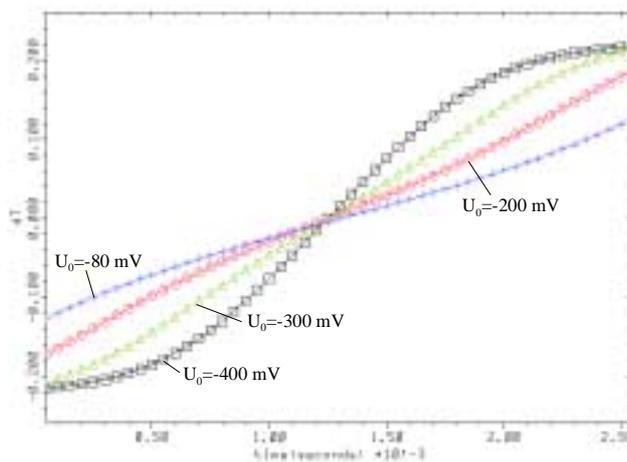
**Bild 48** und **Bild 49** stellen die Modulationscharakteristiken dar, die aus den Differenzen  $T_a - T_b$  der separierten und aufintegrierten Ladungen  $Q_a$  und  $Q_b$  ermittelt wurden. Die Transfercharakteristik hängt von der Ansteuerung des PMDs an den modulierenden Gates bezüglich Frequenz und Amplitude aber natürlich auch von den topologischen Parametern des Sensors ab.

Die in **Bild 48** dargestellte Simulation der Modulationskennlinie  $T_{PMD}$  zeigt zunächst den Einfluss der Kanaldotierung im lichtempfindlichen Bereich



**Bild 48:** Modulationscharakteristik  $T_{PMD}$  in Abhängigkeit der Dotierung im lichtempfindlichen Bereich

Es ist zu erkennen, dass die Form der Modulationskennlinie stark davon abhängt, welche Dotierungsverhältnisse im aktiven Bereich, d.h. in der Raumladungszone vorliegen. Hierzu wird daher der optimale Arbeitspunkt für die Modulationsspannung gesucht, bei dem der Modulationskontrast am größten ist.



**Bild 49:** Modulationskennlinie in Abhängigkeit der Offsetspannung der Modulation

Um diese Differenz und somit den Modulationswirkungsgrad zu vergrößern, muss zusätzlich zum Arbeitspunkt, der sich aus den Oxidladungen und dem Oberflächenpotential ergibt, die Amplitude der Modulationsspannung ebenfalls erhöht werden. **Bild 49** zeigt die graphische Darstellung eines Simulationsergebnisses für die

Variation der Offsetspannung. Es wurde die gleiche Struktur wie auch in der vorherigen Simulation verwendet.

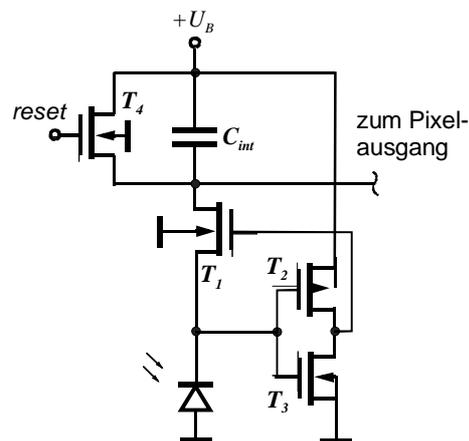
#### 4.3.8 Pixelnahe Ausleseschaltung

Die Auslese des Fotostromes eines PMD-Bauelementes kann prinzipiell über zwei verschiedene Verfahren bewerkstelligt werden, die Stromauslese und die Spannungsauslese.

##### 4.3.8.1 Stromauslese

Beim Stromausleseverfahren **Bild 50** werden die photogenerated Ladungsträger niederohmig auf eine externe Speicherkapazität  $C_{int}$  geleitet. Um zu verhindern, dass die auf der externen Speicherkapazität gesammelten photogenerated Ladungsträger das Potential an der Auslesediode beeinflussen, wird ein Regeltransistor  $T_1$  zwischen Kapazität und Diode geschaltet, der über einen CMOS-Inverter in einem Regelkreis die Diodenspannung auf konstantem Potential hält.

Durch diese Vorgehensweise wird gewährleistet, dass der Mischprozess im photosensitiven Bereich durch das Ansteigen der Signalspannung über  $C_{int}$  während der Integrationsperiode nicht beeinflusst wird.



**Bild 50:** Prinzip der Stromauslese [Rio-1]

Die Transistoren  $T_2$  und  $T_3$  arbeiten im Sättigungsbetrieb. Eine Änderung der Photodiodenspannung führt zu einer gleichsinnigen Änderung der Invertereingangsspannung. Bedingt durch die Inverterkennlinie hat dies eine gegenläufige Änderung der Inverterausgangsspannung zur Folge. Da  $T_1$  als Sourcefolger arbeitet, ist die Gate-

Source-Spannung des Transistors linear verknüpft mit der Inverterausgangsspannung. Ein Ansteigen der Photodiodespannung bewirkt ein Absinken der Gate-Source-Spannung von  $T_1$  und als Folge schließt der Regeltransistor. Damit wird dem Ansteigen der Photodiodespannung entgegengewirkt.

Um möglichst kurze Zeitkonstanten für die Regelschleife zu erhalten, sollte der Inverter eine möglichst hohe Verstärkung aufweisen. Für den Regeltransistor muss ein Kompromiss bei den Kanalgeometrien getroffen werden. Zum einen ist ein großes Weiten-/Längenverhältnis  $w/l$  notwendig, um den Photostrom gut zu leiten, zum anderen jedoch sollte für den Fall, dass kein Photostrom fließt, das Verhältnis  $w/l$  klein sein, um die Kapazitätsspannung ausreichend hochohmig vom Auslesediodenpotential zu trennen.

Der Resettransistor muss während der Integrationszeit gut sperren, gleichzeitig darf aber die Zeitkonstante  $\tau$  beim Entladen der Speicherkapazität (Resetvorgang) nicht zu groß werden. Auch hier muss ein Kompromiss zwischen einem großen und einem kleinen Weiten-/Längenverhältnis getroffen werden.

Die Rauscheigenschaft der Stromauslese werden durch das *KTC*-Rauschen bestimmt, welches durch zwei Vorgänge hervorgerufen wird: Erstens während des Resetvorganges und zweitens beim Aufladen der Speicherkapazität über den Regeltransistor. Die Rauschelektronen an der Speicherkapazität entstehen durch thermisches Rauschen, durch Schrot-Rauschen und durch MOSFET-Flicker-Rauschen. Das Schrot-Rauschen und das Flicker-Rauschen ergeben zusammen das Kanalrauschen des MOSFETs. Eine zweite Rauschursache ist das Verstärkerrauschen des Auslesebuffers, der sich an die Ausleseschaltung anschließt.

Das *KTC*-Rauschen wird erzeugt, wenn eine Kapazität über einen rauschenden Widerstand auf- oder entladen wird. Die mittlere Rauschleistung an der Kapazität ergibt sich aus dem Übertragungsverhalten des *RC*-Tiefpasses und dem thermischen Rauschen des Widerstandes:

$$\overline{v_n^2} = 4kTR \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \int_0^{\infty} \frac{1}{1+R^2C^2\omega^2} d\omega = \frac{kT}{C} \quad (4.51)$$

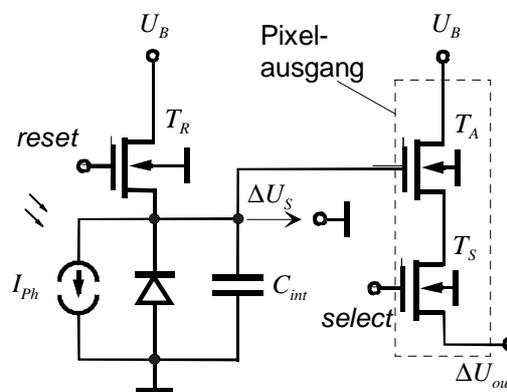
Auf die Anzahl der Rauschelektronen umgerechnet ergibt sich  $\Delta n = \frac{1}{e} \cdot \sqrt{kTC}$ .

#### 4.3.8.2 Spannungsauslese

Das Spannungsausleseverfahren wird überwiegend bei CCD-Sensoren eingesetzt und kann für CMOS-Sensoren übernommen werden. Bei diesem Verfahren werden die photogenerierten Ladungsträger auf der Diffusionskapazität der Auslesediode gesammelt. Das Potential  $\Delta U$  über der Integrationskapazität der Diode  $C_{int}$  und der parallelen Gatekapazität  $C_G$  ist vom Photostrom  $I_{Ph}$  und der Integrationszeit  $T_{int}$  abhängig.

$$\Delta U = \frac{I_{Ph} \cdot T_{int}}{C_{int} + C_G} \quad (4.52)$$

Die Zeit  $T_{int}$  wird durch den Resettakt vorgegeben. **Bild 51** zeigt ein solches CMOS-Pixel, bei dem die Ladungs-Spannungswandlung direkt auf dem Chip vorgenommen wird.



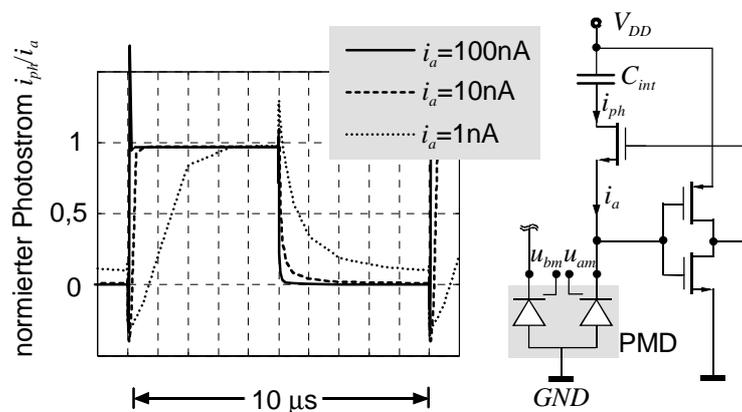
**Bild 51:** Prinzip der Spannungsauslese [Rio-1]

Ein solcher Sensor wird als Active Pixel Sensor (APS) bezeichnet [Foss]. Durch das Integrieren der Ladungsträger auf der Pixelseite wird die Gesamtkapazität des Sensors entscheidend verringert und das *KTC*-Rauschen gegenüber herkömmlichen CMOS-Sensoren etwa um den Faktor 10 verkleinert.

## 4.3.8.3 Vergleich Stromauslese / Spannungsauslese

Sowohl das Strom- als auch das Spannungsausleseverfahren besitzen jeweils Vor- und Nachteile. Der wesentliche Vorteil der Stromauslese liegt in ihrer hohen Linearität der Ausgangsspannung. Sie wird lediglich durch die Genauigkeit der Integrationskapazität  $C_{int}$  bestimmt. Die Linearität des Ausgangssignals der Spannungsauslese hingegen steht im direkten Zusammenhang mit der Diodenkapazität, die sich jedoch bekanntlich über der Spannung ändert und im Prozent-Bereich schwanken kann.

Des Weiteren wird bei der Stromauslese der Mischprozess im photosensitiven Bereich des PMD-Bauelementes nicht gestört, da sich die Spannung an den Auslesedioden nicht verändert. Dies ist bei der Spannungsauslese nur bedingt gegeben. Die Änderung des Potentials an der Auslesediode über der Zeit hat aufgrund der besonderen Funktionsweise des PMDs Auswirkungen auf den Mischprozess, da mit zunehmender Integrationsdauer der Gradient des elektrischen Feldes, welches für den Mischprozess verantwortlich ist, abnehmen würde. Bei sehr starker Beleuchtung kann es auch zum Übersprechen auf benachbarte Pixel kommen.



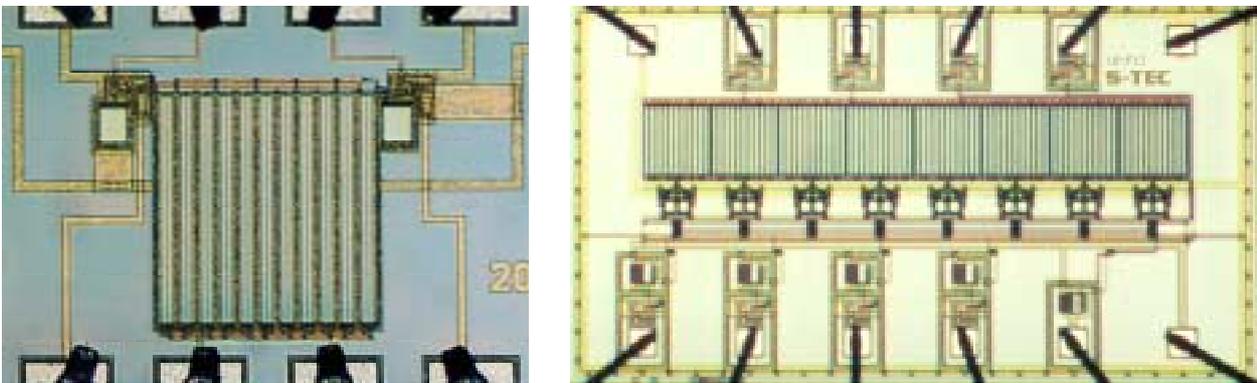
**Bild 52:** Frequenzverhalten der Stromauslese-Schaltung [Rio-1]

Die Stromauslese besitzt gegenüber der Spannungsauslese jedoch den entscheidenden Nachteil, dass die Grenzfrequenz und somit die maximale Modulationsfrequenz, mit der das PMD-Bauelement betrieben werden kann, vom Photostrom abhängig ist (**Bild 52**). Sie ist darüber hinaus deutlich geringer als die maximale Modulationsfrequenz eines Pixels mit Spannungsauslese. Ursache hierfür ist der Regelkreis  $T_1$  bis  $T_3$  (**Bild 50**), der gegenüber der Spannungsauslese die zusätzliche, frequenzbegrenzende Komponente darstellt.

#### 4.3.9 PMD-Realisierung in CMOS-Technik

Ausgehend von der in **Bild 47** dargestellten Grundfunktion wurden diverse PMD-Pixelstrukturen in ein Halbleiterlayout überführt und mit Hilfe aufwendiger CAE gestützter Device-Simulationstools im Vorfeld der Fertigung im Detail untersucht und optimiert. Zum Thema layoutoptimierter PMD-Strukturen wird in [Rio-1] berichtet.

In **Bild 53** sind Mikroskopaufnahmen von zwei realisierten Chips zu sehen. Hierbei handelt es sich in **Bild 53a** um ein für Entfernungsmessungen optimiertes PMD-Fingerpixel und in **Bild 53b** um einen aus diesen Fingerstrukturen aufgebauten PMD-Zeilensensor mit insgesamt acht Pixeln.

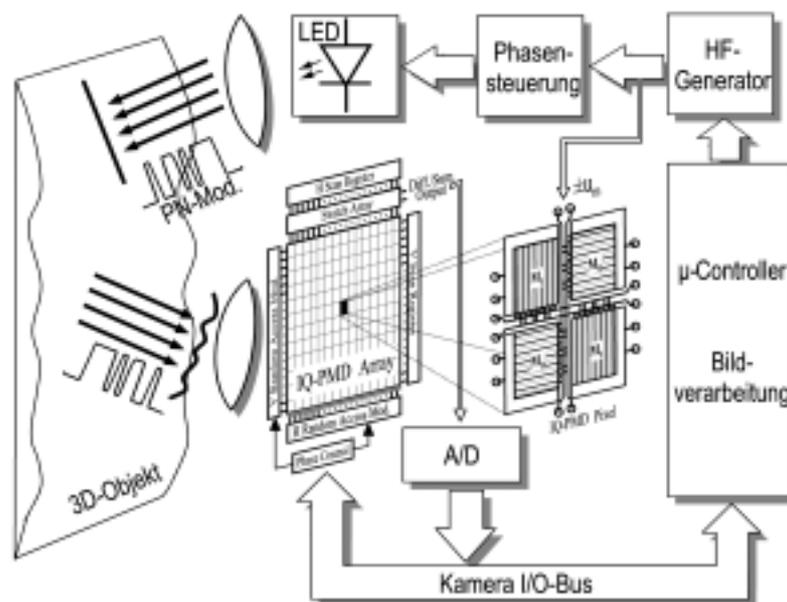


**Bild 53:** Chipfoto eines a) PMD-Fingerpixels und b) eines PMD-Zeilensensors mit acht Fingerpixeln

Beide Teststrukturen verfügen über jeweils zwei analoge Modulationseingänge sowie zwei analoge Ausgangskanäle. Die Zeile enthält darüber hinaus einen einfachen Analogmultiplexer zum Auslesen der analog nicht vorverarbeiteten  $8 \times 2$  Signalspannungen. Auf die Mitintegration eines A/D-Umsetzers wurde vorerst verzichtet. Zur Ermittlung der pixelweisen Entfernung- bzw. Grauwerte werden die Differenz- bzw. Summenspannungen extern mit 12 Bit digitalisiert und geeignet weiterverarbeitet. Die in  $0,8\text{-}\mu\text{m}$ -CMOS-Technik gefertigten Strukturen besitzen hochempfindliche  $240 \times 240 \mu\text{m}^2$  große PMD-Pixel, die aus jeweils elf optimierten, kurzkanaligen Grundstrukturen bestehen und einen Füllfaktor von 61 % aufweisen. Die pixelweise symmetrisch aufgebaute Ausleseschaltung sorgt für einen quasi rückwirkungsfreien Abtransport der photogenerierten Ladungsträger aus der Raumladungszone des PMD-Pixels und ermöglicht so einen störungsfreien Betrieb des Multiplikationsprozesses.

## 4.3.10 3D-Kameraprinzip mit Photomischdetektor (PMD)

Ein PMD-Pixel detektiert die Echolaufzeiten von modulierten Lichtsignalen ähnlich einem Laser-Radar. **Bild 54** zeigt die komplette Anordnung einer 3D-PMD-Kamera, bestehend aus einer modulierten Lichtquelle und einem optischen Empfänger mit mehreren PMD-Pixeln. Die hohe Integrierbarkeit des PMDs ermöglicht eine flächenhafte Anordnung der Einzelelemente (Zeile oder Matrix), so dass sich aus einer 1D-Laufzeitmessung mit einem PMD der Übergang zu einem modifizierten 3D-Kamerakonzept vollziehen lässt, dessen Blockdiagramm **Bild 54** zeigt.



**Bild 54:** Hochintegrierte 3D-Laufzeitkamera mit flächenhafter Anordnung von PMD-Korrelationsempfängern.

Gemessen wird der Phasenzustand einer von der Lichtquelle ausgesendeten, mit z.B. Sinus, Rechteck oder Pseudoräuschen intensitätsmodulierten Lichtwelle nach Durchlaufen der Messstrecke, d.h., vom Sender zum Messobjekt und zurück zum PMD-Empfänger [SwHe1], [Scw-2], [SwXu1], [SwHe1], [Hei-6].

Dies geschieht – wie bereits beschrieben – durch eine Multiplikation bzw. homodyne Mischung und anschließenden Integration. Dieser Prozess entspricht einer Korrelation des Sendemodulationssignals mit einem internen elektrischen Referenzsignal und findet innerhalb des PMD-Pixels statt.

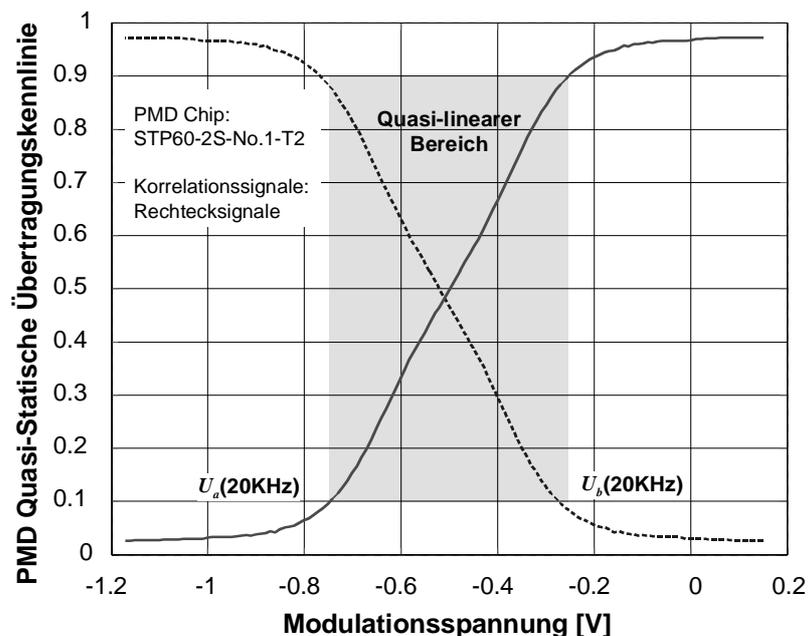
### 4.3.11 Typische Kennlinien des Photomischdetektors

In diesem Abschnitt werden einige Kennlinien präsentiert, die für das Verständnis und die Beschreibung von Photomischdetektoren eine wichtige Grundlage bilden. Da es sich bei den betrachteten PMD-Strukturen um ein neues Halbleiterbauelement handelt, war es notwendig die beschreibenden Kenngrößen zu definieren. Diese unterscheiden sich aufgrund der PMD spezifischen Wirkungsweise von denen herkömmlicher Bauelemente.

#### 4.3.11.1 Modulationskennlinie

In **Bild 55** sind die Kennlinien der beiden Ausgänge dargestellt. Bei der Messung wurde ein  $60 \times 60 \mu\text{m}^2$  PMD verwendet. Der hohe Modulationskontrast resultiert aus der Tatsache, dass der Spot der Beleuchtung nur den näheren Gapbereich bestrahlt hat. Dadurch konnten die generierten Ladungsträger sehr gut durch das sogenannte *fringing field* getrennt werden. Aufgrund des gewählten Offsets und der Modulationsspannung gibt es einen Bereich, der quasi-linear verläuft. Die bisherigen Messungen wurden mit rechteckförmigen Modulationssignalen durchgeführt.

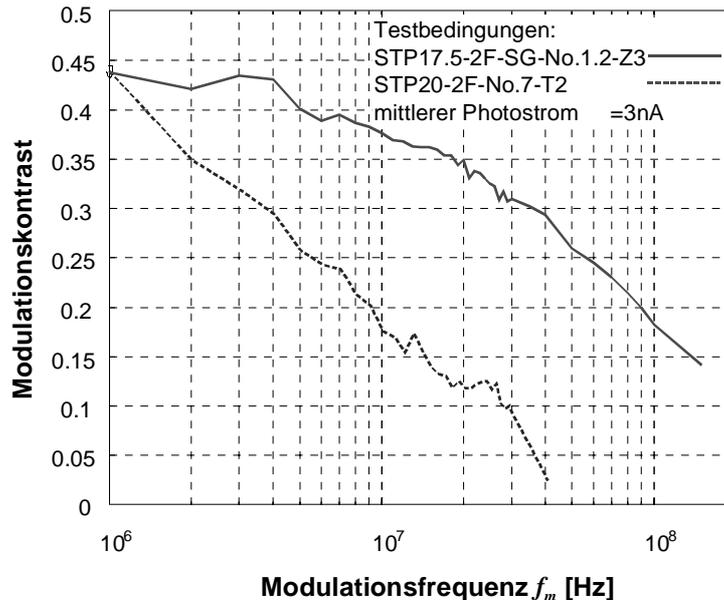
Aufgrund der Linearität der Kennlinien können z.B. auch sinusförmige Signale verwendet werden.



**Bild 55:** Typische Ausgangskennlinien eines PMD-Sensors



$\mu\text{m}$  Kanalweite unter den folgenden Testbedingungen gemessen: Integrationszeit  $300\ \mu\text{s}$ , mittlerer Photostrom  $3\ \text{nA}$ , Ausgangsspannung bei  $90^\circ$  etwa  $0,63\ \text{V}$ , Offsetspannung  $U_0 = -0,45\ \text{V}$ , Modulationsspannung  $\hat{U}_m = 0,3\ \text{V}$  und einer Anstiegszeit von  $4\ \text{ns}$  bzw.  $2\ \text{ns}$ . Der wesentlichste Grund für diesen Anstieg der Grenzfrequenz liegt im Austausch der Stromausleseschaltung durch die Spannungsausleseschaltung begründet.



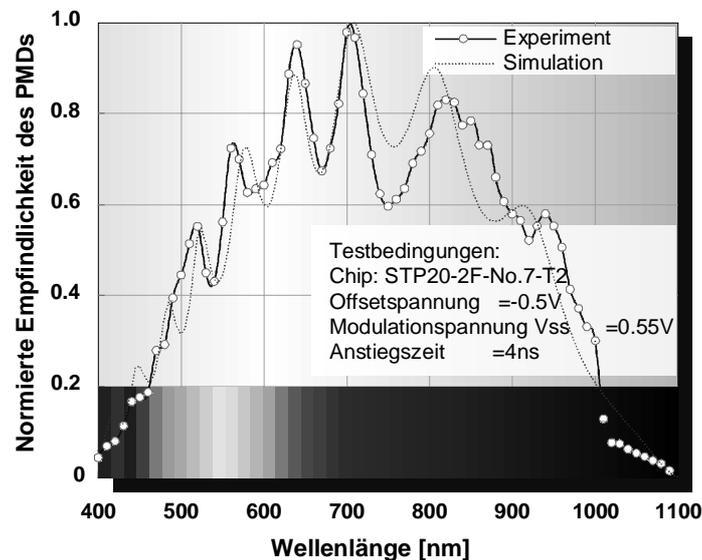
**Bild 57:** Typischer Verlauf des Modulationskontrasts über der Modulationsfrequenz: Vergleich T2 und Z3

#### 4.3.11.4 Spektrale Empfindlichkeit

Eine wichtige Kenngröße von Halbleiterbildaufnehmern ist die spektrale Empfindlichkeit, die bei aktiv beleuchteten Empfängern wesentliches Kriterium für die Wahl der Wellenlänge des Senders ist. Die spektrale Empfindlichkeit wird durch die Absorptionseigenschaften des Halbleitermaterials, d.h. durch die Quanteneffizienz, wesentlich bestimmt. Für kleine Wellenlängen werden die Photonen bereits nahe der Halbleiteroberfläche absorbiert, d.h. die Rekombinationszeit ist hier sehr kurz, so dass kein Licht bis ins Materialinnere vordringen kann. Im Gegensatz dazu wird für langwelliges Licht die Grenze der für Silizium notwendigen Bandenergie von  $1,12\ \text{eV}$  unterschritten, so dass keine Elektronen-Loch-Paare erzeugt werden können.

Diese beiden Effekte begrenzen die Quantenausbeute im ultravioletten bzw. im infraroten Wellenlängenbereich und sind in der normierten spektralen Empfindlichkeit eines PMD-Sensors (siehe **Bild 58**) deutlich sichtbar. Zusätzlich wird die spektrale

Empfindlichkeit des Detektors durch seine Topologie beeinflusst, da über dem Halbleiter weitere Schichten mit unterschiedlicher optischer Dichte und Absorptionseigenschaft liegen. Durch Mehrfachreflektionen und optische Verluste entstehen deutliche - ebenfalls in **Bild 58** zu erkennende - Interferenzeffekte.



**Bild 58:** Typische Spektrale Empfindlichkeit eines PMD-Sensors

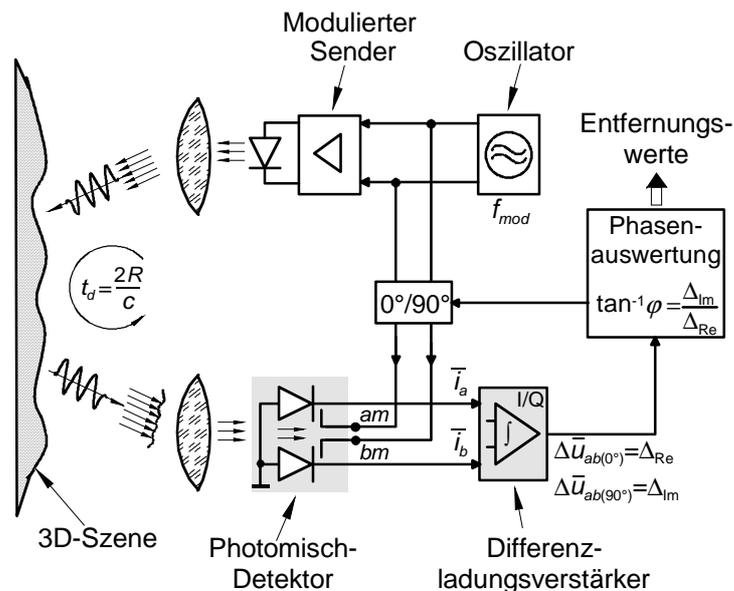
Die hier beschriebenen PMD-Pixel sind in Standard-CMOS-Technik aufgebaut und verfügen über Modulationsphotogates aus Polysilizium sowie mehrere während des Prozesses erzeugte dünne Schichten, unter anderem eine den Halbleiter schützende Passivierung. In **Bild 58** ist zusätzlich zu einer Messung auch eine Simulation auf Basis der Matrixmethode für Mehrfachstrahlinterferenzen in gestapelten, dünnen Schichten dargestellt (vgl. Kapitel 4.2.1). Hierfür wurde auf Basis der Prozessparameter ein äquivalentes Mehrschichtenmodell aufgebaut und simuliert. Die gute Übereinstimmung ist im direkten Vergleich von Messung und Simulation deutlich zu sehen.

## 5 Ausführung möglicher PMD-Sensormodulationskonzepte

### 5.1 Sensordesign und Messablaufsteuerung

#### 5.1.1 Konzept mit CW-Modulation

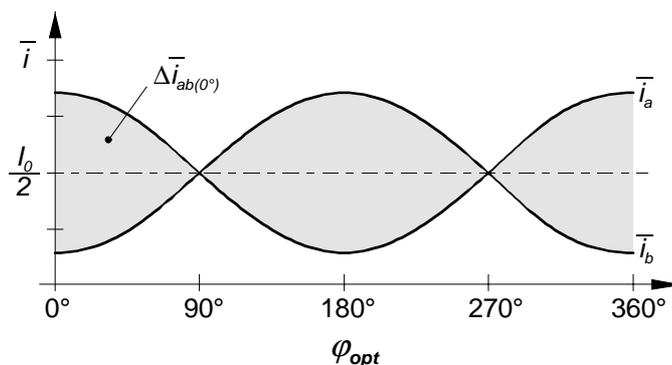
**Bild 59** zeigt das Blockschaltbild eines 1D-PMD-Laserradars mit harmonischer Modulation. Wegen der einfachen Integrierbarkeit des PMDs kann man in der Praxis zusätzlich zum nicht dargestellten Referenzpixel auch bei 1D-Abstandsmessgeräten mehrere Zielpixel einsetzen, um die Zielspoterfassung und die Zuverlässigkeit des Messergebnisses zu verbessern. Darüber hinaus besteht in **Bild 59** die Einfachheit des Aufbaus, insbesondere durch den Wegfall teurer und störender elektronischer HF-Komponenten konventioneller Geräte.



**Bild 59:** Anwendung eines PMD-Pixels in einem 1D-Laserradar

Der Abstand  $R$  in **Bild 59** wird über die Phasenlaufzeit bestimmt. **Bild 60** zeigt die Phasenabhängigkeit der mittleren Ausleseströme  $\bar{i}_a$  und  $\bar{i}_b$  für idealisierte Verhältnisse unter Verwendung von sinusförmigen Modulationssignalen auf der Sende- und Empfangsseite. Zur Bestimmung der Laufzeit  $\tau_d$  sind mindestens drei Korrelationsergebnisse erforderlich. Die Gegentaktmischung ( $0^\circ$  und  $180^\circ$ ) mittels PMD liefert durch zwei um  $90^\circ$  versetzte Messungen vier Werte bzw. zwei Differenzwerte, mit deren Hilfe der Abstand (siehe auch Gleichung (3.19)) wie folgt berechnet wird:

$$\varphi_d = \arctan\left(\frac{(\bar{i}_a - \bar{i}_b)_{90^\circ}}{(\bar{i}_a - \bar{i}_b)_{0^\circ}}\right) = \arctan\left(\frac{\Delta \text{Im}}{\Delta \text{Re}}\right) \quad (5.1)$$



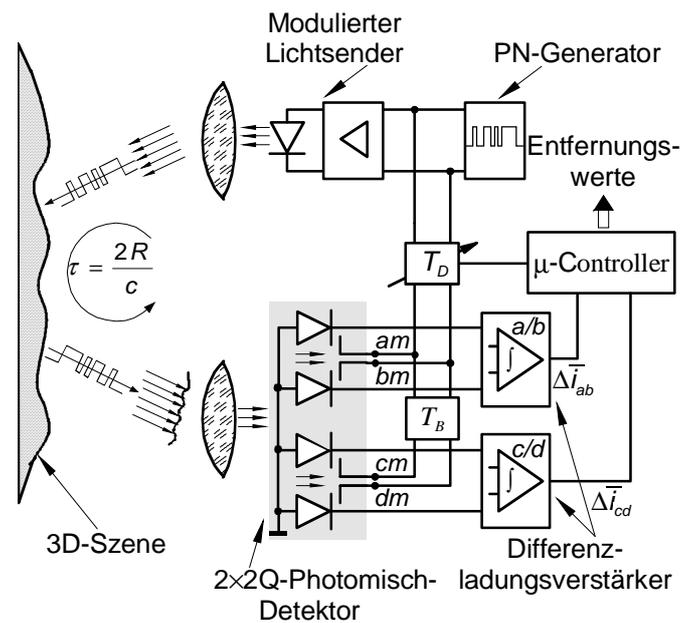
**Bild 60:** Auslesestrom als Korrelationsergebnis eines Zweifach-PMD-Pixels bei harmonischer Modulation

Die Auslese- und Auswerteschaltung wird zweckmäßig auf dem gleichen Halbleiterchip integriert. Während die Mischung elektrischer Empfangssignale hohe Anforderungen an die HF-Abschirmung stellt, um Übersprechen des HF-Oszillators in den empfindlichen elektronischen Empfangskanal zu unterdrücken, kann der Abstandssensor, der das optische Signal direkt in den Mischprozess einbezieht, auf kleinstem Raum integriert werden. Eine Erweiterung auf einen Mehrpixel-Sensor erfordert lediglich einen entsprechenden PMD-Mehrpixelempfänger, sowie die Ausleuchtung der Szene mit moduliertem Licht.

### 5.1.2 Konzept mit Mehrpixel-Anordnung

Im Folgenden wird das Konzept einer weiterentwickelten, schnellen Messwerterfassung näher untersucht, welche die Probleme der Mehrfachziele und Mehrfachreflexionen und der o. a. erforderlichen 0°- und 90°-Messung bei bewegten Szenen zu lösen vermag.

Das vorgestellte Prinzip der differentiellen Mischung während der Detektion liefert zunächst mit der in **Bild 59** dargestellten Struktur zwei Korrelationswerte. Diese differentielle Messung kann schon vorteilhaft genutzt werden, um Gleichanteile aus dem Messergebnis zu eliminieren. Die endgültige Kennlinie, aus deren Werte die Entfernung berechnet wird, erhält man aus zwei solcher Paare von Messwerten, die hier in zeitlich sequentieller Folge gemessen werden.



**Bild 61:** 1D-Laserentfernungsmessgerät mit zwei 2Q-PMDs und PN-Modulation

In **Bild 61** ist eine Variation der Anordnung eines 1D-Laserentfernungsmessgerätes dargestellt, bei dem diese Werte gleichzeitig erzeugt werden.

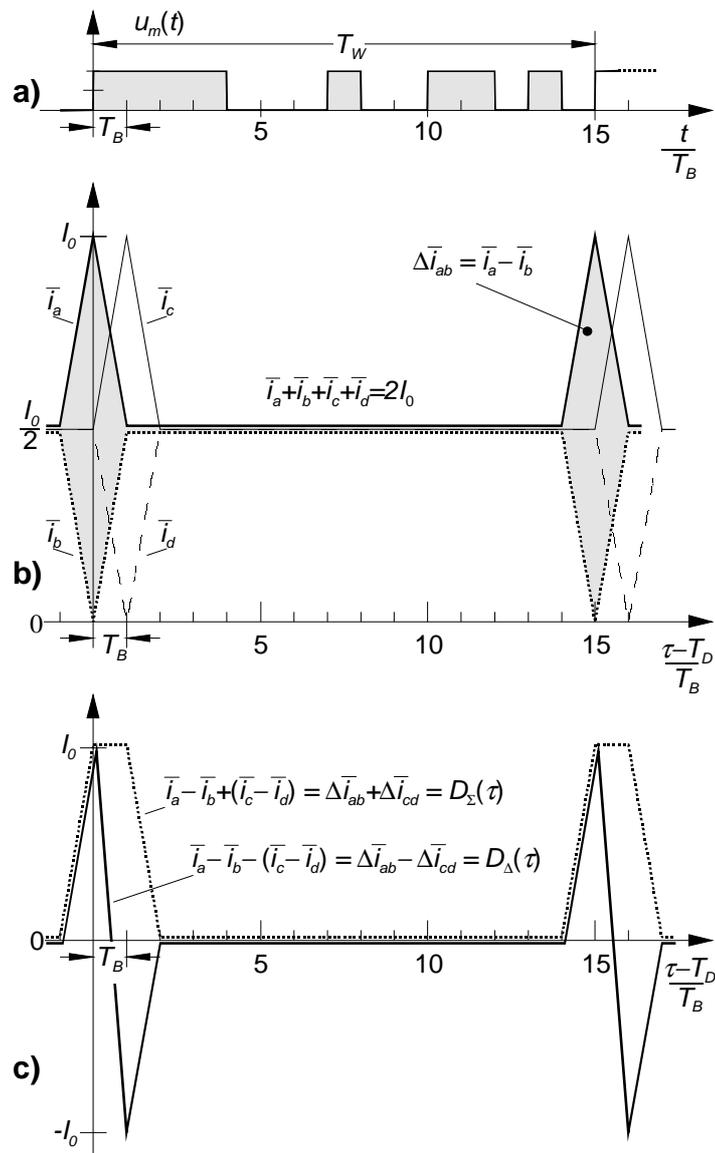
An die räumlich jeweils einem PMD zugeordneten Paare von Modulationsgates  $am$  und  $bm$ , bzw.  $cm$  und  $dm$  werden z. B. für harmonische Modulation jeweils um  $90^\circ$  versetzte Modulationssignale gemäß Gleichung (5.1) angelegt. Die Information zur Berechnung des Entfernungswertes steht somit nach einer einzigen Messung zur Verfügung. Die Zeit zur Umschaltung des elektronischen Vergleichssignals entfällt und die Messrate wird mindestens verdoppelt. Fehler, die durch die sequentielle Messung schnell bewegter Ziele entstehen würden, werden hierdurch vermieden.

Die Freiheitsgrade, die das PMD bezüglich der Modulationssignale bietet, lassen sowohl eine Modulation mit analogen als auch mit digitalen Signalen zu. Nachteilig bei der zuvor beschriebenen harmonischen Modulation ist, dass keine Mehrfachziele unterschieden werden, wie sie z. B. bei Messungen durch Glasscheiben hindurch oder an Kanten entstehen. Die reflektierten optischen Signale werden zu einem Summensignal mit einer Mischphase aus den Einzelphasen überlagert.

## 5.1.3 Konzept mit PN-Modulation

Besonders geeignet sind Pseudo-Rauschsignale (Pseudo-Noise (PN)-Signale, vgl. **Bild 62**). Sie erlauben neben einer Unterscheidung von Mehrfachzielen eine Erhöhung der Auflösung und zugleich eine Auswahl des Messbereichs.

Der PN-Generator in **Bild 61** erzeugt ein Pseudo-Rausch-Wort, wie in **Bild 62** am Beispiel der PN-Wortlänge  $T_W = 15T_{Bit} = (2^N - 1) T_{Bit}$  für ein 4-stufiges Schieberegister ( $N = 4$ ) veranschaulicht, das mit  $f_{Bit} = 1/T_{Bit}$  ( $T_{Bit}$  = Bitdauer) getaktet wird.



**Bild 62:** a) 15 Bit-PN-Modulation, b) Idealisierte Ausleseströme und c) Diskriminator- u. Summenkennlinie [SwHe5].

Mit einer internen Verzögerung  $T_D$  des Bezugssignals wird der Messbereich eingestellt. Die Modulationssignale positiver Polarität sind

$$\begin{aligned} U_{am} &= U_0 + u_m(t - T_D) \\ U_{cm} &= U_0 + u_m(t - T_D - T_B) \end{aligned} \quad (5.2)$$

und die Modulationssignale negativer Polarität sind

$$\begin{aligned} U_{bm} &= U_0 - u_m(t - T_D) \\ U_{dm} &= U_0 - u_m(t - T_D - T_B) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Mit der Gesamtdauer eines PN-Wortes  $T_W = M \cdot T_{Bit}$  in **Bild 62a** ist zugleich der Eindeutigkeitsbereich der Entfernungsmessung festgelegt. Mit der Bitfrequenz  $f_{Bit}$  kann die Feinauflösung und mit  $M$  die Reichweite erhöht werden.

Die Korrelationskennlinien der vier einzelnen Detektorströme sind in **Bild 62b**, die endgültige Detektorkennlinie des PMD in **Bild 62c** dargestellt.

Der Gleichanteil  $I_0/2$  in den Kennlinien der Einzelwerte wird durch die Subtrahierer in **Bild 61**, die die Differenzen  $\Delta \bar{i}_{ab} = \bar{i}_a - \bar{i}_b$  und  $\Delta \bar{i}_{cd} = \bar{i}_c - \bar{i}_d$  bilden, eliminiert. Die Differenzwerte  $D_\Delta(\tau - T_D)$  liegen dann auf einer Diskriminatorkennlinie gemäß **Bild 62c**:

$$\begin{aligned} D_\Delta(\tau - T_D) &= (\bar{i}_a - \bar{i}_b) - (\bar{i}_c - \bar{i}_d) \\ &= \Delta \bar{i}_{ab} - \Delta \bar{i}_{cd} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Die Summe  $D_\Sigma(\tau - T_D)$  der beiden Stromdifferenzen dient der Normierung der Diskriminatorkennlinie:

$$D_\Sigma(\tau - T_D) = (\bar{i}_a - \bar{i}_b) + (\bar{i}_c - \bar{i}_d) = \Delta \bar{i}_{ab} + \Delta \bar{i}_{cd} \quad (5.5)$$

Überschreitet  $D_\Sigma(\tau - T_D)$  in der Aquisitionsphase eine Detektorschwelle, dann wird dadurch die Anwesenheit eines Ziels im gewählten Bereich angezeigt.

Nach der Normierung kann die Signallaufzeit  $\tau_d$  mit folgender Gleichung berechnet werden:

$$\tau_d = T_D + \frac{T_B}{2} - \left( \frac{\Delta \bar{i}_{ab} - \Delta \bar{i}_{cd}}{\Delta \bar{i}_{ab} + \Delta \bar{i}_{cd}} \right) \cdot \frac{T_B}{2} = T_D + \frac{T_B}{2} - \left( \frac{D_\Delta(\tau)}{D_\Sigma(\tau)} \right) \cdot \frac{T_B}{2} \quad (5.6)$$

Die hier aufgeführten Zusammenhänge gelten für ideale Rechtecksignale.

Aus dem Summensignal  $D_{\Sigma}$  kann zum Einen ein Eingangssignal für die Laserleistungsregelung abgeleitet werden und zum Anderen das Verhältnis von Differenzsignal zu Summensignal gebildet werden. Die Entfernungsbestimmung kann nun aufgrund dieser Signale auf zwei Arten erfolgen:

1. Aus dem Amplitudenwert des Verhältnissignals  $D_{\Delta}/D_{\Sigma}$ .

Durch Aufnahme von  $M$  Messungen mit  $T_D = m \cdot T_{Bit}$  ( $m = 0 \dots M-1$ ) kann die Entfernungsposition aus den Amplitudenwerten innerhalb des Eindeutigkeitsbereichs  $T_W = M \cdot T_{Bit}$  bestimmt werden.

2. Aus dem Nulldurchgang des Differenzsignals  $D_{\Delta}$ .

Hierzu muss entweder die Verzögerungsdauer  $T_D$  in feineren Schritten als die Bitdauer  $T_{Bit}$  verschoben werden oder  $T_D$  durch eine DLL (Delay-Locked-Loop) auf den Nulldurchgang geregelt werden.

Zusammenfassend kann aus den bisherigen Ergebnissen ausgesagt werden:

1. Amplitudenänderungen des Modulationssignals beeinflussen das Additionssignal nicht, solange der Empfänger im symmetrischen Arbeitspunkt betrieben wird.
2. Offsetänderungen des Empfangssignals beeinflussen unabhängig vom Arbeitspunkt die Amplitude des Subtraktionssignals nicht.

Der unsymmetrische Betrieb des Demodulators kann bei Einsatz eines PMDs durch die Differenzbildung ausgeglichen werden. Im Gegensatz dazu bereitet dies bei Verwendung eines einkanaligen Empfängers (wie z. B. eines konventionellen APD-Empfängers) entsprechende Probleme.

Eine Vermeidung des Problems bezüglich des unsymmetrisch betriebenen Demodulators kann durch andere Schaltungsvarianten und daran angepassten Modulationssignalen erfolgen. Dies ist u. a. Gegenstand weiterer Arbeiten.

Zur weiteren Verbesserung der Genauigkeit kann parallel zu jeder Zielmessung mit einem Teil des optischen Sendesignals, das direkt über eine optische Kalibrierstrecke in

ein oder mehrere repräsentative PMD-Pixel eingekoppelt wird, eine Referenzmessung durchgeführt werden (siehe Kapitel 5.2).

In einer ersten Untersuchungsphase wurde bezüglich der Messablaufsteuerung zunächst von einer Homodyn Mischung mit einer den Zyklusfehler kompensierenden Offsetmessungen sowie der Doppel-Gegentaktmessung der AKF zur eindeutigen Bestimmung des Entfernungswertes ausgegangen. Neueste Erkenntnisse und Ideen haben zu einer wesentlich einfacheren und schnelleren Lösung auf der Basis geeigneter Modulationssignale und eines Heterodynverfahrens mit paralleler Referenzierung jedes PMD-Pixels geführt, das im Laufe des Entwicklungsprojektes zu realisieren ist.

## 5.2 Darstellung geeigneter Referenzkonzepte

### 5.2.1 Fehlerquellen in optischen Entfernungsmessgeräten

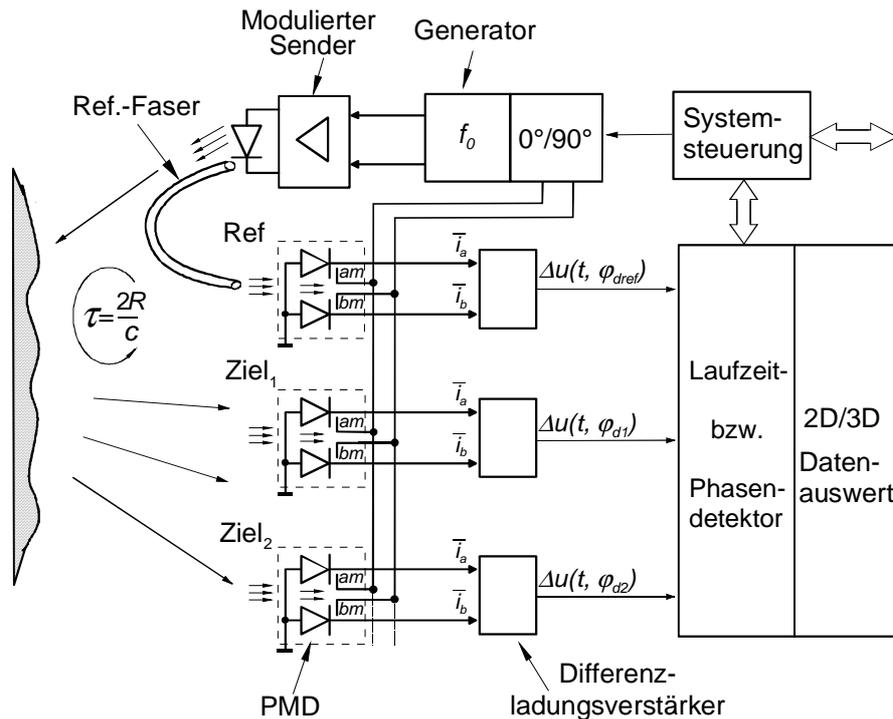
Die Fehlerquellen in optischen Entfernungsmessgeräten werden bezüglich der internen und der externen Genauigkeit unterteilt.

Die interne Genauigkeit wird beeinflusst durch:

- Nullpunktfehler durch Driften
- Nullpunktfehler durch Amplitudenabhängigkeit
- Linearitätsfehler

Externe Einflüsse sind vor allem Veränderung der Lichtgeschwindigkeit in Luft durch Variationen bezüglich Luftdruck, Kohlenstoffdioxid, Wassergehalt, usw. .

Die Referenztechniken in Entfernungsmesssystemen dienen im Wesentlichen dem Abgleich des Nullpunktfehlers in der Phasen- bzw. Zeitmessung. Dieser Abgleich ist erforderlich, da durch Einflüsse der Temperatur und Alterung Veränderungen in der Phasenübertragungsfunktion der Baugruppen auftreten. Hier liegt zugleich ein wesentlicher Vorteil der PMD-Technik, da der Aufwand und die Anzahl der üblicherweise aufwendigen Hochfrequenz-Empfangselektronik auf ein Minimum reduziert wird. Der hierdurch erzielte Fortschritt wird anhand des in **Bild 63** gezeigten PMD-Sensordesigns mit interner Referenztechnik deutlich.



**Bild 63:** PMD-Sensordesign mit interner Referenz

Das einfachere Basisprinzip entspricht den in Kapitel 5.1 dargestellten Anordnungen in **Bild 59** und **Bild 61**. Der dort gezeigte Aufbau mit einem einzelnen oder auch zwei PMD-Pixeln und der inhärenten „photoelektronischen“ Phasendetektion mit elektronischem Bezugssignal ist in der Entfernungsmessung für geringere Ansprüche ausreichend und so einzusetzen.

### 5.2.2 Referenz/Zieltrennung durch Raummultiplex

Die bereits erwähnte Nullpunkt Korrektur wird durch Vergleich des aus dem Zielpfad gewonnenen Messwerts und der Vermessung eines Referenzpfads oder Eichpfads durchgeführt (siehe **Bild 63**). Der Nullpunktfehler, der aus der Drift der elektronischen Bauelemente – auch der Bauelemente der Sendeeinheit – herrührt, wirkt sich auf Ziel- und Referenzpfad gleichermaßen aus. Die Trennung der beiden Signale geschieht durch den in **Bild 63** aufgezeigten separaten Referenzpfad und wird als Raummultiplextechnik bezeichnet.

### 5.2.3 Referenz/Zieltrennung bei Pseudo-Noise-Modulation

Die schmale Korrelationsspitze in der Korrelationskennlinie der Pseudo-Noise-Signale eignet sich unter geeigneten Randbedingungen zur Trennung der Signale, die von verschiedenen Zielobjekten oder aus unterschiedlichen Kanälen, also auch Ziel- und Referenzkanal stammen. Die besonderen Eigenschaften der PN-Codes bezüglich der Trennung von Einzelsignalen aus einer additiven Überlagerung dieser Einzelsignale machen eine getrennte Betrachtung sinnvoll. Daher soll diesen Messprinzipien der Begriff Codemultiplex zugeordnet werden, obwohl normalerweise nur ein PN-Code generiert wird. In nachrichtentechnischen Systemen kann jedem Kanal ein Code zugeordnet werden, der durch Korrelation aus einem Signalgemisch abgetrennt wird.

### 5.2.4 Monolithische Integration

Die beste Fehlerkompensation ist dann gegeben, wenn zumindest im hochfrequenten Teil des Entfernungsmessgerätes dieselben Bauelemente, d.h. der Modulator und der Demodulator von Ziel- und Referenzpfad gemeinsam genutzt werden. Da aber gleichzeitig eine Trennung der beiden Signale möglich sein muss, bietet sich die monolithische Integration der Empfangskanäle an. Um die Unterschiede zwischen den Elementen möglichst gering zu halten, sollten Detektion und Demodulation in jeweils einem Detektorpixel auf einem solchen integrierten Empfänger geschehen. Bei hinreichend kleinen Unterschieden zwischen den Detektorpixeln innerhalb eines Chips ist die Gleichheit der demodulierenden Detektorpixel gegeben. Die Korrelation kann mit dem Korrelationspixel bzw. dem PMD durchgeführt werden. Dazu muss auf einem integrierten Mehrpixel-Sensor ein oder mehrere Pixel durch das Licht aus der Referenzstrecke beleuchtet werden.

## 6 Optische Leistungsbilanz

Für die hier angenommene Anwendung eines Laserradars im Außenraum ist die detaillierte Berechnung der optischen Leistungsbilanz essentiell und wird zum besseren Verständnis anhand eines Beispiels durchgerechnet. Die maßgeblich störende Fremdlichtquelle im Außenraum ist die unvermeidbare Sonnenstrahlung. In der nachfolgenden Berechnung wird die Strahlung der Sonne als Störquelle beschrieben und mit in die Bilanzierung einbezogen.

### 6.1 Abschätzung des Störabstands:

Der Störabstand  $S$  ist definiert als das Verhältnis der Beleuchtungsstärke aus der aktiven, d.h. zur Messung beitragenden Leuchtquelle zur Beleuchtungsstärke aller vorhandener Störquellen, d.h. zu Einstrahlungen, die nicht positiv zur Leistungsbilanz der Messung beitragen. In Folge dessen wird zunächst die Fremdlichtbelastung berechnet, die aufgrund von Sonneneinstrahlung vorhanden ist. Anschließend wird die auf dem Detektorelement resultierende Beleuchtungsstärke einer angenommenen LED-Quelle kalkuliert.

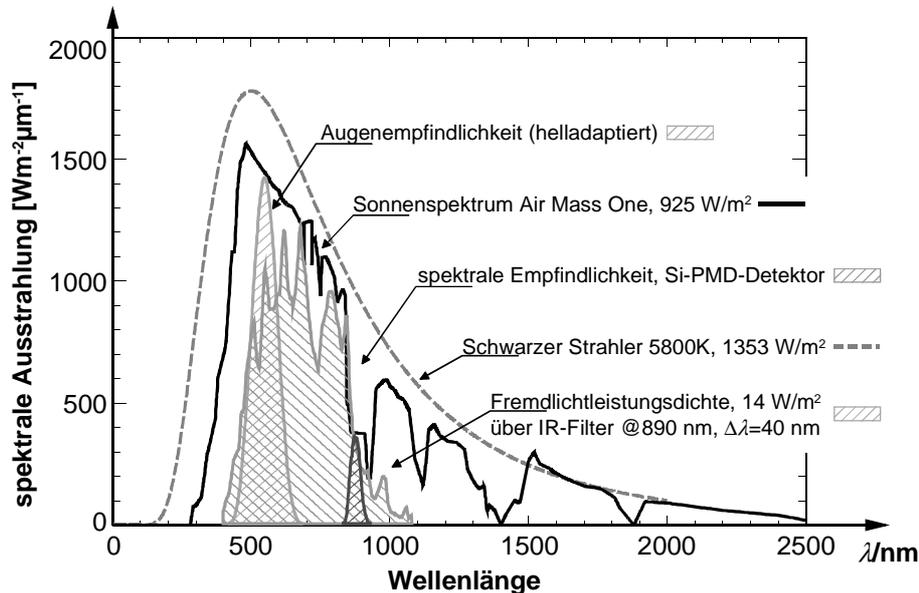
#### 6.1.1 Fremdlicht durch Sonne

In **Bild 64** ist als Grundlage dieser Kalkulation die spektrale spezifische Ausstrahlung  $M_{e,\lambda}$  der Sonne dargestellt. Die Sonne besitzt eine spektrale Verteilung, die außerhalb der Erdatmosphäre durch die eines schwarzen Strahlers der Temperatur  $T = 5800$  K angenähert werden kann (gestrichelte Linie) und eine Intensität von  $M_{e,AM0} = 1353$  W/m<sup>2</sup> besitzt. Die auf der Erdoberfläche wirksame Intensität ist erwartungsgemäß vom Einfallswinkel  $\gamma$  der Sonnenstrahlung zur Flächennormalen abhängig. Die Abkürzung AM steht für *Air Mass* und spiegelt die Tatsache wieder, dass für steigende Einfallswinkel  $\gamma$  größere Luftmassen zu durchdringen sind. Die Definition für ein AM $x$ -Spektrum lautet wie folgt:

$$AMx = \sec \gamma = \frac{1}{\cos \gamma} \quad (6.1)$$

Die Bezeichnung AM0 gilt vereinbarungsgemäß für die bereits oben erwähnte spektrale Verteilung außerhalb der Erdatmosphäre. Für die auf der Erdoberfläche maximal zu

erwartende Intensität ist der Einfallswinkel  $\gamma = 0^\circ$  einzusetzen, dies führt zu der Bezeichnung AM1-Spektrum, dass nur am Erdäquator zu erwarten ist.



**Bild 64:** Bewertung des Fremdlichtes (Tageslicht)

Das Plancksche Strahlungsgesetz für die spezifische Ausstrahlung des Schwarzen Strahlers lautet [OKBu]:

$$M_{e,\lambda} = \frac{2\pi \cdot c_0^2 \cdot h}{\lambda^5 \cdot \left( e^{\frac{c_0 \cdot h}{\lambda \cdot k \cdot T}} - 1 \right)} \quad (6.2)$$

Mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$ , der Boltzmannkonstanten  $k$  und der Lichtwellenlänge  $\lambda$ .

Aufgrund atmosphärischer Dämpfung, die im Infrarotbereich hauptsächlich durch Absorption atmosphärischen Wasserdampfes hervorgerufen werden, entsteht das ebenfalls in **Bild 64** dargestellte und mit AM1 (Air Mass One) bezeichnete Sonnenspektrum [Sze]. Das AM1-Spektrum repräsentiert die Einstrahlung an der Erdoberfläche wenn die Sonne am Erdäquator bei wolkenfreiem Wetter im Zenit steht. Die in dieser Konstellation einstrahlende Intensität beträgt  $M_{e,AM1} = 925 \text{ W/m}^2$  und entspricht einer innerhalb der helladaptierten Augenempfindlichkeit auftretenden Lichtstrahlung von 100.000 lx. Für ein AM2-Spektrum – Einstrahlung unter einem

Winkel von  $60^\circ$  – wird die Intensität bereits auf  $M_{e,AM2} = 691 \text{ W/m}^2$  reduziert. Photometrische Größen sind ausschließlich innerhalb des sichtbaren Spektrums (Licht: 400 bis 680 nm) definiert und werden mit der menschlichen Augenempfindlichkeit  $V_{eye,\lambda}$  bewertet. In **Bild 64** ist die helladaptierte oder auch photooptische menschliche Augenempfindlichkeit dargestellt. Die drei unterschiedlichen Sehstoffe der Zäpfchen absorbieren in drei unterschiedlichen Empfindlichkeitsverteilungen, die hier jedoch zur Vereinfachung zusammengefasst in der resultierenden spektralen Absorption aller Zäpfchen dargestellt sind.

Die zwischen der radiometrischen Größe  $M_e$  und der photometrischen Größe  $M_v$  stehende Konstante wird als das mechanische Lichtäquivalent  $1/C_{ev}$  bezeichnet.

$$M_v = \frac{1}{C_{ev}} \cdot \int_{\lambda(Eye)} M_{e,\lambda} \cdot V_{Eye,\lambda} \cdot d\lambda \quad \text{mit } C_{ev} = 674 \text{ lm/W} \quad (6.3)$$

Als realistische Anforderung, wurde für diese Abschätzung eine auf der Objektoberfläche zu erwartende Intensität des Hintergrundlichtes (indirekte Beleuchtung durch die Sonne) von zunächst  $M_v = 20.000 \text{ lx}$  veranschlagt. Dies ergibt eine Gesamtausstrahlung über dem Sonnenspektrum von ca.  $M_{e,Sun} = 185 \text{ W/m}^2$  und entspricht einem Fünftel der bei wolkenfreiem Himmel, am Äquator mit senkrechtem Blick in den Himmel zu erwarten maximalen Ausstrahlung.

Die im Bereich der Sensorempfindlichkeit liegende Intensität kann wie folgt bestimmt werden:

$$E_{e,F,Ziel} = \frac{20.000 \text{ lx}}{C_{ev} \cdot \int_0^\infty AMO_{e,\lambda} \cdot V_{Eye,\lambda} \cdot d\lambda} \cdot \int_{\lambda(PMD)} R_{PMD,\lambda} \cdot S_{Filter,\lambda} \cdot AMO_{e,\lambda} \cdot d\lambda \quad (6.4)$$

Hierdurch ergibt sich eine mit der spektralen Empfindlichkeit (siehe Messdaten in **Bild 64**) des PMDs bewertete äquivalente Leistungsdichte auf der Zieloberfläche von ca.  $74 \text{ W/m}^2$ , die unter Verwendung geeigneter Filter weiter reduziert werden kann.

Die damit zu erwartende Intensität der Fremdlichtbestrahlung innerhalb der Sensorempfindlichkeit und unter Berücksichtigung eines Interferenzfilters der spektralen

Breite von 40 nm ergibt eine korrespondierende Leistungsdichte auf der Zieloberfläche von ca.:

$$E_{e,F,Ziel} = 2,6 \text{ W/m}^2. \quad (\text{A})$$

Hinweis: Dieser Wert entspricht einer virtuellen Leistungsdichte auf der Zieloberfläche, da hier bereits mit den beiden Strahlungsfunktionen der PMD-Empfindlichkeit und der Filtercharakteristik bewertet wurden.

Zur weiteren Berechnung wird eine geeignete LED-Beleuchtung einbezogen, die eine spektrale Breite von 50 nm und eine Peak-Wellenlänge von 890 nm aufweist.

### 6.1.2 Signalleistung einer aktiven LED-Beleuchtung

Eine für Applikationen im Entfernungsnahbereich 1 – 6 m adäquate LED-Beleuchtung liefert innerhalb des betrachteten Raumwinkels  $\Omega_S = 2 \cdot \pi \cdot (1 - \cos 10^\circ)$  ca. 90% ihrer komplett spezifizierten Ausgangsleistung von  $\phi_{e,LED} = 12 \text{ mW}$ , d.h. ca. 10,8 mW.

Unter Berücksichtigung einer Ansteuerung im sog. *Burst*-Betrieb (siehe Kapitel 6.5), kann innerhalb der Burst-Pulsweiten  $t_{B,ON}$  von 10  $\mu\text{s}$  eine um Faktor 10 erhöhte Ausgangsleistung von ca. 108 mW pro LED-Emitter erzeugt werden.

Der Burst-Betrieb ist unter allen Umständen anzustreben, da aufgrund der sehr großen Strahlkeulen eine sehr geringe Sendeleistungsdichte auf der Zieloberfläche zu erwarten ist.

Für die worst-case Betrachtung, d.h. in einer Zielentfernung von 6 m, ergibt sich eine Sendeleistungsdichte von ca. 3,0 mW/m<sup>2</sup> aktivem Licht, die unter Einbeziehung des Burst-Betriebs um den Faktor 10 auf

$$E_{e,LED,Ziel,6m} = 30 \text{ mW/m}^2 \quad (\text{B1})$$

erhöht werden kann. Die LED-Abstrahlcharakteristik leuchtet in einem Zielabstand von 6 m die Fläche von  $A_{ziel,6m} = 3,5 \text{ m}^2$  aus.

In der Zielentfernung 1 m entsteht hingegen eine um Faktor 36 größere Leistungsdichte von

$$E_{e,LED,Ziel,1m} = 1,1 \text{ W/m}^2, \quad (\text{B2})$$

da hier lediglich eine Fläche von  $A_{ziel,1m} = 0,1 \text{ m}^2$  ausgeleuchtet wird.

Der sich aus **(A)** und **(B)** ergebende Störabstand bezüglich der optischen Leistungen beträgt somit für 6 m Zielentfernung

$$S_{6m} = E_{e,LED,Ziel,6m} / E_{e,F,Ziel} \Rightarrow -19 \text{ dB}$$

und für 1 m Zielentfernung

$$S_{1m} = E_{e,LED,Ziel,1m} / E_{e,F,Ziel} \Rightarrow -3,7 \text{ dB}$$

Diese Werte gelten für die angegebenen Zielentfernungen, den Einsatz einer im Burst-Modus betriebenen LED pro Radarkanal und der Annahme von 20.000 lx Störlicht durch die Sonne.

## 6.2 Abschätzung des S/N-Verhältnisses (full well) des PMD-Sensors:

### A) PMD ohne Fremdlichtunterdrückung

Der für diese Anwendung vorgesehene PMD-Sensor weist unter der Annahme eines rauschoptimierten Systemdesigns, eine Dynamik bzw. ein  $S/N$  bei Vollaussteuerung (full well) von 70 dB auf.

Für den Fall, dass die PMD-Funktionalität ohne die Eigenschaft der Fremdlichtunterdrückungsschaltung (SBI, Suppression of Backlight Intensity) eingesetzt wird, ergibt sich unter Berücksichtigung einer Fremdlichteinstrahlung und der hiermit verbundenen Rauschprozesse eine Reduzierung der zur Verfügung stehenden Dynamik.

Die Fremdlichtstrahlung reduziert das  $S/N$ -Verhältnis zwischen aktiver Beleuchtung und Rauschleistung des Sensorelementes und beträgt für die vorausgesetzte Fremdlichtbestrahlung von 20.000 lx somit in 1 m Zielentfernung  $(S_{LED}/N)_{1m} = 62 \text{ dB}$  jedoch nur noch  $(S_{LED}/N)_{6m} = 31 \text{ dB}$  in einem Abstand von 6 m.

### B) PMD-Funktionalität mit Fremdlichtunterdrückung

Der Einsatz der Fremdlichtunterdrückung ist für den hier betrachteten Fall unbedingt notwendig, um eine Erhöhung des zur AD-Wandlung notwendigen Dynamikbereichs zu

bewirken. Darüber hinaus ist im optimalen Fall sogar eine Rauschunterdrückung, d.h. eine Steigerung des resultierenden  $S/N$ -Verhältnisses zu erwarten. In diesem best-case Szenario unterdrückt die SBI-Schaltung zu 100% das Fremdlicht und stellt zusätzlich bei hohem Kontrast auch die komplette Sensordynamik, d.h. 70 dB  $S_{LED}/N$  für die Messung des aktiven LED-Lichtes zur Verfügung. Mit anderen Worten ausgedrückt, "sieht" das Radar trotz der Anwesenheit des Störlichtes nur die eigene aktive Beleuchtung.

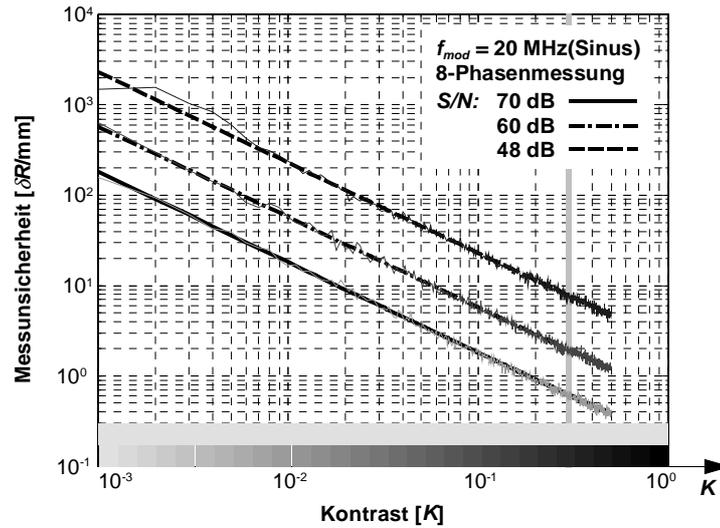
### C) Resultierender Sensorkontrast

Eine geeignete Beschreibung dieser Verhältnisse wird über die Größe des auf bzw. im Sensor vorliegenden Kontrasts  $K$  erlangt. Der Kontrast beschreibt das Verhältnis des Nutzsignals zum störenden Gleichlichtanteil. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass sich der Gleichlichtanteil aus zwei Komponenten zusammensetzt. Der dominante Anteil resultiert aus dem vorhanden Fremdlicht, ein anderer mit  $K_{sys}$  bezeichneter Anteil wird jedoch durch das PMD-Pixel selbst und den Sendemodulator erzeugt und wurde bereits in Gleichung (3.13) beschrieben.

$$K = \frac{K_{sys}}{1 + \frac{P_{F,Empf.}}{P_{LED,Empf.}}} \quad (6.5)$$

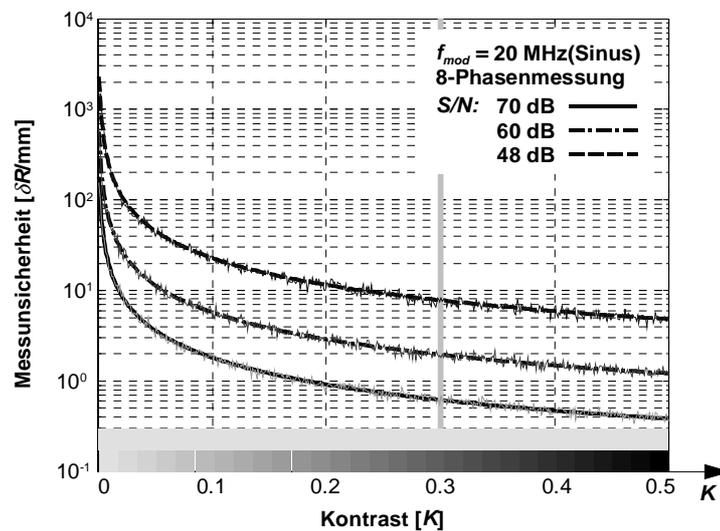
## 6.3 Kalkulation der Messunsicherheit:

**A)** Für die Kalkulation der Messunsicherheit sind in **Bild 65** und **Bild 66** zwei Verläufe dargestellt, die in Abhängigkeit des auf dem PMD-Sensor entstehenden Kontrastes  $K$  die resultierende Entfernungsunsicherheit wiedergeben. Für den Fall, dass kein Fremdlicht vorhanden ist, entspricht der "Bildkontrast"  $K$  dem Modulationskontrast  $K_{sys}$  des PMD-Radarsystems – wie in Gleichung (6.5) zu sehen ist. Der Modulationskontrast derzeitiger PMD-Strukturen beträgt mindestens 30%.



**Bild 65:** Entfernungunsicherheit in Abhängigkeit des resultierenden "Bildkontrastes" auf dem PMD-Empfänger in doppelt logarithmischer Darstellung.

Die an der Stelle  $K = 0,3$  eingezeichnete Linie in **Bild 65** und **Bild 66** verdeutlicht somit, dass der nach links anschließende Bereich mit Kontrastverschlechterungen durch den Fremdlichteinfluss verbunden ist und der nach rechts anschließende Bereich einer qualitativen Verbesserung, d.h. einer Erhöhung des PMD-eigenen Modulationskontrastes  $K_{sys}$  gleichkommt.



**Bild 66:** Entfernungunsicherheit in Abhängigkeit des resultierenden "Bildkontrastes" auf dem PMD-Empfänger.

In beiden Bildern ist sowohl eine mit Gleichung (6.6) durchgeführte Berechnung dargestellt als auch ein Ergebnis, das auf Basis von Simulationen erstellt wurde. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung von Rechnung und Simulation festzustellen.

$$\delta R = \frac{1}{\sqrt{N_{Phase}}} \cdot \frac{1}{S/N} \cdot \sqrt{1 + \frac{2}{K^2}} \cdot \frac{\lambda_{mod}}{4\pi} \quad (6.6)$$

**B)** Die entfernungsabhängigen Kontrastwerte ergeben für eine Zielentfernung von 6 m den Kontrast  $K_{6m} = 3,4 \cdot 10^{-3}$  und für 1 m  $K_{1m} = 88 \cdot 10^{-3}$ . Die aus der Rauschanalyse resultierende Phasenunsicherheit des Modulationssignals beträgt für 68% der Messwerte in einer Zielentfernung von 6 m  $\sigma_{\varphi,6m} = 46$  mrad ( $2,6^\circ$ ) und in 1 m Entfernung  $\sigma_{\varphi,1m} = 1,77$  mrad ( $0,1^\circ$ ).

**C)** Unter Berücksichtigung einer CW-Modulation mit der Frequenz  $f_m = 20$  MHz und der Multiplikation mit dem gleichen Signal (Homodyn Mischung) ergibt sich hieraus eine Entfernungsmessunsicherheit in 6 m von  $\delta R_{6m} = 55$  mm für den Toleranzbereich  $1\sigma$  (68%) und  $\delta R_{1m} = 2$  mm in 1 m Entfernung. In dieser Berechnung sind die stochastischen Phasenunsicherheiten beider Korrelationssignale mit dem Faktor 1,4 berücksichtigt.

**D)** Unter Einbeziehung der Dynamikverbesserung durch die SBI-Schaltung können im optimalen Fall fremdlichtunabhängige Messunsicherheiten von wenigen Millimetern über den kompletten Entfernungsbereich erzielt werden.

#### 6.4 Optische Empfangsleistung:

**A)** Die optische Empfangsleistung wird im Wesentlichen über die Transmission der Empfangslinse bestimmt. Im Nachfolgenden wurde eine Empfangslinse berechnet, die angepasst an die Sendekeule  $\Omega_E = \Omega_S$  die in **Tabelle 1** dargestellten Dämpfungsfaktoren in Abhängigkeit der Zielentfernung aufweist.

Hierbei wurde eine Empfangslinse mit der Brennweite  $f_E = 12$  mm berechnet. Unter Berücksichtigung einer Blendenzahl von  $f/\# = 0,7$  ergibt sich ein Linsendurchmesser von  $D_E = 17$  mm.

Zielentfernung in m	Empfängerlinse $f_E = 12 \text{ mm}, D_E = 17 \text{ mm}$
1,0	-44 dB
1,5	-48 dB
2,0	-51 dB
2,5	-52 dB
3,0	-54 dB
3,5	-55 dB
4,0	-57 dB
4,5	-58 dB
5,0	-58 dB
5,5	-59 dB
6,0	-60 dB

**Tabelle 1:** Dämpfung der Empfangsleistung in Abhängigkeit der Zielentfernung

**B)** Ausgehend von den unter **(A)** und **(B)** angegebenen Bestrahlungsstärken auf der Zieloberfläche und der Annahme einer optimalen Überlappung von Sende- und Empfangskeule werden die folgenden Empfangsleistungen in Abhängigkeit der Zielentfernung auf dem PMD-Detektor abgebildet. Hierbei ist zusätzlich zur entfernungsabhängigen Transmission der Empfangslinse die Transmission des IR-Filters mit 50% zu berücksichtigen.

In der Zielentfernung von 6 m ist bei einer Dämpfung von 60 dB mit Empfangsleistungen auf dem PMD-Chip von ca.

$$P_{LED,Empf.,6m} = 53 \text{ nW}$$

für aktives Licht und ca.

$$P_{F,Empf.,6m} = 4,5 \text{ }\mu\text{W}$$

für Fremdlicht bei 20.000 lx zu rechnen.

Entsprechend für die Zielentfernung von 1 m und einer Dämpfung der Empfangslinse von 44 dB ergibt sich für aktives Licht eine drastische Erhöhung der Empfangsleistung auf

$$P_{LED,Empf.,1m} = 2 \text{ }\mu\text{W},$$

und eine über der Entfernung quasi konstante Fremdlichtleistung von ca.

$$P_{F,Empf.,1m} = 5,2 \text{ }\mu\text{W}.$$

Die konstante Leistungsdichte des Sonnenlichtes führt aufgrund der Kompensation des über der Entfernung zunehmenden Flächenfaktors und der abnehmenden Linsendämpfung zu quasi konstanten Empfangsleistungen für Fremdlicht.

In der obigen Berechnung wurde jeweils die Transmission des IR-Empfangsfilters von 50% mitberücksichtigt.

Für die Zielentfernung von 6 m beträgt der für die Entfernungsmessung zur Verfügung stehende Nutzanteil nur ca. 1% der auf dem Chip projizierten Gesamtleistung. Dieses schlechte Leistungsverhältnis kann durch den Einsatz der SBI-Schaltung fast völlig kompensiert werden. Hierdurch kann dem nachfolgenden AD-Wandler ein pegeloptimiertes Signal zur Verfügung gestellt werden.

**C)** Die Wandlung der zur Verfügung stehenden Leistung geschieht jedoch zunächst über die spektrale Empfindlichkeit des PMD, die für die Wellenlänge  $\lambda = 890 \text{ nm}$  einen Wert von ca.  $R_{PMD,890nm} = 0,08 \text{ A/W}$  besitzt. Der Füllfaktor für die hier benötigten PMD-Fingerstrukturen beträgt ca. 60%. Der resultierende Strom je PMD-Ausgang beträgt somit  $\bar{I}_{a,LED,Empf.,6m} = 1,3 \text{ nA}$  für 6 m und  $\bar{I}_{a,LED,Empf.,1m} = 50 \text{ nA}$  für 1 m Zielentfernung.

Die unter C) angegebenen Ströme fließen innerhalb des Bursts, der mit einem Impuls/Pausenverhältnis von 1/10 geschaltet wird. Die hieraus resultierenden mittleren Ströme erzeugen über der Integrationskapazität  $C_{int} = 1 \text{ pF}$  eine Spannung von 1 V in der Integrationszeit von  $T_{int,6m} = 7,7 \text{ ms}$  bzw.  $T_{int,1m} = 200 \text{ }\mu\text{s}$ . Hier wurde die Eliminierung des Fremdlichtanteils durch die zuvor beschriebene SBI-Schaltung vorausgesetzt.

Die resultierende Messzeit wird unter Berücksichtigung des derzeitigen sequenziellen Messkonzeptes für 8 Phasen pro Entfernungsmessung ermittelt und beträgt somit  $t_{mess,6m} = 62 \text{ ms}$  für die remittierte Leistung in 6 m Entfernung bzw.  $t_{mess,1m} = 1,6 \text{ ms}$  für 1 m Zielentfernung. Demnach ergeben sich für die unter 3C) angegebenen Entfernungsunsicherheiten zugehörigen Messraten von 16 bis 625 Hz.

Durch eine statistische Mittelung über  $M$  Messungen kann jederzeit eine weitere Reduzierung der Auflösung auf  $\delta R \cdot (1/\sqrt{M})$  erreicht werden.

**D)** Unsere Messungen ergaben, dass die PMD-Mischeigenschaft bis in den unteren pA-Bereich noch immer sehr gut funktioniert (siehe **Bild 56**). Für Empfangsleistungen pro Pixel von ca.  $P_{min,Pixel} = 40$  pW werden für die hier berücksichtigten PMD-Strukturen jedoch Integrationszeiten von ca. 1 s benötigt. Hierfür ist ein verändertes, d.h. angepasstes Halbleiterlayout vorzusehen.

Wesentlich für die erreichbare Messunsicherheit ist das zur Verfügung stehende Signal-Rauschverhältnis, das aufgrund des vorhandenen Fremdlichts stark reduziert wird. Darüber hinaus wird durch den Fremdlichtanteil die zur Verfügung stehende Sensordynamik enorm reduziert. Aufgrund der großen Divergenzwinkel der einzelnen Radarkeulen ergeben sich sehr ungünstige Verhältnisse bezüglich der Signalleistung zur Fremdlichtleistung.

In den vorangegangenen Berechnungen wurde zwischen den Fällen unterschieden, in denen die fremdlicht- und rauschunterdrückende Eigenschaft der SBI-Schaltung unterschiedlich bewertet wurde. Die aus der Fremdlichtunterdrückung resultierende Verbesserung des für die A/D-Wandler zur Verfügung stehenden Pegelbereichs kommt einer Kontrastverbesserung gleich und ist in ersten PMD-Teststrukturen bereits realisiert worden. Die ebenfalls zitierte Rauschreduzierung und Verbesserung des S/N-Verhältnisses konnte durch erste Labormessungen ebenfalls bestätigt werden. Für eine detaillierte Kalkulation, sind jedoch weitere, aufwendige Messungen unter anwendungsspezifischen Bedingungen durchzuführen. Aus diesem Grund wurde in den obigen Kalkulationen noch keine konkrete Rauschreduzierung mit berücksichtigt.

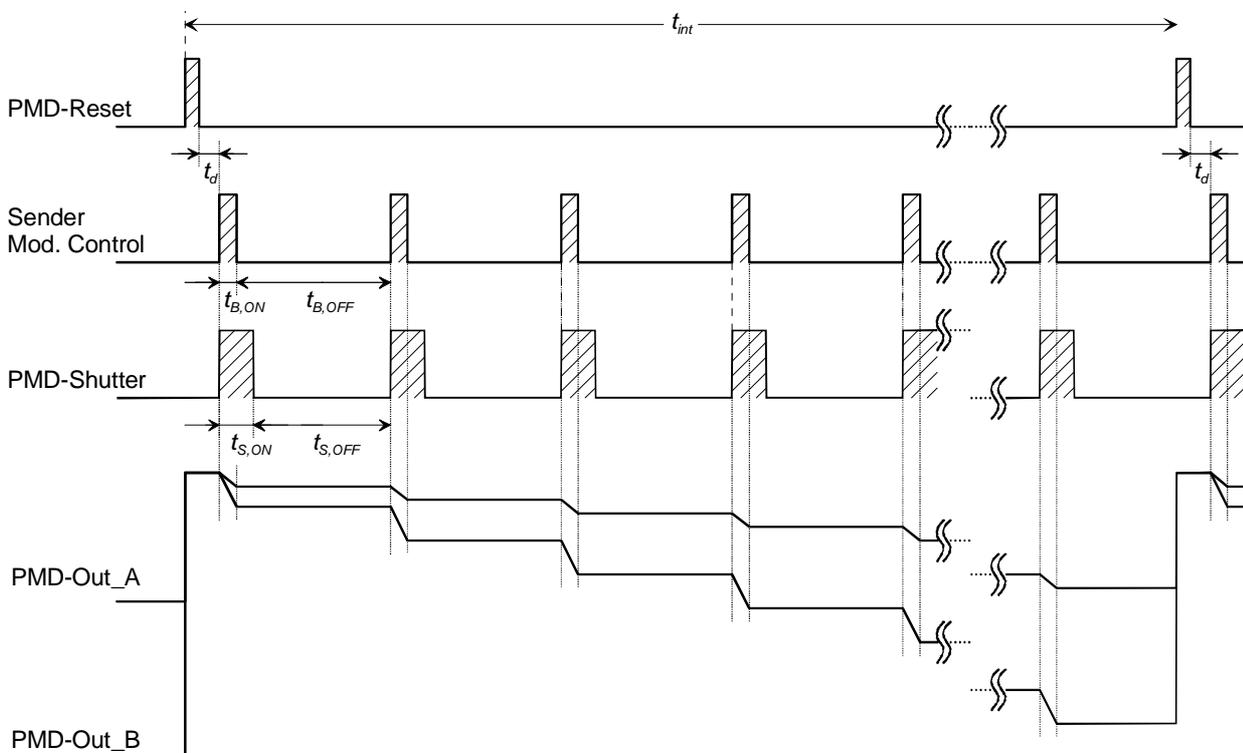
## 6.5 Burstmodulation (Quasi-CW- und Quasi-Pulsbetrieb)

In den vorangegangenen Beschreibungen wird davon ausgegangen, dass zur Verbesserung des Störabstandes  $S$  (das Verhältnis von aktivem Licht zu Fremdlicht) der sogenannte Burst-Betrieb zu bevorzugen ist. Hierfür wird der Sender zusätzlich zur HF-Modulation mit repetierenden Pulsen bzw. Bursts, deren Einschaltdauer  $t_{B,ON}$  generell größer als die Modulationsperiode  $T_m$  ist, beaufschlagt, d.h. "geburstet". Empfangsseitig wird das PMD für den Zeitraum, in dem kein Sendelicht zu erwarten ist, ausgeschaltet, d.h. für den Zeitraum  $t_{S,OFF}$  "geschuttert".

Hierdurch können wesentlich höhere Signalleistungen innerhalb der Zeitdauer  $t_{B,ON}$  erzeugt, bzw. in den Zeitraum  $t_{B,ON}$  hinein "verdichtet" werden. Die mittlere ausgesendete Leistung bleibt zwar konstant, die Signalleistungsdichte vergrößert sich jedoch gegenüber der Fremdlichtleistungsdichte um den reziproken Faktor des Impuls/Pausen-Verhältnisses des Burstbetriebes  $S \sim (t_{B,ON} + t_{B,OFF}) / t_{B,ON}$ .

Diese Vorgehensweise hat zwei wesentliche Vorteile zur Folge: Zum Einen weist der dem AD-Wandler zur Verfügung gestellte Spannungspegel einen größeren Signalanteil auf, und ist somit über den Messbereich gesehen kontrastreicher als im CW-Betrieb. Zum Anderen wird durch die geringere Aufnahme von Fremdlichtenergie das  $S/N$ -Verhältnis und damit die Entfernungsauflösung verbessert.

In **Bild 67** ist ein Timing-Diagramm für den Burst/Shutter-Betrieb dargestellt. Hier werden jedoch lediglich die Burst- und Shutterimpulse, d.h. die "Einhüllenden" der Sende- und Empfangsmodulationen gezeigt.



**Bild 67:** Timingdiagramm für Burst-Betrieb des Senders und Shutter-Betrieb des PMD-Empfängers

Diese Betriebsweise in Kombination mit der Gegentakteigenschaft des PMD-Prinzips veranlasste uns zu zwei neuen Begriffsdefinitionen: Den sogenannten "Quasi-CW-Betrieb" und den "Quasi-Puls-Betrieb".

### **Der Quasi-CW-Betrieb**

Dieser Betriebsmodus arbeitet prinzipiell so wie zuvor beschrieben mit geburstetem Sendelicht und geshuttertem PMD-Empfänger. Die Burst/Shutter-Zeit des Quasi-CW-Betriebs ist im Verhältnis zur Periodendauer der Modulation (z.B. 20 MHz, bzw. 50 ns) jedoch groß. Im berechneten Beispiel der optischen Leistungsbilanz (Kapitel 6) wurde eine Burstzeit von  $t_{B,ON} = 10 \mu\text{s}$  angenommen, d.h. dass insgesamt 200 Modulationsperioden der Modulationsfrequenz  $f_m = 20 \text{ MHz}$  innerhalb eines Burstimpulses miteinander korrelieren. Hier kann also von einem eher "stückweisen" bzw. Quasi-CW-Betrieb gesprochen werden.

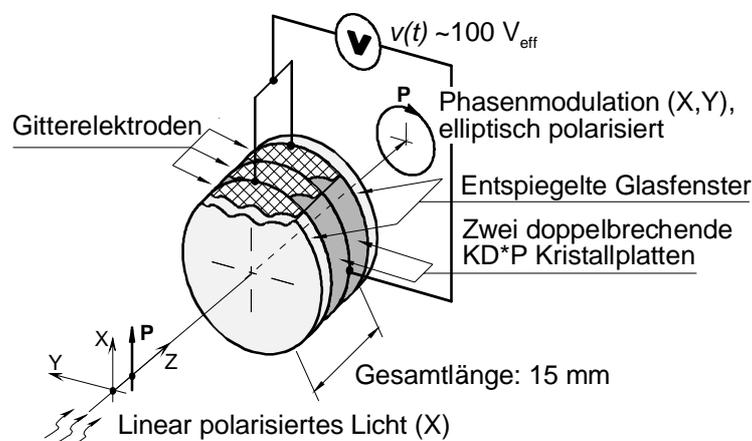
### **Der Quasi-Puls-Betrieb**

Auch dieser Betrieb unterscheidet sich prinzipiell nicht von der in der allgemeinen Darstellung beschriebenen Vorgehensweise. Der Quasi-Puls-Betrieb geht jedoch bezüglich seiner Burst/Shutter-Zeiten in den Grenzbereich, d.h. in den Bereich der Periodendauer der Modulation. In **Bild 67** ist dieser Betrieb dadurch gekennzeichnet, indem die Einschaltzeit für den Sendeburst  $t_{B,ON}$  und die Einschaltzeit des PMD-Empfängers  $t_{S,ON}$  unterschiedlich lang dargestellt sind. Dies rührt daher, dass für sehr kurze Burstimpulse auch deren Laufzeiten über der Messtrecke berücksichtigt werden müssen. Geht man nun davon aus, dass der Burstimpuls gerade einer Periodendauer der Modulationsfrequenz entspricht, d.h.  $t_{B,ON} = T_m = 50 \text{ ns}$  ist, so muss der Empfangskanal für die Zeitdauer von  $t_{S,ON} = 100 \text{ ns}$ , d.h. mindestens doppelt so lange geöffnet sein, um keine Leistungsverluste in Bezug auf die Korrelation über der Modulationswellenlänge in Kauf nehmen zu müssen; vorausgesetzt dass der ankommende Burstimpuls keine Triggerfunktion im Empfangskanal übernimmt. Allgemein gilt, dass das optimale Empfangsfenster eine Länge von  $t_{S,ON} = t_{B,ON} + T_m$  besitzt.

## 7 Experimentelle Ergebnisse

### 7.1 Phasenmessungen mit modifizierter Pockel-Zelle

Bislang nachteilig gestalten sich die Anforderungen an die Ansteuerung der optischen Modulatoren, die aufgrund des elektro-optischen Effekts eine Hochfrequenz-Hochspannung von ca. 500 V erfordern. Aus diesem Grund wurde in einem weiteren Schritt in Zusammenarbeit mit der Herstellerfirma (Fa. Gsänger) ein modifizierter Pockels-Zellen-Modulatoren entwickelt und in unserem Laboraufbau implementiert [DFG1].



**Bild 68:** Modifizierter Pockels-Zellen-Modulator mit Gitterflächen-elektrode in Doppelanordnung

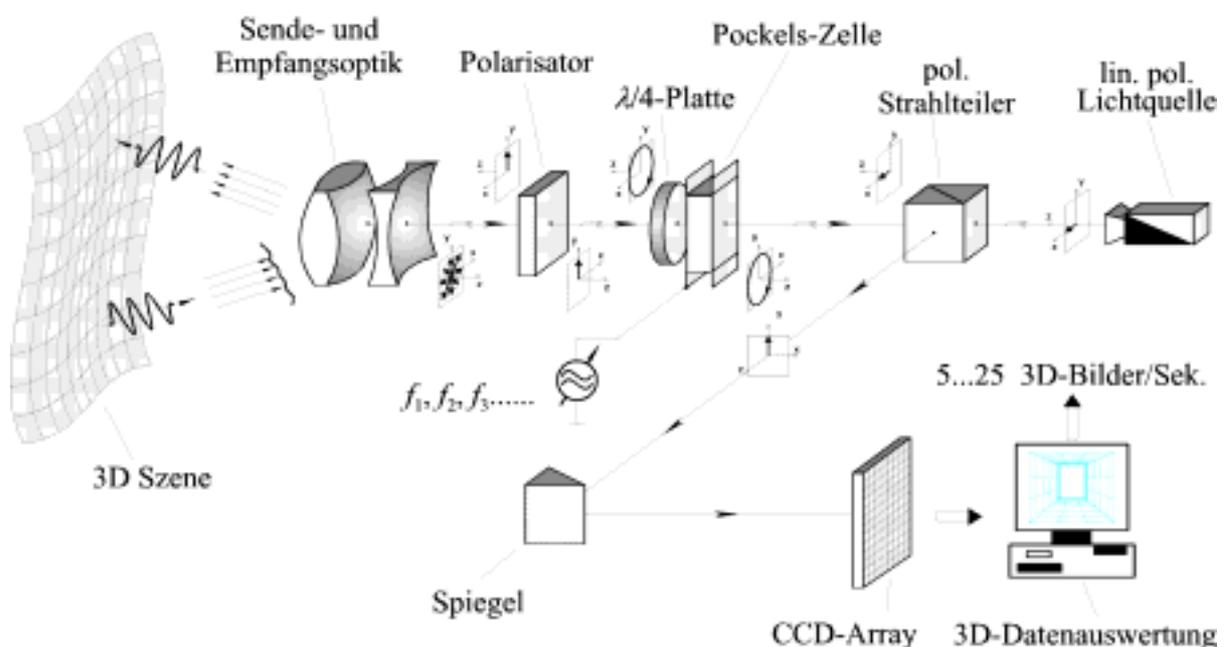
Dieser neue in **Bild 68** dargestellte Pockelszellentyp besitzt einen freien Aperturdurchmesser von 10 mm, feine Gitterflächenelektroden und besteht aus einer Doppelanordnung zweier elektrooptischer Kristalle, die optisch in Serie und elektrisch parallel geschaltet sind. Diese Zelle weist eine wesentlich geringere Verlustleistung bei gleichzeitig erhöhter Grenzfrequenz auf. Dadurch konnte ein stabilerer Messbetrieb mit höheren Modulationsfrequenzen und geringeren Ansteuerspannungen bzw. erhöhtem Modulationsgrad erreicht werden. Eine detaillierte Beschreibung der Messergebnisse ist in [Hei-4], [Hei-5] gegeben. Diese Thematik wurde ebenfalls auf dem DFG-Berichtskolloquium '97 in Stuttgart diskutiert [Hei-7].

## 7.2 Monokulares / binokulares Meßsystem mit Pockels-Zelle

Die Realisierung des zuvor beschriebenen 3D-Kamerasystems kann sowohl in einer binokularen als auch in einer monokularen (**Bild 69**) Version vorgenommen werden. Für die binokulare Version liegen der Sende- und Empfangskanal räumlich voneinander getrennt vor, die optisch einkanalige, d.h. monokulare Ausführung löst die notwendige Trennung von Sende- und Empfangslicht durch Polarisationsmultiplex.

Das in [Hei-4] gezeigte monokulare Design vermeidet auf einfache Weise Fehler, die durch Ungleichheiten oder Instabilitäten im Fall räumlich getrennter Modulationskanäle auftreten können, außerdem reduziert es den Aufwand an Instrumenten, spart somit Kosten und vermeidet Fehlerquellen durch einen geringeren Justageaufwand.

Um jedoch eine vergleichbare Aussage über die Entfernungsauflösungen dieser beiden Systemvarianten treffen zu können, müssen die notwendiger Weise unterschiedlichen Ansteuer- und Auswerteverfahren mit berücksichtigt werden.



**Bild 69:** Skizze des Labormodells einer monokularen 3D-Kamera mit einer Pockels-Zelle.

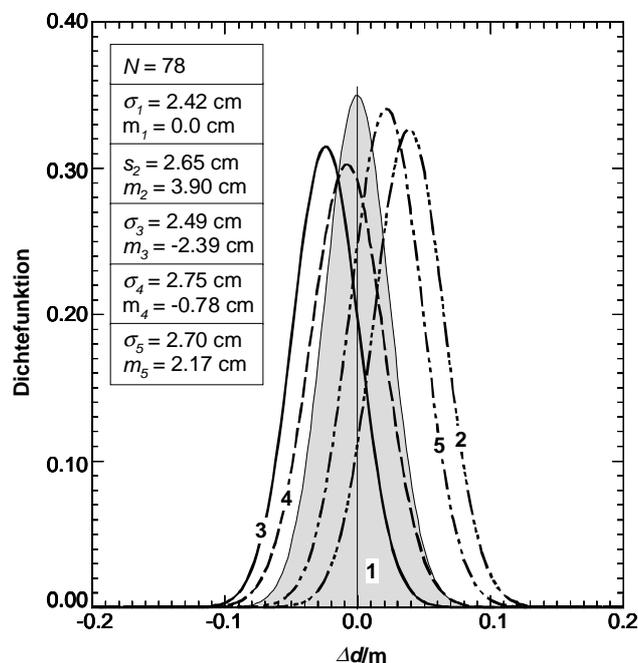
Die resultierende Genauigkeit für die Frequenz-Shift-Methode des monokularen Systems ist stark frequenz- bzw. entfernungsabhängig und ist im Nahbereich divergent bezüglich der Entfernungsmessung. Für die in [Hei-4] verwendeten vier Frequenzen (8, 10, 12 und 14 MHz) und der gemessenen Stabilität des Modulationsgrades (**Bild 71**)

ergibt sich eine Messunsicherheit des Entfernungswertes von 2 cm im eindeutigen Messbereich ( $24 \pm 2,5$ ) m.

Ausschlaggebend für die Genauigkeit der Phasenmessung ist die Stabilität der Modulatoren, die im Wesentlichen durch die Temperatur und die angelegte Hochspannung beeinflusst wird. Ein typisches Messergebnis der Schwankung des Modulationsgrades ist weiter unten in **Bild 70** dargestellt.

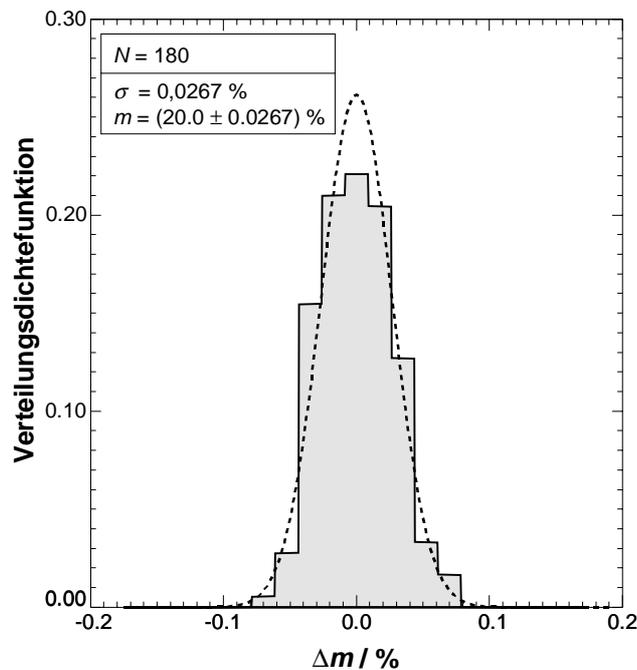
Die Entfernungsauflösung von  $\delta R = \pm 1,25$  cm entspricht ca. 1/1800 des zur Verfügung stehenden eindeutigen Messbereichs bzw. 1/3600 der Modulationswellenlänge für die Modulationsfrequenz  $f_m = 6,5$  MHz.

Die Messungen wurden ohne thermische Stabilisierung des Modulators innerhalb einer sehr kurzen Integrationszeit von  $T_{int} = 312 \mu s$  bei einem Modulationsgrad  $MG = 25\%$  einer Empfangsleistung von 3 mW und einem  $S/N$ -Verhältnis von nur 9 dB durchgeführt. Aufgrund des geringen Modulationsgrades konnten die Empfangssignale mit nur  $4\frac{1}{2}$  Bit aufgelöst werden wodurch im Wesentlichen die zu erreichende Entfernungsauflösung begrenzt wird.



**Bild 70:** Stabilität und Entfernungsauflösung. Fünf Messintervalle á 312  $\mu s$  Messzeit.

Eine theoretische Darstellung der Systemeigenschaften und die detaillierte Beschreibung der Messergebnisse findet sich in [Hei-4]. Diese Ergebnisse zeigen deutlich die enorme Präzision der optischen Korrelation eines monokularen Pockels-Zellen-Systems, in dem der optische Sende- und Empfangspfad inklusive der optischen 2D-Modulations-/Demodulationseinheit identisch ist.

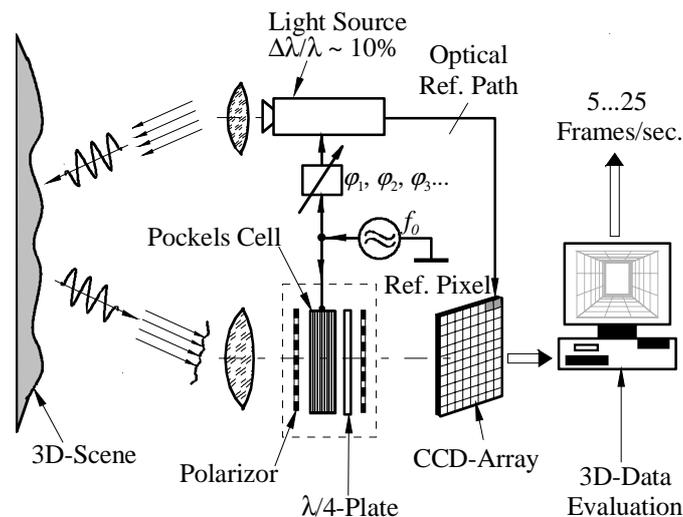


**Bild 71:** Schwankung des Modulationsgrades

Im Gegensatz hierzu ergibt sich für die Phasen-Shift-Methode des binokularen Systems und einer Modulationsfrequenz von 6,5 MHz eine über den Eindeutigkeitsbereich von 23 m entfernungsunabhängige Messunsicherheit von 7,2 mm. Dies entspricht ca. 1/3000 des eindeutigen Messbereichs bei vernachlässigbaren Fehlern der Phasenschieber. Diese Ergebnisse beinhalten ebenfalls das von der 8 Bit CCD-Kamera generierte Quantisierungsrauschen. Der Modulationsgrad betrug hierbei jeweils 20%. Diese Ergebnisse zeigen, dass trotz der oben erwähnten Vorteile des monokularen Systems die binokulare Kameraversion mit jeweils einer Pockels-Zelle im Sende- und im Empfangszweig eine um mindestens Faktor drei geringere Messunsicherheit besitzt. Diese Einbußen an Messgenauigkeit sind alleine auf das im monokularem System notwendiger Weise zu verwendende Frequenz-Shift-Verfahren zurückzuführen.

### 7.3 3D-Kamerakzept mit Lasersender und Pockels-Zelle

Eine schematische Darstellung unseres derzeitigen Laboraufbaus ist in **Bild 72** gezeigt. Diese Version einer 3D-Laufzeitkamera stellt eine binokulare Anordnung dar, in der die sendeseitige Modulation mittels einer direkt modulierten Laserdiode realisiert wird und die empfangsseitige Demodulation mittels eines elektrooptischen Modulators (Pockels-Zelle) erfolgt.



**Bild 72:** 3D-Kamerakzept mit Pockels-Zelle und direkt moduliertem Lasersender

Der wesentliche Vorteil einer solchen Anordnung besteht in der sendeseitigen Erhöhung des Modulationsgrades durch die direkt modulierte Laserdiode auf ca. 90% im Gegensatz zu ca. 20% für die Verwendung einer Pockels-Zelle. Der beim Korrelationsprozess innerhalb des Eindeutigkeitbereichs resultierende Intensitätskontrast auf dem CCD-Empfänger kann somit auf ca. 9% des kompletten Empfangspegels erhöht werden und trägt somit wesentlich zur Erhöhung der Messgenauigkeit bei.

In [Hei-6] befindet sich eine detaillierte Beschreibung dieser Messanordnung, die - wie in **Bild 72** gezeigt - zur Kompensation von Intensitätsschwankungen der Laserquelle einen zusätzlichen optischen Referenzpfad enthält. Hier wurde eine Entfernungsmessunsicherheit von 1,5 cm innerhalb des eindeutigen Messbereichs von 18,75 m erzielt. Diese Entfernungsauflösung entspricht ca. 1/1250 des zur Verfügung stehenden eindeutigen Messbereichs bzw. 1/2500 der Modulationswellenlänge für die

Modulationsfrequenz  $f_m = 8$  MHz. Auch hier wurden die Messungen ohne thermische Stabilisierung des Senders und des Modulators durchgeführt. Die Integrationszeit betrug  $T_{int} = 50$  ms, der Modulationsgrad für die Pockels-Zelle  $MG_E = 20\%$  und der für die direkt modulierte Laserdiode  $MG_S = 90\%$ . Die Reduzierung der Entfernungsauflösung von 7,2 mm im Fall der binokularen Lösung mit Pockelszellen auf 1,4 cm im Fall der binokularen Lösung mit direkt modulierter Lasersender ist auf das zusätzliche Driften des Lasertreibers zurückzuführen.

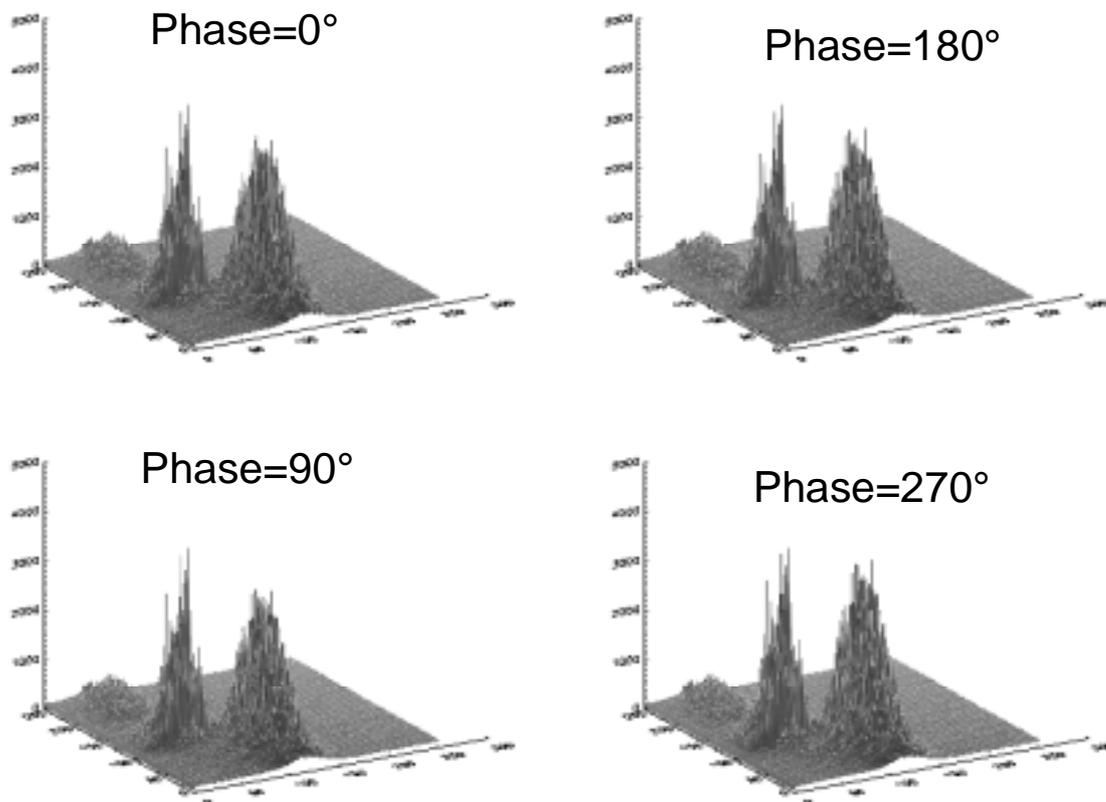
Für ein 3D-Messsystem ist jedoch die Verwendung eines Focal Plane Arrays vorgesehen. In einem weiteren Messaufbau, der - wie in **Bild 72** dargestellt - in einer binokularen Version ausgeführt ist, wurde zur parallelen Detektion von Entfernungswerten eine CCD-Kamera implementiert.

Die sendeseitig benötigte aktive Lichtquelle besteht aus einer direkt modulierten Laserdiode, die durch geeignete Sendeoptiken ein auf das Messobjekt gerichtetes moduliertes Lichtvolumen abstrahlt. Die Lasersendeleistung beträgt 3 mW bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 630$  nm. Die empfangsseitige Demodulation wird mittels einer eigens hierfür konstruierten Doppelanordnung zweier elektrooptischer KD\*P Kristalle aus realisiert.

Der zweidimensionale Empfangskanal ist durch die Apertur der Pockels-Zelle  $D_A = 10$  mm und den durch die Modulationseigenschaften des nichtlinearen KD\*P-Kristalls begrenzenden Öffnungswinkels definiert. Das aus diesen Parametern resultierende Gesichtsfeld der 3D-Kameraanordnung beträgt ca.  $\Theta_{FOV} = 3^\circ \sim 5^\circ$ .

Die für die vier benötigten Phasenlagen  $\psi_k = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  und  $270^\circ$  zwischen dem sendeseitigen HF-Modulationssignal und dem empfangsseitigem Demodulationssignal resultierenden Intensitätsverteilungen  $I(x, y, \varphi, \tau_d)$  auf dem FPA sind in **Bild 73** dargestellt.

Der Modulationsgrad der Laserdiode  $MG_S = 90\%$  und der der Pockels-Zelle  $MG_E = 20\%$  führen zu einem Modulationskontrast, bzw. einer *fringe visibility* von maximal  $K = 9\%$ . Aus diesem Grund sind die in **Bild 73** dargestellten phasenabhängigen Intensitätswerte, zunächst nur schwer zu unterscheiden.

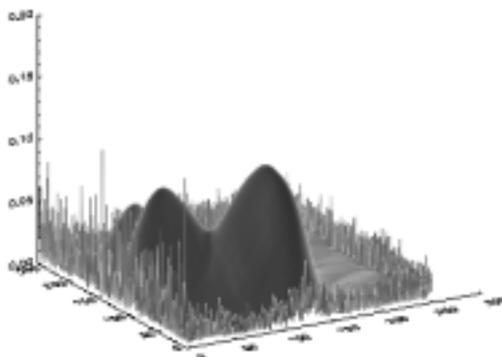


**Bild 73:** 2D-Korrelationsempfangssignale auf dem CCD-Array für vier unterschiedliche Phasen-Shifts

Das hier verwendete 12-Bit Kamerasystem ist jedoch aufgrund seines hohen Dynamikbereichs (10,3 Bit rauschfrei) in der Lage, die für die pixelweise Entfernungsmessungen zur Verfügung stehenden *fringe visibility* mit ca. 6,8 Bit effektiv aufzulösen (siehe **Bild 74**).

Die im operationellen Fall stattfindende Reduzierung der *fringe visibility* durch vorhandene Fremdlichtbeleuchtung kann in bestimmten Bereichen durch eine gezielte optische Empfangslichtfilterung abgefangen werden.

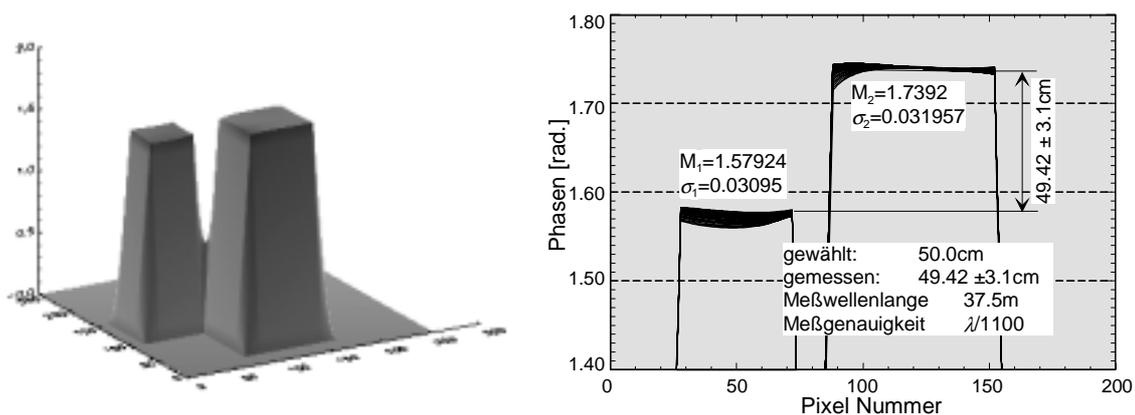
Für sehr geringe Störabstände (Verhältnis der aktiven Beleuchtung zur Intensität der Fremdlichtstrahlung) muss jedoch der Weg über eine analoge Echtzeit-Signalverarbeitung, wie sie z.B. mit Active Pixel Sensoren APS durchgeführt werden kann, vorgenommen werden.



**Bild 74:** Resultierender Kontrast bzw. fringe visibility für die in **Bild 73** gezeigten phasenabhängigen Intensitätswerte.

Aus diesem Grund, aber auch zur Reduzierung der für Pockels-Zellen notwendigen Hochspannungen von bis zu 500 V, beschäftigen wir uns mit dem im Nachfolgenden Kapitel beschriebenen neuen Lösungsweg auf Basis des inhärent mischenden Detektorkonzeptes, des Photomischdetektors (PMD).

Ausschlaggebend für die Genauigkeit der Phasenmessung ist die Stabilität der Modulatoren, die im Wesentlichen durch die Temperatur und die angelegte Hochspannung beeinflusst wird.

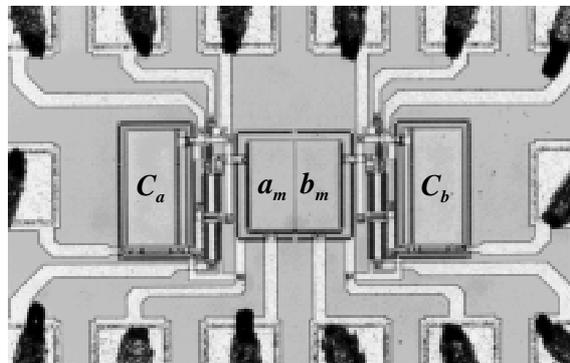


**Bild 75:** Ergebnis einer 3D-Messung mit Pockels-Zellenmodulation und CCD-Kamera zur empfangsseitigen 2D-Korrelation. Aktive Beleuchtung mit direkt moduliertem Lasersender.

Die in **Bild 75** gezeigte 3D-Messung zweier im Abstand von 50 cm voneinander platzierten Ebenen aus Platinenmaterial wurde ohne thermische Stabilisierung des Modulators innerhalb einer sehr kurzen Integrationszeit von 80 ms durchgeführt.

#### 7.4 Phasenmessungen mit dem Photomischdetektor

In einem ersten Multi Project Wafer-Run erfolgte die Herstellung von PMD-Strukturen in CMOS-Technologie. **Bild 76** zeigt die Mikrophotographie eines realisierten PMD-Pixels. Zum Nachweis des Funktionsprinzips wurde die photoempfindliche Zone des PMD mit einer rechteckförmig modulierten LED beleuchtet und gleichzeitig die Modulationsgates mit dieser Rechteckspannung im Gegentakt moduliert.



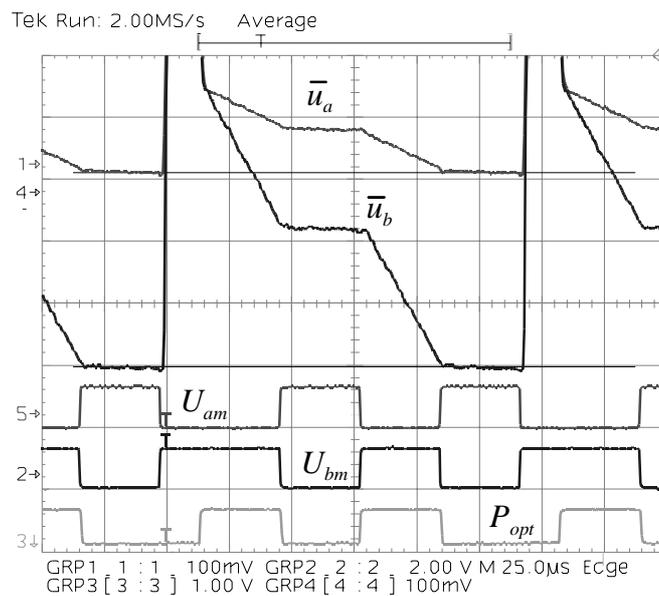
**Bild 76:** Mikrophotographie eines realisierten PMD-Pixels mit integrierter Ausleseschaltung

Die erzielten Messergebnisse zeigt **Bild 77**, wobei im Oszillogramm die beiden Ausgangssignale des PMDs ( $\bar{u}_a$  und  $\bar{u}_b$ ), die korrespondierenden Gegentaktmodulationssignale der PMD-Gates ( $U_{am}$  und  $U_{bm}$ ) und das modulierte Eingangssignalsignal  $P_{opt}(t-\tau_d)$  zu sehen sind. Das empfangene Lichtsignal befindet sich in Phase mit dem Gatesignal  $U_{bm}$  und in Gegenphase mit dem  $U_{am}$ .

Die photogenerierten Ladungsträger fließen - bedingt durch die positive Gatespannung  $U_{bm}$  während des Lichtimpulses - zu einem überwiegenden Teil (wesentlich größere Steigung von  $\bar{u}_b$ ) zur Kathode  $b$  und über die Ausleseelektronik zur Kapazität  $C_{int}$ . Bei umgekehrter Phasenbeziehung sind die Steigungen von  $\bar{u}_a$  und  $\bar{u}_b$  vertauscht.

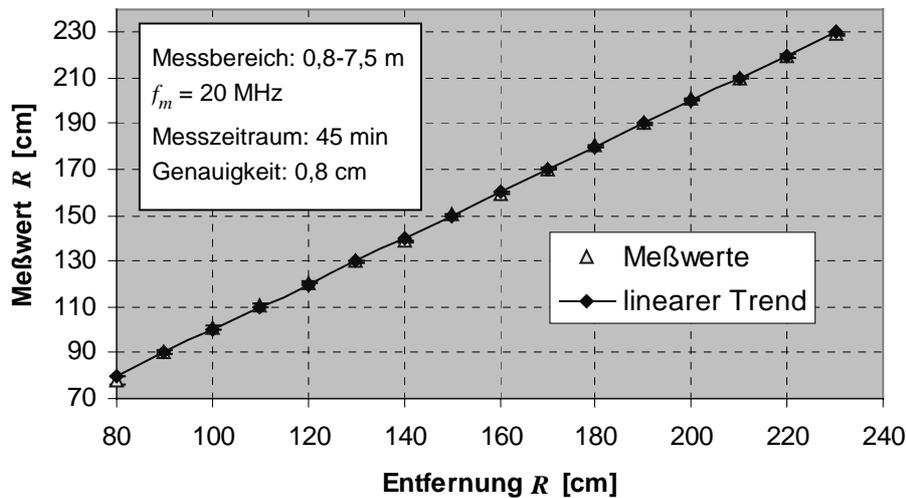
Die Resettransistoren werden mit einem Impulssignal nach zwei Modulationsperioden angesteuert, um die Speicherkapazitäten in ihren Ausgangszustand zurückzusetzen.

Simulationen und Untersuchungen in Hinblick auf eine optimierte Ladungstrennung und damit einer wesentlichen Verbesserung der Modulationseigenschaften waren Ziel eines Arbeitspaketes innerhalb dieses Vorhabens. Generell lässt sich anhand dieser Messkurven der experimentelle Nachweis erbringen, dass die Differenz der PMD-Ausgangsströme eine Funktion der Phasenbeziehung zwischen dem einfallenden modulierten Empfangslicht und der Gate-Signale ist. Der PMD-Mischeffekt (Prinzip der Ladungsschaukel) konnte experimentell eindeutig nachgewiesen werden.



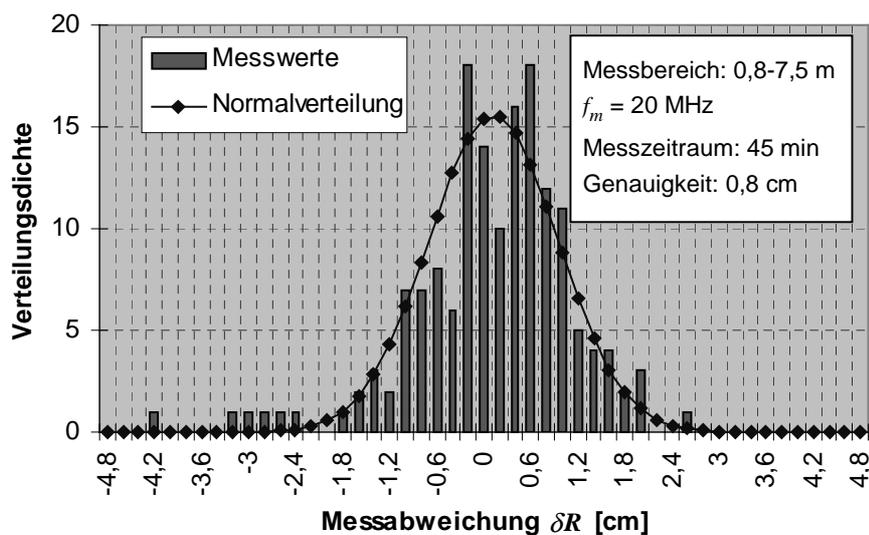
**Bild 77:** Messergebnis des beschriebenen PMD-Pixels

## 7.5 Entfernungsauflösung des PMD-Labormodells



**Bild 78:** Konkrete Entfernungsmessung mit einem PMD-Pixel

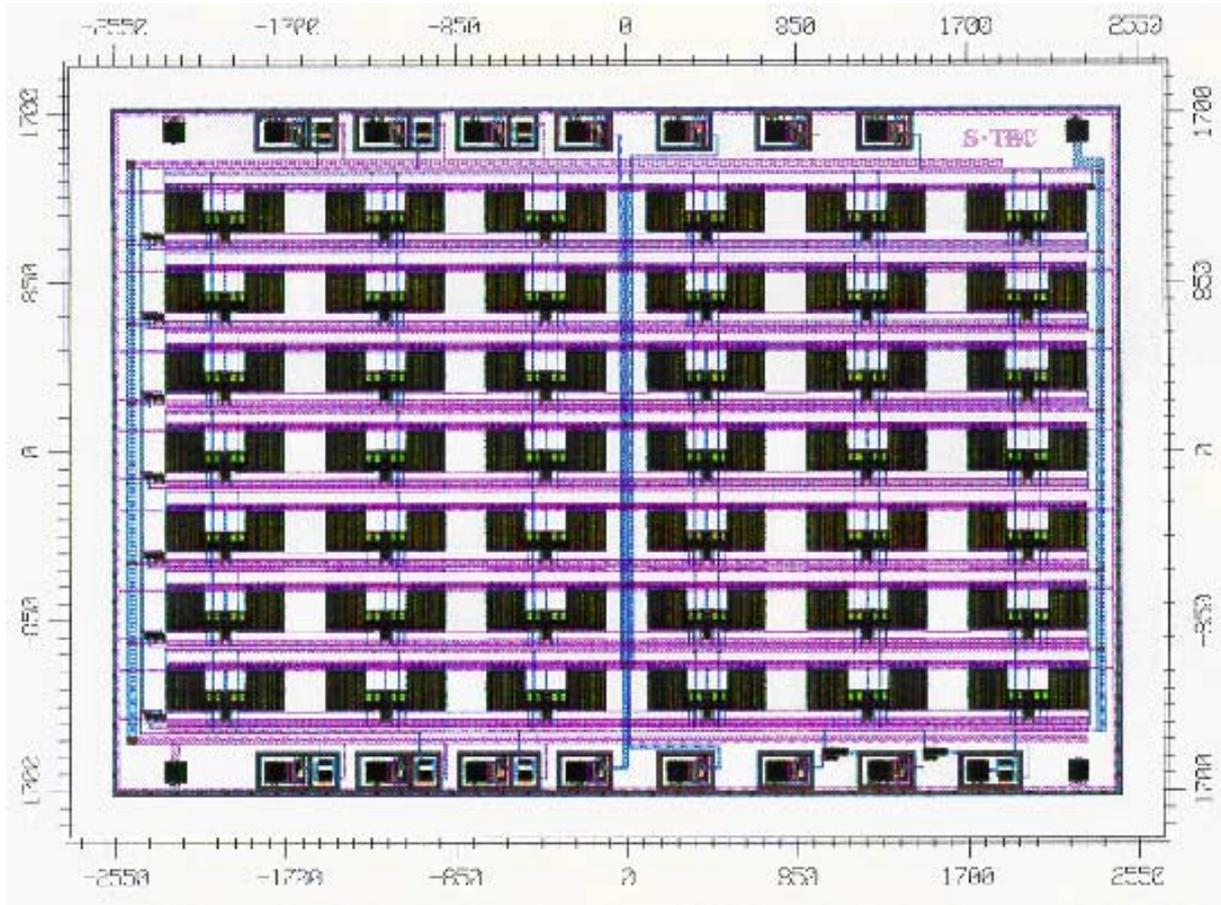
Auf Basis dieser Pixelstrukturen wurden Entfernungsmessungen über einen Reflektionsaufbau durchgeführt, die zu den in **Bild 78** dargestellten Messergebnissen führen. Die Systemumgebung besteht auf der Ansteuerseite aus einer rechteckförmigen Signalquelle mit hochpräziser Phasenschiebereinheit zur schnellen rechnergestützten Steuerung der benötigten Phasenlage zwischen Sende- und Empfangseinheit. Die Signalgrundfrequenz beträgt  $f_m = 20$  MHz und führt zu einem Eindeutigkeitsbereich von  $Z_{max} = 7,5$  m.



**Bild 79:** Statistik der Entfernungswerte

Die erzielte Entfernungsauflösung ist im Eindeutigkeitsbereich nur von der optischen Leistungsbilanz abhängig und ergibt eine  $\sigma$ -Auflösung von  $\delta R = 2$  mm. Die in **Bild 79** dargestellte Genauigkeit  $\Delta R$  der Messwerte beträgt 8 mm innerhalb eines Beobachtungszeitraums von ca. 45 min. Die erzielte Messgenauigkeit entspricht ca. 1/1000 der Modulationswellenlänge. Hierbei wurde keine Referenzierung während der Messung und keine Korrekturen in der Signalauswertung vorgenommen.

### Messungen mit einer 12\*7 PMD-Matrix



**Bild 80:** PMD-Matrixsensor mit 12×7 Pixeln, 1,2µm Standard CMOS-Prozess

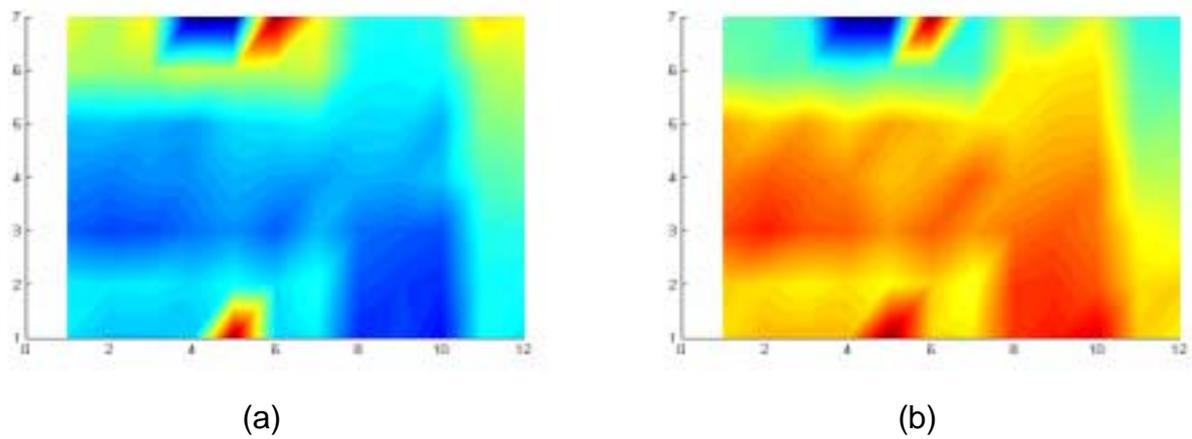


(a)

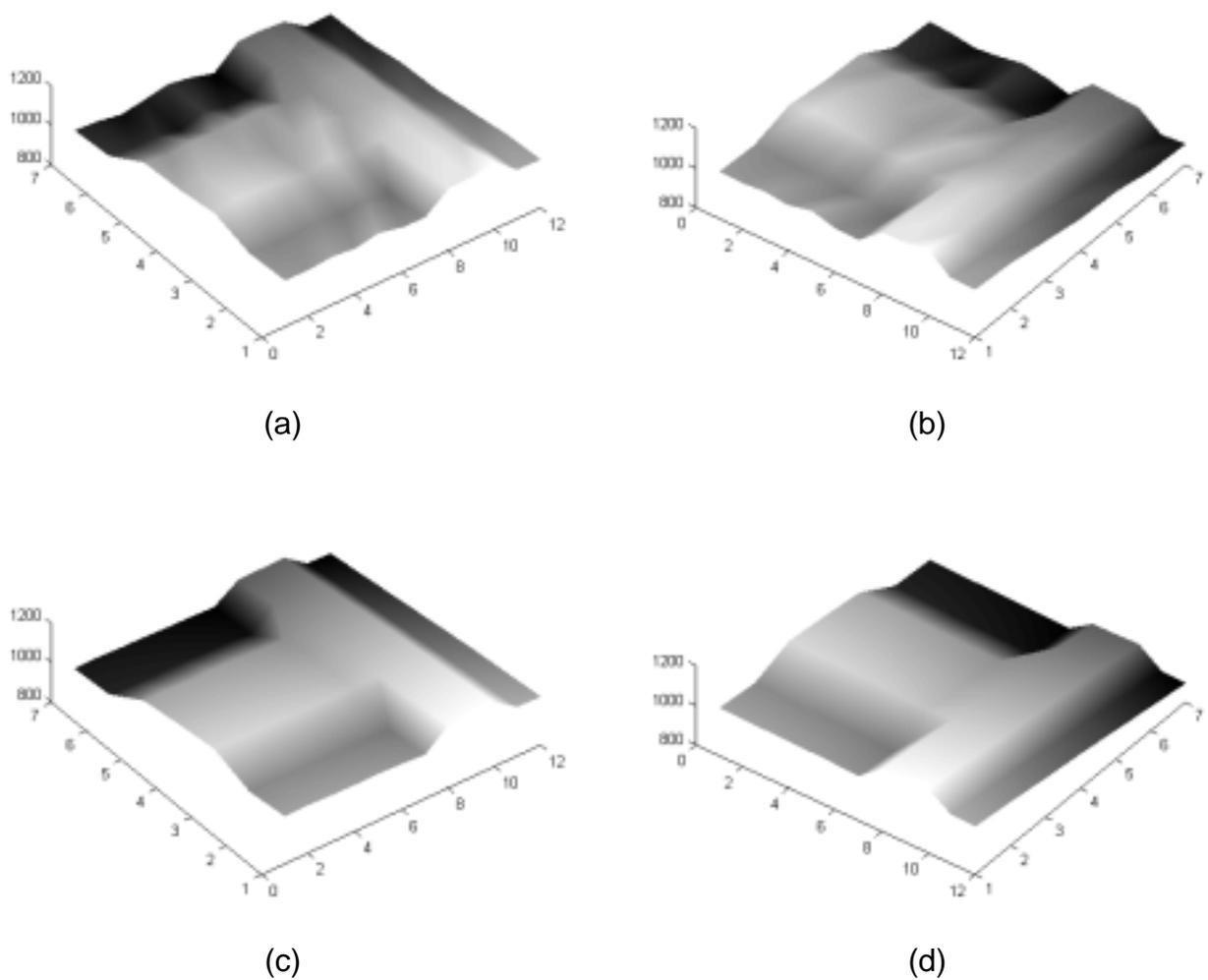


(b)

**Bild 81:** 3D-Messobjekt mit den Abmaßen von 40 cm × 50 cm und der Form des Buchstaben T



**Bild 82:** Zwei der insgesamt acht HF-Interferogramme nach Abzug des Fixed Pattern Noise (FPN)



**Bild 83:** Resultat der 3D-Aufnahme **a)** und **b)** sind Rohdaten **c)** und **d)** mit leichter Filterung (2D-Lee-Filter). Die Z-Koordinate ist in mm-Darstellung

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Die neue 3D-Kamera auf Basis der optischen 2D-Modulation und -Korrelation sieht vor, bestehende Einschränkungen derzeit erhältlicher 3D-Kamerasysteme zu umgehen.

Die beschriebene Vorgehensweise der HF-Modulation und Korrelation mit optischen, bzw. elektrooptischen Modulatoren löst auf elegante Weise die für Laufzeitmessungen üblichen Driftprobleme konventioneller Korrelationsempfänger und ermöglicht die parallele 3D-Vermessung aller Bildpunkte (kein Scanvorgang notwendig). Ein diesbezügliches Konzept einer 3D-Laufzeitkamera ohne Scanner wird seit mehreren Jahren am Institut für Nachrichtenverarbeitung (INV) und am Zentrum für Sensorsysteme (ZESS) wissenschaftlich untersucht und ist unter Verwendung von unterschiedlichsten Modulatorarten experimentell verifiziert worden. In unserem Labormodell prüfen wir die Eigenschaften elektrooptischer Modulatoren, um Aussagen über ihre Einsatzfähigkeit in einer 3D-Kamera treffen zu können.

Die prinzipielle Eignung dieses 3D-Kamerakonzepts hängt im Wesentlichen von der Verwirklichung eines geeigneten HF-modulierbaren Lichtmodulators großer Apertur (2D-Modulator) und dessen Leistungsfähigkeit ab. Hierzu wurden sowohl verschiedene Modulatorvarianten untersucht als auch neue Konzepte entwickelt, die aufgrund ihrer physikalischen und technologischen Leistungsmerkmale die Möglichkeit bieten, in einem 3D-Kamerasystem eingesetzt zu werden.

Mit Hilfe von Pockels-Zellen großer Apertur als optische Mischer auf der Sende- und Empfangsseite konnten bereits 1996 auf der OPTO-Konferenz in Leipzig erste vielversprechende Ergebnisse experimentell erzielt werden. Die diesbezüglichen Arbeiten zielten im Speziellen auf den experimentellen Nachweis der Eignung der verwendeten Pockels-Zellen.

Diesbezüglich wurde eine für diese Messaufgabe modifizierte verlustleistungsarme Pockels-Zelle großer Apertur aus  $KD^*P$  in einer integrierten Doppelanordnung entwickelt und getestet. Diese Pockels-Zellenvariante mit Gitterflächenelektrode zeigt geringere Temperatureffekte, höhere Stabilität, benötigt geringere Ansteuerspannungen und kann bei höheren Modulationsfrequenzen betrieben werden. Es kann zusammengefasst werden, dass durch weitere Maßnahmen wie einer aktiven Kühlung

und Stabilisierung der Modulatoreinheit die bislang erzielten Werte weiter verbessert werden können und somit den Einsatz elektrooptischer Modulatoren in einem 3D-Kamerasystem ermöglichen. Allerdings begrenzt der geringe zur Verfügung stehende Öffnungswinkel der Zelle, unter dem eine geeignete Modulation möglich ist, die Einsetzbarkeit einer solchen Anordnung unter den Gesichtspunkten einer 3D-Kamera.

In der Folgezeit wurde mit Hilfe eines neuen Prinzips das System der empfangsseitigen Modulation und Detektion vereinfacht. Die Kombination dieser beiden Eigenschaften ermöglicht die schnelle und präzise Modulation optischer Signale insbesondere in bildgebenden Systemen.

Das Basiselement zur Realisierung eines solchen integrierten 2D-Korrelators stellt der neuartige Photomischdetektor PMD dar. Aufgrund der Funktionsweise der neuen Phasendetektor-Pixel wird die Detektion und die Mischung gleichzeitig, d.h. noch während der Ladungsträgergeneration im Halbleiter durchgeführt. Durch die mikroelektronische Integration dieser PMD-Einzelemente in einer Matrixanordnung - ähnlich einem CCD-Array - entsteht so ein komplettes 2D-Phasendetektorarray, das als 2D-Korrelatorempfänger im beschriebenen 3D-Kamerakonzepkt zu einer wesentlichen Vereinfachung führt.

Mit diesem Bauelement ist es erstmals möglich, den zur Entfernungsmessung üblichen schaltungstechnischen Aufwand um mehrere Größenordnungen zu reduzieren, da der messtechnisch kritische und aufwendige Prozess der Laufzeitmessung innerhalb des Sensorelementes während der Lichtdetektion realisiert wird.

Ziel der Arbeiten war und ist die theoretische Analyse, Modellierung, Simulation, experimentelle Verifikation und Optimierung derartiger PMD-Elemente und Arrays inkl. Signalverarbeitung in Hinblick auf die automatische Sichtprüfung. Wichtigstes Ergebnis für die Zukunft wird die Weiterentwicklung der PMD-Technologie sein, um auf dieser Basis industrietaugliche Laufzeit-Zeilenkameras sowie einfache Laufzeit-Matrixkameras für 3D-Meßaufgaben hervorzubringen.

Zur Lösung dieser Problematik und auf Basis des Inhaltes dieser Arbeit soll zu den beiden prinzipiell möglichen Entwicklungsrichtungen eine Aussage getroffen werden:

- 1) Die Weiterentwicklung der optisch aktiven Materialien insbesondere im Bereich des elektrooptischen Effekts.
- 2) Die Weiterentwicklung neuer Modulationskonzepte insbesondere auf mikroelektronischer Basis.

Zu **Punkt 1** sei gesagt, dass die Materialforschung ein theoretisch und experimentell sehr anspruchsvolles Gebiet ist. Entwicklungszeiten neuer Materialien sind somit im wesentlichen vom Voranschreiten der Grundlagenforschung abhängig. Hierzu gab es in den letzten Jahren zwar einige wichtige Fortschritte - wie die Nutzung organischer Materialien, z.B. DAST<sup>TM</sup> (4-Dimethylamino-N-methylstilbazolium Tosylate) [Pan], mit verbesserten Modulationseigenschaften. Zu einem Durchbruch konnten diese Untersuchungen bislang jedoch nicht führen.

Die unter **Punkt 2** angedeutete Entwicklungsrichtung auf mikroelektronischer Basis wird weltweit von mehreren Gruppen vorangetrieben, u.a. am CSEM in der Schweiz [SpSz] und am Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (IMS) in Duisburg [StHo].

Dort werden aktive CMOS- und CCD-Pixelstrukturen mit erhöhter Funktionalität untersucht, die eine problemangepasste Kombination aus analogen lichtempfindlichen und digitalen elektronischen Schaltungselementen darstellen. An beiden Instituten werden speziell Verfahren untersucht, die dem hier vorgestellten Photomischdetektor dahingehend ähneln, dass sie die pixelweise Modulation und Detektion auf mikroelektronischem Wege zum Ziel haben.

## Literaturverzeichnis

- [BeUf] Beyer, H. A.; Uffenkamp, U.; van der Vlugt, G.: *Quality Control in Industry with Digital Photogrammetry*. ABW-Workshop, Tagungsunterlagen, Technische Akademie Esslingen 1996.
- [Bre-1] Breuckmann, B.: *Bildverarbeitung und optische Meßtechnik in der industriellen Praxis*. Franzis-Verlag, München 1993.
- [Bre-2] Breuckmann, B.: *Grundlagen der bildgebenden optischen 3D-Meßtechnik*. Tagungsunterlagen Aktuelle Entwicklungen und industrieller Einsatz der Bildverarbeitung, MIT Management, S. 247ff, Aachen 1996.
- [Breit] Breitmeier, U.: *Laserprofilometrie-Meßanlage für biomedizinische Fragestellungen*. Biomedizinische Technik, S. 35ff, 1993.
- [Bron] Bronstein, I.N.; Semendjajew K.A.: *Taschenbuch der Mathematik*. 24.Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main 1989.
- [BuBe] Bundschuh, B.: *Laseroptische 3D-Konturerfassung*, Dissertation an der Universität Siegen, Fortschritte der Robotik 8, Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, S. 56, Braunschweig 1991.
- [Bux-1] Buxbaum, B.; Schwarte, R.; Ringbeck, T.; Heinol, H.G.; Xu, X.; Olk, J.; Tai, W.; Zhang, Z.; Luan, X.: *A new approach in optical broadband communication: A high integrated optical phase locked loop based on a mixing and correlating sensor, the Photonic Mixer Device (PMD)*. Proceedings OPTO 98 – Optische Sensorik, Meßtechnik & Elektronik, AMA Service GmbH, S. 59-64, Erfurt 1998.
- [Bux-2] Buxbaum, B.; Schwarte, R.; Ringbeck, T.: *PMD-PLL Receiver Structure for Incoherent Communication and Ranging Systems*. Proceedings Photonic East, Boston 1999.
- [Bux-3] Buxbaum, B.; Schwarte, R.; Xu, Z.; Ringbeck, T.; Heinol, H.G.; Schulte, J.; Tai, W.; Zhang, Z.; Luan, X.; Fricke, J.: *Charge Transfer Simulation in PMD-Structures*. Proceedings Sensor 99 – Sensors, Transducers & Systems, S. 427-432, Nürnberg 1999.
- [Chan] Chan, C.; Chamberlain, S.: *Numerical methods for the charge transfer analysis of charge-coupled devices*. Solid-State Electron Devices, Vol. 17, S. 491-499, 1974.
- [DABx] Buxbaum, B.: .....Diplomarbeit am Institut für Nachrichtenverarbeitung der UNI-Siegen, 199.
- [DAFri] Fricke, J.: *Halbleitertechnische Modellbildung (MEDICI), Analyse und Beschreibung zum Photomischdetektor (PMD)-Korrelationspixel einer 3D-Festkörperkamera*. Diplomarbeit am Institut für Nachrichtenverarbeitung der UNI-Siegen, Siegen 1998.

- [DALa] Lange, Robert: *Untersuchung eines CCD-Empfangskanals für HF-Modulationsinterferogramme in einem optischen 3D-Messsystem*. Diplomarbeit am Institut für Nachrichtenverarbeitung der UNI-Siegen, Siegen 1996.
- [DANe] Neuhaus, Heidrun: *Untersuchung von optischen Hochfrequenz-Modulatoren großer Apertur und Aufbau eines 2D-Sende-/Empfangskanals für die schnelle und berührungslose 3D-Objektvermessung*. Diplomarbeit am Institut für Nachrichtenverarbeitung der UNI-Siegen, Siegen 1996.
- [Dänd] Dändliker, R.; Hug, K.; Politch, J.; Zimmermann, E.: *High accuracy distance measurements with multiple-wavelength interferometry*. Optical Engineering, Vol. 34 No. 8, 2407, 1995.
- [DARio] Ringbeck, T.: *Untersuchung und Implementierung von optischen Hochfrequenz-Modulatoren in ein 3D-Kamerasystem und Verifizierung der Entfernungsmessung mittels des Frequenz-Shift-Verfahrens*. Diplomarbeit am Institut für Nachrichtenverarbeitung der UNI-Siegen, Siegen 1997.
- [DATy] Tydecks, St.: *Mikrogesteuerte Auswerteeinheit für ein optisches Entfernungsmessgerät nach dem Pulslaufzeitverfahren mit Referenztechnik durch geschaltete Empfangsdioden*, Diplomarbeit am Institut für Nachrichtenverarbeitung der UNI-Siegen, Siegen 1995.
- [DFG1] DFG-Forschungsbericht 97.
- [Disto] Firmenunterlagen zu *DISTO* der Fa. Leica, Heerbrugg Schweiz 1994
- [DoHä] Dorsch, R. G.; Häusler, G.; Herrmann, J. M.: *Laser triangulation: fundamental uncertainty in distance measurement*. Applied Optics, Vol. 33, No. 7, 1 March 1994.
- [DrHä] Dresel, T.; Häusler, G.; Venzke, H.: *Three-dimensional sensing of rough surfaces by coherence radar*. Applied Optics, Vol. 31 No.7, 1 March 1992.
- [Eng-1] Engelhardt, K.; Häusler, G.: Appl. Opt. **27**, 4684, 1988
- [Eng-2] Engelhardt, K.: Appl. Opt. **30**, 1401, 1991
- [Eng-3] Engelhardt, K.: *Methoden und Systeme der optischen 3D-Meßtechnik*. Ingenieurvermessung '92, Beiträge zum XI. Internationalen Kurs für Ingenieurvermessung (Zürich), S. II 1/1-II 1/12, Ferd. Dümmler Verlag, Bonn 1992.
- [Foss] Fossum, E.R.: *Aktive Pixel Sensors - are CCDs dinosaurs?*, in CCD's and Optical Sensors II, Proc. SPIE Vol. 1900, S. 2-14, 1993.
- [Geib] Geib, H.; Koren, I.; Ramacher, U.; Schilling, B.; Schwendner, H.: *Generationswechsel - CMOS statt CCD*. Elektronik Heft 25, S. 62-68, 1998.

- [Great] Greath, K.: *Speckle: Signal or Noise?* Fringe '93, 2<sup>nd</sup> International Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns, S. 97-102, Akademie Verlag, 1993.
- [Groot] de Groot, P.; Deck, L.: *Surface profiling by analysis of white-light interferograms in the spatial frequency domain.* Journal of Modern Optics, Vol. 42 No. 2, S. 389-401, 1995.
- [Gruen] Gruen, A.; Kahmen, H.: *Optical 3D-Measurement Techniques II.* Wichmann-Verlag, Karlsruhe 1993.
- [Grün] Grün, A.: *High Accuracy Object Reconstruction With Least Squares Matching.* Tagungsband *Bildverarbeitung 95* an der Technischen Akademie Esslingen, S.277-296, Esslingen 1995.
- [Guse] Gusek, B.: *Entwicklung eines berührungslos optisch arbeitenden Abstandsmesssystems mit lateralem Auflösungsvermögen.* Dissertation an der Universität Darmstadt, Darmstädter Forschungsberichte für Konstruktion und Fertigung, Hanser Verlag, Darmstadt 1988.
- [Häu-1] Häusler, G.; Karbacher, S.; Ritter, D.: *Fortschritte bei der Automatisierung des Reverse Engineering.* ABW-Workshop, Tagungsunterlagen, Techn. Akademie Esslingen 1997.
- [Häu-2] Häusler, G.: *Three-Dimensional Sensors – Potentials and Limitations,* Handbook of Computer Vision and Applications, Vol. 1, Sensors and Imaging, S. 485-506, Academic Press, Boston 1999.
- [Haus] Hauske, G.: *Systemtheorie der visuellen Wahrnehmung.* Teubner Verlag, Stuttgart 1994.
- [Hecht] Hecht, E.: *Optics.* Second edition, Addison-Wesley Publishing Company, Reading Massachusetts 1976.
- [Hei-1] Heinol, H.G.; Xu, Z.; Schwarte, R.; Loffeld, O.: *A New Optical 2D-Modulator Jacketed in Rotational Plastic-optics.* SPIE -Design, Fabrication, and Applications of Precision Plastic Optics, Vol. 2600, S. 166-173, Philadelphia 1995.
- [Hei-2] Heinol, H.G.; Xu, Z.; Schwarte, R.; Loffeld, O.: *New Optical 2D-Modulator of large aperture for 3D- Vision systems.* SPIE EOS -Design and Engineering of Optical Systems, Vol. 2774, S. 293-300, Glasgow 1996.
- [Hei-3] Heinol, H.G.; Schwarte, R.; Xu, Z.; Neuhaus, H.; Lange, R.: *First Experimental Results of a New 3D-Vision System Based on RF-Modulation Interferometry,* Kongreßband OPTO 96 -Optische Sensorik Meßtechnik Elektronik, AMA Fachverband für Sensorik, S. 67-72, Leipzig 1996.
- [Hei-4] Heinol, H.G.; Xu, Z.; Schwarte, R.; Ringbeck, T.: *Experimentelle Ergebnisse eines neuartigen schnellen 3D-Meßsystems mit modifizierten elektrooptischen*

- Modulationskomponenten*. GMA-Bericht 3D-Optische Formerfassung, DGZfP-VDI/VDE-GMA, S. 99-103, Langen 1997.
- [Hei-5] Heinol, H.G.; Xu, Z.; Schwarte, R.; Olk, J.; Klein, R.: *Electro-optical correlation arrangement for fast 3D cameras: Properties and facilities of this electro-optical mixer device*. SPIE EOS -Sensors, Sensor Systems, and Sensor Data Processing, München 1997.
- [Hei-6] Heinol, H.G.; Xu, Z.; Schulte, J.: *Laufzeitbasierende 3D-Kamerasysteme – Smart-Pixel-Lösungen*. Tagungsband DGZfP/GMA – Optische Formerfassung, VDI/VDE-GMA; Stuttgart 1999
- [Hei-7] Heinol, H.G.; Xu, Z.: *Elektrooptische Modulatoren großer Apertur für 3D-Kamerasysteme*. Vortrag auf dem DFG-Kolloquium *Automatische Sichtprüfung*, Stuttgart 1997.
- [Hei-8] Heinol, H.G.; Xu, Z.: *3D-Laufzeitkamera mit direkt moduliertem Lasersender und empfangsseitigem Pockels-Zellen-Modulator großer Apertur*. Vortrag auf dem DFG-Kolloquium *Automatische Sichtprüfung*, Bremen 1998.
- [Hei-9] Heinol, H.G.; Schwarte, R.: *Photomischdetektor erfasst 3D-Bilder*, Elektronik 12/99; WEKA Fachzeitschriften Verlag, S. 80-90; München 1999.
- [Hei-10] Heinol, H.G.; Schulte, J.; Kleuver, W.: *Objekterfassung mit Intelligenz*, Elektronik 09/01; WEKA Fachzeitschriften Verlag, S. 60-64; München 2001.
- [HeLö] Herter, E.; Lörcher, W.: *Nachrichtentechnik – Übertragung, Vermittlung und Verarbeitung*. 4. Auflage, Carl Hanser Verlag, München – Wien 1987
- [HoHi] Horowitz, P; Hill, W.: *The Art of Electronics*. 2. Auflage, Cambridge University Press, Cambridge – New York – Port Chester – Melbourne – Sydney 1989
- [HöJe] Höfler, H.; Jetter, V.; Wagner, E.: *3D-profiling by optical demodulation with an image intensifier*. Proceedings OPTO 98 – Optische Sensorik, Meßtechnik & Elektronik, AMA Service GmbH, S. 191-196, Erfurt 1998.
- [HoMo] Howes, J.; Morgan, D.V.: *Charge-coupled devices and Systems*. John Wiley & Sohns, Inc., New York 1979.
- [Jaffe] Jaffe, B.; et al.: *Piezoelectric Ceramics*, Academic Press, London and New York 1971.
- [JiBu] Jiang, X; Bunke, H.: *Dreidimensionales Computersehen*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1997
- [Jurca] Firmenunterlagen der Fa. Jurca Optoelektronik, Rodgau 1997
- [Klaus] Klaus, F.: *Simulation von Radar-Sensoren mit synthetischer Apertur*. Dissertation an der Universität Siegen, Fortschrittberichte VDI – Reihe 8: *Meß-, Steuerungs- und Regelungstechnik*, Nr. 447, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1995.

- [Klein] Klein, R.: *Ein laseroptisches Entfernungsmessverfahren mit frequenzvariabler Pseudo-Noise-Modulation*. Dissertation an der Universität Siegen, Siegen 1993.
- [Klick] Klicker, J.: *Ein zweidimensionales Triangulationsmeßsystem mit Online-Meßwertverarbeitung bei hoher Bildrate*. Dissertation am ZESS der Universität Siegen, Siegen 1992.
- [Küch] Küchel, M.: *Dreidimensionale Meßverfahren*. Tagungsband *Bildverarbeitung '95*, S. 315-348, Technische Akademie Esslingen, 1995
- [Li-1] Li, J.: *Rauschoptimierung von Laser-Entfernungsmesssystemen unter besonderer Berücksichtigung einer laufzeitvariablen PN-Modulation*. Dissertation an der Universität Siegen, Shaker Verlag, Berichte aus der Elektronik, Aachen 1999.
- [Lo-1] Loffeld, O.; Hein, A.: *Focusing SAR-Images by Inverse Scaled Fourier Transformation*, IASTED 98, Canary Islands 1998.
- [MeGu] Meinke/Gundlach: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik – Band 1*, 5. Auflage, S. E16-E22, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg 1992.
- [Möller] Möller, K.D.: *Optics*, University Science Books, Mill Valley California 1988.
- [Mösch] Möschwitzer, A.: *Grundlagen der Halbleiter- & Mikroelektronik*. Hanser-Verlag, München/Wien 1992.
- [MüWö] Müller, R.; Wölfelschneider, H.: *Distance Measurement against naturally diffractive surfaces by phase-shift evaluation incorporating a new signal processing approach*. SENSOR 95 Kongreßband, AMA Fachverband für Sensorik, S. 177-182, Nürnberg 1995.
- [OFHB] *Handbuch OF 1, Verfahren für die optische Formerfassung*. Deutsche Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung e.V. DGZfP, 1.HE11/95, 1995.
- [OKBu] *Das Opto-Kochbuch – Theorie und Praxis der Optoelektronik*, 1. Auflage, Texas Instruments Deutschland GmbH, Freising 1975
- [Olk-1] Olk, J.: *Untersuchung von Laufzeitentfernungsmesssystemen unter besonderer Berücksichtigung des Referenzproblems*. Dissertation an der Universität Siegen, Shaker Verlag, ZESS-Forschungsberichte Bd. 5, Aachen 1997.
- [Pan] Pan, F.; Wong, M.S.; Bosshard, Ch.; Günter, P.: *Growth and Characterization of the Organic Salt Nonlinear Optical crystal: 4-N,N-dimethylamino-4'N'-methylstilbazolium Tosylate (DAST)*. Adv. Mater. 8(7), 591-594, 1996
- [Pfeif] Pfeiffer, T.; Sowa, P.: *Optoelektronische Messverfahren sichern die Produktqualität*. Tagungsband *Optisches Messen von Länge und Gestalt*, GMA-Bericht 23, VDI Düsseldorf 1994.

- [Rio-1] Ringbeck, T.; Buxbaum, B.: *Layoutoptimierte PMD-Strukturen für die schnelle 3D-Erfassung*, Tagungsband DGZfP/GMA – Optische Formerfassung, VDI/VDE-GMA; Stuttgart 1999.
- [Rio-2] Ringbeck, T.; Schwarte, R.; Buxbaum, B.: *Introduction of a new electrooptical phase locked loop in CMOS-technology, the PMD-PLL*. SPIE – Optical Wireless Communications II, Boston, 1999.
- [RoBo] Boyd, Robert W.: *Nonlinear Optics*, Academic Press, Inc., S. 399-411, Boston 1992.
- [Schu] Schubert, E.: *Mehrfachfarbcodierte Triangulationsverfahren zur topometrischen Erfassung und Vermessung von 3D-Objekten*. Dissertation an der Universität Siegen, Shaker Verlag, ZESS-Forschungsberichte Bd. 1, Aachen 1996.
- [Scw-1] Schwarte, R.: *Verfahren und Vorrichtung zur Bestimmung der Phasen- und/oder Amplitudeninformation einer elektromagnetischen Welle*. Deutsche Patentanmeldung DE 197 04 496, Offenlegungstag: 12.3.98.
- [Scw-2] Schwarte, R.: *Neuartiges 3D-Kamerakonzzept für höchste Schnelligkeit, Flexibilität und Präzision*. Bildverarbeitung 1995 Tagungsband, Technische Akademie Esslingen, S. 355-364, Esslingen 1995.
- [Scw-3] Schwarte, R.: *Eine neuartige 3D-Kamera auf der Basis eines 2D-Gegentaktkorrelator-Arrays*. Symposium *Aktuelle Entwicklungen und industrieller Einsatz der Bildverarbeitung*, MIT GmbH, S. 273-278, Aachen 1996.
- [Scw-5] Schwarte, R.; Heinol, H.G.; Buxbaum, B.; Ringbeck, R.; Xu, Z.; Hartmann, K.: *Principles of 3-D Imaging Techniques*, Handbook of Computer Vision and Applications, Vol. 1, Sensors and Imaging, S. 374-393, Academic Press, Boston 1999.
- [Seib] Seib, M.; Höfler, H.: Überblick über die verschiedenen Moiré-Techniken. *Vision & Voice- Magazine*, Vol. 4, No. 2, 1990
- [SpSz] Spirig, T.; Seitz, P.; Vietze, O.; Heitger, F.: *The Lock-In CCD - Two Dimensional Synchronous Detection of Light*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 31, No. 9, 1995.
- [StHo] Stevanovic, N.; Hillebrand, M.; Hosticka, J.; Santos Conde, J.E.; Teuner, A.: *Low-Cost High Speed CMOS Camera for Automotive Applications*. VDI/VDE-Advanced Microsystems for Automotive Applications 2000, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg 2000.
- [SwBu1] Schwarte, R.; Buxbaum, B.; Heinol, H.G.; Xu, Z.; Ringbeck, T.; Zhang, Z.: *Novel 3D-Vision Systems based on Layout Optimized PMD-Structures*. Opto'98 - Optische Sensorik, Meßtechnik & Elektronik, AMA Fachverband für Sensorik, S.59-64; Erfurt 1998.

- [SwBu2] Schwarte, R.; Buxbaum, B.; Heinol, H.G.; Xu, Z.; Ringbeck, T.; Zhang, Z.: *Novel 3D-Vision systems based on layout optimized PMD-structures*, Proceedings OPTO 98 – Optische Sensorik, Meßtechnik & Elektronik, AMA Service GmbH, S. 197-202, Wunstorf 1998.
- [SwHa] Schwarte, R.; Hartmann, K.; Klein, R.; Olk, J.: *Neue Konzepte für die industrielle 3D-Objektvermessung nach dem Laufzeitverfahren*. Tagungsband *Optisches Messen von Länge und Gestalt*, VDI-GMA und DGZfP, Düsseldorf 1994.
- [SwHe1] Schwarte, R.; Heinol, H. G.; Xu, Z.; Olk, J.; Tai, W.: *Schnelle und einfache 3D-Formerfassung mit einem neuartigen Korrelations-Photodetektor-Array*. Tagungsband *Optische Formerfassung*, DGZfP und VDI-GMA, Langen 1997.
- [SwHe2] Schwarte, R.; Heinol, H.G.; Buxbaum, B.; Xu, Z.; Ringbeck, T.; Zhang, Z.; Tai, W.; Hartmann, K.; Kleuver, W.; Luan, X.: *Neuartige 3D-Visionssysteme auf der Basis Layout-optimierter PMD-Strukturen*; TM - Technisches Messen, 7-8/98, R. Oldenbourg Verlag; S.264-271; München 1998.
- [SwHe3] Schwarte, R.; Heinol, H.G.; Xu, Z.: *A New Fast, Precise and Flexible 3D-Camera Concept Using RF-Modulated and Incoherent Illumination*. SENSOR 95 Kongreßband, AMA Fachverband für Sensorik, S. 177-182, Nürnberg 1995.
- [SwHe4] Schwarte, R.; Heinol, H.G.; Xu, Z.; Hartmann, K.: *A new active 3D-Vision system based on rf-modulation interferometry of incoherent light*. SPIE - Intelligent Robots and Computer Vision XIV, Vol. 2588, S. 126-134, Philadelphia 1995.
- [SwHe5] Schwarte, R.; Heinol, H.G.; Xu, Z.; Li, J.; Buxbaum, B.: *Pseudo/Noise (PN)-Laser Radar without Scanner for Extremely Fast 3D-Imaging and –Navigation*. Microwaves and Optronics, MIOP'97, S. 168-176, Sindelfingen 1997.
- [SwHe5] Schwarte, R.; Heinol, H.G.; Xu, Z.; Olk, J.; Tai, W.: *Schnelle und einfache optische Formerfassung mit einem neuartigen Korrelations-Photodetektor Array*. Tagungsband DGZfP/GMA – Optische Formerfassung, VDI/VDE-GMA, S.199-209, Langen 1997.
- [SwXu1] Schwarte, R.; Xu, Z.; Heinol, H.G.: *Large Aperture Optical Modulators/Demodulators for 3D-Cameras*. OPTO 96 Kongreßband, AMA Fachverband für Sensorik, S. 273-278, Leipzig 1996.
- [SwXu2] Schwarte, R.; Xu, Z.; Heinol, H.G.; Olk, O.; Buxbaum, B.: *New optical four-quadrant phase-detector integrated into a photogate array for small and precise 3D-cameras*, SPIE -Multimedia Processing and Applications: Three-Dimensional Image Capture, Vol. 3023, S. 119-128, San Jose 1997.
- [SwXu3] Schwarte, R.; Xu, Z.; Heinol, H.G.; Olk, J.; Klein, R.; Buxbaum, B.; Fischer, H.; Schulte, J.: *A new electrooptical mixing and correlating sensor: Facilities and Applications of the Photonic Mixer Device (PMD)*. SPIE – Sensors, Sensor Systems, and Sensor Data Processing, Vol. 3100, S. 245-253, München 1997.

- [Sze] Sze, S.M.: *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley & Sons Ltd., Chichester 1981.
- [Tai-1] Tai, W.; Schwarte, R.; Heinol, H.G.: *Optimisation of light transmission and irradiance distribution of an aspherical lens for 3-D time-of-flight sensors*. Optics & Laser Technology 00, V4-5/3, S. 1-6, Elsevier Science Ltd., 2000.
- [Tai-2] Tai, W.: *Optimierung der optischen Abbildungsverhältnisse einer PMD-3D-Kamera*. Dissertation an der Universität Siegen, Shaker Verlag, Aachen 2001.
- [TDC] *Hochgenaue Zeitdifferenzmessung in CMOS – How to use a TDC 501 2001 10000*. Produktinformation der Fa. n-sys, München 1994.
- [TiSc] Tietze, U.; Schenk, Ch.: *Halbleiter-Schaltungstechnik*. 8. Auflage, Springer-Verlag, Berlin – Heidelberg – New York – London – Paris – Tokyo, 1986
- [Tiz-1] Tiziani, H.: *forschung*, Mitteilungen der DFG, 4/96, S. 8-10, 1996.
- [Tiz-2] Tiziani, H.: *Flächenhafte absolute Speckle-Topometrie durch Wellenlängenvariation*. Vortrag auf dem DFG-Kolloquium *Automatische Sichtprüfung*, Stuttgart 1997.
- [Viro] Firmenunterlagen (Viro-3D) der Fa. Vitronic GmbH, Wiesbaden 1997.
- WeHe Wei, T.; Schwarte, R.; Heinol, H.G.: *Optimisation of the Light transmission and irradiance distribution of an aspherical lens for 3-D time-of-flight sensors*, Elsevier Science Ltd., V4-5/3, Seite 1-6, 2000.
- [WiHa] Wilson, J.; Hawkes, J.F.B.: *Optoelectronics, an introduction*. Second edition, Prentice Hall, New York 1989.
- [Wolf] Wolf, H.: *Aufrüstung von 2D-Bildverarbeitungssystemen zu 3D-Systemen mit aktiver strukturierter Beleuchtung*. Tagungsunterlagen Aktuelle Entwicklungen und industrieller Einsatz der Bildverarbeitung. S. 1ff, MIT Management Aachen 1996
- [Xu-1] Xu, Z.; Schwarte, R.; Heinol, H.G.; Lange, R.; Li, J.: *Simulation of a 3D-color vision system based on synthetic non-linear modulation*. SPIE -Intelligent Robots and Computer Vision XV, Vol. 2904, S. 108-116, Boston 1996.
- [Xu-2] Xu, Z.: *Investigation of Optical 3D-Imaging system based on Modulated Light and Optical RF-Interferometry (ORFI)*, Dissertation an der Universität Siegen, Shaker Verlag, ZESS-Forschungsberichte Bd. 14, Aachen 1999.
- [Xu-3] Xu, Z.; Heinol, H.G.; Schwarte, R.; Loffeld, O.: *An enhanced multi-probing recovering algorithm based on color mixed non-linear modulation and its application in a 3D-vision system*. SPIE -Intelligent Robots and Computer Vision XIV, Vol. 2588, S. 200-207, Philadelphia 1995.
- [Xu-4] Xu, Z.; Heinol, H.G.; Schwarte, R.; Loffeld, O.; Klein, R.: *Model of synthetic non-linear modulation and its algorithm for 3D color vision system*. SPIE –

- EOS-Design and Engineering of Optical Systems, Vol. 2774, S. 267-275, Glasgow 1996.
- [Xu-5] Xu, Z.; Bundschuh, B.; Schwarte, R.; Loffeld, O.; Klaus, F.; Heinol, H.G.: *Optimization of precision aspheric lenses for advanced small sensor heads of large numerical aperture*. SPIE-Design, Fabrication, and Application of Precision Plastic Optics, Vol. 2600, S. 158-165, Philadelphia 1995.
- [Xu-6] Xu, Z.; Bundschuh, B.; Schwarte, R.; Loffeld, O.; Klaus, F.; Heinol, H.G.; Klein, R.: *Power transmittance of optimized aspherical lens with large numerical aperture*. SPIE-Specification, Production, and Testing of Optical Components and Systems, Vol. 2775, S. 639-646, Glasgow 1996.
- [Xu-7] Xu, Z.; Schwarte, R.; Heinol, H.G.; Buxbaum, B.; Ringbeck, T.: *Smart pixel – photonic mixer device (PMD): New system concept of a 3D-imaging camera-on-a-chip*. Proc. M<sup>2</sup>VIP' 98 - International Conference on Mechatronics and Machine Vision in Practice, S. 259-264, Nanjing 1998.
- [ZdKn] Zdenek/Knittel: *Optics of Thin Films*, John Wiley & Sohns, S. 233-239, London 1976.