

Photodetektoren und Auslesekonzepte für 3D-Time-of-Flight-Bildsensoren in 0,35 μm -Standard-CMOS-Technologie

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

von

Andreas Spickermann
aus Mülheim an der Ruhr

Referent:
Korreferent:
Tag der mündlichen Prüfung:

Prof. Bedrich J. Hosticka, Ph. D.
Prof. Dr.-Ing. Holger Vogt
Mittwoch, den 12. Mai 2010

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung „Optische Sensorsysteme“ (OSS) am Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (FhG IMS) in Duisburg. Dem Institutsleiter, Herrn Prof. Anton Grabmaier, danke ich für die Möglichkeit zur Promotion am Institut.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. Bedrich. J. Hosticka, für die interessante Themenstellung und seine engagierte wissenschaftliche Betreuung. In zahlreichen Diskussionen, speziell zum Thema Rauschen, brachte er wertvolle Anregungen und Denkanstöße ein, die sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Holger Vogt möchte ich für die Bereitschaft zur Übernahme des Korreferats danken.

Für die freundliche Unterstützung und die zahlreichen, fachlichen Diskussionen möchte ich mich ebenso bei allen an der Arbeit beteiligten Kolleginnen und Kollegen des Institutes, speziell bei denen der Abteilung OSS bedanken. Namentlich hervorheben möchte ich die Herren Werner Brockherde, Dr. Olaf Schrey, Dr. Daniel Durini, Stefan Bröcker, Jörg ter Haar sowie Frau Wiebke Ulfing. Ein besonderer Dank gilt auch meinen (ehemaligen) Bürokolleginnen und -kollegen Norbert Haas, Daniel Schollän, Melanie Jung und Andreas Süß, die neben der fachlichen Unterstützung auch für eine immer angenehme Arbeitsatmosphäre gesorgt haben.

Abschließend möchte ich mich für die unermüdliche Unterstützung und das Verständnis meiner Eltern, meiner Freunde und besonders meiner Freundin Eva Jägersberg bedanken.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort

Inhaltsverzeichnis..... i

Abbildungsverzeichnis..... iv

Tabellenverzeichnis..... viii

1 Einleitung 1

1.1 Wissenschaftlicher Ansatz der Arbeit 3

1.2 Gliederung der Arbeit..... 4

2 Grundlagen der CMOS-Bildsensorik 5

2.1 Strahlungsabsorption in Silizium 5

2.2 Photoempfindliche Bauelemente in einem Standard-CMOS-Prozess 9

2.2.1 Der pn-Übergang als Photodiode 9

2.2.1.1 Bändermodell des pn-Übergangs 10

2.2.1.2 Photo- und Dunkelstrombetrachtungen zur pn-Photodiode 13

2.2.1.3 Die pn-Photodiode als Active Pixel (*pn-PD AP*) 19

2.2.2 Der MOS-Kondensator als Photodetektor 21

2.2.2.1 Bändermodell des MOS-Kondensators 23

2.2.2.2 Ladungsakkumulation im MOS-Kondensator 26

2.2.2.3 Der MOS-Kondensator als Photogate Active Pixel (*PG AP*) 30

2.3 Kenngrößen zur Charakterisierung von Photodetektoren und Bildsensoren..... 32

3 Rauschbetrachtungen zum *pn-PD AP* und *PG AP*..... 37

3.1 Mathematische Grundlagen zum Rauschen 37

3.2 Rauschmodell des *pn-PD APs* 38

3.3 Rauschmodellierung des *PG APs* 45

3.3.1 Vereinfachtes Rauschmodell des *PG APs* 46

3.3.2 Rauschmodellierung des *PG APs* im Zeitbereich 47

3.4 Vergleich der Rauschkenngrößen des *pn-PD APs* und des *PG APs* 61

4	Optische Messverfahren zur berührungslosen Distanzbestimmung.....	64
4.1	Triangulation	65
4.2	Interferometrie.....	67
4.3	Scannerlose Time-of-Flight-Verfahren	68
4.3.1	<i>ToF</i> -Verfahren basierend auf kontinuierlich moduliertem Licht	70
4.3.2	<i>ToF</i> -Verfahren basierend auf gepulstem Licht	73
5	Photodetektoren in 0,35 μm-Standard-CMOS-Technologie	77
5.1	Beschreibung des 0,35 μm -CMOS-Prozesses	77
5.2	Die pn-Photodiode (<i>pn-PD</i>)	80
5.2.1	Elektrische und optische Eigenschaften verschiedener pn-Photodioden	81
5.2.2	Die pn-Photodiode als Photodetektor für die <i>ToF</i> -Sensorik	87
5.3	Das Photogate (<i>PG</i>).....	89
5.3.1	Elektrische und optische Eigenschaften verschiedener MOS-Kondensatoren	90
5.3.2	Das Photogate basierte Active Pixel (<i>PG AP</i>).....	93
5.3.3	Charakterisierung hergestellter <i>PG AP</i>	95
5.3.4	Optimiertes <i>PG AP</i> mit „Buried Channel“	101
5.3.5	Optimiertes <i>PG AP</i> mit hochohmischen Poly-Gate (<i>HR PG AP</i>)	103
5.3.6	Das <i>PG AP</i> als Photodetektor für die <i>ToF</i> -Sensorik	105
5.4	Die Buried Photodiode (<i>BPD</i>) bzw. Pinned Photodiode (<i>PPD</i>)	107
5.4.1	Elektrische und optische Eigenschaften der Buried Photodiode.....	108
5.4.2	Das Pinned Photodioden basierte Active Pixel (<i>PPD AP</i>)	111
5.4.3	Optimiertes <i>PPD AP</i> mit „Buried Channel“	114
5.4.4	Optimiertes <i>PPD AP</i> mit lateralen Driftfeldern	116
5.4.5	Das <i>PPD AP</i> als Photodetektor für die <i>ToF</i> -Sensorik.....	120
5.5	Vergleichender Überblick der vorgestellten Photodetektoren	122
6	Realisierung eines Photogate basierten 3D-Time-of-Flight-Sensors	123
6.1	Komponenten eines 3D-Time-of-Flight-Sensorsystems	123
6.2	Design des 3D-Time-of-Flight-Sensors	124
6.2.1	Tiefenauflösung eines 3D-Sensors.....	124
6.2.2	Dynamikbereich des 3D-Sensors	126
6.2.3	Prinzipielle Funktionsweise und Timing.....	128
6.2.4	Design der analogen Ausleseelektronik	133

6.3	Rauschverhalten des 3D-Sensors	141
6.3.1	Weißes Rauschen des <i>PG APs</i> und dessen Auslesetransistoren	141
6.3.2	Weißes Rauschen der <i>CDS</i> -Stufe	142
6.3.3	Weißes Rauschen des analogen Ausgangsbuffers.....	144
6.3.4	Verdopplung des weißen Rauschens durch die <i>CDS</i> -Stufe.....	145
6.3.5	Weißes Gesamtrauschen des analogen Auslesepfades.....	146
6.3.6	Theoretisch zu erwartendes weißes Rauschen am Ausgang des 3D-Sensors	147
6.4	Temperaturverhalten des 3D-Sensors	148
7	Charakterisierung des hergestellten 3D-Time-of-Flight-Sensors	160
7.1	Charakterisierung der analogen Ausleseelektronik.....	161
7.2	Transfereigenschaften des <i>ToF</i> -Pixels	163
7.3	Distanzmessungen.....	164
7.4	Messung der Sensorkenngrößen.....	167
8	Zusammenfassung und Ausblick	170
Anhang	173
Anhang A	Ergänzungen zur Schaltungsanalyse und zum Thema Rauschen.....	173
A.1	Kleinsignal- und Rauschanalyse der Source-Folger-Schaltung	173
A.2	Betrachtungen zum <i>1/f</i> -Rauschen des Source-Folgers	176
A.3	Rauschen der Versorgungsspannung	177
Anhang B	Optische Messplätze.....	179
B.1	Optischer Messplatz für den Soft- <i>UV</i> -Bereich des Spektrums	179
B.2	Optischer Messplatz für den sichtbaren sowie <i>NIR</i> -Bereich des Spektrums.....	180
Anhang C	Messplatz zur Charakterisierung von Sensorarrays	182
C.1	Aufbau des <i>Aspect Systems</i> Messplatzes.....	182
C.2	Charakteristik der verwendeten Laserquelle	184
	Abkürzungsverzeichnis.....	186
	Formelzeichen und Konstanten	188
	Literaturverzeichnis.....	201

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: Bänderdiagramm der fundamentalen Absorption	6
Abbildung 2.2: Absorptionskoeffizient sowie Eindringtiefe in Silizium	7
Abbildung 2.3: Bänderdiagramm des Rekombinationsprozesses	8
Abbildung 2.4: Die verschiedenen pn-Übergänge eines Standard-CMOS-Prozesses	10
Abbildung 2.5: Bänderdiagramme des pn-Übergangs für verschiedene Vorspannungen.....	11
Abbildung 2.6: Diodenkennlinie eines pn-Übergangs mit Bestrahlung und in Dunkelheit	14
Abbildung 2.7: Anteile des Photostromes der pn-Photodiode	15
Abbildung 2.8: Die pn-Photodiode als Active Pixel	20
Abbildung 2.9: Die verschiedenen MOS-Kondensatoren eines Standard-CMOS-Prozesses	21
Abbildung 2.10: Kapazität des MOS-Kondensators auf p-Substrat	22
Abbildung 2.11: Kapazitäts-Spannungscharakteristik des MOS-Kondensators auf p-Substrat	22
Abbildung 2.12: Bänderdiagramme des MOS-Kondensators auf p-Substrat	23
Abbildung 2.13: Bänderdiagramme des MOS-Kondensators auf p-Substrat in tiefer Verarmung	27
Abbildung 2.14: Drift- und Diffusionsladungen des MOS-Kondensators auf p-Substrat	28
Abbildung 2.15: Der MOS-Kondensator in Photogate Active Pixel Konfiguration	30
Abbildung 2.16: Spektrale Empfindlichkeit (theoretisch) verschiedener pn-Photodioden	32
Abbildung 2.17: Quantenwirkungsgrad (theoretisch) verschiedener pn-Photodioden.....	33
Abbildung 2.18: Parasitäre Kapazitäten der Active Pixel-Ausleseschaltung.....	34
Abbildung 3.1: Rauschersatzschaltbild des pn-Photodioden Active Pixels	39
Abbildung 3.2: Schaltbild des Source-Folgers (a) und zugehöriges Rauschersatzschaltbild (b)	43
Abbildung 3.3: Vereinfachtes Rauschersatzschaltbild des Photogate Active Pixels (<i>PG AP</i>).....	46
Abbildung 3.4: Timing-Diagramm des <i>PG APs</i>	48
Abbildung 3.5: Äquivalentes Ersatzschaltbild des <i>PG APs</i>	49
Abbildung 3.6: Äquivalentes Rauschersatzschaltbild des <i>PG APs</i>	50
Abbildung 3.7: RC-Glied zur Bestimmung des Reset-Rauschens	51
Abbildung 3.8: Source-Folger-Schaltung bei durchgeschaltetem Select-Transistor.....	57
Abbildung 4.1: Übersicht verschiedener berührungsloser 3D-Messverfahren.....	64
Abbildung 4.2: Prinzip der Triangulation	65
Abbildung 4.3: Laserscannerverfahren für (a) 1D-; (b) 2D- und (c) 3D-Messungen [Elk05]	66
Abbildung 4.4: Lichtschnittverfahren für (a) 2D- und (b) 3D-Messungen [Elk05]	67
Abbildung 4.5: Prinzip des scannerlosen Time-of-Flight-(<i>ToF</i>)-Verfahrens.....	69
Abbildung 4.6: Übersicht verschiedener <i>ToF</i> -Verfahren	69
Abbildung 4.7: Sinusförmige Bestrahlung beim <i>CW-ToF</i> -Verfahren.....	70

Abbildung 4.8: Abtastung des Photostromes beim <i>CW-ToF</i> -Verfahren	71
Abbildung 4.9: (a) Photonenmischdetektor (<i>PMD</i>), (b) One-Tap Lock-In Pixel und (c) <i>CCD/CMOS</i> -Pixel mit statischem Driftfeld	72
Abbildung 4.10: pn-Photodioden basierter <i>ToF</i> -Sensor [Elk05]	74
Abbildung 4.11: Timing des pn-Photodioden basierten <i>ToF</i> -Sensors [Elk05]	74
Abbildung 4.12: (a) <i>PG</i> basiertes <i>ToF</i> -Pixel [Izh05] und (b) <i>SPAD</i> basiertes <i>ToF</i> -Pixel [Nic05]	76
Abbildung 5.1: 2D- <i>TCAD</i> -Simulation der DG- und HV-Transistoren des 0,35 μm - <i>CMOS</i> -Prozesses	78
Abbildung 5.2: <i>REM</i> -Aufnahme der Metallisierung und der Passivierung (0,35 μm - <i>CMOS</i> -Prozess)	79
Abbildung 5.3: Theoretisch ermittelte Reflektivität der Zwischenoxide und der Passivierung	79
Abbildung 5.4: Simulierte Querschnitte verschiedener pn-Photodioden im 0,35 μm - <i>CMOS</i> -Prozess.	81
Abbildung 5.5: DG n-Wanne/p-Substrat-Photodiode (a) als flächige Struktur und (b) als Streifenstruktur	82
Abbildung 5.6: (a) Flächen- und (b) randabhängige Kapazitätsbeläge prozessierter pn-Photodioden in Abhängigkeit der Photodiodenspannung	83
Abbildung 5.7: (a) Flächen- und (b) randabhängige Dunkelstromdichten prozessierter pn-Photodioden in Abhängigkeit der Photodiodenspannung	85
Abbildung 5.8: (a) Spektrale Empfindlichkeit und (b) Quantenwirkungsgrad prozessierter pn-Photodioden	86
Abbildung 5.9: pn-Photodioden basiertes <i>ToF</i> -Pixel	87
Abbildung 5.10: Simulierte Querschnitte verschiedener <i>MOS</i> -Kondensatoren im 0,35 μm - <i>CMOS</i> -Prozess	89
Abbildung 5.11: Flächenabhängige Kapazitätsbeläge prozessierter <i>MOS</i> -Kondensatoren in Abhängigkeit der Gate-Spannung	90
Abbildung 5.12: Flächenabhängige Dunkelstromdichten prozessierter <i>MOS</i> -Kondensatoren in Abhängigkeit der Gate-Spannung	91
Abbildung 5.13: (a) Spektrale Empfindlichkeit und (b) Quantenwirkungsgrad prozessierter <i>MOS</i> -Kondensatoren	92
Abbildung 5.14: Querschnitt des <i>PG APs</i> inkl. Ausleseschaltung	93
Abbildung 5.15: Timing des <i>PG APs</i> für die <i>TCAD</i> Device-Simulation	93
Abbildung 5.16: Potentialprofil des <i>PG APs</i> (a) während der Reset-Phase, (b) während der Integrations-Phase, (c) während der Transfer-Phase und (d) nach der Transfer-Phase	94
Abbildung 5.17: Simulierte Potentialverläufe des <i>PG APs</i> an der Siliziumoberfläche für die verschiedenen Betriebsphasen	95
Abbildung 5.18: Prozessiertes <i>PG AP</i> im Querschnitt (a) und als Layout in der Draufsicht (b)	96
Abbildung 5.19: Oszilloskopbild der Steuersignale <i>RST</i> , <i>PG</i> und <i>TG</i> sowie der Pixelausgangsspannung des <i>PG APs</i>	97

Abbildung 5.20: (a) Spektrale Empfindlichkeit und (b) Quantenwirkungsgrad verschiedener <i>PG AP</i> mit variierender Transfer-Gate-Länge	99
Abbildung 5.21: Querschnitt des <i>PG APs</i> mit „Buried Channel“ inkl. Ausleseschaltung	101
Abbildung 5.22: Potentialverläufe des „Buried Channel“ <i>PG APs</i> an der Siliziumoberfläche für die verschiedenen Betriebsphasen	102
Abbildung 5.23: Querschnitt des <i>PG APs</i> mit hochohmischem Polysilizium-Gate (<i>HR PG AP</i>) inkl. Ausleseschaltung	103
Abbildung 5.24: Potentialverläufe des <i>HR PG APs</i> an der Siliziumoberfläche für die verschiedenen Betriebsphasen.....	104
Abbildung 5.25: <i>Cadence</i> ®-Layoutvarianten des <i>HR PG APs</i>	105
Abbildung 5.26: Querschnitt der Buried Photodiode (<i>BPD</i>).....	107
Abbildung 5.27: Potentialverlauf der <i>BPD</i>	108
Abbildung 5.28: Flächen- und randabhängige Kapazitätsbeläge der <i>BPD</i> in Abhängigkeit der Photodiodenspannung.....	109
Abbildung 5.29: Flächen- und randabhängige Dunkelstromdichten der <i>BPD</i> in Abhängigkeit der Photodiodenspannung.....	109
Abbildung 5.30: (a) Spektrale Empfindlichkeit und (b) Quantenwirkungsgrad der <i>BPD</i>	110
Abbildung 5.31: Querschnitt des Pinned Photodiode Active Pixels (<i>PPD AP</i>) inkl. Ausleseschaltung	111
Abbildung 5.32: (a) Potentialprofil des <i>PPD APs</i> im Querschnitt und (b) Potentialverlauf in Höhe der n-Wanne während der Integrations-Phase	112
Abbildung 5.33: (a) Potentialprofil des <i>PPD APs</i> im Querschnitt und (b) Potentialverlauf in Höhe der n-Wanne während der Auslese-Phase	113
Abbildung 5.34: Querschnitt des <i>PPD APs</i> mit „Buried Channel“	114
Abbildung 5.35: (a) Potentialprofil des <i>PPD APs</i> mit „Buried Channel“ im Querschnitt und (b) Potentialverlauf in Höhe des „Buried Channels“ während der Integrations-Phase ..	115
Abbildung 5.36: (a) Potentialprofil des <i>PPD APs</i> mit „Buried Channel“ im Querschnitt und (b) Potentialverlauf in Höhe des „Buried Channels“ während der Auslese-Phase	115
Abbildung 5.37: Querschnitt der Lateral Drift-Field Photodiode (<i>LDPD</i>)	116
Abbildung 5.38: (a) Potentialprofil der <i>LDPD</i> im Querschnitt und (b) Potentialverlauf an der Oberfläche und in Höhe der n-Wanne während der Reset-/Auslese-Phase.....	118
Abbildung 5.39: Layout einer <i>LDPD</i> basierten <i>ToF</i> -Pixelstruktur [Dur09a]	119
Abbildung 5.40: Potentialverläufe der <i>LDPD</i> basierten <i>ToF</i> -Pixelstruktur während (a) der Integrations-Phase, (b) der Transfer-Phase (<i>FD1</i>) und (c) der Transfer-Phase (<i>FD2</i>).....	120
Abbildung 6.1: Komponenten eines 3D-Sensorsystems	123
Abbildung 6.2: Beleuchtete Objektfläche im Raum.....	127

Abbildung 6.3: Photogate basiertes <i>ToF</i> -Pixel im Querschnitt (a) und in der Draufsicht (b).....	128
Abbildung 6.4: Potentialprofil des Photogate basierten <i>ToF</i> -Pixels	129
Abbildung 6.5: Timing des Photogate basierten <i>ToF</i> -Pixels.....	131
Abbildung 6.6: Analoger Auslesepfad des <i>PG</i> basierten <i>ToF</i> -Pixels inkl. <i>CDS</i> -Stufe und analogem Ausgangsbuffer.....	134
Abbildung 6.7: Schaltung zur korrelierten Doppelabtastung inkl. Taktschema.....	135
Abbildung 6.8: Frequenzcharakteristik der <i>CDS</i> -Übertragungsfunktion	137
Abbildung 6.9: Bildaufnahme- und <i>CDS</i> -Timing	138
Abbildung 6.10: Rauschersatzschaltbild der <i>CDS</i> -Stufe während der Akkumulation.....	143
Abbildung 6.11: Temperaturabhängigkeit der Bandlücke des Siliziums $E_{g,Si}$	148
Abbildung 6.12: Temperaturabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit S für die Wellenlänge $\lambda=905$ nm.....	149
Abbildung 6.13: Temperaturabhängigkeit der intrinsischen Ladungsträgerdichte $n_{i,Si}$	150
Abbildung 6.14: Temperaturabhängigkeit der Dunkelstromdichte des Photogates $J_{PG,dunkel}$	150
Abbildung 6.15: Temperaturabhängigkeit der Dunkelstromdichte der Floating Diffusion $J_{FD,dunkel}$...	151
Abbildung 6.16: Temperaturabhängigkeit der Floating Diffusion-Kapazität C_{FD}	152
Abbildung 6.17: Temperaturabhängigkeit der verschiedenen Rauschbeiträge des analogen Auslesepfades	153
Abbildung 6.18: Temperaturabhängigkeit der Eingangskennlinie eines selbstleitenden <i>NMOS</i> - Transistors	155
Abbildung 6.19: Source-Folger-Schaltung inkl. Stromspiegel	155
Abbildung 6.20: Temperaturabhängigkeit der Source-Folger-Schaltung: (a) Übertragungscharakteristik und (b) Stromaufnahme.....	156
Abbildung 6.21: Temperaturabhängigkeit der Responsivität \mathcal{R}	157
Abbildung 6.22: Temperaturabhängigkeit der Noise Equivalent Power <i>NEP</i>	158
Abbildung 6.23: Temperaturabhängigkeit der Dynamic Range <i>DR</i> und des Signal-to-Noise-Ratios <i>SNR</i>	158
Abbildung 6.24: Temperaturabhängigkeit der Tiefenauflösung	159
Abbildung 7.1: Blockschaltbild der hergestellten <i>ToF</i> -Pixelmatrix.....	160
Abbildung 7.2: Chipfoto des prozessierten 4x16- <i>PG-ToF</i> -Testchips (a) und Layout des <i>PG</i> basierten <i>ToF</i> -Pixels (b).....	161
Abbildung 7.3: Eingangs- (a) und Ausgangsspannung (b) der <i>CDS</i> -Stufe bei 32facher Akkumulation	162
Abbildung 7.4: Transfereigenschaft für verschiedene Laserpuls- (T_{pulse}) und Transferzeiten (T_{TG}) ...	163
Abbildung 7.5: Spannungsdifferenz $\Delta U_{FD1}-\Delta U_{FD2}$ in Abhängigkeit der Laufzeitverzögerung T_D bei Mehrfachlaserpulsung ($T_{pulse}=30$ ns)	164

Abbildung 7.6: Betrag der Spannungsdifferenz $\Delta U_{FD1} - \Delta U_{FD2}$ in Abhängigkeit der Anzahl der Laserpulse bei fester Laufzeitverzögerung $T_D = 35$ ns	165
Abbildung 7.7: Theoretische und anhand der Messdaten ermittelte Distanz in Abhängigkeit der Laufzeitverzögerung T_D für a) 1x Laserpulsung und b) 4x Laserpulsung	166
Abbildung 7.8: Standardabweichung σ_d der Distanzbestimmung	166
Abbildung 7.9: Responsivität der <i>ToF</i> -Pixelstruktur	167
Abbildung 7.10: Ersatzschaltbild zur Beschreibung des Rauschens der Versorgung U_{dd}	168
Abbildung A.1: Kleinsignalersatzschaltbild eines <i>MOSFETs</i> unter Berücksichtigung des Substrateffektes	173
Abbildung A.2: Source-Folger-Schaltung (a) und zugehöriges Kleinsignalersatzschaltbild (b)	173
Abbildung A.3: Rauschersatzschaltbild der Source-Folger-Schaltung unter Berücksichtigung des Substrateffektes und der Ausgangsleitwerte	175
Abbildung A.4: Source-Folger mit parasitären Kapazitäten und rauschender Versorgungsspannung (a) und zugehöriges Kleinsignalersatzschaltbild (b)	177
Abbildung B.1: Aufbau des optischen Messplatzes für den Soft- <i>UV</i> -Bereich des Spektrums [Dur09]	179
Abbildung B.2: Aufbau des optischen Messplatzes für den sichtbaren sowie <i>NIR</i> -Bereich des Spektrums [Dur09]	181
Abbildung C.1: Blockschaltbild der einzelnen Hardware-Module des <i>Aspect Systems</i> Messplatzes ..	182
Abbildung C.2: Aufbau des <i>Aspect Systems</i> Messplatzes	183
Abbildung C.3: Charakteristik der verwendeten Laserpulsquelle	184
Abbildung C.4: Bestrahlungsstärke der Laserpulsquelle in Abhängigkeit des verwendeten Dämpfungsfaktors und bei verschiedenen Abständen von Sensor und Laser	185

Tabellenverzeichnis

Tabelle 5.1: Pixelkenngrößen des <i>pn-PD AP</i> basierten <i>ToF</i> -Pixels	88
Tabelle 5.2: Theoretisch berechnete Pixelkenngrößen eines <i>PG AP</i> basierten <i>ToF</i> -Pixels	106
Tabelle 5.3: Theoretisch berechnete Pixelkenngrößen eines <i>PPD AP</i> basierten <i>ToF</i> -Pixels	121
Tabelle 5.4: Kenngrößen der untersuchten Pixelkonfigurationen	122
Tabelle 6.1: Theoretisch ermittelte Rauschbeiträge des 3D-Sensors	147

1 Einleitung

Kostengünstige *CMOS*-Bildsensoren (*CMOS*, Complementary Metal Oxide Semiconductor) und Kamerasysteme sind heutzutage zu ständigen Begleitern unseres alltäglichen Lebens geworden. Speziell im Consumerbereich sind Digital- und Handykameras zu einem Massenprodukt herangewachsen und kaum noch wegzudenken. Aber auch im Bereich der Spezialanwendungen werden kostengünstige *CMOS*-Kameras im Vergleich zu hochwertigen, besonders rauscharmen, aber auch weitaus teureren *CCD*-Bildsensoren (*CCD*, Charged Coupled Device) immer interessanter [Boy70]. Besonders die Realisierung des Photodetektors, der Ausleseelektronik sowie weiterer Signalverarbeitung auf einem Chip („Camera-on-a-Chip“-Ansatz, [Fos97]) stellt einen großen Vorteil der *CMOS*-Bildsensorik gegenüber der *CCD*-Technologie [Jan03] dar. Aber auch die Nachteile der *CMOS*-Technologie, wie beispielsweise der verhältnismäßig große Rauschboden eines *CMOS*-Bildsensors, sollen an dieser Stelle genannt werden. Ebenso arbeitet die nach dem Moore'schen Gesetz stetig fortschreitende Miniaturisierung der *CMOS*-Technologien, mit dem Drang immer höhere Packungsdichten und schnellere Prozessoren zu erzielen, der Entwicklung einer optimalen *CMOS*-Technologie für die Bildsensorik entgegen. So benötigt ein *CMOS*-Bildsensor nicht die minimalsten Strukturweiten, sondern vielmehr optimierte Substrateigenschaften, die es erlauben photogenerierte Ladungsträger effektiv in ein Messsignal umzuwandeln. Der am *Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (IMS)* verfügbare 0,35 μm -Standard-*CMOS*-Prozess eignet sich aufgrund seiner vielfältigen Substratdotierungen daher bestens zur Herstellung von „High-Performance“-*CMOS*-Bildsensoren.

Ein Spezialgebiet der *CMOS*-Bildsensorik befasst sich mit der berührungslosen Distanzmessung basierend auf dem so genannten Time-of-Flight-(*ToF*)-Prinzip [Bla04]. Hierbei wird eine aktive Beleuchtung in Form von moduliertem Licht (gepulst oder kontinuierlich moduliert) genutzt, um direkt oder indirekt über die Laufzeit des reflektierten Lichtes den Abstand des Sensors vom Messobjekt zu bestimmen. Je nach Anwendungsgebiet ergeben sich hohe Performanceanforderungen für einen solchen *ToF*-Sensor. Intelligente Abstandsmesssysteme im Automobil [Elk06] müssen beispielsweise mit sehr hohen Geschwindigkeiten arbeiten, um in Echtzeit die notwendigen Messdaten liefern zu können. Gleichzeitig muss der Sensor auch bei stark variierenden Umgebungseinflüssen wie Nebel,

Dunkelheit, schlechte Witterungsverhältnisse oder extreme Gegenlichtsituationen einwandfrei funktionieren. Mit hochdynamischen *CMOS*-Bildsensoren und effizienten Auslesemethoden zur Hintergrundlichtunterdrückung lassen sich diese Anforderungen erfüllen. Neben der Nutzung als Abstandsensor im Automobil gibt es weitere Anwendungsgebiete von *ToF*-Sensoren. Im Einzelnen sind dieses ohne Anspruch auf Vollständigkeit:

- Automotive Systeme:
 - Kfz-Innenraumüberwachung
 - Airbagsteuerung
 - Diebstahlsicherungssysteme
 - Fahrspurerkennungssysteme
 - Pre-Crash-Sensorik
 - Fußgängerschutz
 - Einparkhilfe

- Industrie-Automation:
 - Positionserkennung und -messung von Objekten
 - Detektion von Hindernissen
 - Kollisionsvermeidung mobiler Systeme
 - Funktionale Maschinensicherheit
 - Paket-Sortierung

- Sicherheit und Überwachung:
 - Zugangskontrolle (z.B. für Gebäude)
 - Personenzählung (z.B. im Nah- und Fernverkehr)
 - automatische Türsystemüberwachung
 - Raumüberwachung
 - Objektverfolgung

- Bildgebende Systeme für die Medizintechnik
- Unterhaltungselektronik (z.B. Bewegungserkennung für Spielekonsolen)
- Topographievermessung

1.1 Wissenschaftlicher Ansatz der Arbeit

Wie bereits angedeutet, sind die Performanceanforderungen an einen *ToF*-Sensor je nach Anwendung sehr hoch und nur mit erheblichem Aufwand zu erreichen. Einer der maßgeblich limitierenden Faktoren ist dabei das Rauschen des Sensors. Bei Betrachtung des Stands der Technik zeigt sich, dass *ToF*-Sensoren entweder in kombinierten und somit auch rauschoptimierten *CCD/CMOS*-Technologien ([Lan01], [Büt08]) hergestellt werden oder bei Fertigung in kostengünstigerer Standard-*CMOS*-Technologie schaltungstechnisch versucht wird, dem Problem des Rauschens entgegenzuwirken ([Elk03], [Sch03]). Die schaltungstechnischen Optimierungsmöglichkeiten scheinen jedoch derzeit zu stagnieren, so dass die Entwicklung neuartiger Photodetektoren in *CMOS*-Technologie für die *ToF*-Sensorik zwingend notwendig wird. Vielversprechend erweisen sich Bauelemente dessen photoaktives Gebiet vom Ausleseknotten physikalisch getrennt ist. Auf diese Weise kann die Auslesekapazität und somit das so genannte kT/C -Rauschen deutlich reduziert werden, bei gleichbleibend großer Photoaktivfläche. Der Ladungstransport zwischen Photoaktivfläche und Ausleseknotten wird bei solchen Pixelstrukturen mit Hilfe eines so genannten Transfer-Gates realisiert, welches typischerweise aus einer einfachen *MOS*-Struktur besteht ([Mag03], [Jan03]). Zwei bereits bekannte, nach diesem Prinzip arbeitende Pixelstrukturen sind das Photogate ([Men93], [Men97]) und die Pinned Photodiode ([Bur84], [Gui97], [Ino99]), welche in einem Standard-*CMOS*-Prozess relativ einfach realisierbar sind. Die Anwendung einer solchen Pixelstruktur als *ToF*-Pixelstruktur ist allerdings weniger erprobt und konnte, wenn nur mit aufwendigen Anpassungen der verwendeten Technologie, realisiert werden [Kaw07].

Motivation dieser Arbeit ist es daher, Pixelstrukturen für *ToF*-Anwendungen in der am *Fraunhofer IMS* verfügbaren 0,35 μm -Standard-*CMOS*-Technologie mit möglichst wenigen oder komplett ohne Prozessmodifikationen herzustellen. Dazu sind zunächst fundierte theoretische und experimentelle Untersuchungen notwendig, um die elektrooptischen Eigenschaften der vorliegenden Technologie zu bestimmen. Auf Basis dieser Ergebnisse erfolgt eine Gegenüberstellung der realisierbaren Pixelstrukturen mit einer Analyse der Vor- und Nachteile hinsichtlich ihrer Anwendung als *ToF*-Pixel. Als Ziel der Arbeit wird schließlich die technologische Realisierung eines 3D-Sensors definiert, dessen Performance den derzeitigen Stand der Technik übertreffen soll.

1.2 Gliederung der Arbeit

Für die vorliegende Arbeit ist die folgende Gliederung gewählt worden:

In Kapitel 2 werden die Grundlagen zum Verständnis der elektrischen und optischen Vorgänge innerhalb eines *CMOS*-Bildsensors geschaffen. Dabei werden elektrische Kenngrößen wie beispielsweise der Dunkelstrom eines Photodetektors analytisch bestimmt und optische Kenngrößen wie die spektrale Empfindlichkeit eingeführt. Ebenfalls wird auf das Konzept des Active Pixels (*AP*) eingegangen. Vertiefend zum Grundlagenkapitel werden in Kapitel 3 theoretische Rauschbetrachtungen für Photodioden sowie Photogate basierte *AP* durchgeführt und ein transientes Rauschmodell für das Photogate basierte *AP* entwickelt. Kapitel 4 liefert einen Überblick zum Stand der Technik bezüglich der verschiedenen Distanzmessverfahren, im Einzelnen sind dieses die Triangulation, die Interferometrie und das Time-of-Flight-Verfahren. Hierbei werden Vor- und Nachteile herausgearbeitet und diskutiert. Das nachfolgende Kapitel 5 beschäftigt sich mit dem am *Fraunhofer IMS* verfügbaren 0,35 μm -Standard-*CMOS*-Prozess und dessen Möglichkeiten einen *ToF*-Sensor zu realisieren. Anhand von geeigneten Bauelementsimulationen und Messungen an gefertigten Teststrukturen werden sowohl bereits bekannte pn-Photodioden als auch Photogate und Pinned Photodioden basierte *AP* und dessen Optimierungsmöglichkeiten hinsichtlich der Anwendung als *ToF*-Pixelstruktur untersucht. Ergebnis dieses Kapitels ist ein Vergleich der verschiedenen Pixelkonfigurationen, der als Entscheidungskriterium dient, mit welcher Pixelstruktur eine *ToF*-Sensormatrix bestmöglich herzustellen ist. In Kapitel 6 wird das Sensordesign eines neuartigen Photogate *ToF*-Sensors mit optimierter Hintergrundlichtunterdrückung beschrieben und auf das Rausch- sowie das Temperaturverhalten theoretisch eingegangen. Die experimentellen Ergebnisse des realisierten 3D-Sensors werden in Kapitel 7 präsentiert. Hierbei werden die Funktionalität des neuartigen Auslesekonzeptes verifiziert und Sensorkenngrößen wie die Responsivität und die Noise Equivalent Power messtechnisch ermittelt. Kapitel 8 fasst die Ergebnisse der Arbeit zusammen und liefert einen Ausblick auf zukünftige Optimierungsmöglichkeiten.

2 Grundlagen der *CMOS*-Bildsensorik

In diesem Kapitel werden die grundlegenden, physikalischen Zusammenhänge der *CMOS*-Bildsensorik beschrieben. Hierzu werden die verschiedenen Schritte betrachtet, die zur Umwandlung von optischer Strahlungsenergie in elektrisch messbare Signale (Ladung, Strom, Spannung) notwendig sind. Im ersten Schritt wird die fundamentale Absorption im Halbleitermaterial Silizium in Kapitel 2.1 erläutert, die maßgeblich die optischen Eigenschaften eines *CMOS*-Photodetektors bestimmt. Die durch den Lichteinfall erzeugten Ladungsträger (Elektron-Loch-Paare) werden im zweiten Schritt durch das elektrische Feld einer Raumladungszone getrennt und angesammelt. Hierzu stehen in einem Standard-*CMOS*-Prozess zwei Strukturen zur Verfügung: der pn-Übergang als Photodiode und der *MOS*- (Metal Oxide Semiconductor)-Kondensator als Photodetektor. Die elektrischen und optischen Eigenschaften dieser beiden Strukturen werden in Kapitel 2.2 näher betrachtet und Berechnungen zur Erzeugung von Photo- und Dunkelströmen durchgeführt. Die Auslese der erzeugten und dann im elektrischen Feld voneinander getrennten Ladungsträger stellt den abschließenden Schritt dar. Hierzu werden in diesem Kapitel zwei Pixelstrukturen erläutert, das pn-Photodioden Active Pixel (*pn-PD AP*) und das so genannte Photogate Active Pixel (*PG AP*) basierend auf einem *MOS*-Kondensator mit einer aus teilweise transparentem Polysilizium bestehenden Gate-Elektrode. Darüber hinaus werden in Kapitel 2.3 wichtige Kenngrößen von Photodetektoren und Bildsensoren, wie beispielsweise die spektrale Empfindlichkeit, der Quantenwirkungsgrad oder die Responsivität, definiert.

2.1 Strahlungsabsorption in Silizium

Nach den Erkenntnissen von Max Planck und Albert Einstein zu Beginn des 20. Jahrhunderts lässt sich Licht bekanntermaßen nicht nur als elektromagnetische Welle, sondern auch als quantenmechanisches, masseloses Teilchen auffassen. Diese kleinste Lichteinheit wird als Photon bezeichnet und beschreibt die elektromagnetische Strahlung beginnend bei der Höhenstrahlung ($\lambda < 10$ fm), der Gammastrahlung (10 fm $< \lambda < 10$ pm) und der Röntgenstrahlung (10 pm $< \lambda < 1$ nm) über den *UV*-Bereich (1 nm $< \lambda < 380$ nm), den sichtbaren Bereich (380 nm $< \lambda < 780$ nm) und den infraroten Bereich des Spektrums (780 nm $< \lambda < 1$ mm) bis hin zum Bereich der Terahertz- (30 μ m $< \lambda < 3$ mm), Mikro- (1 mm $< \lambda < 1$ m) und

Radiowellen (bis $\lambda < 10$ km) und dem niederfrequenten technischen Wechselstrom ($\lambda > 10^5$ m) [Tip00]. Die Energie eines Photons E_{ph} wird über die Frequenz ν bzw. über die Wellenlänge λ wie folgt definiert:

$$E_{ph} = h\nu = h\frac{c}{\lambda}. \quad (\text{Gl. 2.1})$$

Hierbei sind h das Planck'sche Wirkungsquantum und c die Lichtgeschwindigkeit. Mittels der Photonenenergie lässt sich die Strahlungsleistung P_{ph} (auch als Strahlungsfluss oder optische Leistung bezeichnet) angeben, welche die pro Zeitintervall t übertragene Energie beschreibt, wobei N_{ph} der Anzahl der Photonen entspricht:

$$P_{ph} = \frac{N_{ph}}{t} E_{ph}. \quad (\text{Gl. 2.2})$$

Wird eine Fläche A mit Licht der Strahlungsleistung P_{ph} bestrahlt, so lässt sich daraus die Intensität der Strahlung Φ_{ph} (auch als Strahlungsflussdichte oder Bestrahlungsstärke bezeichnet) ableiten:

$$\Phi_{ph} = \frac{P_{ph}}{A} = \frac{N_{ph}}{t} \frac{E_{ph}}{A}. \quad (\text{Gl. 2.3})$$

Treffen Photonen mit der Energie E_{ph} auf den Halbleiterkristall Silizium, so können Elektronen aus dem Valenzband (E_V) in das Leitungsband (E_L) angehoben werden, wenn die Photonenenergie größer oder gleich der Bandlücke E_g des Siliziums ist. Dabei wird ein so genanntes Elektronen-Loch-Paar erzeugt. Dieser auch als fundamentale Absorption bezeichnete Vorgang ist in Abbildung 2.1 schematisch und teilweise vereinfacht dargestellt.

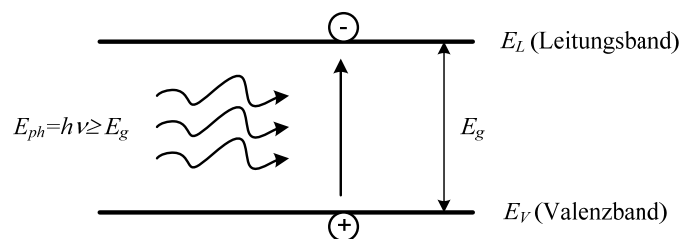


Abbildung 2.1: Bänderdiagramm der fundamentalen Absorption

Silizium besitzt bei Raumtemperatur ($T=300$ K) eine Bandlücke E_g von 1,124 eV, welche der maximal detektierbaren Wellenlänge λ_{max} eines CMOS-Photodetektors von 1,1 μm entspricht. Photonen mit einer Energie größer als die Bandlücke E_g dringen unterschiedlich tief in das

Halbleitermaterial ein, wobei Photonen mit geringer Energie (größere Wellenlänge) tiefer in das Silizium eindringen als solche mit höherer Photonenenergie (kleinere Wellenlänge). Die Intensität der einfallenden Strahlung wird somit je nach Wellenlänge verschieden stark absorbiert bzw. abgeschwächt. Dringt monochromatische Strahlung mit der Wellenlänge λ und der Intensität $\Phi_{ph,0}$ an der Halbleiteroberfläche ($z=0$) in das Siliziumkristall ein, so lässt sich die Abschwächung der Intensität $d\Phi_{ph}(z)$ in Abhängigkeit der Eindringtiefe z wie folgt beobachten:

$$d\Phi_{ph}(z) = -\alpha \Phi_{ph}(z) dz, \quad (\text{Gl. 2.4})$$

wobei α der Absorptionskoeffizient des Siliziums ist. Die Lösung dieser Gleichung wird als Absorptionsgesetz oder auch als Lambert-Beer'sches-Gesetz bezeichnet und ist in Gl. 2.5 angegeben:

$$\Phi_{ph}(z) = \Phi_{ph,0} e^{-\alpha z}. \quad (\text{Gl. 2.5})$$

Der wellenlängenabhängige und zugleich materialspezifische Absorptionskoeffizient α sowie die korrespondierende Eindringtiefe ($z=1/\alpha$) sind in Abbildung 2.2 für Silizium bei Raumtemperatur ($T=300$ K) dargestellt [Gre95].

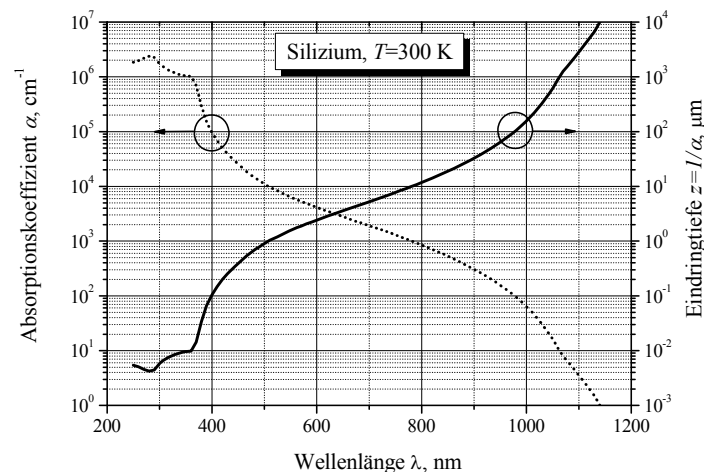


Abbildung 2.2: Absorptionskoeffizient sowie Eindringtiefe in Silizium

Die Anzahl der erzeugten Elektronen-Paare, auch Generationsrate $G(z,t)$ genannt, lässt sich mit Hilfe des Absorptionsgesetzes bestimmen. Setzt man hierbei monochromatisches Licht der Wellenlänge λ voraus und nimmt an, dass jedes auf den Halbleiter treffende Photon genau ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, so ergibt sich die Generationsrate $G(z,t)$ in Abhängigkeit der Eindringtiefe z aus Gl. 2.6:

$$G(z,t) = -\frac{d}{dz} \Phi_{ph}(z) \frac{A}{E_{ph}} = \alpha \Phi_{ph,0} e^{-\alpha z} \frac{A}{E_{ph}} = \alpha \Phi_{ph}(z) \frac{A}{E_{ph}}. \quad (\text{Gl. 2.6})$$

In der Realität erzeugt allerdings nicht jedes Photon genau ein Elektron-Loch-Paar. Dieser Zusammenhang wird durch den Quantenwirkungsgrad η beschrieben, der angibt, wie viele Photonen (N_{ph}) notwendig sind, um genau ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen (s. Gl. 2.7):

$$\eta = \frac{\iint G(z,t) dz dt}{N_{ph}}. \quad (\text{Gl. 2.7})$$

Unter Berücksichtigung des Quantenwirkungsgrades beträgt die Generationsrate demnach:

$$G(z,t) = \eta \alpha \Phi_{ph,0} e^{-\alpha z} \frac{A}{E_{ph}} = \eta \alpha \Phi_{ph}(z) \frac{A}{E_{ph}}. \quad (\text{Gl. 2.8})$$

Zur Ermittlung der Generationsrate, für den Fall einer breitbandigen Bestrahlung mit dem Spektrum λ_2 - λ_1 , muss das folgende Integral gebildet werden:

$$G(z,t) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta(\lambda) \alpha(\lambda) \Phi_{ph,0} e^{-\alpha(\lambda)z} \frac{A}{E_{ph}} d\lambda. \quad (\text{Gl. 2.9})$$

Betrachtet man das thermodynamische Gleichgewicht, so steht der Erzeugung von Elektronen-Loch-Paaren immer der Prozess der Rekombination gegenüber, wie in Abbildung 2.3 vereinfacht gezeigt wird.

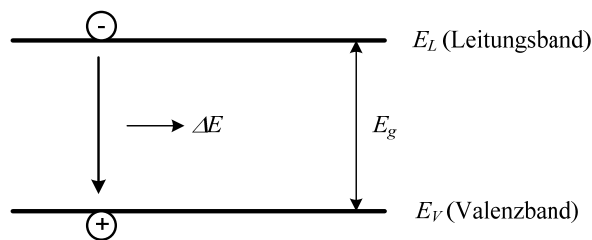


Abbildung 2.3: Bänderdiagramm des Rekombinationsprozesses

Das zuvor durch ein einfallendes Photon ins Leitungsband angehobene Elektron fällt hierbei nach einer gewissen Zeit in das Valenzband zurück. Bei Silizium wird die dabei freigesetzte Energie ΔE meist in Gitterschwingungen (so genannte Phononen) umgesetzt. Generationsrate $G(z,t)$ und Rekombinationsrate $R(z,t)$ sind im thermodynamischen Gleichgewicht identisch und heben sich gegenseitig auf. Zur Detektion von Strahlung muss daher die Rekombination der photogenerierten Ladungsträger verhindert werden. Dieses geschieht, wie eingangs

erwähnt, mit Hilfe eines elektrischen Feldes, in dem die Elektronen und Löcher voneinander getrennt werden können. In einem Standard-*CMOS*-Prozess kann dieses elektrische Feld entweder mit Hilfe der Raumladungszone eines pn-Übergangs oder mit der Raumladungszone eines *MOS*-Kondensators erzeugt werden. Die physikalischen Grundlagen dieser beiden Photodetektoren werden im nachfolgenden Kapitel 2.2 näher beschrieben.

2.2 Photoempfindliche Bauelemente in einem Standard-*CMOS*-Prozess

In diesem Unterkapitel werden die pn-Photodiode und das Photogate als Photodetektoren eines Standard-*CMOS*-Prozesses näher vorgestellt. Zunächst werden die technologisch realisierbaren Querschnitte diskutiert und daraufhin wird auf die physikalischen Eigenschaften zur Umwandlung optischer Strahlungsenergie in einen messbaren Photostrom eingegangen. Ebenfalls werden parasitäre Effekte, wie beispielsweise Kapazitätsbeläge und Dunkelströme, betrachtet.

2.2.1 Der pn-Übergang als Photodiode

In einem Standard-*CMOS*-Prozess werden pn-Übergänge durch den gezielten Einbau von Dotierstoffatomen in die kristalline Siliziumstruktur realisiert. Das vierwertige Siliziumatom geht im Kristall mit seinen Nachbaratomen kovalente Bindungen ein, so dass die vier äußeren Orbitale des Siliziums vollständig besetzt sind. Für eine n-Dotierung werden nun fünfwertige Elemente wie beispielsweise Phosphor oder Arsen (auch als Donatoren bezeichnet) ins Silizium implantiert oder eindiffundiert, bei einer p-Dotierung entsprechend ein dreiwertiges Element wie z.B. Bor (Akzeptor). Durch den gezielten Einbau dieser Störstellenatome entstehen zusätzliche, frei bewegliche Ladungsträger im Siliziumgitter. Im Fall der n-Dotierung sind dies Elektronen, bei der p-Dotierung Löcher. Die Grenzschicht zwischen einem n- und einem p-dotierten Gebiet wird als pn-Übergang bezeichnet. In Abbildung 2.4 sind drei verschiedene pn-Übergänge eines Standard-*CMOS*-Prozesses dargestellt, wobei in (a) und (b) die beiden einfachsten Realisierungsmöglichkeiten gezeigt sind. In (a) entsteht der pn-Übergang durch ein hochdotiertes, flaches n^+ -Diffusionsgebiet (Kathode) und dem p-Substrat (Anode), wobei hingegen in (b) die n-dotierte Schicht aus einer im Vergleich zur n^+ -

Diffusion tieferen n-Wanne mit geringerer Dotierung besteht. Eine weitere Möglichkeit (c) ist die Realisierung eines pn-Übergangs, bestehend aus einem hochdotierten p^+ -Diffusionsgebiet innerhalb einer n-Wanne. Die Anode ist in diesem Fall nicht das p-Substrat, sondern die p^+ -Diffusion innerhalb der n-Wanne.

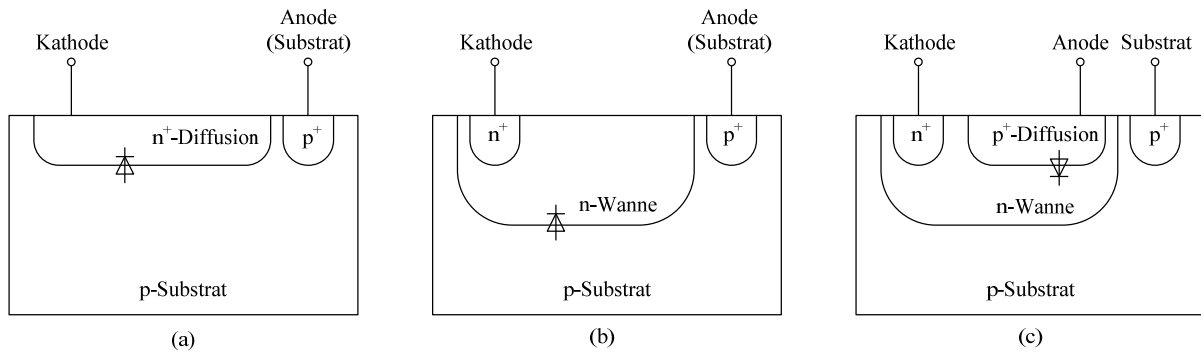


Abbildung 2.4: Die verschiedenen pn-Übergänge eines Standard-CMOS-Prozesses

Das physikalische Verhalten sowie die Diodencharakteristik des pn-Übergangs lassen sich anhand des Bändermodells beschreiben. Zunächst werden dazu n- und p-Gebiet im thermodynamischen Gleichgewicht getrennt voneinander betrachtet. Anschließend werden die beiden Bändermodelle zusammengeführt und für verschiedene Betriebszustände erläutert (vgl. [Sin95], [Teg03]).

2.2.1.1 Bändermodell des pn-Übergangs

Im thermodynamischen Gleichgewicht und räumlich voneinander getrennt, verhalten sich p- und n-Gebiet, wie im Bänderdiagramm in Abbildung 2.5a dargestellt. Die Besetzungswahrscheinlichkeit mit Elektronen beträgt im Bereich des intrinsischen Fermi-Energieniveaus E_i genau 50 %. Durch den gezielten Einbau eines dreiwertigen Akzeptoratoms in das Siliziumgitter entsteht ein durch Elektronen besetzbares Energieniveau E_A oberhalb des Valenzbandes. Hierbei nimmt das Akzeptoratom ein Valenzelektron des Siliziumatoms auf und hinterlässt ein quasi frei bewegliches Loch im Siliziumgitter. Dadurch wird allerdings die Besetzungsstatistik der Elektronen verändert, so dass sich das Fermi-niveau des p-dotierten Gebietes $E_{f,p}$ in Richtung des Valenzbandniveaus verschiebt. Die Differenz $|E_i - E_{f,p}|$ ist durch das „Built-in“-Potential ϕ_p bestimmt, welches, wie in Gl. 2.10 beschrieben, von der Temperatur T , der Akzeptordotierung N_A und der intrinsischen Dotierstoffkonzentration n_i abhängig ist. Dabei ist q die Elementarladung und k die Boltzmannkonstante.

$$\varphi_p = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} \tag{Gl. 2.10}$$

Der Einbau eines fünfwertigen Donatoratoms im Fall der n-Dotierung liefert hingegen ein überschüssiges Elektron, welches sich quasi frei im Siliziumgitter bewegen kann. Dadurch bildet sich ein Energieniveau E_D unterhalb des Leitungsbandes und das Fermi-niveau ($E_{f,n}$) des n-Gebietes verschiebt sich in Richtung des Leitungsbandes. Das entsprechende „Built-in“-Potential φ_n ist durch Gl. 2.11 gegeben, wobei N_D die Donatordotierung angibt:

$$\varphi_n = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} . \tag{Gl. 2.11}$$

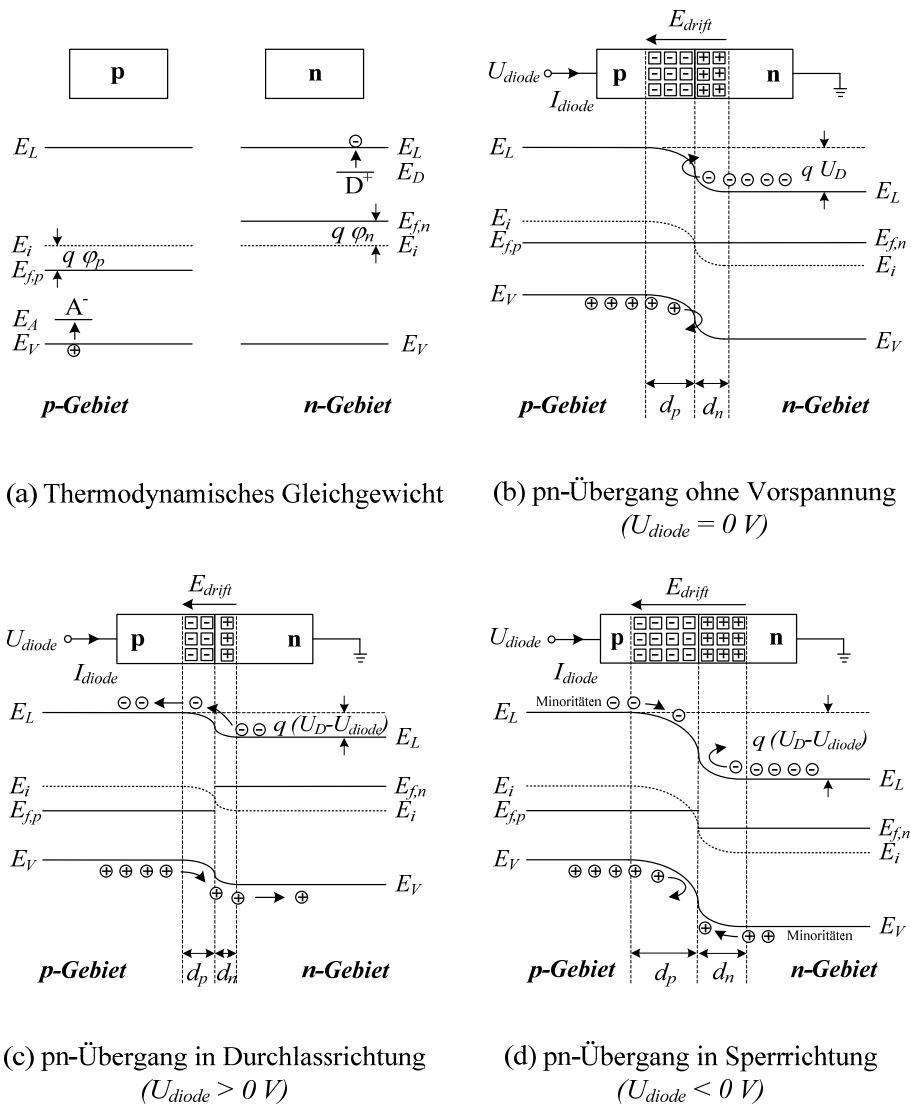


Abbildung 2.5: Bänderdiagramme des pn-Übergangs für verschiedene Vorspannungen

Der pn-Übergang im stromlosen Zustand

In Abbildung 2.5b werden nun p- und n-Gebiet zusammengeführt und es entsteht der pn-Übergang. Hierbei werden Leitungs- und Valenzband aufgrund der unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen zueinander verbogen, wobei die Stärke der Verbiegung durch die Diffusionsspannung U_D gegeben ist. Die Diffusionsspannung resultiert aus der Summe der beiden „Built-in“-Potentiale des p- und n-Gebietes:

$$U_D = \varphi_p + \varphi_n = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} . \quad (\text{Gl. 2.12})$$

Durch das Konzentrationsgefälle zwischen beiden Gebieten diffundieren die freien Löcher in das n-Gebiet und die freien Elektronen entsprechend in das p-Gebiet. Dabei bleiben die ortsfesten Ladungen (Akzeptoren im p-Gebiet, Donatoren im n-Gebiet) zurück und bilden ein elektrisches Driftfeld (E_{drift}) aus, welches der Diffusion der Elektronen und Löcher entgegenwirkt. Es entsteht eine Potentialbarriere in Höhe der Diffusionsspannung. Die freien Elektronen und Löcher diffundieren so lange in das jeweils andere Gebiet, bis sich ein Gleichgewicht zwischen Diffusions- und Driftstrom einstellt. Der Bereich, in dem nur noch die ortsfesten Akzeptoren und Donatoren vorhanden sind, und somit eine Verarmung an frei beweglichen Ladungsträgern vorliegt, wird als Verarmungs- oder Raumladungszone (RLZ) bezeichnet. Die Ausdehnungen d_p und d_n der Raumladungszone innerhalb des p-Gebietes bzw. des n-Gebietes werden durch die Gl. 2.13 und 2.14 in Abhängigkeit der angelegten Diodenspannung U_{diode} ausgedrückt:

$$d_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{q} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)}} \sqrt{U_D - U_{diode}} , \quad (\text{Gl. 2.13})$$

$$d_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{q} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)}} \sqrt{U_D - U_{diode}} . \quad (\text{Gl. 2.14})$$

In Abbildung 2.5b-d sind beispielsweise unterschiedliche Donator- und Akzeptordotierungen N_D und N_A angenommen worden, so dass d_n und d_p im stromlosen Zustand des pn-Überganges nicht gleich groß sind.

Die Gesamtausdehnung der RLZ (d_{RLZ}) ergibt sich schließlich aus der Summe $d_n + d_p$:

$$d_{RLZ} = d_p + d_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \sqrt{U_D - U_{diode}} \quad (\text{Gl. 2.15})$$

und resultiert in einer flächenabhängigen Kapazität C'_{RLZ} der RLZ von:

$$C'_{RLZ} = \frac{\epsilon_o \epsilon_{Si}}{d_{RLZ}} = \sqrt{\frac{q \epsilon_o \epsilon_{Si}}{2} \frac{N_A N_D}{(N_A + N_D)} \frac{1}{(U_D - U_{diode})}}. \quad (\text{Gl. 2.16})$$

Der pn-Übergang in Durchlassrichtung

Wird der pn-Übergang, wie in Abbildung 2.5c dargestellt, in Durchlassrichtung ($U_{diode} > 0 \text{ V}$) betrieben, so wird das Gleichgewicht zwischen Drift- und Diffusionsstrom gestört. Sowohl das Leitungs- als auch das Valenzband der beiden dotierten Gebiete sind in diesem Fall weniger stark zueinander verbogen, was zu einer Verringerung der Potentialbarriere und einem Stromfluss durch die pn-Diode führt. Mit steigender Diodenspannung U_{diode} verringert sich die Ausdehnung der RLZ weiter und der fließende Diodenstrom I_{diode} steigt exponentiell an.

Der pn-Übergang in Sperrrichtung

In Sperrrichtung ($U_{diode} < 0 \text{ V}$) betrieben verbiegen sich Leitungs- und Valenzband wesentlich stärker als im Bereich der Durchlassrichtung (s. Abbildung 2.5d) und die Raumladungszone breitet sich zunehmend in die p- und n-Gebiete aus. Die weit ausgedehnte Raumladungszone stellt für den elektrischen Strom einen großen Widerstand dar und somit sinkt der Strom durch die pn-Diode bei negativ werdender Spannung auf einen minimalen Sättigungsstrom I_{sat} , der durch einen geringen Anteil fließender Minoritätsladungsträger verursacht wird. Die beschriebene Diodencharakteristik findet sich zusammenfassend in Gl. 2.17 wieder:

$$I_{diode} = I_{sat} \left(e^{\frac{qU_{diode}}{kT}} - 1 \right). \quad (\text{Gl. 2.17})$$

2.2.1.2 Photo- und Dunkelstrombetrachtungen zur pn-Photodiode

Für die Anwendung als Photodetektor ist der Bereich der Sperrrichtung besonders geeignet. Das starke elektrische Feld der weit ausgedehnten Raumladungszone ermöglicht es, photogenerierte Ladungsträger (Elektronen-Loch-Paare) effektiv voneinander zu trennen und ihre Rekombination zu verhindern. Der generierte Photostrom I_{ph} addiert sich dabei betragsmäßig zum Sättigungsstrom I_{sat} hinzu, so dass sich der resultierende Diodenstrom bei Bestrahlung der pn-Diode gemäß Gl. 2.18 ergibt:

$$I_{diode} = -I_{ph} + \underbrace{I_{sat} \left(e^{\frac{qU_{diode}}{kT}} - 1 \right)}_{I_{dunkel}}. \quad (\text{Gl. 2.18})$$

In Abbildung 2.6 sind exemplarisch die Diodenkennlinien für verschieden starke Strahlungsintensitäten Φ_{ph} sowie in Dunkelheit gezeigt.

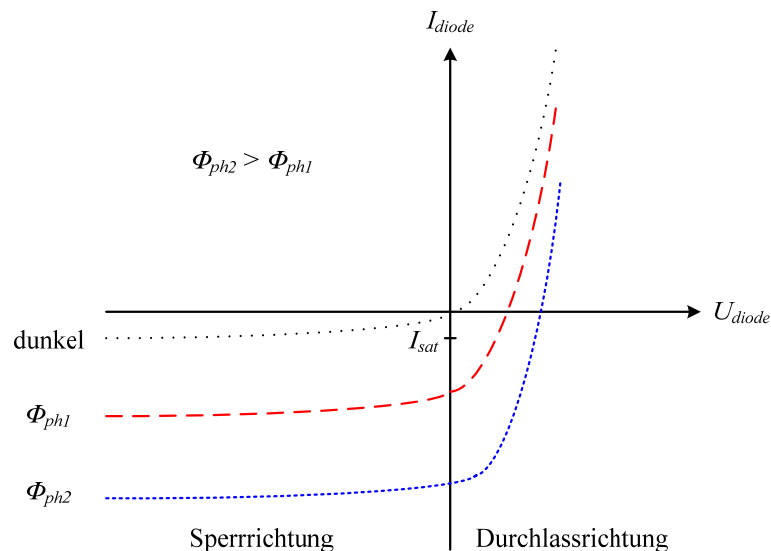


Abbildung 2.6: Diodenkennlinie eines pn-Übergangs mit Bestrahlung und in Dunkelheit

Photostrom der pn-Photodiode

Im Folgenden werden die Diffusions- und Driftanteile des Photostromes näher untersucht, welche sich, wie in Abbildung 2.7 dargestellt, anhand der Eindringtiefe ins Siliziumsubstrat unterteilen lassen. An dieser Stelle wird zur Vereinfachung weiterer Berechnungen die Photodiodenspannung U_{PD} eingeführt, die der negativen Diodenspannung entspricht ($U_{PD} = -U_{diode}$).

Der Gesamtphotostrom $I_{ph,ges}$ setzt sich einerseits aus Diffusionsströmen, die durch im p- und n-Gebiet erzeugte Minoritätsladungsträger hervorgerufen werden, und andererseits aus einem Driftstromanteil zusammen, der durch direkt innerhalb der Raumladungszone erzeugte Elektronen-Loch-Paare gegeben ist. Die in Gl. 2.19 aufgeführten Stromanteile werden nun im Einzelnen analytisch bestimmt [Gam01]:

$$I_{ph,ges} = (J_{ph,p} + J_{ph,RLZ} + J_{ph,n}) A_{ph}. \quad (\text{Gl. 2.19})$$

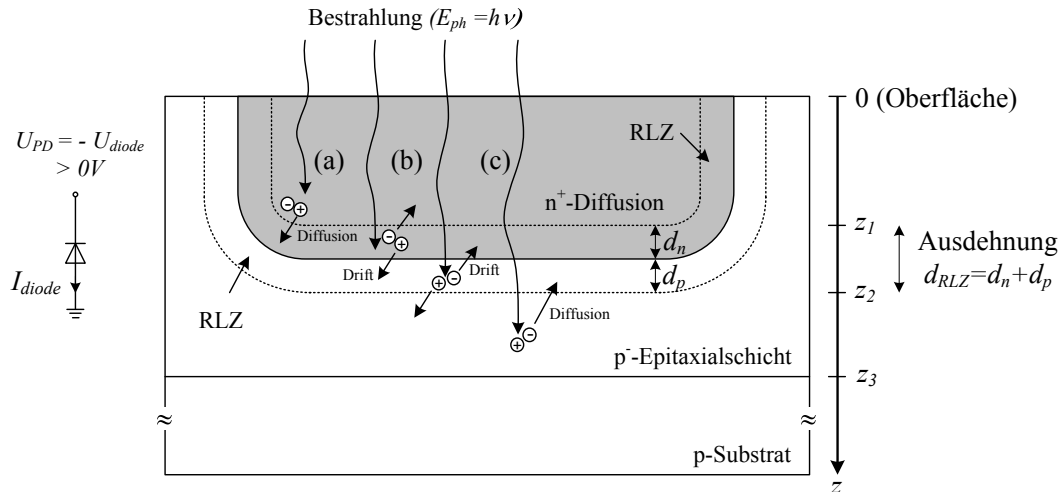


Abbildung 2.7: Anteile des Photostromes der pn-Photodiode

Hierbei wird vereinfacht angenommen, dass die Photodiode mit monochromatischem Licht der Intensität $\Phi_{ph,0}$ bestrahlt wird und, dass die Dichte der photogenerierten Ladungsträger im Vergleich zu den Majoritätsladungsträgerdichten des abrupten pn-Übergangs gering ist.

- a) Bereich (a) beinhaltet den Stromanteil, der durch Diffusion von photogenerierten Minoritätsladungsträgern, in diesem Fall Löcher, bestimmt wird, die im quasi neutralen n⁺-Diffusionsgebiet der Photodiode erzeugt werden und in Richtung des elektrischen Feldes der Raumladungszone diffundieren. Durch Lösung der Diffusionsgleichung (Gl. 2.20) lässt sich die Stromdichte $J_{ph,p}$ ermitteln:

$$J_{ph,p} = -q D_p \left. \frac{\partial p_{n,ph}(z)}{\partial z} \right|_{z=z_1} \quad (\text{Gl. 2.20})$$

D_p steht hierbei für die prozessspezifische Diffusionskonstante der Löcher, $p_{n,ph}$ gibt die Ladungsträgerdichte der photogenerierten Löcher an und q stellt die Elementarladung dar. Um die Diffusionsgleichung (Gl. 2.20) lösen zu können, muss zunächst die Ladungsträgerdichte $p_{n,ph}$ mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung (Gl. 2.21) ermittelt werden, wobei $G_p(z,t)$ bzw. $R_p(z,t)$ der Generations- bzw. Rekombinationsrate der Löcher entsprechen:

$$\frac{\partial p_{n,ph}(z)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p_{n,ph}(z)}{\partial z^2} + \frac{1}{A_{ph}} [G_p(z,t) - R_p(z,t)] \quad (\text{Gl. 2.21})$$

Im stationären Zustand ($\partial p_{n,ph}(z)/\partial t = 0$) und unter Vernachlässigung von Rekombinationsprozessen ($R_p(z,t) = 0$) ergibt sich die Kontinuitätsgleichung zu:

$$0 = D_p \frac{\partial^2 p_{n,ph}(z)}{\partial z^2} + \frac{G_p(z,t)}{A_{ph}}. \quad (\text{Gl. 2.22})$$

Nach einigen weiteren Berechnungen kann eine Lösung der Gl. 2.22 in:

$$p_{n,ph}(z) = \frac{\Phi_{ph,0}}{\alpha D_p E_{ph}} \left[1 - \frac{z}{z_1} (1 - e^{-\alpha z_1}) - e^{-\alpha z} \right] \quad (\text{Gl. 2.23})$$

gefunden werden. Setzt man Gl. 2.23 in Gl. 2.20 ein, so ergibt sich die Diffusionsstromdichte $J_{ph,p}$ folgendermaßen:

$$J_{ph,p}(z) = \frac{q \Phi_{ph,0}}{\alpha z_1 E_{ph}} \left[1 - (\alpha z_1 + 1) e^{-\alpha z_1} \right]. \quad (\text{Gl. 2.24})$$

- b) Der zweite Anteil (b) beinhaltet den Driftstrom, der durch die innerhalb der Raumladungszone erzeugten Elektronen und Löcher hervorgerufen wird. Diese Ladungsträger werden direkt im elektrischen Feld der Raumladungszone voneinander getrennt. Daher sind in diesem Fall Rekombinationsprozesse gering und somit vernachlässigbar. Die Photostromdichte $J_{ph,RLZ}$ im Bereich der Raumladungszone ($z_2 - z_1$) kann mit dem folgenden Integral ermittelt werden:

$$J_{ph,RLZ} = \frac{q}{A_{ph}} \int_{z_1}^{z_2} G(z,t) dz = q \frac{\Phi_{ph,0}}{E_{ph}} \left[e^{-\alpha z_1} - e^{-\alpha z_2} \right]. \quad (\text{Gl. 2.25})$$

- c) Im Bereich (c) werden Minoritätsladungsträger im quasi neutralen p-dotierten Substrat erzeugt, welche zum elektrischen Feld der Raumladungszone diffundieren. In diesem Fall handelt es sich um Elektronen. Die Stromdichte des resultierenden Photostromes wird ähnlich wie in (a) über die Lösungen der Diffusions- (Gl. 2.26) und Kontinuitätsgleichung (Gl. 2.27) bestimmt:

$$J_{ph,n} = q D_n \frac{\partial n_{p,ph}(z)}{\partial z}, \quad (\text{Gl. 2.26})$$

$$\frac{\partial n_{p,ph}(z)}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n_{p,ph}(z)}{\partial z^2} + \frac{1}{A_{ph}} [G_n(z,t) - R_n(z,t)]. \quad (\text{Gl. 2.27})$$

Dabei ist D_n die prozessabhängige Diffusionskonstante der Elektronen, $n_{p,ph}$ die Ladungsträgerdichte der photogenerierten Elektronen und $G_n(z,t)$ bzw. $R_n(z,t)$ die

Generations- bzw. Rekombinationsrate der Elektronen. Als Lösung für den Bereich z_3 - z_2 ergibt sich:

$$J_{ph,n} = \frac{q \Phi_{ph,0}}{\alpha(z_3 - z_2) E_{ph}} \left[(\alpha(z_3 - z_2) - 1) e^{-\alpha z_2} + e^{-\alpha z_3} \right]. \quad (\text{Gl. 2.28})$$

Nach der Bestimmung der einzelnen Diffusions- und Driftanteile lässt sich der gesamte resultierende Photostrom gemäß Gl. 2.29 zusammenfassen:

$$I_{ph,ges} = \frac{q \Phi_{ph,0} A_{ph}}{\alpha E_{ph}} \left[\frac{1 - e^{-\alpha z_1}}{z_1} - \frac{e^{-\alpha z_2} - e^{-\alpha z_3}}{z_3 - z_2} \right]. \quad (\text{Gl. 2.29})$$

Demnach ist der Photostrom linear von der Strahlungsintensität $\Phi_{ph,0}$ an der Siliziumoberfläche und der Photodiodenfläche A_{ph} abhängig. Der wellenlängenabhängige Absorptionskoeffizient α hingegen geht nichtlinear in den Photostrom ein. Zur Erhöhung des Photostromes sollte z_1 daher klein und z_2 möglichst groß sein, um eine oberflächennahe, aber gleichzeitig weit ausgedehnte Raumladungszone zu erzeugen. Dieses kann entweder über geringe Störstellendotierungen N_A bzw. N_D oder über eine erhöhte Photodiodenspannung ($U_{PD} = -U_{diode}$) erzielt werden. Mit größerer Photodiodenspannung steigt allerdings auch der Dunkelstrom I_{dunkel} , der im Bereich der Sperrichtung des pn-Übergangs durch I_{sat} (s. Gl. 2.18) gegeben ist. Im weiteren Verlauf soll dieser Dunkelstrom näher betrachtet und mögliche physikalische Effekte, die dessen Erzeugung verursachen, untersucht werden. An dieser Stelle sei jedoch darauf hingewiesen, dass diese Betrachtung nur ein grobes Verständnis für die Entstehung von Dunkelströmen liefern soll. Die exakte Bestimmung des Dunkelstromes kann nur experimentell und prozessspezifisch durchgeführt werden (s. Kapitel 5).

Dunkelstrom der pn-Photodiode

Der Erzeugung von Dunkel- oder Leckströmen liegen die unterschiedlichsten Ursachen, wie beispielsweise der Einfluss von Oberflächen-, Grenzflächen- oder Substratdefekten, zugrunde. Im Folgenden werden zur Bestimmung thermisch generierter Ladungsträger ausschließlich Substratdefekte angenommen. Auf diese Weise lässt sich der Dunkelstrom, in Analogie zur Bestimmung der Photostromanteile, durch drei Beiträge gemäß Gl. 2.30 ermitteln:

$$I_{dunkel,ges} = (J_{dunkel,p} + J_{dunkel,RLZ} + J_{dunkel,n}) A_{ph}. \quad (\text{Gl. 2.30})$$

Die Stromanteile $J_{dunkel,p}$ und $J_{dunkel,n}$ ergeben sich aus der Diffusion von Minoritätsladungsträgern aus den quasi neutralen n- und p-Gebieten. Analytisch bestimmt

werden die beiden Dunkelstrombeiträge über die Lösungen der entsprechenden Kontinuitäts- und Diffusionsgleichungen. Für die thermisch erzeugten Minoritätsladungsträger $p_{n,dunkel}$ im n-Gebiet gilt unter Vernachlässigung von Rekombinationsprozessen und im stationären Fall:

$$0 = D_p \frac{\partial^2 p_{n,dunkel}(z)}{\partial z^2}. \quad (\text{Gl. 2.31})$$

Unter der Annahme eines ohmschen Kontaktes an der Siliziumoberfläche ($z=0$) und einer Minoritätsladungsträgerdichte p_{n0} im thermodynamischen Gleichgewicht, ergibt sich Gl. 2.32 als Lösung der Kontinuitätsgleichung [Gam01]:

$$p_{n,dunkel}(z) = p_{n,0} \left(1 - \frac{z}{z_1} \right). \quad (\text{Gl. 2.32})$$

Die entsprechende Diffusionsgleichung für das n-Gebiet ist gegeben durch:

$$J_{dunkel,p} = -qD_p \left. \frac{\partial p_{n,dunkel}(z)}{\partial z} \right|_{z=z_1} \quad (\text{Gl. 2.33})$$

und unter Berücksichtigung des Massenwirkungsgesetzes:

$$p_{n,0} = \frac{n_i^2}{N_D} \quad (\text{Gl. 2.34})$$

wird die Dunkelstromdichte der Minoritätsladungsträger im n-Gebiet wie folgt bestimmt:

$$J_{dunkel,p} = qD_p \frac{p_{n,0}}{z_1} = qD_p \frac{n_i^2}{N_D z_1}. \quad (\text{Gl. 2.35})$$

Die Berechnung der diffusionsbedingten Dunkelstromdichte $J_{dunkel,n}$ im p-Gebiet verläuft ähnlich und liefert die Lösung:

$$J_{dunkel,n} = qD_n \frac{n_i^2}{N_A (z_3 - z_2)}. \quad (\text{Gl. 2.36})$$

Der noch fehlende und zugleich dominante Dunkelstromdichteanteil $J_{dunkel,RLZ}$ wird in der Raumladungszone erzeugt und ist in seiner Bestimmung komplexer. Als Abschätzung gilt lt. [Gam01]:

$$J_{dunkel,RLZ} \approx \frac{qn_i}{2} \left(\frac{d_n}{\tau_p} + \frac{d_p}{\tau_n} \right), \quad (\text{Gl. 2.37})$$

wobei τ_n und τ_p die prozessspezifischen Lebensdauern der Elektronen und Löcher sind. $J_{dunkel,RLZ}$ wächst mit steigenden Dotierstoffkonzentrationen $N_{A,D}$ an, da τ proportional zu $1/N_{A,D}$ ist. Durch die lineare Abhängigkeit zur Ausdehnung der Raumladungszone (d_n+d_p) kann $J_{dunkel,RLZ}$ mit verringerten Photodiodenspannungen gesenkt werden, wie zuvor diskutiert, sinkt damit der Photostrom. Zusammenfassend beträgt der Gesamtdunkelstrom der pn-Photodiode:

$$I_{dunkel,ges} \approx qn_i^2 A_{ph} \left[\frac{D_p}{N_D z_1} + \frac{D_n}{N_A (z_3 - z_2)} + \frac{1}{2n_i} \left(\frac{d_n}{\tau_p} + \frac{d_p}{\tau_n} \right) \right]. \quad (\text{Gl. 2.38})$$

Darüber hinaus äußert sich die Abhängigkeit des Dunkelstromes von der intrinsischen Dotierstoffkonzentration n_i des Siliziumkristalls in einer starken Temperaturabhängigkeit, da für n_i gilt:

$$n_i \sim T^{1,5} e^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (\text{Gl. 2.39})$$

2.2.1.3 Die pn-Photodiode als Active Pixel (*pn-PD AP*)

Nach den theoretischen Betrachtungen zum Photo- und Dunkelstrom wird nun eine typische Pixelkonfiguration der pn-Photodiode (*PD*) vorgestellt: das pn-PD Active Pixel [Nob68].

Wie in Abbildung 2.8 gezeigt, besteht das pn-Photodioden Active Pixel aus der pn-Diode selbst, einem Reset-Transistor (M_{RST}), einem Source-Folger-Transistor (M_{SF}) und einem Select-Transistor (M_{SEL}), zusätzlich wird der Source-Folger über eine Stromquelle ($I_{bias,SF}$) versorgt. Die Photodiode lässt sich durch das gezeigte Ersatzschaltbild bestehend aus der Photostromquelle $I_{PD,ph}$, der Dunkelstromquelle $I_{PD,dunkel}$, einem Parallelwiderstand R_P , einem Serienwiderstand R_S und der Kapazität C_{PD} beschreiben, wobei C_{PD} maßgeblich durch den Kapazitätsbelag der Raumladungszone C'_{RLZ} des pn-Übergangs bestimmt ist. Der Widerstand R_P modelliert hierbei den Widerstand der Raumladungszone und R_S fasst die Widerstände der Metallkontakte, des Substrates und der Diffusionsgebiete zusammen. Dieser Serienwiderstand R_S ist typischerweise sehr niederohmig und wird daher für weitere Betrachtungen vernachlässigt [Yad04].

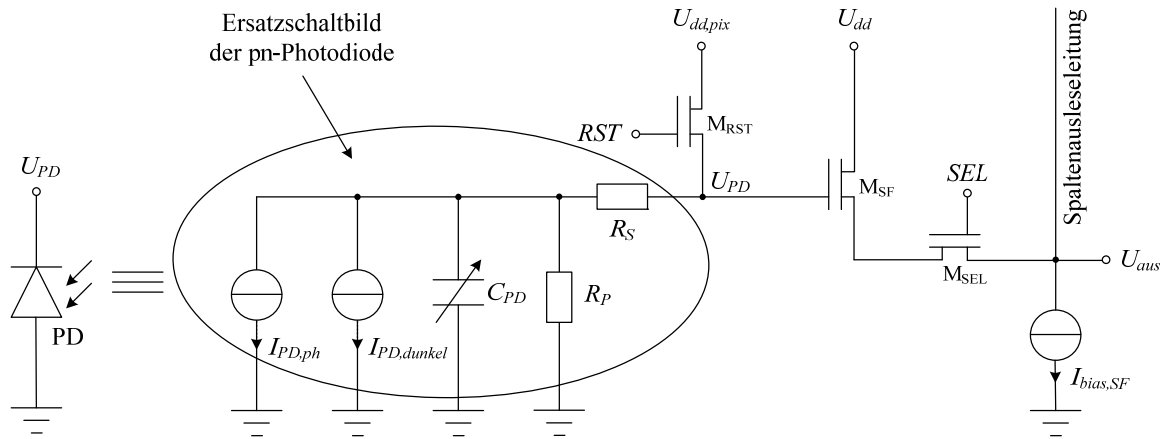


Abbildung 2.8: Die pn-Photodiode als Active Pixel

Der Betrieb eines solchen Pixels lässt sich in zwei Phasen einteilen: in die Reset-Phase und in die Integrationsphase. In der Reset-Phase wird die Kapazität der Photodiode auf die Spannung $U_{dd,pix}$ durch Schalten des Reset-Transistors vorgespannt. Sobald der Reset-Transistor wieder abgeschaltet wird, beginnt die Integrationsphase T_{int} , bei der die Kapazität durch die fließenden Photo- und Dunkelströme ($I_{PD,ph} + I_{PD,dunkel}$) entladen wird. Die Ladung, welche während der Integrationsphase thermisch und durch die Beleuchtung erzeugt wird, lässt sich angeben als:

$$Q(t \leq T_{int}) = (I_{PD,ph} + I_{PD,dunkel}) t. \quad (\text{Gl. 2.40})$$

An der Photodiode U_{PD} stellt sich nach Beendigung der Integrationszeit T_{int} folgendes Potential ein:

$$U_{PD}(t = T_{int}) = U_{dd,pix} - \frac{(I_{PD,ph} + I_{PD,dunkel}) T_{int}}{C_{PD}}. \quad (\text{Gl. 2.41})$$

Das Diodenpotential U_{PD} wird schließlich über den Source-Folger-Transistor gepuffert und mittels des Select-Transistors auf die Spaltenausgangsleitung geschaltet. Auf diese Weise wird bei größeren Pixelmatrizen eine Zeilen- und Spaltenadressierung (xy-Adressierung) realisiert. Die Spannung am Ausgang des Pixels ist dann gegeben durch:

$$U_{aus}(t = T_{int}) = A_{SF} \left[U_{dd,pix} - \frac{(I_{PD,ph} + I_{PD,dunkel}) T_{int}}{C_{PD}} \right]. \quad (\text{Gl. 2.42})$$

Hierbei ist A_{SF} der Verstärkungs- bzw. Abschwächungsfaktor der Source-Folger-Schaltung, der typischerweise Werte zwischen 0,7 und 0,9 annimmt (s. Anhang A.1).

2.2.2 Der MOS-Kondensator als Photodetektor

Neben der pn-Photodiode steht in einem Standard-CMOS-Prozess auch der MOS-Kondensator als Photodetektor zur Verfügung. Der sonst als Gate-Kontakt eines Feldeffekttransistors (FET) genutzte Metall-Oxid-Halbleiter-Übergang kann ähnlich wie die pn-Photodiode genutzt werden, um photogenerierte Elektron-Loch-Paare im elektrischen Feld einer Raumladungszone voneinander zu trennen. Grundsätzlich wird zwischen zwei Arten von MOS-Kondensatoren unterschieden: (a) dem MOS-Kondensator auf p-dotiertem Substrat und (b) dem MOS-Kondensator auf n-dotiertem Substrat bzw. auf einer n-Wanne.

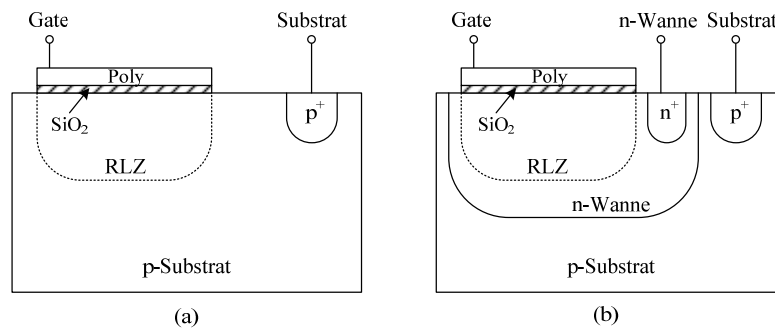


Abbildung 2.9: Die verschiedenen MOS-Kondensatoren eines Standard-CMOS-Prozesses

In Abbildung 2.9 sind die beiden MOS-Kondensatoren und deren Realisierung in einem Standard-CMOS-Prozess dargestellt. Hierbei entsteht der MOS-Kondensator aus Abbildung 2.9a durch die Abscheidung einer dünnen Siliziumdioxidschicht (SiO_2) und einer polykristallinen Gate-Elektrode auf der Oberfläche eines p-Substrates. Im sichtbaren, sowie im nahen infraroten Bereich des Spektrums ist dieses Polysilizium transparent. Durch positives Vorspannen der Gate-Elektrode entsteht eine Verarmungsschicht an der Siliziumoberfläche. Der MOS-Kondensator aus Abbildung 2.9b hingegen benötigt eine zusätzliche n-Wanne, in der sich durch entsprechendes Vorspannen der Gate-Elektrode eine p-leitende Inversionsschicht ausbilden kann.

Betrachtet man den Querschnitt des MOS-Kondensators auf p-Substrat, wie in Abbildung 2.10 dargestellt, so lässt sich der Gesamtkapazitätsbelag C'_{ges} der Struktur als Reihenschaltung, bestehend aus den Kapazitätsbelägen der Oxidschicht C'_{ox} und der Raumladungszone C'_{RLZ} , auffassen. Die Kapazität der Raumladungszone ist hierbei von der gewählten Vorspannung U_{gate} und der daraus resultierenden Ausdehnung d_{RLZ} abhängig. Die Oxidkapazität C'_{ox} ergibt sich hingegen gemäß Gl. 2.43 direkt aus der Dicke d_{ox} und der Permittivität des Oxides ($\epsilon_0 \epsilon_{\text{SiO}_2}$).

$$C'_{ox} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{SiO_2}}{d_{ox}} \quad (\text{Gl. 2.43})$$

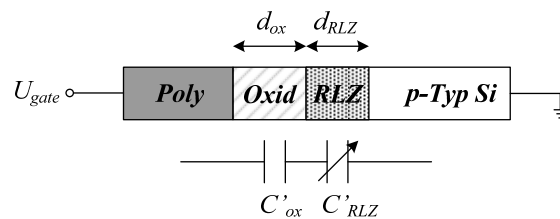


Abbildung 2.10: Kapazität des MOS-Kondensators auf p-Substrat

Die Gesamtkapazität lässt sich ausdrücken als:

$$C'_{ges} = \frac{C'_{ox} \cdot C'_{RLZ}(U_{gate})}{C'_{ox} + C'_{RLZ}(U_{gate})} \quad (\text{Gl. 2.44})$$

wobei die Spannungsabhängigkeit der Raumladungszone noch näher zu untersuchen ist. In Abbildung 2.11 sind die Kapazität-Spannungscharakteristik, sowie die drei verschiedenen Arbeitsbereiche eines MOS-Kondensators auf p-Substrat dargestellt. Im Einzelnen sind dies die Bereiche der Anreicherung, der Verarmung und der Inversion. Neben der Spannungsabhängigkeit zeigt die Gesamtkapazität im Bereich der Inversion eine starke Frequenzabhängigkeit. Für hohe Messfrequenzen verbleibt die Gesamtkapazität C'_{ges} bei einem minimalen Wert C'_{min} . Dies wird dadurch verursacht, dass Minoritäten (im Fall eines p-Halbleiters also Elektronen) sich nur sehr langsam an der Grenzfläche Oxid-Halbleiter, durch thermische Generation von Elektron-Loch-Paaren, ansammeln. Nur bei niedrigen Messfrequenzen wird dieser Prozess sichtbar und die resultierende Gesamtkapazität steigt auf den Wert C'_{ox} an [Sch98].

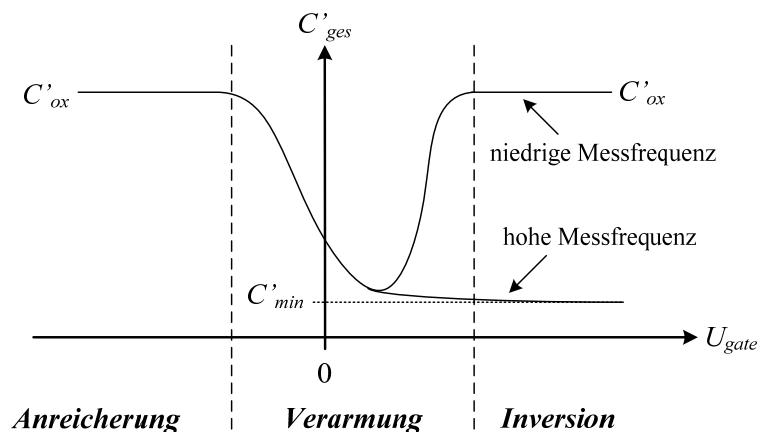


Abbildung 2.11: Kapazitäts-Spannungscharakteristik des MOS-Kondensators auf p-Substrat

2.2.2.1 Bändermodell des MOS-Kondensators

Die verschiedenen Arbeitsbereiche im thermodynamischen Gleichgewicht (Flachbandfall des realen MOS-Kondensators, Anreicherung, Verarmung und Inversion) werden im Folgenden anhand der Bänderdiagramme (s. Abbildung 2.12) des MOS-Kondensators auf p-Substrat beschrieben (vgl. [Sze81]). Im Gegensatz zur idealisierten MOS-Struktur werden hierbei die unterschiedlichen Austrittsarbeiten von Metall (hier: polykristallines Silizium, Poly) und des Siliziums ebenso berücksichtigt wie Oxidladungen. Diese Oxidladungen beinhalten ortsfeste Ladungen und frei bewegliche Ladungen sowie vorhandene „getrappte“ Ladungen im Oxid.

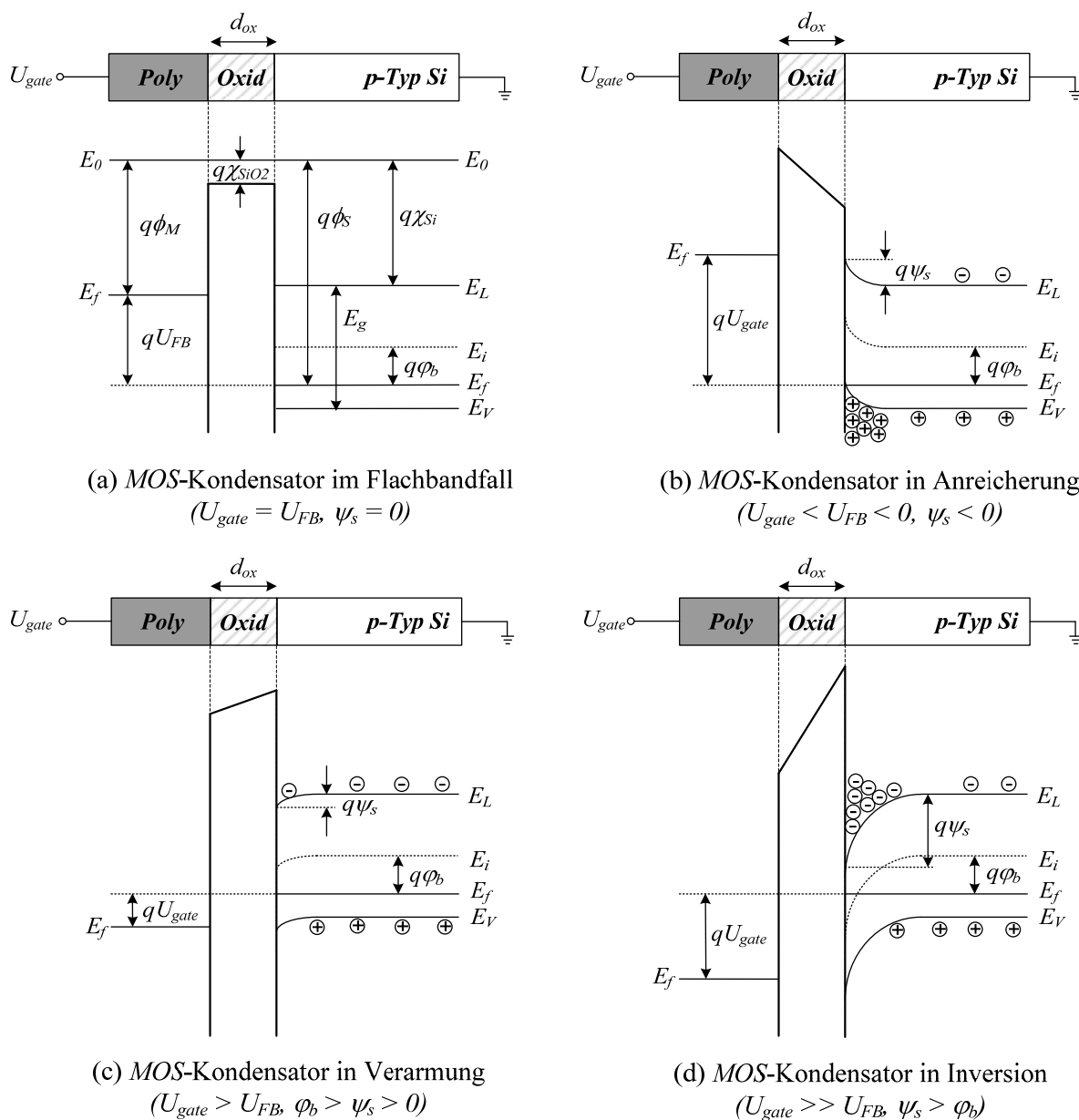


Abbildung 2.12: Bänderdiagramme des MOS-Kondensators auf p-Substrat

Flachbandfall

Zunächst wird in Abbildung 2.12a der Flachbandfall betrachtet, der die zuvor erwähnten Nichtidealitäten einer realen MOS-Struktur berücksichtigt. Wird die Flachbandspannung U_{FB} an der Poly-Elektrode der MOS-Struktur angelegt, so werden die Verbiegungen der Energiebänder, die durch die Differenz der Austrittsarbeiten von Metall und Halbleiter ϕ_{MS} und durch Oxidladungen Q'_{ox} verursacht werden, kompensiert. Im Flachbandfall bildet sich demnach keine Raumladungszone aus. Formelmäßig ergibt sich die Flachbandspannung U_{FB} aus Gl. 2.45, wobei C'_{ox} die flächenabhängige Oxidkapazität beschreibt. Für den MOS-Kondensator auf p-Substrat ist die Flachbandspannung negativ.

$$U_{FB} = \phi_{MS} - \frac{Q'_{ox}}{C'_{ox}} \quad (\text{Gl. 2.45})$$

Die Differenz der Austrittsarbeiten ϕ_{MS} lässt sich mit Gl. 2.46 bestimmen, wobei ϕ_M die Austrittsarbeit des Metalls bzw. des Polysiliziums (ϕ_M entspricht der Energiedifferenz zwischen dem Vakuumniveau E_0 und der Fermienergie E_f des Metalls) und χ_{Si} die Elektronenaffinität von Silizium angeben. Der typische Wert für ϕ_{MS} beträgt ca. 0,5 V und variiert je nach gewähltem Gate-Elektroden-Material.

$$\phi_{MS} = \phi_M - \left(\chi_{Si} + \frac{E_g}{2q} + \varphi_b \right) \quad (\text{Gl. 2.46})$$

Die Potentialbarriere φ_b zwischen dem intrinsischen Niveau (E_i) und dem Fermienergie (E_f) ist durch die Akzeptordotierung des Siliziumsubstrates gemäß Gl. 2.47 gegeben:

$$\varphi_b = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right). \quad (\text{Gl. 2.47})$$

Anreicherung

Für Gate-Spannungen $U_{gate} < U_{FB}$ (mit $U_{FB} < 0$) findet eine Anreicherung von Majoritätsladungsträgern an der Grenzschicht zwischen Oxid und Halbleitermaterial statt. Im Fall des MOS-Kondensators auf p-Substrat werden dort Löcher angesammelt, was zu einer Verbiegung des Valenzbandes in Richtung des Fermienergieaus führt (s. Abbildung 2.12b). Die Stärke der Bandverbiegung wird durch das Oberflächenpotential ψ_s angegeben und ist im Fall der Anreicherung negativ. Als wirksame Kapazität verbleibt, wie aus Abb. 2.11 zu entnehmen ist, die Oxidkapazität C'_{ox} .

Verarmung

Wird, wie in Abbildung 2.12c dargestellt, eine Spannung U_{gate} größer als die Flachbandspannung U_{FB} an der MOS-Struktur angelegt, so werden die frei beweglichen Majoritätsladungsträger, in diesem Fall Löcher, in das p-dotierte Siliziummaterial gedrängt und an der Grenzschicht Oxid-Halbleiter verbleiben die ortsfesten, negativ geladenen Akzeptorrümpfe. Dadurch bildet sich eine oberflächennahe Raumladungszone mit der negativen Ladung:

$$Q'_{RLZ} = -qN_A d_{RLZ} \quad (\text{Gl. 2.48})$$

aus, wobei d_{RLZ} die Ausdehnung der Raumladungszone angibt, welche durch:

$$d_{RLZ} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}{qN_A}}\psi_s \quad (\text{Gl. 2.49})$$

gegeben ist. Das Leitungsband wird im Bereich der Verarmung in Richtung des Fermi-niveaus nach unten verbogen, hierbei liegt das Oberflächenpotential im Bereich $\varphi_b > \psi_s > 0$.

Inversion

Bei weiterer Erhöhung der Spannung U_{gate} kommt es zu einem Elektronenüberschuss an der Grenzschicht und die Konzentration der Minoritätsladungsträger (hier: Elektronen) übersteigt die Konzentration der Majoritätsladungsträger ($n > p$). Dieser Zustand wird Inversion genannt und zeigt sich im Bänderdiagramm (s. Abbildung 2.12d) dadurch, dass das intrinsische Energieniveau in der Nähe der Grenzschicht, unterhalb des Fermi-niveaus, liegt. Für den Fall $\varphi_b < \psi_s < 2\varphi_b$ spricht man von leichter Inversion, wobei die zur Potentialdifferenz $2\varphi_b$ zugehörige Spannung an der Gate-Elektrode als Schwellenspannung U_T bezeichnet wird (s. Gl. 2.50):

$$U_T = 2\varphi_b + U_{FB} + \frac{1}{C'_{ox}} \sqrt{4qN_A\varepsilon_0\varepsilon_{Si}\varphi_b} \quad (\text{Gl. 2.50})$$

Im stationären Betriebszustand der Inversion erreicht die Ausdehnung der Raumladungszone ihr Maximum und ist gegeben durch:

$$d_{RLZ,max} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}{qN_A}} 2\varphi_b \quad (\text{Gl. 2.51})$$

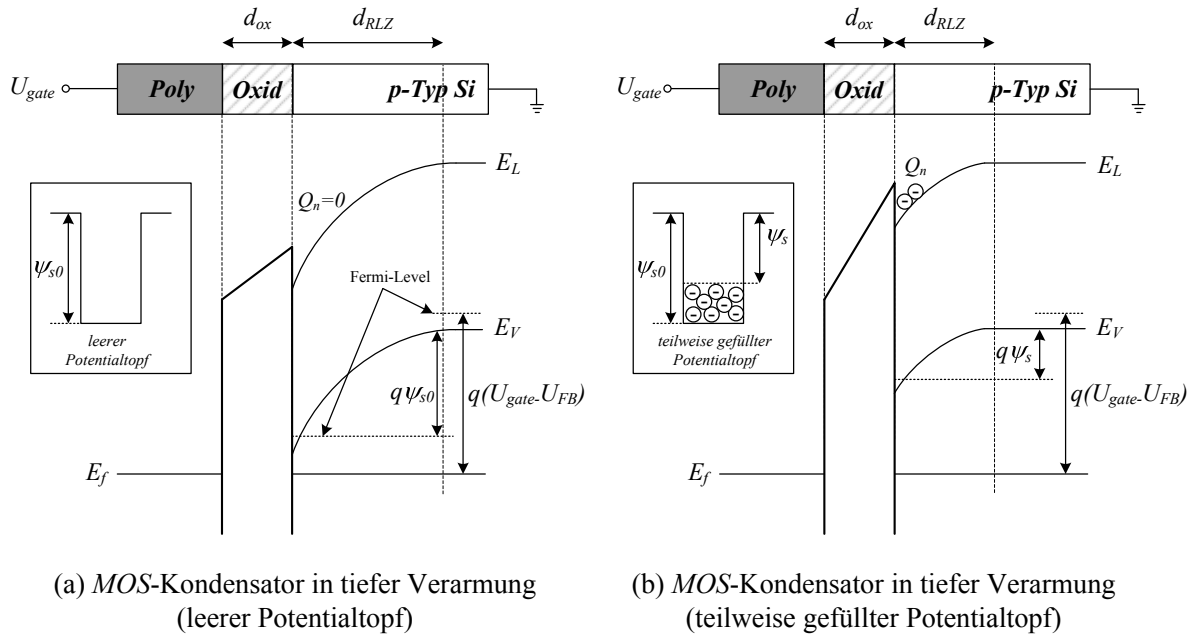
Sobald die Schwellenspannung U_T überschritten wird, befindet sich der MOS-Kondensator in starker Inversion. In diesem Bereich entspricht die Gesamtkapazität der Oxidkapazität.

2.2.2.2 Ladungsakkumulation im MOS-Kondensator

Nach der Beschreibung der verschiedenen stationären Arbeitsbereiche des MOS-Kondensators wird nun der Betriebszustand der tiefen Verarmung („deep depletion“) näher betrachtet und gezeigt, wie dieser typischerweise als dynamischer Ladungsspeicher in der CCD-Technologie eingesetzt wird. Dabei wird auf die Bandstruktur des MOS-Kondensators auf p-Substrat im Bereich der tiefen Verarmung eingegangen und anschließend erläutert, wie diese sich bei Bestrahlung verändert. Darüber hinaus wird, ähnlich wie bei der Untersuchung der pn-Photodiode, die Abhängigkeit der Eindringtiefe von einfallenden Photonen und der daraus resultierenden Photoladung beschrieben. Abschließend werden verschiedene Quellen der Dunkelstromerzeugung untersucht.

Akkumulation thermisch und photogenerierter Ladungsträger im MOS-Kondensator

Durch pulsartige Änderung der Spannung U_{gate} an der Gate-Elektrode von $U_{gate} < U_T$ auf $U_{gate} > U_T$ lässt sich ein Nichtgleichgewichtszustand erzeugen, in dem sich unterhalb der Gate-Elektrode nicht instantan eine Inversionsschicht ausbilden kann, da die dafür erforderlichen Minoritätsladungsträger nicht zur Verfügung stehen. Abbildung 2.13a zeigt die Bandstruktur direkt nach dem Schalten der Gate-Elektrode und die Ausbildung einer tiefen Raumladungszone, die mit einer starken Verbiegung von Valenz- und Leitungsband einhergeht. Dabei wird die im stationären Zustand der Inversion maximal mögliche Tiefe der Raumladungszone $d_{RLZ,max}$ (vgl. Gl. 2.51) überschritten. An der Siliziumoberfläche bildet sich darüber hinaus ein Potentialtopf der Größe ψ_{s0} (maximales Oberflächenpotential) aus, der zunächst frei von beweglichen Minoritätsladungsträgern ist ($Q_n=0$). Diese Minoritätsladungsträger werden nach einiger Zeit durch thermische Generation an der Si-SiO₂-Grenzfläche und im Substrat und bei Bestrahlung des MOS-Kondensators durch photogenerierte Ladungen sukzessive nachgeliefert. Beim Einsatz als Speicher für Photoladungen ist demnach darauf zu achten, dass die Zeitspanne der gewünschten Ladungsspeicherung im Vergleich zu der zum Aufbau der Inversionsladung benötigten Zeit gering ist. Abbildung 2.13b veranschaulicht, wie durch thermisch und photogenerierte Minoritätsladungsträger der Potentialtopf teilweise aufgefüllt ($Q_n > 0$) wird, sich dadurch die Ausdehnung der Raumladungszone sowie die Verbiegungen von Valenz- und Leitungsband verringern und der Spannungsabfall über dem Gateoxid ansteigt. Die gleichzeitig thermisch und photogenerierten Majoritätsladungsträger werden ins Substrat verdrängt und rekombinieren dort.


Abbildung 2.13: Bänderdiagramm des MOS-Kondensators auf p-Substrat in tiefer Verarmung

Das Oberflächenpotential ψ_s lässt sich wie folgt in Abhängigkeit der angesammelten Ladung Q_n angeben [The95]:

$$\psi_s = U_{gate} - U_{FB} + \frac{Q'_n}{C'_{ox}} + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si} q N_A}{C'^2_{ox}} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{2 C'^2_{ox} \left(U_{gate} - U_{FB} + \frac{Q'_n}{C'_{ox}} \right)}{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si} q N_A}} \right]. \quad (\text{Gl. 2.52})$$

Nach einer gewissen Anzahl an akkumulierten Minoritäten ist der Potentialtopf gesättigt ($Q_n = Q_{n,sat}$). Hierbei verringert sich die Ausdehnung der Raumladungszone auf den maximal möglichen Wert des statischen Inversionszustandes und der Großteil der angelegten Gate-Spannung fällt wieder über dem Oxid ab (vgl. Kap. 2.2.2.1).

Formelmäßig ist diese maximal ansammelbare Ladung $Q'_{n,sat}$ pro Fläche durch die Oxidladung C'_{ox} , die Gate-Spannung U_{gate} und die Schwellenspannung U_T gegeben:

$$Q'_{n,sat} = C'_{ox} (U_{gate} - U_T). \quad (\text{Gl. 2.53})$$

Durch Einsetzen der Schwellenspannung U_T (Gl. 2.50) in Gl. 2.53 ergibt sich die folgende, maximale ansammelbare Menge N_{sat} an Ladungsträgern im Potentialtopf des MOS-Kondensators mit der Fläche A_{MOS} [Bar75]:

$$N_{sat} = \frac{Q'_{n,sat} A_{MOS}}{q} = \frac{C'_{ox} A_{MOS}}{q} \left(U_{gate} - 2\phi_b - U_{FB} - \frac{1}{C'_{ox}} \sqrt{4qN_A \epsilon_0 \epsilon_{Si} \phi_b} \right). \quad (\text{Gl. 2.54})$$

Die angesammelte Ladung Q_n lässt sich, ähnlich wie bei der pn-Photodiode, in zwei Bereiche einteilen in der sie generiert wurde. Einerseits werden Elektronen-Loch-Paare innerhalb der Raumladungszone erzeugt und dort direkt durch das elektrische Driffeld voneinander getrennt bzw. angesammelt. Andererseits werden auch Ladungsträger tiefer im Siliziumsubstrat erzeugt und müssen erst zur Verarmungszone an der Oberfläche hin diffundieren, bis sie im Potentialtopf angesammelt werden können (s. Abbildung 2.14). Nach [VdW76] lässt sich die Gesamteffizienz des Prozesses der Ladungsansammlung η_{coll} im Potentialtopf des MOS-Kondensators wie folgt angeben:

$$\eta_{coll} = \eta_{RLZ} + \eta_{Substrat}, \quad (\text{Gl. 2.55})$$

wobei η_{RLZ} die Effizienz im Bereich der Raumladungszone darstellt und durch:

$$\eta_{RLZ} = 1 - e^{-\alpha d_{RLZ}}, \quad (\text{Gl. 2.56})$$

gegeben ist. Im Bereich der Raumladungszone kann η_{RLZ} als nahezu 100% angenommen werden. Für die Effizienz im restlichen Bereich des Substrates $\eta_{Substrat}$ ergibt sich der deutlich komplexere Zusammenhang gemäß Gl. 2.57:

$$\eta_{Substrat} = \frac{\alpha L_n^2}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \left(\alpha e^{-\alpha d_{RLZ}} + \frac{e^{-\alpha d_{Si}} - e^{-\alpha d_{RLZ}} \cosh[(d_{Si} - d_{RLZ})/L_n]}{L_n - \sinh[(d_{Si} - d_{RLZ})/L_n]} \right). \quad (\text{Gl. 2.57})$$

Hierbei sind L_n die Diffusionslänge der Elektronen und d_{Si} die Dicke des Siliziumsubstrates.

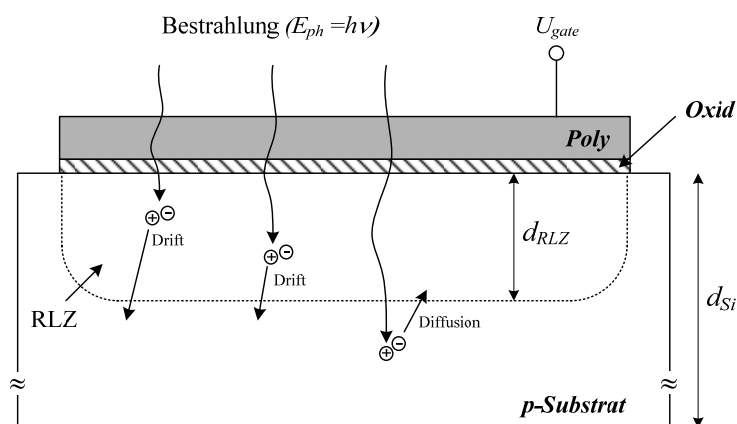


Abbildung 2.14: Drift- und Diffusionsladungen des MOS-Kondensators auf p-Substrat

Dunkelstrom des MOS-Kondensators

Für die analytische Bestimmung der Dunkelstromanteile des MOS-Kondensators gilt Ähnliches wie beim pn-Übergang, demnach ist eine exakte Bestimmung nur empirisch durch Messungen durchführbar (s. Kapitel 5). Nach [Sze81] sind drei wesentliche Dunkelstromanteile zu berücksichtigen. Innerhalb der Raumladungszone werden, wie bereits erwähnt, auch thermisch generierte Ladungsträger angesammelt. Die dadurch verursachte Dunkelstromdichte $J_{dunkel,RLZ}$ lässt sich angeben als:

$$J_{dunkel,RLZ} = \frac{qn_i d_{RLZ}}{2\tau_n}, \quad (\text{Gl. 2.58})$$

wobei τ_n die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger (Elektronen) ist.

Andererseits werden auch im Siliziumsubstrat Ladungsträger thermisch generiert, die entweder in Richtung der Raumladungszone diffundieren und somit einen Dunkelstromanteil produzieren oder nach einiger Zeit im Substrat rekombinieren. Die durch Diffusion bedingte Dunkelstromdichte $J_{dunkel,diff}$ wird durch:

$$J_{dunkel,diff} = \frac{qD_n}{L_n} \frac{n_i^2}{N_A} \quad (\text{Gl. 2.59})$$

beschrieben. Der dritte Beitrag ergibt sich aus der Generation von Ladungsträgern an der Oberfläche. Dieser Dunkelstromanteil $J_{dunkel,surf}$ wird durch die Geschwindigkeit der Oberflächenrekombination S_0 charakterisiert und wird definiert als:

$$J_{dunkel,surf} = \frac{qS_0 n_i}{2}. \quad (\text{Gl. 2.60})$$

Der Gesamtdunkelstrom $I_{dunkel,ges}$ des MOS-Kondensators mit der Fläche A_{MOS} lässt sich angeben als:

$$I_{dunkel,ges} = qn_i A_{MOS} \left(\frac{d_{RLZ}}{2\tau_n} + \frac{D_n}{L_n} \frac{n_i}{N_A} + \frac{S_0}{2} \right). \quad (\text{Gl. 2.61})$$

Ebenso wie der Dunkelstrom des pn-Übergangs ist dieser des MOS-Kondensators maßgeblich von der intrinsischen Dotierstoffkonzentration n_i abhängig und skaliert daher stark mit der Temperatur.

2.2.2.3 Der MOS-Kondensator als Photogate Active Pixel (PG AP)

Zur Auslese der akkumulierten Ladung innerhalb einer MOS-Struktur, wird diese als Photogate Active Pixel (PG AP), wie in Abbildung 2.15 gezeigt, betrieben [Men94]. Hierbei wird der photoempfindliche MOS-Kondensator (im weiteren Verlauf als Photogate (PG) bezeichnet), in Analogie zur pn-Photodiode, als Parallelschaltung, bestehend aus der Photostromquelle $I_{PG,ph}$, der Dunkelstromquelle $I_{PG,dunkel}$ und der Raumladungskapazität des Photogates C_{PG} , aufgefasst. Im Unterschied zur pn-Photodiode, wird die generierte Ladung nicht direkt an der Photogatekapazität C_{PG} integriert, sondern es findet eine Trennung zwischen Detektions- und Ausleseknoten durch die Verwendung eines Transfer-Gates (TG) statt. Dieses Transfer Gate agiert als Schalter zwischen dem Photogate und dem eigentlichen Ausleseknoten, der so genannten Floating Diffusion (FD). Die Floating Diffusion wird bei einem Photogate auf p-Substrat durch einen pn-Übergang, bestehend aus einer n^+ -Diffusion und dem p-Substrat, gebildet, um die generierten Elektronen aufzunehmen und an der Kapazität C_{FD} zu integrieren.

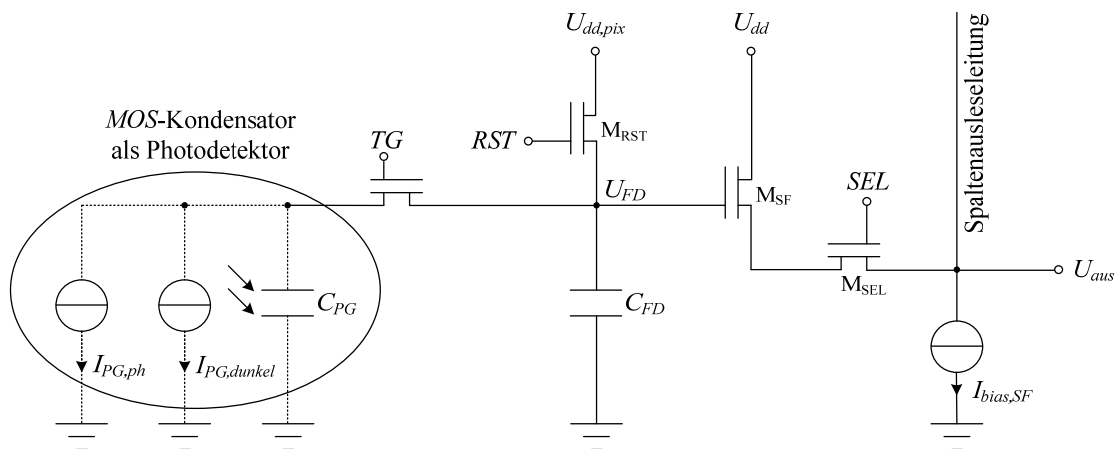


Abbildung 2.15: Der MOS-Kondensator in Photogate Active Pixel Konfiguration

Diese Anordnung entspricht dem typischen Zeilenende eines CCD-Sensors ([The95], [Jan01]). Die weitere Ausleseschaltung des PG AP ist identisch zum pn-PD AP. Der Floating Diffusion-Knoten wird mit einem Reset-Transistor (M_{RST}) vorgespannt. Die Potentialveränderung (U_{FD}) am Ausleseknoten, während der Integration der transferierten Ladung, wird mit einem Source-Folger (M_{SF}) gepuffert und mit dem Select-Transistor (M_{SEL}) auf die Ausleseleitung geschaltet. Der wesentliche Unterschied zum pn-PD AP liegt im detektierbaren Spannungshub am Ausgang des Pixels. Hier ist die Ausgangsspannung U_{aus}

nicht mehr von der Kapazität des Photoaktivgebietes (C_{PG}), sondern nur von der Kapazität des Ausleseknottens C_{FD} abhängig, wie in Gl. 2.62 beschrieben wird:

$$U_{aus}(t = T_{int}) = A_{SF} \left[U_{dd,pix} - \frac{(I_{PG,ph} + I_{PG,dunkel})T_{int}}{C_{FD}} \right]. \quad (\text{Gl. 2.62})$$

Zur Erhöhung des Photostromes $I_{PG,ph}$ können dadurch große Photoaktivflächen A_{PG} realisiert und gleichzeitig unerwünschte Effekte, wie das Reset-Rauschen, durch Verwendung kleinerer Ausleseflächen (A_{FD}) und -kapazitäten (C_{FD}), minimiert werden. Eine detaillierte Rauschanalyse des PG APs erfolgt in Kapitel 3.3.

2.3 Kenngrößen zur Charakterisierung von Photodetektoren und Bildsensoren

Als Abschluss des Grundlagenkapitels zur CMOS-Bildsensorik werden einige Kenngrößen zur Charakterisierung von Photodetektoren und Bildsensoren definiert, die im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch häufiger verwendet werden.

Spektrale Empfindlichkeit

Die spektrale Empfindlichkeit S eines Photodetektors mit der photoaktiven Fläche A_{ph} gibt das Verhältnis zwischen dem generierten Photostrom I_{ph} und der einfallenden Strahlungsleistung P_{ph} gemäß Gl. 2.63 an:

$$S = \frac{I_{ph}}{\Phi_{ph} A_{ph}} = \frac{I_{ph}}{P_{ph}}. \quad (\text{Gl. 2.63})$$

Der Photostrom I_{ph} ist einerseits von der physikalischen Struktur des Photodetektors und andererseits von der Wellenlänge der einfallenden Strahlung abhängig. In Abbildung 2.16 ist die spektrale Empfindlichkeit verschiedener pn-Übergänge als Funktion der Wellenlänge dargestellt. Hierbei handelt es sich um eine beispielhafte, theoretische Berechnung, basierend auf den Photostrombetrachtungen aus Kapitel 2.2.1.2, unter Berücksichtigung typischer Dotierungsparameter eines Standard-CMOS-Prozesses.

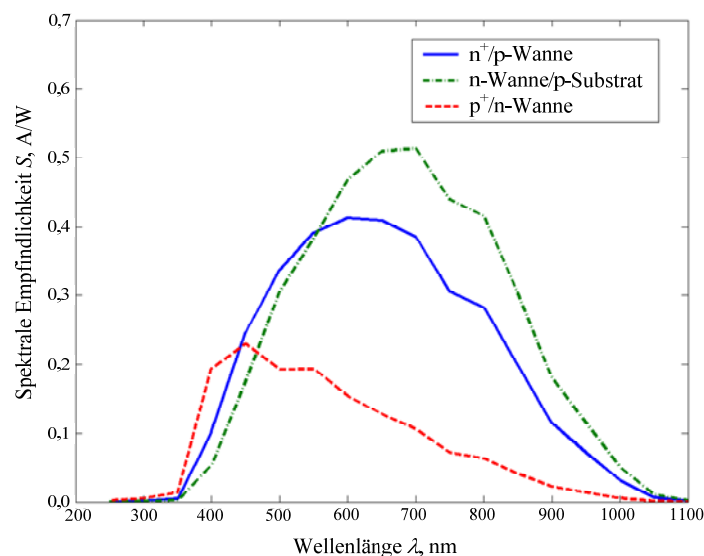


Abbildung 2.16: Spektrale Empfindlichkeit (theoretisch) verschiedener pn-Photodioden

Quantenwirkungsgrad

Der bereits in Kapitel 2.1 als Verhältnis von erzeugten Ladungsträgern (G) pro einfallendem Photon (N_{ph}) eingeführte Quantenwirkungsgrad eines Photodetektors lässt sich, wie in Gl. 2.64 angegeben, auch durch den Photostrom I_{ph} bzw. durch die spektrale Empfindlichkeit S ausdrücken:

$$\eta = \frac{G}{N_{ph}} = \frac{\frac{I_{ph}}{q}}{\frac{\Phi_{ph} A_{ph}}{E_{ph}}} = \frac{I_{ph} E_{ph}}{q \Phi_{ph} A_{ph}} = S \frac{E_{ph}}{q} . \quad (\text{Gl. 2.64})$$

Der Quantenwirkungsgrad ist demnach direkt aus der spektralen Empfindlichkeit in Abhängigkeit der Wellenlänge bzw. der Photonenergie zu bestimmen. Abbildung 2.17 zeigt die daraus resultierenden Verläufe des Quantenwirkungsgrades aus der zuvor berechneten spektralen Empfindlichkeit verschiedener pn-Photodioden.

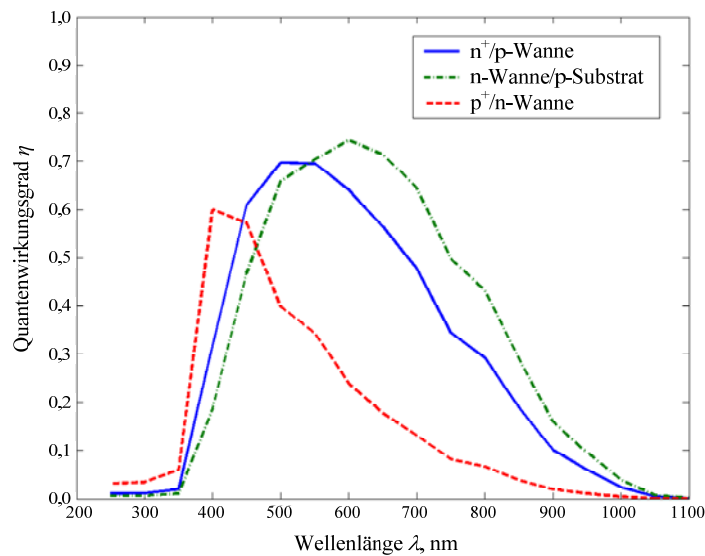


Abbildung 2.17: Quantenwirkungsgrad (theoretisch) verschiedener pn-Photodioden

Bei der Bestimmung des Quantenwirkungsgrades eines Active Pixels sind die Verluste der Source-Folger-Schaltung zu berücksichtigen, die das Potential des Integrationsknotens U_{int} um den Faktor A_{SF} abschwächen. Der Photostrom I_{ph} eines APs ist durch Gl. 2.65 gegeben, wobei C_{int} die Integrationskapazität des Ausleseknötens ($C_{int}=C_{PD}$ für das pn -PD AP und $C_{int}=C_{FD}$ für das PG AP) und U_{aus} die Ausgangsspannung des Pixels darstellen.

$$I_{ph} = \frac{Q_{ph}}{T_{int}} = \frac{C_{int} U_{int}}{T_{int}} = \frac{C_{int} U_{aus}}{T_{int} A_{SF}} \quad (\text{Gl. 2.65})$$

Wird der Source-Folger-Transistor (M_{SF} , s. Abbildungen 2.8/2.15) darüber hinaus derart dimensioniert, dass die parasitäre, kleinsignalwirksame Gate-Drain-Kapazität $C_{GD,SF}$ in der Größenordnung der eigentlichen Integrationskapazität C_{int} oder sogar darüber liegt, so ist ihr Einfluss nicht mehr zu vernachlässigen (s. Abbildung 2.18). Die vom Arbeitspunkt und der Transistorgeometrie abhängige Gate-Drain-Kapazität $C_{GD,SF}$ des Source-Folger-Transistors ist dann kleinsignalmäßig als Parallelschaltung zur Integrationskapazität C_{int} aufzufassen und führt zu einer effektiven Integrationskapazität von $C_{int,eff} = C_{int} + C_{GD,SF}$.

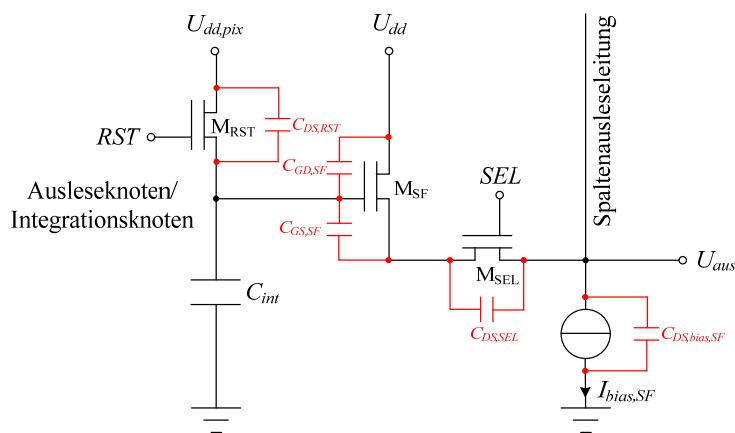


Abbildung 2.18: Parasitäre Kapazitäten der Active Pixel-Ausleseschaltung

Die zusätzlich im Auslesepfad befindliche Reihenschaltung, bestehend aus der Gate-Source-Kapazität $C_{GS,SF}$ des Source-Folger-Transistors (M_{SF}), der Drain-Source-Kapazität $C_{DS,SEL}$ des Select-Transistors (M_{SEL}), sowie der Drain-Source-Kapazität $C_{DS,bias,SF}$ der Source-Folger-Stromquelle, ist hingegen, aufgrund ihres geringen Gesamtbetrages, vernachlässigbar. Ebenso ist die kleinsignalmäßig an Masse liegende Drain-Source-Kapazität $C_{DS,RST}$ des Reset-Transistors (M_{RST}) verschwindend gering.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird als Integrationskapazität weiterhin die Photodiodenkapazität C_{PD} (*pn-PD AP*) bzw. die Floating Diffusion-Kapazität C_{FD} (*PG AP*) verwendet. Nur für den Fall, dass $C_{GD,SF}$ dominierend ist, wird dieses bei Berechnungen auch berücksichtigt.

Pixel-Füllfaktor

Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle auch der Pixel-Füllfaktor aufgeführt, der das Verhältnis zwischen photoaktiver Fläche A_{ph} und der Gesamtpixelfläche A_{pixel} angibt. Zur Pixelfläche gehören dabei alle im Pixel vorhandenen Transistoren (M_{RST} , M_{SF} , M_{SEL}) der Ausleseschaltung, sowie zusätzliche, nicht lichtempfindliche Elemente der Pixelstruktur wie

z.B. das Transfer Gate und die Floating Diffusion des $PG APs$. Speziell bei der Realisierung hochauflösender Pixelmatrizen spielt der Füllfaktor eine wesentliche Rolle.

Full-Well-Kapazität

Als Full-Well-Kapazität wird die maximal durch einen Photodetektor akkumulierbare Ladung bezeichnet. Im Fall der pn-Photodiode ist die Full-Well-Kapazität korreliert mit der Größe der photoaktiven Fläche (A_{ph}) und somit mit dessen Kapazität C_{PD} . Ebenso ist sie vom Spannungshub an der Photodiodenkapazität abhängig, der maßgeblich durch die Dimensionierung des Reset-Transistors und der angelegten Reset-Spannung $U_{dd,pix}$ bestimmt ist. Bei Betrachtung des $PG APs$ hingegen ist die Full-Well-Kapazität durch die in Kapitel 2.2.2.2 beschriebene maximal akkumulierbare Ladung $Q_{n,sat}$ innerhalb der MOS-Struktur gegeben. Ausgangsseitig gilt Gleiches wie für die pn-Photodiode. Die Full-Well-Kapazität des Ausleseknотens sollte daher möglichst größer als die Ladung $Q_{n,sat}$ sein [Jan01].

Responsivität

Die Responsivität \mathfrak{R} eines Bildsensors ist durch sein Verhalten am Pixelausgang (ΔU_{aus}) bei Änderung der Bestrahlungsstärke $\Delta \Phi_{ph}$ bei konstanter Integrationszeit T_{int} gemäß Gl. 2.66 definiert:

$$\mathfrak{R} = \left. \frac{\Delta U_{int}}{\Delta \Phi_{ph}} \right|_{T_{int}=const.} \quad (Gl. 2.66)$$

Für ein $pn-PD AP$ ist die Responsivität \mathfrak{R} durch die spektrale Empfindlichkeit S , die spezifische Photodiodenkapazität C'_{PD} , die Integrationszeit T_{int} sowie die Source-Folger-Dämpfung A_{SF} gegeben (s. Gl. 2.67):

$$\mathfrak{R} = \frac{S A_{PD} T_{int}}{C_{PD}} A_{SF} = S T_{int} A_{SF} \frac{1}{C'_{PD}} \sim \frac{1}{C'_{PD}} \quad (Gl. 2.67)$$

Die Responsivität eines Photogate Active Pixels hingegen wird über die spektrale Empfindlichkeit S der MOS-Struktur, die Photogatefläche A_{PG} , die Integrationszeit T_{int} und die Kapazität C_{FD} der Floating Diffusion sowie den Abschwächungsfaktor A_{SF} des SFs nach Gl. 2.68 bestimmt:

$$\mathfrak{R} = \frac{S A_{PG} T_{int}}{C_{FD}} A_{SF} \sim \frac{A_{PG}}{C_{FD}} \quad (Gl. 2.68)$$

Dynamic Range

Der am Ausgang eines Bildsensors darstellbare Dynamikbereich (Dynamic Range, DR) wird anhand der minimal ($U_{aus,min}$) und der maximal detektierbaren Ausgangsspannung ($U_{aus,max}$) des Sensors gemäß Gl. 2.69 definiert:

$$DR = 20 \text{ dB} \cdot \log\left(\frac{U_{aus,max}}{U_{aus,min}}\right). \quad (\text{Gl. 2.69})$$

Die minimale detektierbare Ausgangsspannung ist dabei durch den Rauschboden des Sensors vorgegeben, wobei die maximale Ausgangsspannung von der Charakteristik des Photodetektors selbst und der Ausleseelektronik abhängig ist.

Signal-to-Noise-Ratio

Als Signal-to-Noise-Ratio (SNR) wird das Verhältnis zwischen Nutzsignal (U_{aus}) und Gesamttrauschen am Ausgang des Sensors $\overline{u_{n,ges,aus}^2}$ bezeichnet:

$$SNR = 20 \text{ dB} \cdot \log\left(\frac{U_{aus}}{\sqrt{\overline{u_{n,ges,aus}^2}}}\right). \quad (\text{Gl. 2.70})$$

Das Gesamttrauschen beinhaltet sämtliche Rauschquellen wie beispielsweise das Reset-Rauschen, Schrotrauschen, thermisches Rauschen und $1/f$ -Rauschen des Photodetektors und der zugehörigen Ausleseelektronik. Detaillierte Rauschanalysen für pn -PD AP und PG AP basierte Bildsensoren werden im nachfolgenden Kapitel 3 durchgeführt.

Noise Equivalent Power

Die minimale Empfindlichkeit eines Bildsensors ist durch $SNR_{min}=0 \text{ dB}$ gegeben. Die korrespondierende äquivalente Rauschleistung (Noise Equivalent Power, NEP) wird in diesem Fall durch das Gesamttrauschen des Sensors und der Responsivität wie folgt definiert:

$$NEP = \frac{\sqrt{\overline{u_{n,ges,aus}^2}}}{\mathfrak{R}}. \quad (\text{Gl. 2.71})$$

3 Rauschbetrachtungen zum *pn-PD AP* und *PG AP*

In diesem Kapitel werden zunächst einige Grundbegriffe zur mathematischen Beschreibung des Rauschens eingeführt. Im Anschluss daran werden nach den Ausführungen zu den Grundlagen der *CMOS*-Bildsensorik in Kapitel 2 die Rauscheigenschaften der beiden vorgestellten Pixelkonfigurationen, dem *pn-Photodioden Active Pixel (pn-PD AP)* und dem *Photogate Active Pixel (PG AP)*, anhand von Rauschmodellen näher untersucht. Darüber hinaus wird ein erweitertes Rauschmodell des *PG APs* im Zeitbereich entwickelt, welches zudem in Schaltungssimulatoren, wie z.B. *SPICE®*, genutzt werden kann. Abschließend werden Rauschkenngrößen wie das *Signal-to-Noise-Ratio (SNR)* und die *Noise Equivalent Power (NEP)* der beiden Active Pixel miteinander verglichen.

3.1 Mathematische Grundlagen zum Rauschen

Zufällig fluktuierende Prozesse werden in der Elektronik meist als störende Nebeneffekte unter dem Begriff des „Rauschens“ zusammengefasst. Hierbei handelt sich um stochastische Schwankungen elektrischer Signale (Ladung, Strom, Spannung) dessen Ursachen vielfältig sind und beispielsweise durch thermische Prozesse verursacht werden. Unter der Annahme, dass ein betrachteter Rauschprozess X stationär ist, lässt sich dessen zeitlicher Mittelwert bestimmen zu:

$$\bar{x} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x(t) dt. \quad (\text{Gl. 3.1})$$

Die quadratische Abweichung von diesem Mittelwert \bar{x} wird als Varianz σ^2 bezeichnet und ist durch Gl. 3.2 gegeben und beschreibt für einen Rauschprozess dessen Leistung im Beobachtungsintervall T :

$$\sigma^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} [x(t) - \bar{x}]^2 dt. \quad (\text{Gl. 3.2})$$

Die verschiedenen Rauschphänomene sind typischerweise die Summe zeitlich aufeinanderfolgender Momentanrauschwerte, dessen Korrelation für einen relativen

Zeitabstand τ zueinander durch die so genannte Autokorrelationsfunktion $R(t)$ beschrieben wird, welche im Allgemeinen durch Gl. 3.3 gegeben ist:

$$R(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x(t + \tau)x(\tau) d\tau. \quad (\text{Gl. 3.3})$$

Die Varianz eines mittelwertfreien Zufallsprozesses wird durch $R(0)$ ausgedrückt und entspricht dem quadratischem Mittelwert (s. Gl. 3.4):

$$R(0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x^2(\tau) d\tau = \overline{x^2}. \quad (\text{Gl. 3.4})$$

Darüber hinaus lässt sich das Leistungsdichtespektrum S eines Zufalls- bzw. Rauschprozesses durch Fouriertransformation der Autokorrelationsfunktion $R(t)$ in den Frequenzbereich wie folgt ermitteln:

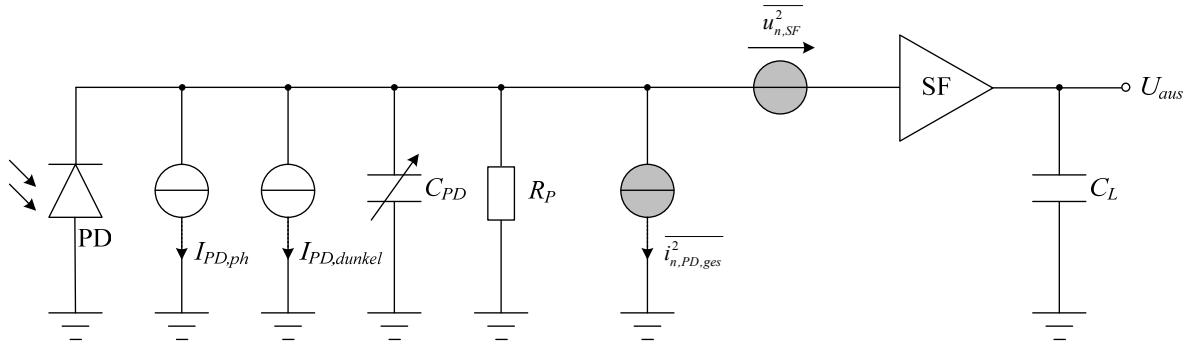
$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(t) e^{-j2\pi f t} dt. \quad (\text{Gl. 3.5})$$

Mit einem bekannten Leistungsdichtespektrum $S(f)$ kann so der korrespondierende, quadratische Mittelwert $\overline{x^2}$ für einen Frequenzbereich Δf angegeben werden:

$$\overline{x^2} = S(f) \Delta f. \quad (\text{Gl. 3.6})$$

3.2 Rauschmodell des pn -PD APs

In diesem Kapitel wird nun das Rauschen des pn -PD APs näher betrachtet und zunächst die zu erwartende äquivalente Rauschladung (Equivalent Noise Charge, *ENC*) der Pixelstruktur ermittelt und anschließend die Gesamt-rauschspannung am Ausgang des Pixels für den eingeschwungenen Zustand bestimmt. Ausgehend von der Schaltung des pn -PD APs (s. Abbildung 2.8) zeigt Abbildung 3.1 das Rauschersatzschaltbild dieser Pixelkonfiguration, wobei sämtliche Rauschbeiträge der Photodiode sowie des Resetvorgangs durch die rauschende Stromquelle $\overline{i_{n,PD,ges}^2}$ modelliert und der eingangsseitige Rauschbeitrag des Source-Folgers durch die Rauschspannungsquelle $\overline{u_{n,SF}^2}$ berücksichtigt werden. Der verschwindend geringe Rauschbeitrag des Select-Transistors (M_{SEL} , s. Abbildung 2.8) wird an dieser Stelle vernachlässigt. Zusätzlich wird das pn -PD AP ausgangsseitig kapazitiv (C_L) belastet.


Abbildung 3.1: Rauschersatzschaltbild des pn-Photodiode Active Pixels

Die gesamte, äquivalente Rauschladung des *pn-PD APs* setzt sich, wie in Gl. 3.7 angegeben, aus verschiedenen, unkorrelierten Rauschbeiträgen zusammen. Im Einzelnen sind dies: das Schrotrauschen des Dunkelstromes ($\sigma_{PD,dunkel}^2$) und des Photostromes ($\sigma_{PD,ph}^2$), das Reset-Rauschen (σ_{reset}^2), das Partition-Rauschen (σ_{part}^2), sowie das Rauschen des Source-Folgers (σ_{SF}^2). Die Varianz σ^2 beschreibt hierbei den quadratischen Mittelwert der einzelnen Rauschladungen in C^2 , wobei die *ENC* hingegen typischerweise als Vielfaches der Elementarladung q angegeben wird und somit dimensionslos ist.

$$ENC_{PD} = \frac{\sqrt{\sigma_{PD,dunkel}^2 + \sigma_{PD,ph}^2 + \sigma_{reset}^2 + \sigma_{part}^2 + \sigma_{SF}^2}}{q} \quad (\text{Gl. 3.7})$$

Schrotrauschen durch Dunkel- und Photoströme

Schrotrauschen entsteht immer dann, wenn in einem Halbleitermaterial Ladungsträger transportiert werden. Im Fall der Photodiode müssen Ladungsträger die Potentialbarriere des pn-Übergangs überwinden, um einen Stromfluss zu ermöglichen. Jeder Ladungsträger durchquert diesen Übergang dabei in unterschiedlicher Geschwindigkeit und auf verschiedenem Wege. Durch die Überlagerung dieser, als statistisch unabhängig voneinander angenommenen, stattfindenden Bewegungen kommt es zu impulsförmigen Schwankungen rund um den Mittelwert des fließenden Gleichstromes I_0 . Ein solcher Zufallsprozess ist durch eine Poissonverteilung charakterisiert. Laut [Mül79] und [Dav87] ist der Strom des Schrotrauschens temperaturunabhängig und wird bei Betrachtung der einseitigen Rauschbandbreite Δf angegeben als:

$$\overline{i_{n,shot}^2} = 2 \cdot q \cdot I_0 \cdot \Delta f. \quad (\text{Gl. 3.8})$$

Der Gleichstrom I_0 kann dabei durchaus temperaturabhängig sein, so dass sich das resultierende Schrotrauschen durch Reduzierung der Umgebungstemperatur minimieren lässt. Die Rauschbandbreite des Photo- und Dunkelstrom bedingten Schrotrauschens ist nach [Boy83] mit $\Delta f = 1/2T_{int}$ durch ein rechteckförmiges Integrationszeitfenster T_{int} des Photodetektors bestimmt, so dass sich der äquivalente Schrotrauschstrom angeben lässt als:

$$\overline{i_{n,shot}^2} = \frac{q \cdot I_0}{T_{int}}. \quad (\text{Gl. 3.9})$$

Eine ausführlichere Herleitung des Schrotrauschens anhand der Autokorrelationsfunktion der poissonverteilten Stromimpulse findet sich in Unterkapitel 3.3.2. Die äquivalenten Rauschladungen $\sigma_{PD,dunkel}^2$ und $\sigma_{PD,ph}^2$ sind des Weiteren durch die Gl. 3.10 und Gl. 3.11 gegeben:

$$\sigma_{PD,dunkel}^2 = q \cdot I_{PD,dunkel} \cdot T_{int}, \quad (\text{Gl. 3.10})$$

$$\sigma_{PD,ph}^2 = q \cdot I_{PD,ph} \cdot T_{int}. \quad (\text{Gl. 3.11})$$

Bezogen auf die Photodiodenkapazität C_{PD} lassen sich die äquivalenten Rauschspannungsquadrate des Dunkel- und Photostrom bedingten Schrotrauschens unter Berücksichtigung der Gl. 3.10 und 3.11 zudem bestimmen als:

$$\overline{u_{n,PD,dunkel}^2} = \frac{q \cdot I_{PD,dunkel} \cdot T_{int}}{C_{PD}^2}, \quad (\text{Gl. 3.12})$$

$$\overline{u_{n,PD,ph}^2} = \frac{q \cdot I_{PD,ph} \cdot T_{int}}{C_{PD}^2}. \quad (\text{Gl. 3.13})$$

Zur Minimierung des Schrotrauschens sollten demnach der Dunkel- und der Photostrom möglichst gering sein. Der Dunkelstrom wird durch die Wahl des Photodetektors und dessen Querschnitt bestimmt und kann so, je nach Anwendung, optimiert werden. Die Reduzierung des Photostromes steht jedoch im Widerspruch zur eigentlichen Funktion des Photodetektors. Darüber hinaus kann das Schrotrauschen nicht durch schaltungstechnische Maßnahmen wie dem Correlated Double Sampling (CDS) eliminiert werden, da dieses nur korrelierte Rauschprozesse wie das $1/f$ -Rauschen unterdrücken kann.

Thermisches Rauschen und kT/C -Rauschen (Reset-Rauschen)

Thermisches Rauschen (oft auch als Johnson- oder Nyquist-Rauschen bezeichnet) wird durch die Brown'sche Bewegung von Ladungsträgern in allen Wirkwiderständen verursacht. Diese statistisch verteilte Ladungsträgerbewegung wird als unabhängig von der angelegten Spannung oder vom Stromfluss durch den Widerstand angenommen und zeigt eine starke Temperaturabhängigkeit. Die thermische Rauschspannung eines stromlosen Widerstandes R_{wirk} lässt sich demnach schreiben als:

$$\overline{u_{n,th}^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{wirk} \cdot \Delta f, \quad (\text{Gl. 3.14})$$

wobei Δf wiederum die Rauschbandbreite angibt [Mül79]. Für den Fall des integrierenden *pn-PD APs* ergibt sich beim Schalten des Reset-Transistors ein Spezialfall des thermischen Rauschens, das so genannte Reset-Rauschen. Die Parallelschaltung aus dem Widerstand R_P der Photodiode und dem „ON“-Widerstand des Reset-Transistors R_{reset} bildet zusammen mit der Photodiodenkapazität C_{PD} ein RC-Tiefpassfilter, welches das thermische Rauschen der Widerstände begrenzt. Die Übertragungsfunktion $H(\omega)$ dieses RC-Filters ist im eingeschwungenen Zustand durch:

$$H(\omega) = \frac{1}{1 + j\omega \cdot R_{ges} \cdot C_{PD}} \quad (\text{Gl. 3.15})$$

gegeben, wobei $R_{ges} = R_P || R_{reset}$ gilt. Das mittlere Rauschspannungsquadrat ergibt sich dann aus der Lösung des folgenden Integrals:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,th}^2} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} 4 \cdot kT \cdot R_{ges} \cdot |H(\omega)|^2 d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} 4 \cdot kT \cdot R_{ges} \frac{1}{1 + (\omega \cdot R_{ges} \cdot C_{PD})^2} d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \cdot 4 \cdot kT \cdot R_{ges} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{R_{ges} \cdot C_{PD}} \\ &= \frac{kT}{C_{PD}} = \overline{u_{n,reset}^2} \end{aligned} \quad (\text{Gl. 3.16})$$

Es zeigt sich, dass das thermische Rauschen während des Reset-Vorgangs unabhängig von den Widerstandswerten R_P und R_{reset} ist und ausschließlich durch die Photodiodenkapazität C_{PD} und die Umgebungstemperatur T bestimmt wird. Aus diesem Grund wird das Reset-Rauschen auch oftmals als kT/C -Rauschen bezeichnet.

Darüber hinaus variiert, je nach verwendetem Reset-Transistor-Typ (*NMOS*- oder *PMOS*-Transistor), der Wert des kT/C -Rauschens. Wird ein *NMOS*-Transistor für die Reset-Operation der Photodiode verwendet, so wird dieses auch als „Soft“-Reset bezeichnet. Der „Soft“-Reset besitzt den Vorteil, dass das Reset-Rauschen nur halb so groß ist, wie bei der Verwendung eines *PMOS*-Transistors als Reset-Transistor. Dieses wird auch als „Hard“-Reset bezeichnet. Formelmäßig lassen sich „Soft“- und „Hard“-Reset durch die Einführung eines Reset-Faktors α_{reset} gemäß Gl. 3.17 berücksichtigen:

$$\overline{u_{n,reset}^2} = \frac{\alpha_{reset} kT}{C_{PD}}, \quad (\text{Gl. 3.17})$$

wobei α_{reset} für den „Soft“-Reset 0,5 beträgt und für den „Hard“-Reset den Wert 1 annimmt [Pai99]. Vorteile des „Soft“-Resets sind das geringere Reset-Rauschen und der niedrige Platzbedarf des *NMOS*-Transistors, welcher einen hohen Pixelfüllfaktor ermöglicht. Zudem verhindert der *NMOS*-Transistor das so genannte „Blooming“ (Übersprechen mit benachbarten Pixelzellen bei Überstrahlung) [Zim04]. Nachteile des „Soft“-Resets sind hingegen „Image Lag“-Effekte [Ter82], [Ram01] und eine starke Nichtlinearität bei schwacher Beleuchtung. Beim „Hard“-Reset sind diese Effekte nicht vorhanden, jedoch erhöht sich aufgrund der notwendigen n-Wanne für den *PMOS*-Transistor auch der Platzbedarf im Vergleich zum „Soft“-Reset. Darüber hinaus sollte beim „Hard“-Reset immer auch ein zum *PMOS*-Transistor parallel geschalteter *NMOS*-Transistor als „Anti-Blooming“-Maßnahme verwendet werden, welcher zusätzlich den Platzbedarf steigert. Schließlich lässt sich die, auf die Photodiodenkapazität C_{PD} bezogene äquivalente Rauschladung, angeben als:

$$\sigma_{reset}^2 = \alpha_{reset} kT \cdot C_{PD}. \quad (\text{Gl. 3.18})$$

Für die Minimierung der Reset-Rauschladung sollte die Diodenkapazität C_{PD} demnach möglichst klein sein. Dieses führt allerdings auch zu einer verringerten Photoaktivfläche A_{PD} . Beim Photodetektordesign muss daher, ähnlich wie bei der Minimierung des Schrotrauschens, ein Kompromiss zwischen Rauschen und erzielbarem Photostrom I_{ph} , welcher direkt von der Fläche A_{PD} abhängig ist, gefunden werden.

Partition-Rauschen

Neben dem kT/C -Rauschen verursacht die Reset-Operation zusätzlich das so genannte Partition-Rauschen, welches durch das Schalten der Gate-Elektrode des Reset-Transistors verursacht wird. Bei schnellen Schaltvorgängen mit Anstiegs- und Abschaltzeiten im

einstelligen ns-Bereich verbleiben nach dem Abschalten des Transistor-Gates Ladungsträger im Kanal des Transistors zurück und bilden die Quelle des Partition-Rauschens [Lai05]. Das äquivalente Rauschspannungsquadrat des Partition-Rauschens wird gemäß Gl. 3.19 angegeben und ist von der Gate-Kapazität des Reset-Transistors $C_{G,RST} = C'_{ox}(W \cdot L)_{RST}$ und der Photodiodenkapazität C_{PD} abhängig:

$$\overline{u_{n,part}^2} = \frac{2}{\pi^2} \frac{\alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST}}{C_{PD}^2}. \quad (\text{Gl. 3.19})$$

Hierbei besitzt der Partition-Rauschfaktor α_{part} je nach Anstiegs- und Abfallzeiten der Taktflanken (typischerweise 1 bis 2 ns) Werte zwischen 1 und 3 [Lai05]. Die äquivalente Rauschladung des Partition-Rauschens wiederum ergibt sich zu:

$$\sigma_{part}^2 = \frac{2}{\pi^2} \alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST}. \quad (\text{Gl. 3.20})$$

Rauschen des Source-Folgers

Zur Modellierung des Source-Folger-Rauschens befindet sich am Eingang des Verstärkers die rauschende Spannungsquelle $\overline{u_{n,SF}^2}$. Die korrespondierende äquivalente Rauschladung ist dann durch Gl. 3.21 gegeben:

$$\sigma_{SF}^2 = C_{PD}^2 \cdot \overline{u_{n,SF}^2}. \quad (\text{Gl. 3.21})$$

Zur Bestimmung des mittleren Rauschspannungsquadrates des Source-Folgers muss dessen Verschaltung und das zugehörige Rauschersatzschaltbild aus Abbildung 3.2 näher betrachtet werden.

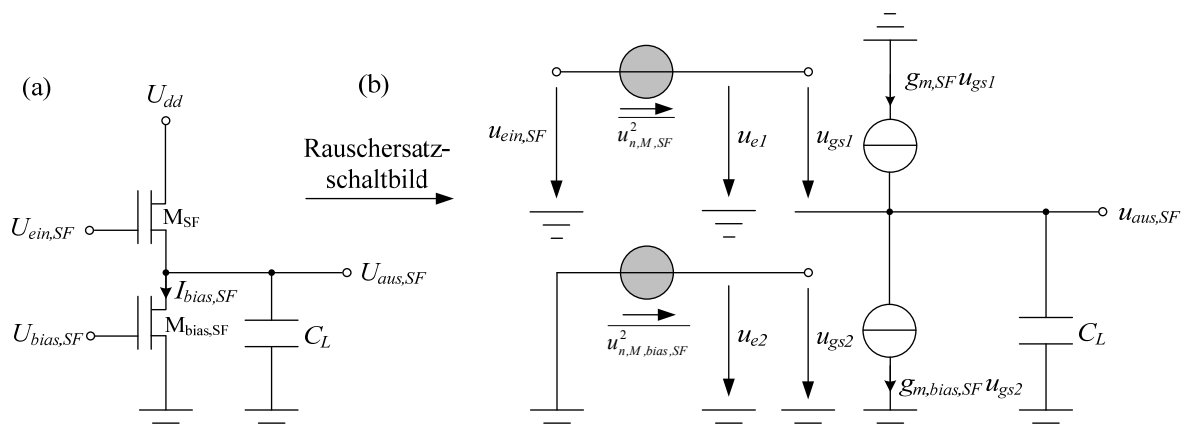


Abbildung 3.2: Schaltbild des Source-Folgers (a) und zugehöriges Rauschersatzschaltbild (b)

In Abbildung 3.2a ist die Source-Folger-Schaltung, bestehend aus dem eigentlichen *SF*-Transistor (M_{SF}) an dessen Gate die Eingangsspannung $U_{ein,SF}$ anliegt und dem Bias-Transistor ($M_{bias,SF}$) als Teil eines Stromspiegels, dargestellt. An der kapazitiven Last C_L wird die Ausgangsspannung $U_{aus,SF}$ abgegriffen. Zur weiteren Analyse wird die Verschaltung der beiden Transistoren kleinsignalmäßig und unter Berücksichtigung des Rauschens ($u_{n,M,SF}$ und $u_{n,M,bias,SF}$) der beiden Transistoren betrachtet (s. Abbildung 3.2b). Hierbei wird vereinfachend angenommen, dass der Substrateffekt sowie die Ausgangsleitwerte (g_{ds}) der Transistoren M_{SF} und $M_{bias,SF}$ vernachlässigbar sind. Eine ausführliche Betrachtung unter Berücksichtigung beider Effekte ist in Anhang A.1 zu finden. Mit $u_{gs1} = u_{e1} - u_{aus,SF}$, $u_{gs2} = u_{e2}$ und nach einigen Umformungen lässt sich die Ausgangsspannung der Schaltung im s -Bereich als:

$$u_{aus,SF} = \frac{1}{1 + s \frac{C_L}{g_{m,SF}}} \left(u_{e1} + \frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}} u_{e2} \right) \quad (\text{Gl. 3.22})$$

angeben. Hieran kann einerseits das Tiefpassverhalten der Source-Folger-Schaltung mit der Eckfrequenz $f_{3dB} = g_{m,SF} / (2\pi C_L)$ und somit die Rauschbandbreite $\Delta f = \pi f_{3dB} / 2$ abgelesen werden. Andererseits zeigt Gl. 3.23, wie das Rauschen am Eingang des Transistors $M_{bias,SF}$ mit dem Verstärkungsfaktor $g_{m,bias,SF} / g_{m,SF}$ auf den Ausgang des Source-Folgers übertragen wird. Das Gesamtrauschen am Ausgang des Source-Folgers lässt sich demnach aus der Überlagerung der beiden unkorrelierten Rauschspannungsquellen $u_{n,M,SF}$ und $u_{n,M,bias,SF}$ gemäß Gl. 3.23 bestimmen:

$$\overline{u_{n,SF}^2} = \left[\overline{u_{n,M,SF}^2} + \left(\frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}} \right)^2 \overline{u_{n,M,bias,SF}^2} \right] \Delta f \quad (\text{Gl. 3.23})$$

Das thermische Rauschspannungsquadrat eines Transistors beträgt typischerweise [VdZ86]:

$$\overline{u_{n,M}^2} = 4 \cdot kT \cdot \frac{\gamma}{g_m}, \quad (\text{Gl. 3.24})$$

wobei der Rauschfaktor γ für Langkanal-Transistoren im Sättigungsbereich $\gamma = 2/3$ beträgt und im linearen Bereich den Wert $\gamma = 1$ annimmt ([VdZ86], [Abi86]). Für Kurzkanal-Transistoren kann γ aber auch Werte deutlich größer Eins im Bereich der Sättigung besitzen [Tri96]. Unter Berücksichtigung von Gl. 3.23, Gl. 3.24 und der bereits zuvor genannten Rauschbandbreite $\Delta f = g_{m,SF} / (4C_L)$ ergibt sich das Gesamtrauschspannungsquadrat des Source-Folgers am Ausgang zu:

$$\overline{u_{n,SF}^2} = \frac{kT \cdot \gamma}{C_L} \left(1 + \left(\frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}} \right)^2 \right). \quad (\text{Gl. 3.25})$$

Die Rauschfaktoren der beiden Transistoren M_{SF} und $M_{bias,SF}$ sind dabei identisch als $\gamma = \gamma_{SF} = \gamma_{bias,SF}$ angenommen worden.

Gesamtrauschladung und –spannung am Pixelausgang

Die Gesamtrauschladung ENC_{PD} des *pn-PD APs* im eingeschwungenen Zustand lässt sich unter Berücksichtigung aller unkorrelierten Rauschquellen durch additive Überlagerung gemäß Gl. 3.26 zusammenfassen:

$$ENC_{PD} = \sqrt{\frac{(I_{PD,dunkel} + I_{PD,ph}) \cdot T_{int}}{q} + \frac{\alpha_{reset} kT \cdot C_{PD}}{q^2} + \frac{2}{\pi^2} \frac{\alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST}}{q^2} + \frac{C_{PD}^2 \overline{u_{n,SF}^2}}{q^2}}. \quad (\text{Gl. 3.26})$$

Ebenso lässt sich aus der Summe der einzelnen mittleren Rauschspannungsquadrate das Gesamtrauschen am Ausgang des Pixels gemäß Gl. 3.27 angeben. Allerdings muss dabei der Verstärkungsfaktor A_{SF} des Source-Folgers berücksichtigt werden:

$$\overline{u_{n,ges,aus,PD}^2} = A_{SF}^2 \left\{ \frac{q \cdot (I_{PD,dunkel} + I_{PD,ph}) \cdot T_{int} + \frac{\alpha_{reset} kT}{C_{PD}}}{C_{PD}^2} + \frac{2}{\pi^2} \frac{\alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST}}{C_{PD}^2} + \frac{kT \cdot \gamma}{C_L} \left(1 + \frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}} \right) \right\}. \quad (\text{Gl. 3.27})$$

Abschließend sei angemerkt, dass das niederfrequente *1/f*-Rauschen bei den bisherigen Untersuchungen nicht näher betrachtet und vernachlässigt wurde, da es typischerweise durch schaltungstechnische Maßnahmen wie dem Correlated Double Sampling (*CDS*) eliminiert werden kann. An dieser Stelle wird auf vertiefende Literatur verwiesen ([Tia00], [Deg00]).

3.3 Rauschmodellierung des *PG APs*

Nach der Untersuchung des Rauschens des *pn-PD APs* im eingeschwungenen Zustand werden nun die Rauscheigenschaften des *PG APs* anhand eines vereinfachten Rauschmodells beschrieben. Im Anschluss daran wird ein transientes Rauschmodell des *PG APs* entwickelt, welches die Einflüsse des Schrotrauschens, des thermischen Rauschens, des „Trapping“-Rauschens während des Ladungstransfers und des *1/f*-Rauschens der Ausleseelektronik im Zeitbereich berücksichtigt.

3.3.1 Vereinfachtes Rauschmodell des PG APs

Mit den Erkenntnissen aus Kapitel 3.2 und basierend auf dem in Abbildung 2.15 gezeigten Schaltbild des PG APs kann das in Abbildung 3.1 beschriebene Rauschersatzschaltbild des pn -PD APs durch einige Modifikationen auch zur vereinfachten Modellierung des Rauschens des PG APs im eingeschwungenen Zustand verwendet werden (s. Abbildung 3.3). Die mit Schrotrauschen behafteten Photo- und Dunkelströme des Photogates werden dabei mit einem als ideal angenommenen Schalter TG mit der Floating Diffusion verbunden. Der Ladungstransfer beim Durchschalten des Transfer-Gates TG wird hierbei als vollständig durchgeführt angenommen. Fluktuationen durch den Schaltvorgang werden allerdings nicht modelliert. Des Weiteren wird der mit Schrotrauschen behaftete Dunkelstrom der Floating Diffusion $I_{FD,dunkel}$ mit in das Rauschmodell aufgenommen. Die genannten Schrotrauschbeiträge, sowie das Reset- und Partition-Rauschen werden durch die Rauschstromquelle $\overline{i_{n,PG,ges}^2}$ berücksichtigt und das eingangsseitige Rauschen des Source-Folgers durch $\overline{u_{n,SF}^2}$ modelliert.

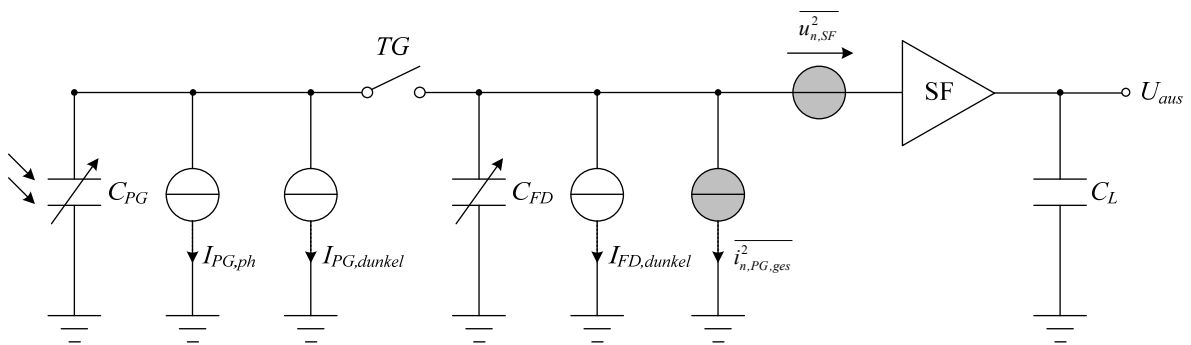


Abbildung 3.3: Vereinfachtes Rauschersatzschaltbild des Photogate Active Pixels (PG AP)

Die äquivalente Rauschladung des PG APs lässt sich demnach gemäß Gl. 3.28 ausdrücken:

$$ENC_{PG} = \frac{\sqrt{\sigma_{PG,dunkel}^2 + \sigma_{PG,ph}^2 + \sigma_{FD,dunkel}^2 + \sigma_{reset}^2 + \sigma_{part}^2 + \sigma_{SF}^2}}{q} \quad (\text{Gl. 3.28})$$

Hierbei ist zu beachten, dass der Rauschbeitrag der Floating Diffusion $\sigma_{FD,dunkel}^2$ ab dem Abschaltzeitpunkt des Reset-Transistors wirksam ist und solange berücksichtigt werden muss, bis der Auslesevorgang an der Floating Diffusion beendet ist. Diese Zeit wird im Folgenden als $T_{readout}$ definiert. Ohne die weiteren Rauschbeiträge wie das Reset-, das Partition und SF-Rauschen des PG APs neu berechnen zu müssen, lässt sich die äquivalente Rauschladung als:

$$ENC_{PG} = \frac{1}{q} \sqrt{q \cdot (I_{PG,dunkel} + I_{PG,ph}) \cdot T_{int} + q \cdot I_{FD,dunkel} \cdot T_{readout} + \alpha_{reset} kT \cdot C_{FD} + \frac{2}{\pi^2} \alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST} + C_{FD}^2 \overline{u_{n,SF}^2}} \quad (\text{Gl. 3.29})$$

angeben. Daraus ergibt sich am kapazitiv belasteten Pixelausgang die folgende Rauschspannung für den eingeschwungenen Zustand:

$$\overline{u_{n,ges,aus,PG}^2} = A_{SF}^2 \left\{ \frac{q \cdot (I_{PG,dunkel} + I_{PG,ph}) \cdot T_{int} + q \cdot I_{FD,dunkel} \cdot T_{readout} + \frac{\alpha_{reset} kT}{C_{FD}}}{C_{FD}^2} + \frac{2}{\pi^2} \frac{\alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST}}{C_{FD}^2} + \frac{kT \cdot \gamma}{C_L} \left(1 + \frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}} \right) \right\}. \quad (\text{Gl. 3.30})$$

Im Vergleich zum *pn-PD AP* ist sowohl bei der Bestimmungsterm der äquivalenten Rauschladung ENC als auch bei der Rauschspannung am Ausgang des Pixels die Abhängigkeit von der Kapazität der photoaktiven Fläche durch die Kapazität der Floating Diffusion ersetzt worden. Allerdings skalieren die Schrotrauschbeiträge des Dunkel- und Photostromes des Photogates weiterhin mit dessen Geometrie.

3.3.2 Rauschmodellierung des *PG APs* im Zeitbereich

Bei genauerer Betrachtung des vereinfachten Rauschmodells des *PG APs* aus Kapitel 3.3.1 wird deutlich, dass zwar grob die Unterschiede zum Rauschverhalten des *pn-PD APs* aufgezeigt werden können, aber einige physikalische Begebenheiten nicht korrekt modelliert werden. So wird beispielsweise der Ladungstransfer zwischen C_{PG} und C_{FD} falsch wiedergegeben. Nach Abbildung 3.3 käme es beim Schalten von *TG* zu einem „Charge-Sharing“ zwischen den beiden Kapazitäten. In der Realität findet dieses jedoch nicht statt. Daher wird in diesem Unterkapitel zunächst ein elektrisches Ersatzschaltbild für den korrekten Transfer- und Auslesevorgang des *PG APs* präsentiert und im weiteren Verlauf zu einem transienten Rauschmodell erweitert, welches zusätzlich auch das Rauschen des Transfer-Gates beinhaltet.

Abbildung 3.4 zeigt ein typisches Timing-Diagramm zur Auslese der akkumulierten Ladung des in Abbildung 2.15 dargestellten *PG APs*. Als Integrationsfenster T_{int} ist in diesem Fall der Zeitraum zwischen zwei Ladungstransferzyklen T_{TG} definiert. Die Reset-Phase T_{RST} liegt innerhalb dieses Zeitfensters und lädt die Floating Diffusion auf die Referenzspannung $U_{dd,pix}$ auf. Nach Beendigung der Reset-Phase schaltet nach einer gewissen Totzeit das Transfer-Gate

durch, so dass photogenerierte Ladungsträger die Floating Diffusion und dessen vorgespannte Kapazität entladen. Nach Abschluss des Transfervorganges schaltet der Select-Transistor den Ausgang des Source-Folgers für die Zeit T_{SEL} auf die Spaltenausleseleitung.

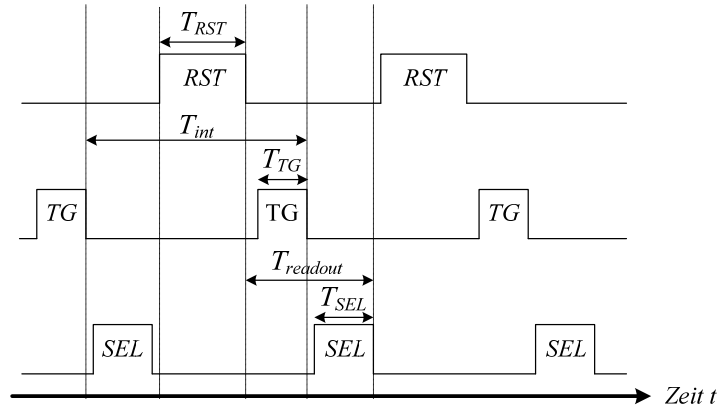


Abbildung 3.4: Timing-Diagramm des *PG APs*

Zur Vereinfachung der Modellierung wird eine Gesamtkapazität C_{tot} eingeführt, welche die wirksame Kapazität am Floating Diffusion-Knoten beschreiben soll. Hierbei handelt es sich um die Parallelschaltung, bestehend aus der Floating Diffusion-Kapazität C_{FD} und den parasitären Transistorkapazitäten $C_{GS,RST}$ (Gate-Source-Kapazität des Reset-Transistors), $C_{GD,SF}$ (Gate-Drain-Kapazität des Source-Folger-Transistors) und $C_{GS,TG}$ (Gate-Source-Kapazität des einseitigen *TG*-Transistors zwischen der *TG*-Elektrode und der Floating Diffusion):

$$C_{tot} = C_{FD} + C_{GS,RST} + C_{GD,SF} + C_{GS,TG} \quad (\text{Gl. 3.31})$$

Um das Verhalten während des Akkumulations- und Auslesevorgangs eines *PG APs* auch in einem Schaltungssimulator wie *SPICE*® oder *SPECTRE*® modellieren zu können, ist das in Abbildung 3.5 vorgestellte äquivalente Ersatzschaltbild entwickelt worden. Das Transfer-Gate wird hier durch den idealen Schalter *TG* modelliert, der die Stromquelle $I_{PG} = I_{PG,dunkel} + I_{PG,ph}$ schaltet. Die Emulation eines verlustlosen, vollständigen Ladungstransfers von der Kapazität C_{tot} zur Floating Diffusion-Kapazität C_{FD} wird mit Hilfe eines idealen Operationsverstärkers (*OpAmp*) und einem idealen Schalter mit invertiertem *TG*-Takt in der Rückkopplung ermöglicht. Wird ein verlustbehafteter Ladungstransfer gewünscht, so lässt sich dieses mit der Einführung einer endlichen Verstärkung des *OpAmps* realisieren. Darüber hinaus wird mit dem Transistor M_{TG} das nicht ideale Verhalten des Transfer-Gates beschrieben. Hierdurch

Hierbei beschreibt σ_{PG}^2 das durch Dunkel- und Photoströme des *PGs* verursachte Schrotrauschen, $\sigma_{FD,dunkel}^2$ das Schrotrauschen des *FD*-Dunkelstromes, σ_{reset}^2 das Reset-Rauschen und σ_{part}^2 das Partition-Rauschen. Der fünfte Beitrag $\sigma_{\Delta QTG}^2$ wird zur Modellierung des „Trapping“-Rauschens während des Transfer-Vorgangs verwendet, um Ladungsfluktuationen unter dem Transfer Gate zu berücksichtigen, die durch Rekombinationsprozesse zwischen den transferierten Ladungsträgern und „Traps“ an der Siliziumoberfläche induziert werden.

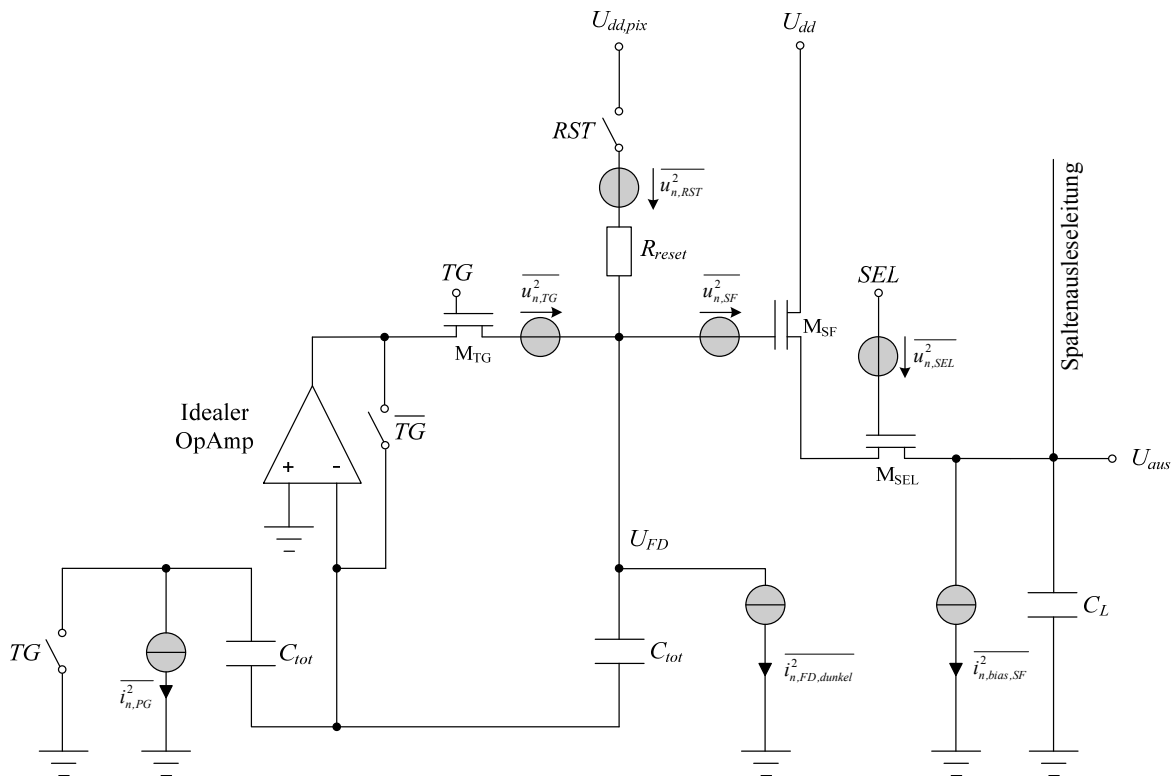


Abbildung 3.6: Äquivalentes Rauschersatzschaltbild des *PG APs*

Schrotrauschen der Dunkel- und Photoströme

Das Schrotrauschen der Photo- und Dunkelströme des Photogates sowie des Dunkelstromes der Floating Diffusion sind statistisch verteilte Zufallsprozesse, die als so genanntes weißes Rauschen angenommen werden. Die zugehörige Autokorrelationsfunktion ist durch:

$$R(\tau_1, \tau_2) = E[i_n(\tau_1)i_n(\tau_2)] = qI_0 \delta(\tau_1 - \tau_2) \quad (\text{Gl. 3.33})$$

gegeben und ergibt sich aus den Erwartungswerten E zu den Zeitpunkten τ_1 und τ_2 .

Die Lösung des folgenden Integrals:

$$\sigma_{shot}^2 = \int_0^t \int_0^t q I_0 \delta(\tau_1 - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 = q I_0 t \quad \text{für } t > 0 \quad (\text{Gl. 3.34})$$

liefert die korrespondierende Rauschladung des Photogate-Schrotrauschens, die durch:

$$\sigma_{PG}^2 = q \cdot I_{PG} \cdot T_{int} \quad (\text{Gl. 3.35})$$

ausgedrückt werden kann. Die entsprechende Rauschladung des Dunkelstromes der Floating Diffusion ergibt sich zu:

$$\sigma_{FD,dunkel}^2 = q \cdot I_{FD,dunkel} \cdot T_{readout} \quad (\text{Gl. 3.36})$$

Reset-Rauschen

Zur Berechnung des Reset-Rauschens eignet sich das in Abbildung 3.7 gezeigte RC-Glied, bestehend aus der Kapazität C_{tot} und dem „ON“-Widerstand R_{reset} mit der in Reihe geschalteten Rauschspannungsquelle $\overline{u_{n,reset}^2}$ (vgl. [Bar75]).

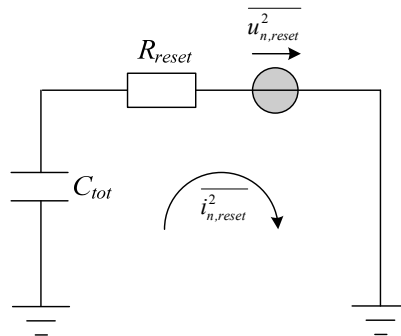


Abbildung 3.7: RC-Glied zur Bestimmung des Reset-Rauschens

Mit Hilfe der Kirchhoff'schen Gesetze lässt sich die folgende Differentialgleichung aufstellen:

$$\frac{dQ_{reset}(t)}{dt} + \frac{Q_{reset}(t)}{R_{reset} \cdot C_{tot}} = \frac{u_{n,reset}}{R_{reset}} \quad (\text{Gl. 3.37})$$

Eine Lösung dieser Differentialgleichung kann in:

$$Q_{reset}(t) = \frac{1}{R_{reset}} e^{-\frac{t}{R_{reset} C_{tot}}} \cdot \int_0^t u_{n,reset}(\tau) e^{\frac{\tau}{R_{reset} C_{tot}}} d\tau \quad (\text{Gl. 3.38})$$

gefunden werden.

Die Varianz der Reset-Rauschladung ist gemäß Gl. 3.39 definiert. Hierbei wird das Rauschen des Reset-Vorgangs wie das Schrotrauschen als weißer Rauschprozess angenommen, dessen Mittelwert bzw. dessen Quadrat des Erwartungswertes E gleich Null ist:

$$\sigma_{reset}^2 = E[(Q_{reset}(t))^2] - \underbrace{E^2[Q_{reset}(t)]}_{=0}. \quad (\text{Gl. 3.39})$$

Die Autokorrelationsfunktion des weißen Rauschens ist per Definition durch den mit $N_{0,reset}/2$ gewichteten Dirac-Stoß an der Stelle $\tau_1 - \tau_2$ gemäß Gl. 3.40 gegeben, wobei $N_{0,reset}$ für thermisches Rauschen $4 \cdot kT \cdot R_{reset}$ beträgt:

$$R(\tau_1, \tau_2) = E[u_{n,reset}(\tau_1)u_{n,reset}(\tau_2)] = \frac{N_{0,reset}}{2} \delta(\tau_1 - \tau_2). \quad (\text{Gl. 3.40})$$

Wird Gl. 3.39 auf Gl. 3.38 angewandt, so ergibt sich das folgende zu lösende Integral:

$$\sigma_{reset}^2 = \frac{1}{R_{reset}^2} \cdot e^{-\frac{2t}{R_{reset}C_{tot}}} \cdot \int_0^t \int_0^t E[u_{n,reset}(\tau_1)u_{n,reset}(\tau_2)] \cdot e^{\frac{\tau_1 + \tau_2}{R_{reset}C_{tot}}} d\tau_1 d\tau_2. \quad (\text{Gl. 3.41})$$

Durch Einsetzen von Gl. 3.40 in Gl. 3.41 und nach einigen Umformungen lässt sich die Rauschladung auf der Kapazität C_{tot} während der Reset-Phase ($0 < t \leq T_{RST}$) angeben als:

$$\sigma_{reset}^2 = kTC_{tot} \cdot \left[1 - e^{-\frac{2t}{R_{reset}C_{tot}}} \right]. \quad (\text{Gl. 3.42})$$

Zur Modellierung des in Kapitel 3.2 beschriebenen „Soft“- und „Hard“-Resets wird, wie bereits in Gl. 3.17, der Reset-Faktor α_{reset} eingesetzt, so dass sich die zeitabhängige Reset-Rauschladung schließlich zu:

$$\sigma_{reset}^2 = \alpha_{reset} kT \cdot C_{tot} \cdot \left[1 - e^{-\frac{2t}{R_{reset}C_{tot}}} \right] \quad (\text{Gl. 3.43})$$

ergibt.

Partition-Rauschen

Das bereits in Kapitel 3.2 beschriebene Partition-Rauschen besitzt keine signifikante Variation im Zeitbereich [Lai05] und wird daher an dieser Stelle nicht näher analysiert. Vielmehr wird die bereits in Gl. 3.20 erläuterte, statische Rauschladung angenommen.

„Trapping“-Rauschen während des Ladungstransfers

Das „Trapping“-Rauschen während des Ladungstransfers wird durch die zwischenzeitliche Besetzung von „Traps“ am Si-SiO₂-Übergang der Transfer-Gate-Elektrode verursacht. Das Transfer-Gate kann hierbei als Gate eines *MOSFET's* betrachtet und in ähnlicher Weise modelliert werden. So bewirkt der Drainstrom eines *MOSFET's* Ladungsträgerfluktuationen unterhalb des Steuergates, die durch das so genannte „Random Telegraph Signal (RTS)“-Rauschen [Kir89] beschrieben werden. Die Autokorrelationsfunktion dieses „Trapping“-Prozesses ist im Allgemeinen ([Omu80], [Fow07]) durch die Funktion $e^{-\nu_{tr}|\tau|}$ für Einzel-„Traps“ gegeben, wobei ν_{tr} die so genannte „Transition“-Frequenz angibt, welche den zeitlichen Zusammenhang beschreibt, in dem freie Ladungsträger in „Traps“ gefangen und schließlich wieder freigegeben werden. Unter der Voraussetzung, dass die Autokorrelationsfunktion in irgendeiner Weise mit der Geometrie eines Transistors skaliert, ließe sich so der Ladungstransport vom Photogate zur Floating Diffusion durch eine derartige Funktion beschreiben. Bekanntermaßen skalieren ebenso die Technologieeigenschaften mit dem niederfrequenten Rauschverhalten eines Bauelementes, so dass sich nun die Frage stellt, ob ein Skalierungsfaktor gefunden werden kann, der einen Zusammenhang zwischen dem RTS-Rauschen und dem niederfrequenten *1/f*-Rauschen herstellt. Für den Fall des „Trapping“-Rauschens lässt sich mit Einführung des Skalierungsfaktors $\xi_{trapping}$ folgende Autokorrelationsfunktion formulieren:

$$R(\tau_1, \tau_2) = E[Q_{trap}(\tau_1)Q_{trap}(\tau_2)] = \xi_{trapping} \cdot e^{-\nu_{tr}|\tau_1 - \tau_2|}. \quad (\text{Gl. 3.44})$$

Unter Berücksichtigung des Wiener-Chintchin-Theorems, welches besagt, dass die spektrale Leistungsdichte eines stationären, ergodischen Zufallsprozesses durch die Fourier-Transformierte der korrespondierenden Autokorrelationsfunktion gegeben ist, lässt sich das „Trapping“-Rauschen im Frequenzbereich schreiben als:

$$\mathfrak{F}\left[\xi_{trapping} \cdot e^{-\nu_{tr}|\tau_1 - \tau_2|}\right] = \xi_{trapping} \left[\frac{2\nu_{tr}}{\nu_{tr}^2 + (2\pi f)^2} \right] = \xi_{trapping} \left[\frac{\frac{2}{\nu_{tr}}}{1 + \left(\frac{2\pi f}{\nu_{tr}}\right)^2} \right], \quad (\text{Gl. 3.45})$$

welches der Form des so genannten Lorentz-Spektrums entspricht [Wat05]. Darüber hinaus wird in der einschlägigen Literatur ([Hoo97], [Wat05]) das Spektrum des *1/f*-Rauschens als Summe vieler einzelner solcher Lorentz-Spektren angenommen. Auch wenn diese Annahme

heutzutage noch vielfach umstritten ist und kritisch diskutiert wird, dient ein solches Lorentz-Modell des $1/f$ -Rauschens als „Worst-Case“-Abschätzung für das an dieser Stelle zu untersuchende „Trapping“-Rauschen. Sollten in dieser Betrachtung nicht alle $1/f$ -Rauschbeiträge durch „Trapping“ hervorgerufen werden, so wäre das real existierende „Trapping“-Rauschen beim Transfervorgang entsprechend geringer und durch andere $1/f$ -Rauschquellen überlagert.

In [Hoo97] wird nun die Verteilung der „Transition“-Frequenz ν_{tr} wie folgt unter der Annahme, dass die „Traps“ gleichmäßig verteilt sind, beschrieben:

$$f_{\nu_{tr}}(\nu_{tr}) = \frac{1}{\nu_{tr}} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{\nu_{tr,2}}{\nu_{tr,1}}\right)} \quad \text{für } \nu_{tr,1} \leq \nu_{tr} \leq \nu_{tr,2}. \quad (\text{Gl. 3.46})$$

Durch Summation der einzelnen Lorentz-Spektren führt dieses zu einem Leistungsdichtespektrum der Form:

$$S_{Q_{trap}}(f) = \xi_{trapping} \frac{2}{\ln\left(\frac{\nu_{tr,2}}{\nu_{tr,1}}\right)} \int_{\nu_{tr,1}}^{\nu_{tr,2}} \frac{1}{\underbrace{\nu_{tr}^2 + (2\pi f)^2}_{\approx \frac{1}{4f}}} d\nu_{tr}. \quad (\text{Gl. 3.47})$$

Für ein breites „Transition“-Frequenzspektrum (z.B. $\nu_{tr,2} \gg \nu_{tr,1}$) ergibt sich als Näherungslösung für das Integral aus Gl. 3.47 der Term $1/4f$, so dass das Leistungsdichtespektrum des „Trapping“-Rauschens als:

$$S_{Q_{trap}}(f) \approx \xi_{trapping} \frac{1}{2 \ln\left(\frac{\nu_{tr,2}}{\nu_{tr,1}}\right) f} \quad (\text{Gl. 3.48})$$

abgeschätzt werden kann. Im Vergleich dazu beträgt das Leistungsdichtespektrum der äquivalenten Rauschspannung am Eingang eines MOS -Transistors (hier wird das Transfer-Gate als $MOSFET$ angenommen) ([Cha94], [Sch01]):

$$S_U(f) = \frac{k_f}{W_{TG} \cdot L_{TG} \cdot C'_{ox}} \cdot \frac{1}{f}, \quad (\text{Gl. 3.49})$$

wobei W_{TG} die Weite und L_{TG} die Länge des Transfer-Gates darstellen, C'_{ox} den Kapazitätsbelag des Gateoxides sowie k_f die so genannte, prozessabhängige „Flicker-Noise“-Konstante beschreiben. Eine Beziehung zwischen den Leistungsdichtespektren aus Gl. 3.48 und Gl. 3.49 ist über die Kapazität des Transfer-Gates ($C_{G,TG}=W_{TG}\cdot L_{TG}\cdot C'_{ox}$) gegeben:

$$S_U(f) = \frac{S_{Q_{trap}}}{C_{G,TG}^2}. \quad (\text{Gl. 3.50})$$

Durch Einsetzen von Gl. 3.48 in Gl. 3.50 und nach einigen Umformungen berechnet sich der Skalierungsfaktor $\xi_{trapping}$ des „Trapping“-Rauschens zu:

$$\xi_{trapping} = 2 \cdot k_f \cdot \ln\left(\frac{v_{tr,2}}{v_{tr,1}}\right) \cdot W_{TG} \cdot L_{TG} \cdot C'_{ox}. \quad (\text{Gl. 3.51})$$

Wird nun die Autokorrelationsfunktion $e^{-v_{tr}|t|}$ für Einzel-„Traps“ durch die Summation der einzelnen Autokorrelationsfunktionen im „Transition“-Frequenzbereich $v_{tr,1} \leq v_{tr} \leq v_{tr,2}$ ersetzt, so ergibt sich die folgende Autokorrelationsfunktion $R(t)$ für den gesamten „Trapping“-Prozess:

$$R(t) = \int_{v_{tr,1}}^{v_{tr,2}} \xi_{trapping} \cdot e^{-v_{tr}|t|} \cdot f_{v_{tr}}(v_{tr}) \cdot dv_{tr}. \quad (\text{Gl. 3.52})$$

Durch Einsetzen von Gl. 3.46 und Gl. 3.51 lässt sich die Autokorrelationsfunktion des Weiteren schreiben als:

$$R(t) = 2k_f \cdot W_{TG} \cdot L_{TG} \cdot C'_{ox} \int_{v_{tr,1}}^{v_{tr,2}} \frac{e^{-v_{tr}|t|}}{v_{tr}} dv_{tr}. \quad (\text{Gl. 3.53})$$

Die Lösung des Integrals aus Gl. 3.53 kann wiederum in der Integraleponentialfunktion $Ei(x)$ gefunden werden, welche durch die Puiseux-Reihe gemäß Gl. 3.54 gegeben ist [Bro01], wobei γ die so genannte Euler-Mascheroni-Konstante darstellt:

$$Ei(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^t}{t} dt = \gamma + \ln(x) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{x^k}{k \cdot k!}. \quad (\text{Gl. 3.54})$$

Die Autokorrelationsfunktion $R(t)$ aus Gl. 3.53 lässt sich demnach ausdrücken als:

$$\begin{aligned}
 R(t) &= 2k_f \cdot W_{TG} \cdot L_{TG} \cdot C'_{ox} \left[Ei(v_{tr,2} \cdot |t|) - Ei(v_{tr,1} \cdot |t|) \right] \\
 &= 2k_f \cdot W_{TG} \cdot L_{TG} \cdot C'_{ox} \left[\left(\gamma + \ln(v_{tr,2} \cdot |t|) + v_{tr,2} \cdot |t| + \frac{(v_{tr,2} \cdot |t|)^2}{4} + \dots \right) - \right. \\
 &\quad \left. \left(\gamma + \ln(v_{tr,1} \cdot |t|) + v_{tr,1} \cdot |t| + \frac{(v_{tr,1} \cdot |t|)^2}{4} + \dots \right) \right]. \tag{Gl. 3.55}
 \end{aligned}$$

Unter der Annahme, dass das „Trapping“-Rauschen ein weißer Prozess mit Mittelwert Null ist, kann die Varianz der „Trapping“-Rauschladung $\sigma_{\Delta QTG}^2$ wie folgt angegeben werden:

$$\sigma_{\Delta QTG}^2 = R(0) = 2k_f \cdot W_{TG} \cdot L_{TG} \cdot C'_{ox} \cdot \ln\left(\frac{v_{tr,2}}{v_{tr,1}}\right). \tag{Gl. 3.56}$$

Gesamtrauschladung an C_{tot}

Die Überlagerung der unkorrelierten Beiträge des Schrotrauschens, des „Trapping“-Rauschens, sowie des Partition- und Reset-Rauschens ergibt schließlich eine Gesamtrauschladung an C_{tot} von:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{tot}^2(t) &= q \cdot (I_{PG} \cdot T_{int} + I_{FD,dunkel} \cdot T_{readout}) \\
 &\quad + \alpha_{reset} \cdot kT \cdot C_{tot} \left(1 - e^{-\frac{2T_{RST}}{R_{reset} C_{tot}}} \right) + \frac{2}{\pi^2} \alpha_{part} \cdot kT \cdot C_{G,RST} \\
 &\quad + 2k_f \cdot W_{TG} \cdot L_{TG} \cdot C'_{ox} \cdot \ln\left(\frac{v_{tr,2}}{v_{tr,1}}\right). \tag{Gl. 3.57}
 \end{aligned}$$

Die Rauschladung kann ebenfalls als eine an der Floating Diffusion anliegende, äquivalente Rauschspannung ausgedrückt werden (s. Gl. 3.58):

$$\overline{u_{n,FD}^2(t)} = \frac{\sigma_{tot}^2(t)}{C_{tot}^2}. \tag{Gl. 3.58}$$

Rauschbeiträge des SF-Transistors und der Bias-Stromquelle

Nach der Bestimmung der Rauschspannung an C_{tot} werden nun die Rauschbeiträge des Source-Folger-Transistors, des Select-Transistors und der Bias-Stromquelle (weißes Rauschen des Stromquellen-Transistors wird mit $\overline{u_{n,biasSF}^2}$ berücksichtigt) näher betrachtet. Zur Analyse des Rauschens wird zunächst das in Abbildung 3.8 gezeigte Schaltbild untersucht.

Hierbei wird der Select-Transistor im durchgeschalteten Zustand durch den „ON“-Widerstand R_{SEL} berücksichtigt und dessen weißes und $1/f$ -Rauschen im Folgenden vernachlässigt.

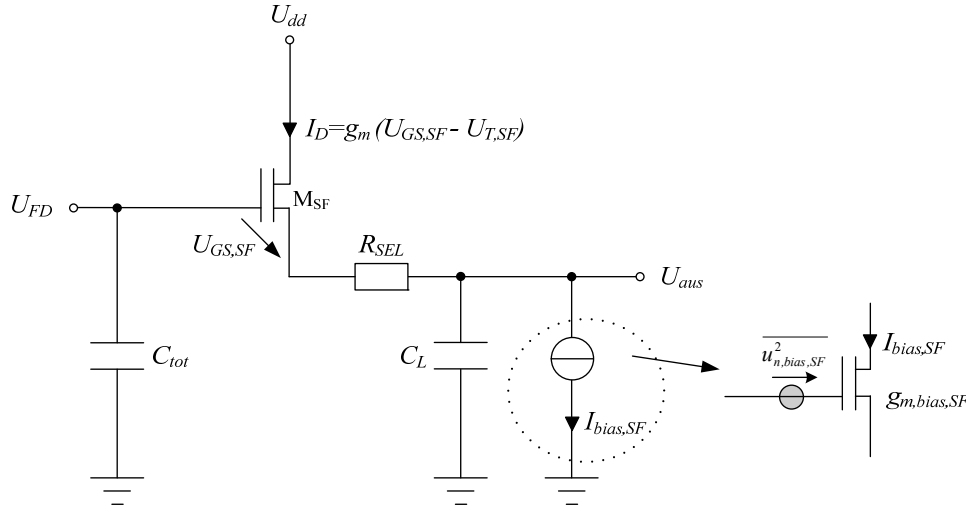


Abbildung 3.8: Source-Folger-Schaltung bei durchgeschaltetem Select-Transistor

Mit Hilfe der Kirchhoff'schen Gesetze lässt sich die folgende Stromgleichung für die gezeigte Schaltung aufstellen:

$$C_L \frac{dU_{aus}}{dt} + I_{bias,SF} = g_{m,SF} \frac{U_{FD} - U_{aus} - U_{T,SF}}{1 + g_{m,SF} R_{SEL}}. \quad (\text{Gl. 3.59})$$

Wird hierbei ein vernachlässigbar kleiner „ON“-Widerstand R_{SEL} angenommen, so gilt $g_{m,SF} R_{SEL} \ll 1$. Durch weitere Umformungen ergibt sich dann die in Gl. 3.60 formulierte Differentialgleichung für die Ausgangsspannung U_{aus} in Abhängigkeit der Floating Diffusion-Spannung U_{FD} , der Schwellenspannung des *SF*-Transistors $U_{T,SF}$ und der Biasstromquelle des *SF*-Transistors $I_{bias,SF}$:

$$\frac{dU_{aus}}{dt} + \frac{g_{m,SF}}{C_L} U_{aus} = \frac{g_{m,SF}}{C_L} \left(U_{FD} - U_{T,SF} - \frac{1}{g_{m,SF}} I_{bias,SF} \right). \quad (\text{Gl. 3.60})$$

Eine Lösung dieser Differentialgleichung kann in Gl. 3.61 gefunden werden:

$$U_{aus}(t) = \frac{g_{m,SF}}{C_L} e^{-\frac{g_{m,SF} t}{C_L}} \int_0^t \left(U_{FD} - U_{T,SF} - \frac{1}{g_{m,SF}} I_{bias,SF} \right) e^{\frac{g_{m,SF} \tau}{C_L}} d\tau. \quad (\text{Gl. 3.61})$$

Das Rauschen bzw. die Varianz der Ausgangsspannung U_{aus} setzt sich insgesamt aus vier Anteilen zusammen: (a) aus der Rauschspannung an C_{tot} , welche durch Gl. 3.58 gegeben ist, (b) aus dem thermischen Rauschen des SF -Transistors, (c) aus dem $1/f$ -Rauschen des SF -Transistors und (d) aus dem thermischen Rauschen der Bias-Stromquelle. Daraus ergeben sich unter Berücksichtigung von Gl. 3.61 die folgenden vier zu lösenden Integrale:

$$\overline{u_{n,ges,aus}^2(t)} = \frac{g_{m,SF}^2}{C_L^2} \cdot e^{-\frac{2g_{m,SF}}{C_L}t} \cdot \left\{ \underbrace{\int_0^t \int_0^t E[u_{n,FD}(\tau_1)u_{n,FD}(\tau_2)] \cdot e^{\frac{g_{m,SF}(\tau_1+\tau_2)}{C_L}} d\tau_1 d\tau_2}_{(a)} \right. \\ + \underbrace{\int_0^t \int_0^t E[u_{n,SF,weiss}(\tau_1)u_{n,SF,weiss}(\tau_2)] \cdot e^{\frac{g_{m,SF}(\tau_1+\tau_2)}{C_L}} d\tau_1 d\tau_2}_{(b)} \\ + \underbrace{\int_0^t \int_0^t E[u_{n,SF,1/f}(\tau_1)u_{n,SF,1/f}(\tau_2)] \cdot e^{\frac{g_{m,SF}(\tau_1+\tau_2)}{C_L}} d\tau_1 d\tau_2}_{(c)} \\ \left. + \underbrace{\int_0^t \int_0^t \frac{1}{g_{m,SF}^2} E[i_{n,bias,SF}(\tau_1)i_{n,bias,SF}(\tau_2)] \cdot e^{\frac{g_{m,SF}(\tau_1+\tau_2)}{C_L}} d\tau_1 d\tau_2}_{(d)} \right\}. \quad (\text{Gl. 3.62})$$

Das thermische und das $1/f$ -Rauschen des Select-Transistors werden durch die zuvor getroffene Vereinfachung an dieser Stelle ebenso nicht berücksichtigt wie das $1/f$ -Rauschen der Bias-Stromquelle.

Die vier Integrale (a) bis (d) aus Gl. 3.62 werden nun im Einzelnen analytisch bestimmt:

- a) Die Autokorrelationsfunktion der Rauschspannung $u_{n,FD}$ an C_{tot} ist durch Gl. 3.63 gegeben:

$$R(\tau_1, \tau_2) = E[u_{n,FD}(\tau_1)u_{n,FD}(\tau_2)] = \overline{u_{n,FD}^2(t)} = \frac{\sigma_{tot}^2(t)}{C_{tot}^2}. \quad (\text{Gl. 3.63})$$

Für kurze Auslesezeiten $T_{readout}$ kann angenommen werden, dass sich die Ladung an C_{tot} nicht ändert, so dass sich die Lösung des Integrals (a) wie folgt ermittelt:

$$(a) = \frac{\sigma_{tot}^2(t)}{C_{tot}^2} \int_0^t \int_0^t e^{\frac{g_{m,SF}(\tau_1+\tau_2)}{C_L}} d\tau_1 d\tau_2 = \frac{\sigma_{tot}^2(t)}{C_{tot}^2} \frac{C_L^2}{g_{m,SF}^2} \left(e^{\frac{g_{m,SF}}{C_L}t} - 1 \right)^2. \quad (\text{Gl. 3.64})$$

- b) Die Autokorrelationsfunktion des thermischen Rauschens ist durch einen weißen Zufallsprozess definiert (vgl. Gl. 3.40) und lässt sich für das thermische Rauschen des *SF*-Transistors formulieren als:

$$R(\tau_1, \tau_2) = E[u_{n,SF,weiss}(\tau_1)u_{n,SF,weiss}(\tau_2)] = \frac{N_{0,SF}}{2} \delta(\tau_1 - \tau_2), \quad (\text{Gl. 3.65})$$

wobei $N_{0,SF}$ gleich $4 \cdot kT \cdot \gamma_{SF} / g_{m,SF}$ ist. Hierbei wird γ_{SF} als „Noise Excess Factor“ (Rauschfaktor) bezeichnet und $g_{m,SF}$ gibt die Steilheit des *SF*-Transistors an. Die Berechnung des Integrals (b) liefert dann die folgende Lösung:

$$\begin{aligned} (b) &= \int_0^t \int_0^t e^{-\frac{g_{m,SF}(\tau_1 + \tau_2)}{C_L}} \frac{2kT \cdot \gamma_{SF}}{g_{m,SF}} \delta(\tau_1 - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \\ &= \frac{kT \cdot C_L \cdot \gamma_{SF}}{g_{m,SF}^2} \left(e^{\frac{2g_{m,SF}t}{C_L}} - 1 \right). \end{aligned} \quad (\text{Gl. 3.66})$$

- c) Die Beschreibung des *1/f*-Rauschens des *SF*-Transistors ist deutlich komplexer (s. Anhang A.2). Mit Hilfe eines Multi-Lorentzian-Modells des *1/f*-Rauschens ([Hoo97], [Wat05]) berechnet sich die Autokorrelationsfunktion in Abhängigkeit der Transistordimensionen W_{SF} und L_{SF} , der Gateoxidkapazität C'_{ox} und der so genannten „Flicker Noise“-Konstante k_f für die Auslesezeit $T_{readout}$ zu:

$$R(\tau_1, \tau_2) = E[u_{n,SF,1/f}(\tau_1)u_{n,SF,1/f}(\tau_2)] = \frac{-2k_f}{W_{SF} \cdot L_{SF} \cdot C'_{ox}} Ci\left(\frac{\tau_1 - \tau_2}{T_{readout}}\right). \quad (\text{Gl. 3.67})$$

Hierbei ist $Ci(x)$ die Kosinusintegralfunktion, mit der sich nach einigen Berechnungen und Vereinfachungen das *1/f*-Rauschen abschätzen lässt als:

$$(c) \approx \frac{2 \cdot k_f}{W_{SF} \cdot L_{SF} \cdot C'_{ox}} \left(\frac{C_L}{g_{m,SF}} \right)^2 \ln\left(\frac{g_{m,SF}}{C_L} \cdot \frac{T_{readout}}{2\pi} \right). \quad (\text{Gl. 3.68})$$

- d) In Analogie zur Bestimmung des thermischen Rauschens des *SF*-Transistors lässt sich das thermische Rauschen des Bias-Stromspiegel-Transistors ermitteln. Die Autokorrelationsfunktion ist gegeben durch:

$$R(\tau_1, \tau_2) = E[i_{n,bias,SF}(\tau_1)i_{n,bias,SF}(\tau_2)] = \frac{N_{0,bias,SF}}{2} \delta(\tau_1 - \tau_2), \quad (\text{Gl. 3.69})$$

wobei $N_{0,bias,SF} = 4kT\gamma_{bias,SF} / g_{m,bias,SF}$ beträgt. Die Lösung des Integrals (d) folgt demnach aus Gl. 3.70:

$$\begin{aligned}
 (d) &= \frac{1}{g_{m,SF}^2} \int_0^t \int_0^t e^{-\frac{g_{m,SF}(\tau_1+\tau_2)}{C_L}} 2 \cdot kT \cdot \gamma_{bias,SF} \cdot g_{m,bias,SF} \delta(\tau_1 - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \\
 &= kT \cdot C_L \cdot \gamma_{bias,SF} \frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}^3} \left(e^{\frac{2g_{m,SF}t}{C_L}} - 1 \right).
 \end{aligned} \tag{Gl. 3.70}$$

Das äquivalente, mittlere Gesamttrauschspannungsquadrat am Pixelausgang wird in Gl. 3.71 unter Berücksichtigung der Source-Folger-Abschwächung A_{SF} zusammengefasst:

$$\begin{aligned}
 \overline{u_{n,ges,aus}^2}(t) &= A_{SF}^2 \frac{1}{C_{tot}^2} \cdot \left(1 - e^{-\frac{g_{m,SF}t}{C_L}} \right)^2 \cdot \\
 &\cdot \left[q \cdot (I_{PG} \cdot T_{int} + I_{FD,dunkel} \cdot T_{readout}) + \alpha_{reset} \cdot kT \cdot C_{tot} \left(1 - e^{-\frac{2T_{RST}}{R_{reset}C_{tot}}} \right) + \right. \\
 &\left. + \frac{2}{\pi^2} \alpha_{part} \cdot kT \cdot C_{G,RST} + 2k_f \cdot W_{TG} \cdot L_{TG} \cdot C'_{ox} \cdot \ln \left(\frac{v_{tr,2}}{v_{tr,1}} \right) \right] \\
 &+ A_{SF}^2 \left[\frac{kT \cdot \gamma_{SF}}{C_L} + \frac{2 \cdot k_f}{W_{SF} \cdot L_{SF} \cdot C'_{ox}} \ln \left(\frac{g_{m,SF}}{C_L} \cdot \frac{T_{readout}}{2\pi} \right) \right] \\
 &\left. + \frac{kT \cdot \gamma_{bias,SF}}{C_L} \cdot \frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}} \right] \cdot \left(1 - e^{-\frac{2g_{m,SF}t}{C_L}} \right).
 \end{aligned} \tag{Gl. 3.71}$$

Unter Vernachlässigung des „Trapping“- und des $1/f$ -Rauschens des Source-Folger-Transistors, sowie für den eingeschwungenen Zustand ($t \rightarrow \infty$) ist dieses Ergebnis konsistent mit dem vereinfachten Modell aus Kapitel 3.3.1 (vgl. Gl. 3.30).

3.4 Vergleich der Rauschkenngrößen des *pn-PD APs* und des *PG APs*

Als Abschluss der Rauschbetrachtungen zum *pn-PD AP* und *PG AP* werden die bereits in Kapitel 2.3 eingeführten Kenngrößen, wie das Signal-to-Noise-Ratio (*SNR*), die Dynamic Range (*DR*) sowie die Noise Equivalent Power (*NEP*) der beiden Pixelkonfigurationen, miteinander verglichen. Die Kenngrößen lassen sich dabei einerseits aus der äquivalenten Rauschspannung am Ausgang des Pixels oder über die äquivalente Rauschladung unter Berücksichtigung der vereinfachten Rauschmodelle aus Kapitel 3.2 und 3.3.1 ermitteln. Dabei wird das durch schaltungstechnische Maßnahmen eliminierbare *1/f*-Rauschen vernachlässigt.

Signal-to-Noise-Ratio

Das Signal-to-Noise-Ratio ist durch Gl. 3.72 bestimmt, wobei Q_{ph} die Photoladung angibt:

$$SNR = 20 \text{ dB} \cdot \log \left(\frac{U_{aus}}{\sqrt{\bar{u}_{n,ges,aus}^2}} \right) = 10 \text{ dB} \cdot \log \left(\frac{Q_{ph}^2}{q^2 \cdot ENC^2} \right). \quad (\text{Gl. 3.72})$$

Für das *pn-PD AP* ergibt sich, unter Berücksichtigung von Gl. 3.26, daraus ein SNR_{PD} von:

$$SNR_{PD} = 10 \text{ dB} \cdot \log \left(\frac{(I_{PD,ph} T_{int})^2}{q(I_{PD,dunkel} + I_{PD,ph}) \cdot T_{int} + \alpha_{reset} kT \cdot C_{PD} + \frac{2}{\pi^2} \alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST} + C_{PD}^2 \bar{u}_{n,SF}^2} \right). \quad (\text{Gl. 3.73})$$

Hierbei zeigt sich die Abhängigkeit des SNR_{PD} von der Größe der Photodiodenkapazität C_{PD} , welche im Nenner des Bestimmungstermes (Gl. 3.73) zu finden ist.

Im Vergleich dazu wird nun das Signal-to-Noise-Ratio des *PG APs* auf Basis der Gl. 3.29 betrachtet. Dabei verdeutlicht Gl. 3.74, wie sich durch die Verwendung des zusätzlichen Floating Diffusion-Knotens und dessen von der Größe des Photoaktivgebietes unabhängigen Kapazität C_{FD} , die Bestimmungsgleichung für das SNR_{PG} verändert. Die *FD*-Kapazität C_{FD} befindet sich auch hier zwar noch im Nenner, lässt sich aber durch eine im Vergleich zur Photoaktivfläche deutlich kleiner dimensionierten *FD*-Fläche erheblich minimieren:

$$SNR_{PG} = 10 \text{ dB} \cdot \log \left(\frac{(I_{PG,ph} T_{int})^2}{q \cdot (I_{PG,dunkel} + I_{PG,ph}) \cdot T_{int} + q \cdot I_{FD,dunkel} \cdot T_{readout} + \alpha_{reset} kT \cdot C_{FD} + \frac{2}{\pi^2} \alpha_{par} kT \cdot C_{G,RST} + C_{FD}^2 \overline{u_{n,SF}^2}} \right). \quad (\text{Gl. 3.74})$$

Dynamic Range

In Analogie zur Bestimmung des *SNRs* lässt sich die Dynamic Range ebenfalls über die Rauschspannung am Pixelausgang oder über die äquivalente Rauschladung der Pixelstruktur ermitteln. Unter Berücksichtigung von Gl. 2.70 und der Annahme das $U_{aus,min}$ durch den Rauschboden des Pixels, also die Rauschspannung am Ausgang des Pixels gegeben ist, lässt sich die Dynamic Range als maximales Signal-to-Noise-Ratio bestimmen (s. Gl. 3.75):

$$DR = SNR_{max} = 20 \text{ dB} \cdot \log \left(\frac{U_{aus,max}}{\sqrt{u_{n,ges,aus}^2}} \right) = 10 \text{ dB} \cdot \log \left(\frac{Q_{ph,max}^2}{q^2 \cdot ENC^2} \right). \quad (\text{Gl. 3.75})$$

Aus Gl. 3.76 wird ersichtlich, dass die maximale Photoladung des *pn-PD APs* direkt von der Größe der Photodiodenkapazität C_{PD} und dessen Full-Well-Kapazität abhängig ist:

$$DR_{PD} = 20 \text{ dB} \cdot \log \left(\frac{U_{aus,max} C_{PD}}{\sqrt{q \cdot (I_{PD,dunkel} + I_{PD,ph}) \cdot T_{int} + \alpha_{reset} kT \cdot C_{PD} + \frac{2}{\pi^2} \alpha_{par} kT \cdot C_{G,RST} + \frac{kT \cdot \gamma \cdot C_{PD}^2}{C_L} \left(1 + \frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}} \right)}} \right). \quad (\text{Gl. 3.76})$$

Bei Betrachtung der Dynamic Range des *PG APs* gemäß Gl. 3.77 zeigt sich, dass die *DR* hierbei durch die Floating Diffusion-Kapazität den Anforderungen entsprechend dimensioniert werden kann, ohne die Größe des Photoaktivgebietes ändern zu müssen.

Sollte die Dynamic Range des *PG APs* durch eine kleine Floating Diffusion-Fläche jedoch zu gering sein, so lässt sich diese durch *N*-fache Akkumulation der Photoladungen mittels einer externen Kapazität außerhalb des Pixels erhöhen (z.B. durch Akkumulation in einer *CDS*-Stufe). Die so erzielbare, maximale Ausgangsspannung $U_{aus,max}$ wird durch die verfügbare Versorgungsspannung des externen analogen Speichers limitiert.

$$DR_{PG} = 20 \text{ dB} \cdot \log \left(\frac{U_{aus,max} C_{FD}}{\sqrt{q \cdot (I_{PG,dunkel} + I_{PG,ph}) \cdot T_{int} + q \cdot I_{FD,dunkel} \cdot T_{readout}} + \alpha_{reset} kT \cdot C_{FD} + \frac{2}{\pi^2} \alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST} + \frac{kT \cdot \gamma \cdot C_{FD}^2}{C_L} \left(1 + \frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}} \right)} \right) \quad (\text{Gl. 3.77})$$

Noise Equivalent Power

Die in Gl. 2.71 definierte Noise Equivalent Power lässt sich anhand der Rauschspannung am Ausgang der Pixelstruktur und der Responsivität bestimmen. Für das *pn-PD AP* ergibt sich die *NEP* zu:

$$NEP_{PD} = \frac{\sqrt{q \cdot (I_{PD,dunkel} + I_{PD,ph}) \cdot T_{int} + \alpha_{reset} kT \cdot C_{PD} + \frac{2}{\pi^2} \alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST} + \frac{kT \cdot \gamma \cdot C_{PD}^2}{C_L} \left(1 + \frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}} \right)}}{S \cdot A_{PD} \cdot T_{int}} \quad (\text{Gl. 3.78})$$

Hierbei geht die Photodiodenkapazität C_{PD} im Zähler des Bestimmungsterms ein, so dass sich bei großer Photodiodenfläche und -kapazität auch eine hohe Noise Equivalent Power ergibt. Im Gegensatz dazu, ermöglicht die kleine Dimensionierung der Floating Diffusion des *PG APs* eine geringere Noise Equivalent Power (s. Gl. 3.79).

$$NEP_{PG} = \frac{\sqrt{q \cdot (I_{PG,dunkel} + I_{PG,ph}) \cdot T_{int} + q \cdot I_{FD,dunkel} \cdot T_{readout} + \alpha_{reset} kT \cdot C_{FD} + \frac{2}{\pi^2} \alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST} + \frac{kT \cdot \gamma \cdot C_{FD}^2}{C_L} \left(1 + \frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}} \right)}}{S \cdot A_{PG} \cdot T_{int}} \quad (\text{Gl. 3.79})$$

Beim Vergleich der Kenngrößen Signal-to-Noise-Ratio, Dynamic Range und Noise Equivalent Power zeigt sich, dass das *PG AP* dem *pn-PD AP* überlegen ist. Je nach Anforderung lassen sich alle drei Kenngrößen durch die Dimensionierung der Floating Diffusion-Fläche optimal einstellen ohne die optische Charakteristik der Pixelstruktur durch Veränderung der Photoaktivfläche zu beeinflussen.

4 Optische Messverfahren zur berührungslosen Distanzbestimmung

Ein Spezialgebiet der Bildsensorik beschäftigt sich mit optischen Messverfahren zur berührungslosen Distanzbestimmung. Im Vergleich zu Radar- und Ultraschallmesssystemen besitzen optische Distanzmessverfahren eine gute Winkelauflösung und eine gewisse Robustheit gegenüber Reflektionseinflüssen. Basierend auf *CCD*- und/oder *CMOS*-Bildsensoren haben sich verschiedene Verfahren im Laufe der letzten Jahrzehnte etabliert. Die Anwendungsgebiete solcher oft als 3D- oder „Range Imager“ bezeichneten Sensoren liegen im Bereich der industriellen Automatisierungstechnik, in der Sicherheitstechnik und im Automobilbereich. In einem Auto beispielsweise kann ein 3D-Sensor in einem Spurhaltesystem, zum Fußgängerschutz oder als Einparkhilfe eingesetzt werden (s. Einleitung). Nach [Sch99] lassen sich die verschiedenen optischen 3D-Messverfahren in drei Kategorien (s. Abbildung 4.1) unterteilen.

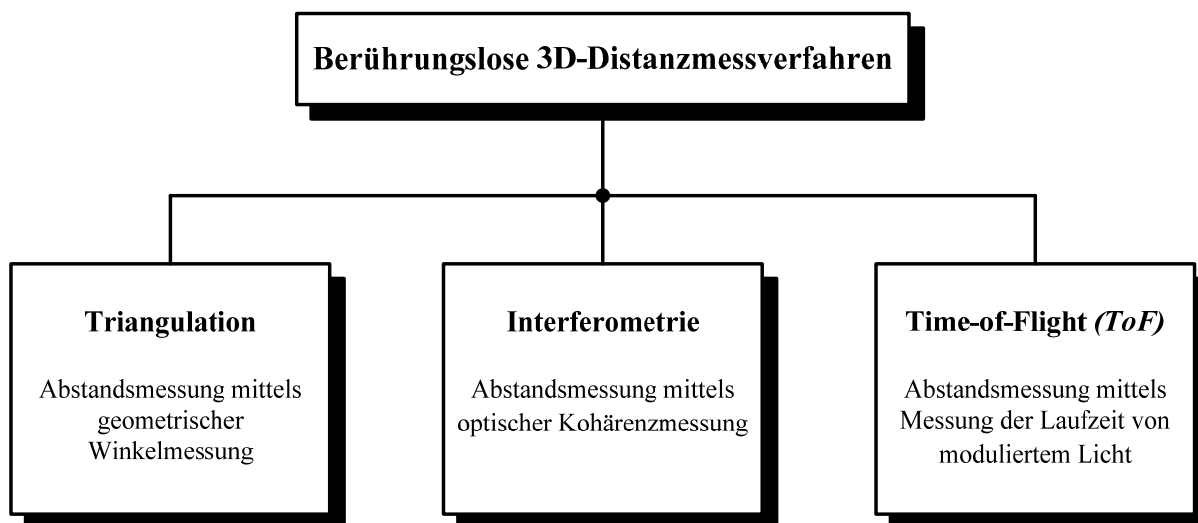


Abbildung 4.1: Übersicht verschiedener berührungsloser 3D-Messverfahren

In diesem Kapitel werden die drei Verfahren nun im Einzelnen kurz beschrieben und ihre Vor- und Nachteile erläutert. Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein *CMOS*-Bildsensor basierend auf dem Time-of-Flight-Verfahren entwickelt wird, liegt der Fokus hierbei speziell im Vergleich konkurrierender *ToF*-Verfahren, die einerseits mit gepulstem Licht und andererseits mittels kontinuierlich moduliertem Licht, die Lichtlaufzeit und somit die Distanz eines Objektes zum Sensor bestimmen.

4.1 Triangulation

Die Triangulation ist das wohl älteste aber auch heutzutage immer noch das am häufigsten genutzte Verfahren zur optischen Distanzmessung, da es besonders robust und kostengünstig realisierbar ist. Das Grundprinzip aller Triangulationsverfahren beruht auf der Projektion eines gerichteten Lichtpunktes auf ein Objekt im Raum. Dieser Lichtpunkt wird mit Hilfe eines senkrecht zur Bezugsebene stehenden Sensors unter einem festen Betrachtungswinkel β aufgenommen. Aus dieser in Abbildung 4.2 gezeigten Anordnung lässt sich anhand des Winkels β und bei bekanntem Abstand von Lichtquelle und Sensor a die Distanz d zwischen Lichtpunkt und Ebene des Sensors bestimmen.

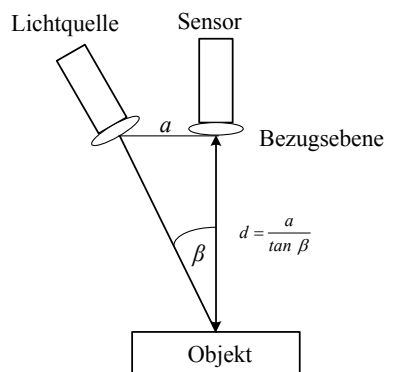


Abbildung 4.2: Prinzip der Triangulation

Der Messbereich des Triangulationsverfahrens liegt im Bereich von 1 μm bis zu 100 m. Basierend auf dem erläuterten Grundprinzip haben sich verschiedene Verfahren entwickelt, die im Wesentlichen in passive und aktive Triangulationsverfahren unterteilt werden.

Passive Triangulationsverfahren

Triangulationsverfahren, die keine Lichtquelle zur Bestrahlung des Objektes benötigen werden als passiv bezeichnet. Das so genannte Stereosehen ist wohl das bekannteste passive Triangulationsverfahren, welches dem räumlichen Sehempfinden des menschlichen Auges stark ähnelt. Hierbei werden zwei getrennte Aufnahmen aus zwei unterschiedlichen Perspektiven zu einem 3D-Bild zusammengeführt. Als Beleuchtung der Szene dient das Umgebungslicht, so dass keine aktive Lichtquelle benötigt wird. Hauptprobleme des Stereosehens sind Abschattungseffekte, die dadurch entstehen, dass Punkte aus der ersten Perspektivaufnahme in der zweiten Perspektive verdeckt werden. Ein weiteres Problem besteht in der korrekten Zuordnung zusammengehöriger Punkte (=Korrespondenzproblem).

Aktive Triangulationsverfahren

Im Gegensatz zur passiven Triangulation besitzen aktive Verfahren eine gerichtete Lichtquelle (meist eine Laserquelle), mit dessen Hilfe sich eine flächendeckende Vermessung eines Objektes durchführen lässt. Abschattungseffekte der passiven Triangulation sind somit eliminiert. Zwei Beispiele aktiver Triangulation sind das Laserscanner- und das Lichtschnittverfahren. Beim Laserscannerverfahren wird, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, ein Laserstrahl in den Raum projiziert. Mit Hilfe des Bildsensors wird der dadurch entstandene Lichtfleck auf einem Objekt aufgenommen und anhand der Lage des Lichtfleckes der Abstand bestimmt. Dieses Verfahren kann für 1D-Messungen bei Verwendung eines fixierten Lasers und eines Zeilensensors genutzt werden. Für 2D- bzw. 3D-Messungen muss der Laser zusätzlich in der horizontalen und/oder vertikalen Achse beweglich sein. Durch rotierende Spiegelsysteme wird der Laserstrahl dabei gezielt abgelenkt und die Szene im Raum abgescannt. Die Bildaufnahme wird dann mit einem Flächensensor durchgeführt, um daraus die Abstandsinformation bestimmen zu können. Das serielle Abscannen des Raumes und die dadurch verhältnismäßig langsame Bildaufnahme stellen den großen Nachteil dieses Verfahrens dar.

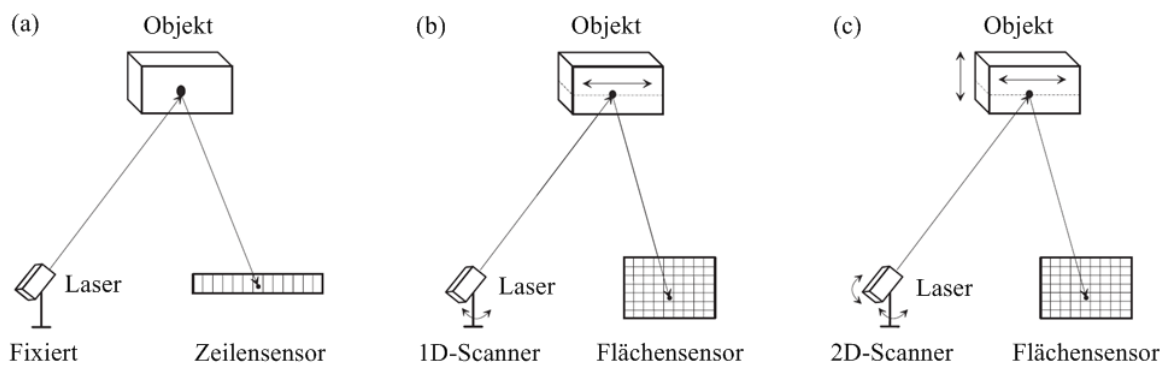


Abbildung 4.3: Laserscannerverfahren für (a) 1D-; (b) 2D- und (c) 3D-Messungen [Elk05]

Im Gegensatz zum Laserscannerverfahren verwendet das Lichtschnittverfahren die Projektion eines flachen Lichtstrahls im Raum. Abbildung 4.4 zeigt, wie die projizierte Lichtebene das Messobjekt beleuchtet und auf dem Sensor die Linie des Raumprofils abgebildet wird. Für eine 2D-Aufnahme wird bei diesem Verfahren ein Flächensensor und eine fixierte Laserquelle benötigt. Für eine 3D-Aufnahme muss der Laser entsprechend in der horizontalen Achse beweglich sein, um den Raum abzuscannen. Der Vergleich mit dem Laserscannerverfahren zeigt, dass ein Freiheitsgrad weniger benötigt wird, um beispielsweise eine 3D-Aufnahme zu realisieren und somit eine höhere Geschwindigkeit bei der Bildaufnahme ermöglicht wird.

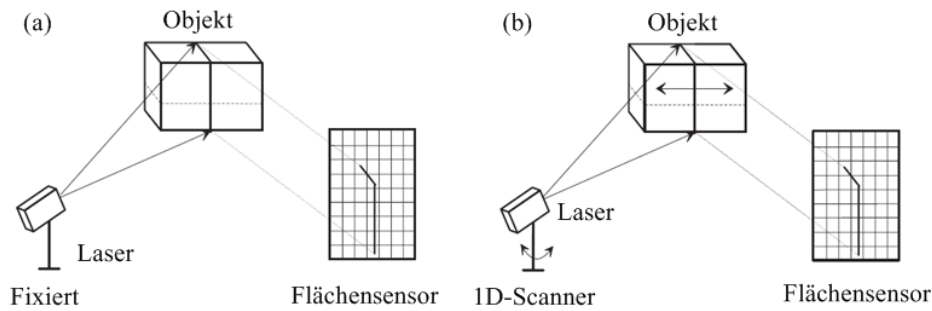


Abbildung 4.4: Lichtschnittverfahren für (a) 2D- und (b) 3D-Messungen [Elk05]

Die vorgestellten Verfahren besitzen allerdings beide den Nachteil, dass die Geschwindigkeit der Bildaufnahme von der Ablenkung des Laserstrahls, durch mechanische Vorrichtungen, abhängig und begrenzt ist. Die Entwicklung neuartiger Mikroaktoren [Sch00] bietet die Möglichkeit vollständig auf aufwendige Mechanik zu verzichten und somit eine schnellere Bildaufnahme zu erzielen. Allerdings bleibt abschließend festzuhalten, dass seriell scannende Verfahren systembedingt immer langsamer in der Bildaufnahme sein werden als solche basierend auf parallelisierten Messungen.

4.2 Interferometrie

Im Gegensatz zum scannenden Verfahren der Triangulation nutzt die Interferometrie die Interferenzeigenschaften kohärenter elektromagnetischer Wellen, um Distanzen in einer parallelisierten Bildaufnahme zu bestimmen. Bei der klassischen, optischen Interferometrie wird ein kohärenter Lichtstrahl mittels Strahlteiler einerseits auf das zu vermessende Objekt gelenkt und andererseits auf eine Referenzspiegelanordnung gerichtet. Die konstruktive und destruktive Überlagerung der beiden reflektierten Wellenfronten liefert ein charakteristisches Interferenzmuster, welches sich aus der Phasenlage der beiden Wellen zueinander ergibt. Aus diesem Interferenzmuster lässt sich die Topographie des Messobjektes rekonstruieren. Die mittels Interferometrie messbaren Distanzen liegen im Bereich von 10 nm bis zu 10 μm und lassen sich im Vergleich zur Triangulation mit einer höheren Auflösung bestimmen. Allerdings ist die Interferometrie aufgrund der komplexeren Messanordnung auch kostenintensiver. Anhand der Art der Beleuchtung lassen sich Interferometrieverfahren, in solche mit strukturierter und kodierter Beleuchtung unterteilen. Als Beispiel der strukturierten Beleuchtung werden nun das „Moiré-Verfahren“ sowie die „Phase-Shift-Interferometrie“ beschrieben und mit dem Verfahren der „kodierten Beleuchtung“ verglichen.

Ein auf dem Prinzip der strukturierten Beleuchtung basierendes Verfahren ist die „Moiré-Interferometrie“. Hierbei wird das Messobjekt durch ein Gitter bestrahlt, welches einen Schatten auf das Objekt wirft. Je nach Topographie des Objektes ergibt sich ein charakteristisches Interferenzmuster, das so genannte Moiré-Muster, aus dem sich die Abstandsinformation rekonstruieren lässt [San89].

Ähnlich wie bei der Moiré-Interferometrie wird beim „Phase-Shift-Verfahren“ die Projektion eines Streifenmusters mit sinusförmigem Intensitätsverlauf genutzt. Die Auswertung der Phaseninformation erfolgt anhand mehrerer Messungen mit gegeneinander phasenverschobenen Streifenmustern. Die Topologie des Messobjektes ergibt sich dann aus der Differenz der projizierten und aufgenommenen Phasenverschiebungen. Dabei treten allerdings Probleme der eindeutigen Zuordnung der Ordnungszahl der einzelnen Projektionslinien bei verschiedenen Objektdistanzen auf [San89].

Dieses Problem der Zuordnung wird durch das Verfahren der „kodierten Beleuchtung“ gelöst. Die einzelnen Streifen des projizierten Musters werden hierbei mit unterschiedlichen Grauwerten kodiert und sequentiell in einem Hell-Dunkel-Wechsel auf das Messobjekt gerichtet. Bei einer Änderung der Struktur der Beleuchtung von grob nach fein lässt sich das Messobjekt anhand von zwei Referenzbildern und zehn Bildaufnahmen mittels kodierter Beleuchtung rekonstruieren [Wol83].

4.3 Scannerlose Time-of-Flight-Verfahren

Beim scannerlosen Time-of-Flight-(ToF)-Verfahren wird die 3D-Szene mit einer Lichtquelle beleuchtet und die Laufzeit des vom Objekt zurück reflektierten Lichtes mit einem Zeilen- oder Flächensensor aufgenommen. Abbildung 4.5 zeigt wie das Licht dabei die Distanz von $2d$ zurücklegt bis es nach der Reflektion an der 3D-Szene auf den Sensor trifft. Dazu sollten Lichtquelle und Sensor möglichst nah zueinander angeordnet sein. Aus dem linearen Zusammenhang von Lichtlaufzeit T_D und Lichtgeschwindigkeit c lässt sich die Distanz d zwischen Sensor und Messobjekt gemäß Gl. 4.1 indirekt in einem Bereich von 1 mm bis zu mehreren km bestimmen:

$$d = \frac{c}{2} T_D. \quad (\text{Gl. 4.1})$$

Zur Messung der zeitlichen Verzögerung T_D muss zudem eine Synchronisation zwischen Lichtquelle und Sensor gegeben sein.

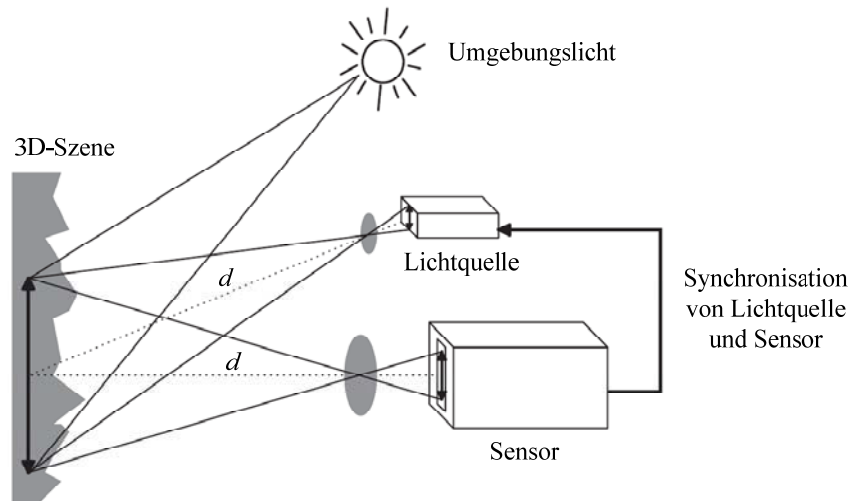


Abbildung 4.5: Prinzip des scannerlosen Time-of-Flight-(ToF)-Verfahrens

Neben der Bestrahlung mit der Lichtquelle wird der Raum auch durch das Umgebungslicht beleuchtet. Zur Unterscheidung vom Umgebungslicht wird das ausgesandte Licht daher moduliert. Wie in Abbildung 4.6 dargestellt, lassen sich *ToF*-Verfahren in solche mit kontinuierlich moduliertem Licht (Continuous Wave Modulation, *CW*) und Verfahren basierend auf gepulster Lichtmodulation (Pulse Modulation, *PM*) unterteilen. In den letzten Jahre haben sich durch die Verwendung verschiedener Pixelkonfigurationen einige Subvarianten dieser beiden Verfahren entwickelt. Einige dieser Varianten sind in Abbildung 4.6 ohne Anspruch auf Vollständigkeit aufgeführt und werden in den folgenden Kapiteln 4.3.1 und 4.3.2 näher betrachtet.

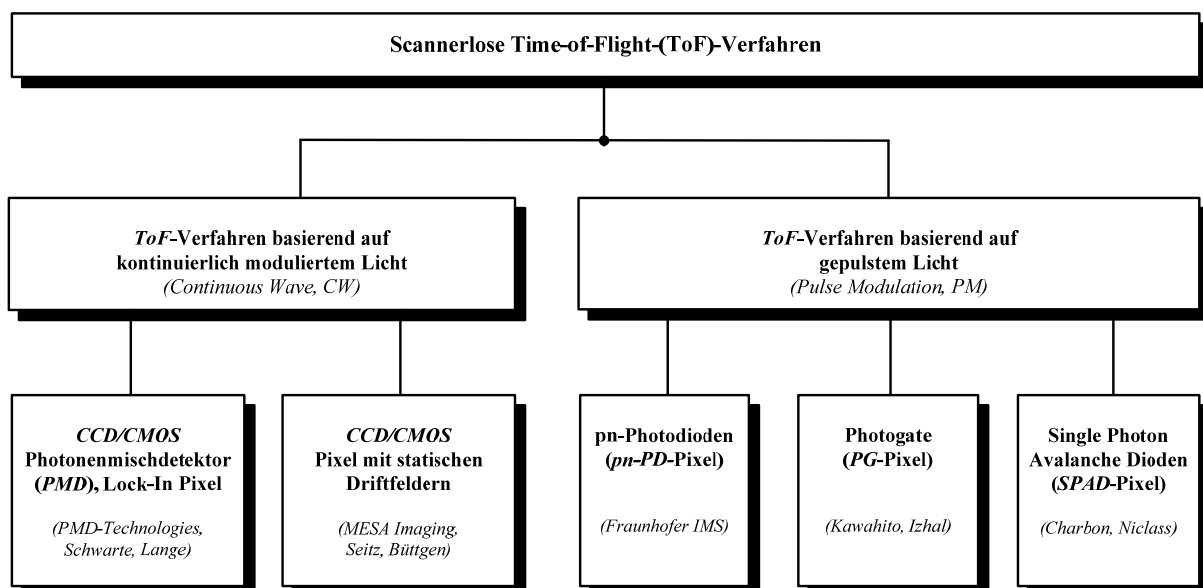


Abbildung 4.6: Übersicht verschiedener *ToF*-Verfahren

4.3.1 ToF-Verfahren basierend auf kontinuierlich moduliertem Licht

Das ToF-Verfahren basierend auf kontinuierlichem Licht verwendet eine sinusförmig modulierte Lichtquelle zur Bestrahlung des Raumes. Abbildung 4.7 zeigt die ausgesendete Sinuswelle einer solchen Lichtquelle mit der Leistung P_e und die vom Objekt zurück reflektierte Welle mit der Leistung P_r [Büt06].

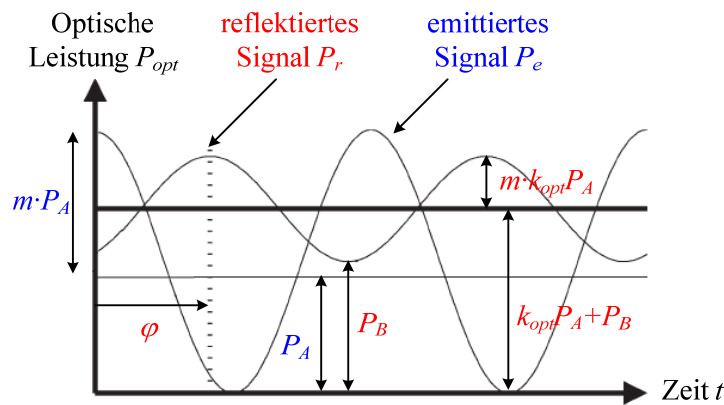


Abbildung 4.7: Sinusförmige Bestrahlung beim CW-ToF-Verfahren

Die optischen Leistungen der beiden Lichtwellenfronten P_e und P_r sind durch Gl. 4.2 und 4.3 gegeben, wobei f_m die Modulationsfrequenz der Lichtquelle beschreibt und m den Modulationsgrad angibt, welcher in der gezeigten Skizze und im Folgenden als Eins angenommen wird.

$$P_e = P_A [1 + m \cdot \cos(2\pi \cdot f_m \cdot t)] \quad (\text{Gl. 4.2})$$

$$P_r = P_B + k_{opt} \cdot P_A [1 + m \cdot \cos(2\pi \cdot f_m \cdot t - \varphi)] \quad (\text{Gl. 4.3})$$

Darüber hinaus ist die Amplitude der emittierten Lichtwelle P_e durch P_A gegeben, welche durch Reflexionen am Objekt und sonstige optische Verluste des Messaufbaus um den Faktor k_{opt} abgeschwächt wird. Das reflektierte Signal P_r besitzt bezogen auf die emittierte Lichtwelle zusätzlich einen Offset P_B , welcher durch Hintergrundlicht hervorgerufen wird.

Anhand der Laufzeit der Lichtwelle und der daraus resultierenden Phasenverschiebung φ lässt sich die Distanz zwischen Sensor und Objekt wie folgt rekonstruieren:

$$d = \frac{c}{4\pi \cdot f_m} \varphi. \quad (\text{Gl. 4.4})$$

Der durch die Bestrahlung generierte Photostrom $I_{ph}(t)$ wird über P_r und die spektrale Empfindlichkeit S des verwendeten Photodetektors definiert als:

$$I_{ph}(t) = S \cdot P_r(t). \quad (\text{Gl. 4.5})$$

Der zeitliche Verlauf des detektierbaren Photostromes $I_{ph}(t)$ ist in Abbildung 4.8 dargestellt.

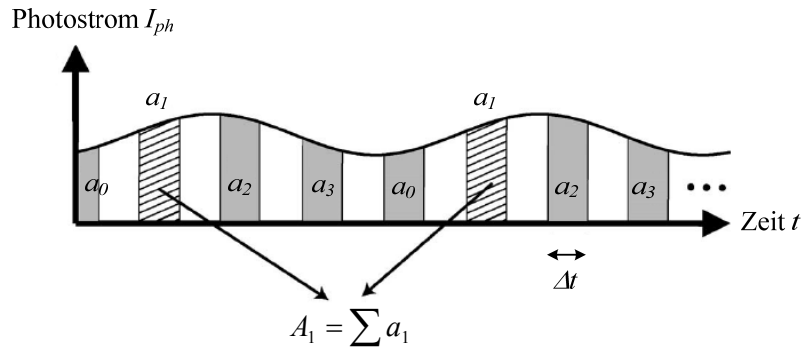


Abbildung 4.8: Abtastung des Photostromes beim CW-ToF-Verfahren

Durch vier Abtast-Samples (a_i mit $i=0\dots3$) der Breite Δt kann die Amplitude $k_{opt}P_A$, der Signal-Offset P_B und die Phasenlage φ des Photostromes in Bezug zur ausgesendeten Lichtquelle nach Gl. 4.6 bis Gl. 4.8 extrahiert werden, wenn sichergestellt ist, dass der Zeitpunkt des Samples A_0 dem Zeitpunkt eines Maximums der emittierten Sinuswelle entspricht.

$$k_{opt}P_A = \frac{\sqrt{(A_0 - A_2)^2 + (A_1 - A_3)^2}}{2} \quad (\text{Gl. 4.6})$$

$$P_B = \frac{A_0 + A_1 + A_2 + A_3}{4} \quad (\text{Gl. 4.7})$$

$$\varphi = \arctan\left(\frac{A_1 - A_3}{A_0 - A_2}\right) \quad (\text{Gl. 4.8})$$

Die Abtast-Samples sind das Ergebnis der Integration des Photostromes für einen Zeitraum $\Delta t < 1/f_m$. Zur Erhöhung des Signal-to-Noise-Ratios sind die Abtast-Samples A_k mit $k=0\dots3$ das Ergebnis der Summe von typischerweise mehreren Tausend Modulationsperioden [Büt06]. Aus der extrahierten Phasenlage φ lässt sich dann die Distanz d bestimmen als:

$$d = \frac{c}{4\pi f_m} \arctan\left(\frac{A_1 - A_3}{A_0 - A_2}\right). \quad (\text{Gl. 4.9})$$

Im Laufe der letzten zehn Jahre haben sich verschiedene Pixelkonfigurationen zur Realisierung des beschriebenen Konzeptes entwickelt. Der in Abbildung 4.9a dargestellte Photonenmischdetektor (*PMD*) ist einer der ersten Ansätze zur Demodulation des emittierten Lichtes. Mittels eines Photogate (*am* und *bm*) basierten *PMD*-Pixels wird je nach Phasenlage des Lichtes die photogenerierten Ladungen zum linken oder rechten Ausleseknoten (n^+ -Diffusionsgebiet) transferiert [Hei99]. Bei nicht vorhandener Phasenverschiebung ($\varphi=0$) beispielsweise befindet sich auf beiden Seiten die gleiche Photoladung, bei anderen Phasenlagen ergibt sich hingegen eine Ladungsdifferenz zwischen beiden Ausleseseiten. Aus einer solchen auch als „Ladungs- bzw. Elektronenschaukel“ bezeichneten Anordnung lässt sich die Phasenlage und entsprechend Gl. 4.9 die Distanzinformation rekonstruieren. Die Arbeiten von [Lan00] und [Lan01] liefern Optimierungen der *PMD*-Struktur und das so genannte Lock-In Pixel in verschiedenen Varianten. In Abbildung 4.9b ist das „One-Tap Lock-In Pixel“ mit zusätzlichen Gate-Elektroden (*PGM*, *IG*, *OUTG*) zur Verbesserung der Transporteigenschaften der photogenerierten Ladungen dargestellt. Die Notwendigkeit der Existenz starker elektrischer Driffelder für einen schnellen Ladungstransfer wird in den Arbeiten von [Büt06] und [Büt08] beschrieben und mit der Entwicklung von Pixelstrukturen mit statischen Driffeldern experimentell bestätigt.

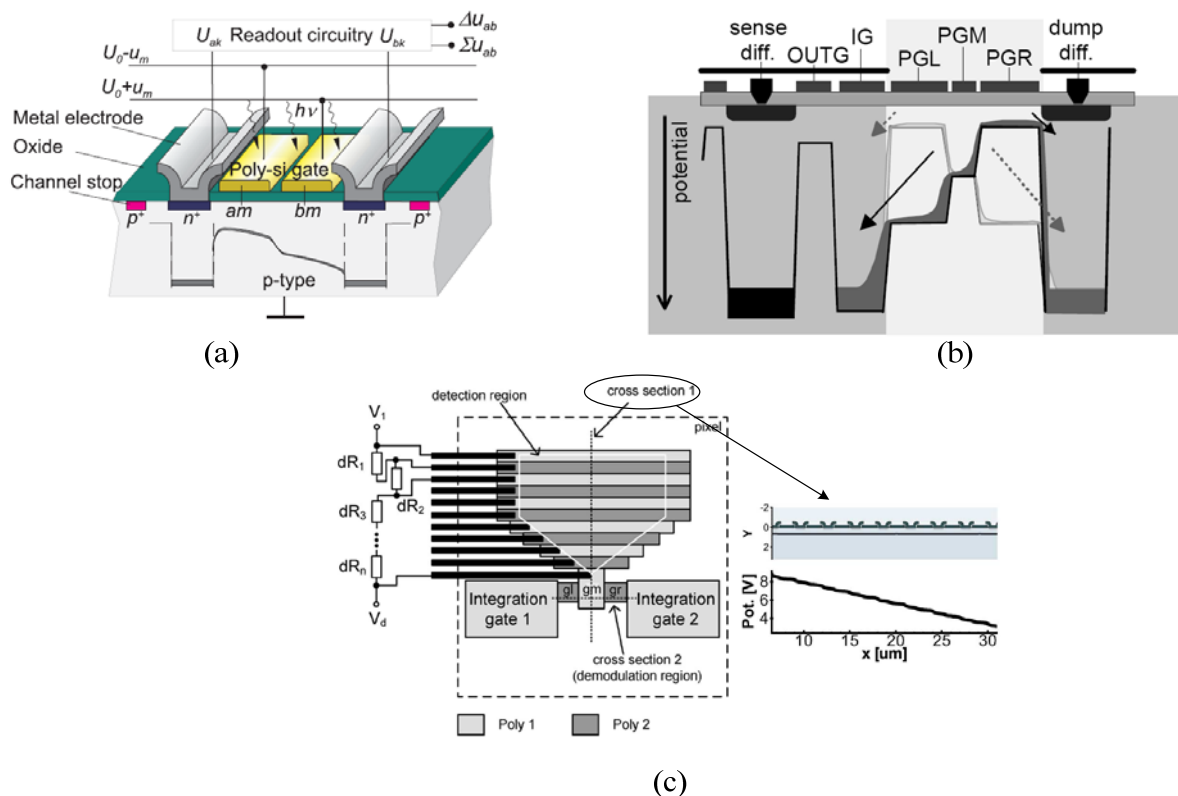


Abbildung 4.9: (a) Photonenmischdetektor (*PMD*), (b) One-Tap Lock-In Pixel und (c) CCD/CMOS-Pixel mit statischem Driffeld

In Abbildung 4.9c wird eine solche Anordnung gezeigt, in der durch geschickte Positionierung und Pulsung überlappender Poly-Elektroden ein annähernd lineares Potentialgefälle unterhalb der photoaktiven Fläche erzeugt wird. Dadurch wird der Transport photogenerierter Ladungen signifikant verbessert. Alle drei vorgestellten Ansätze zur Realisierung effizienter Pixelstrukturen sind in kostenintensiven, kombinierten *CCD-/CMOS*-Technologien prozessiert worden, um die Vorteile der *CCD*-Technologie nutzen zu können. Neben den erhöhten Herstellungskosten liegt ein weiterer Nachteil *CW*-basierter Verfahren in der Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz f_m , da dieses Verfahren nur für Objekte eindeutig ist, die sich innerhalb einer Periode befinden und für die gilt: $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. So wird einerseits dadurch die bestimmbare Distanz begrenzt ($0 \leq d \leq c/2f_m$) und andererseits werden Lichtquellen mit hohen Strahlungsleistungen benötigt, um die Demodulation des Lichtes korrekt durchführen zu können und Hintergrundeffekte zu eliminieren. Gelingt dieses nicht, entstehen Mehrdeutigkeiten bei der Demodulation und die Distanzbestimmung wird verfälscht. Ein weiteres Problem des *CW*-Verfahrens liegt darin, dass alle Nichtlinearitäten ins Basisband demoduliert werden. Dieses bedeutet, dass bei nicht linear verzerrten Signalen P_e (Gl. 4.2) und P_r (Gl. 4.3) die entsprechenden Bestimmungsgleichungen des Abtastalgorithmus' (s. Gl. 4.6 bis 4.9) nicht mehr gültig sind. Vielmehr ist die Extraktion der Distanzinformation nur noch anhand von Tabellen basierten Verfahren möglich, welche allerdings durch hochkomplexe Kalibriermethoden zunächst erstellt werden müssen. Aufgrund der ständigen Emission der modulierten Lichtwelle bei der Anwendung eines *CW*-basierten Sensors entstehen zudem hohe Strahlungsleistungen, welche die Augensicherheit für den Menschen beeinträchtigen. An dieser Stelle sind Verfahren mit reduzierter Strahlungsleistung wünschenswert.

4.3.2 *ToF*-Verfahren basierend auf gepulstem Licht

Die Probleme *CW*-basierter Verfahren können durch die Nutzung gepulster Lichtquellen umgangen werden. Einerseits erfüllen kurze Lichtpulse (im ns-Bereich) mit geringer Strahlungsenergie die Sicherheitsanforderungen für den Menschen, und ermöglichen zudem eine effiziente Hintergrundlichtunterdrückung. Andererseits werden durch die Verwendung des gepulsten Lichts mögliche Mehrdeutigkeiten bei der Bestimmung der Distanz vermieden, so lange der Abstand genügend groß ist. Gemäß Gl. 4.1 muss bei allen Puls basierten *ToF*-Verfahren jedoch die exakte Bestimmung der Lichtlaufzeit T_D gewährleistet sein. Je nach

Pixelstruktur haben sich verschiedene Auslesekonzepte in den letzten Jahren etabliert. Abbildung 4.10 zeigt einen *ToF*-Sensor basierend auf der Nutzung einer gepulsten Laserquelle und eines pn-Photodioden-Pixels (n-Wanne auf p-Substrat), hergestellt in einem $0,5\mu\text{m}$ -Standard-*CMOS*-Prozess [Elk05].

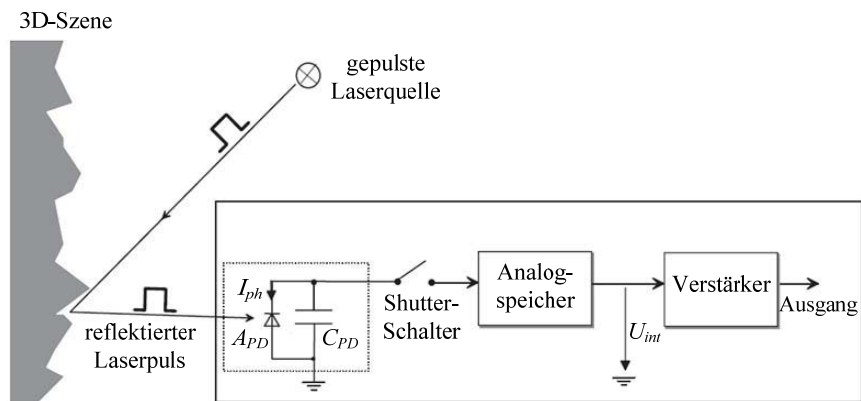


Abbildung 4.10: pn-Photodioden basierter *ToF*-Sensor [Elk05]

Die Photodiode dient hier als Detektions- und zugleich als Integrationsknoten für die durch den an der 3D-Szene reflektierten Laserpuls erzeugte Photoladung. Mit einem elektronischen „Shutter“-Schalter werden die generierten Ladungspakete in einem Analog-Speicher zwischen gespeichert und schließlich verstärkt auf den Pixelausgang geführt.

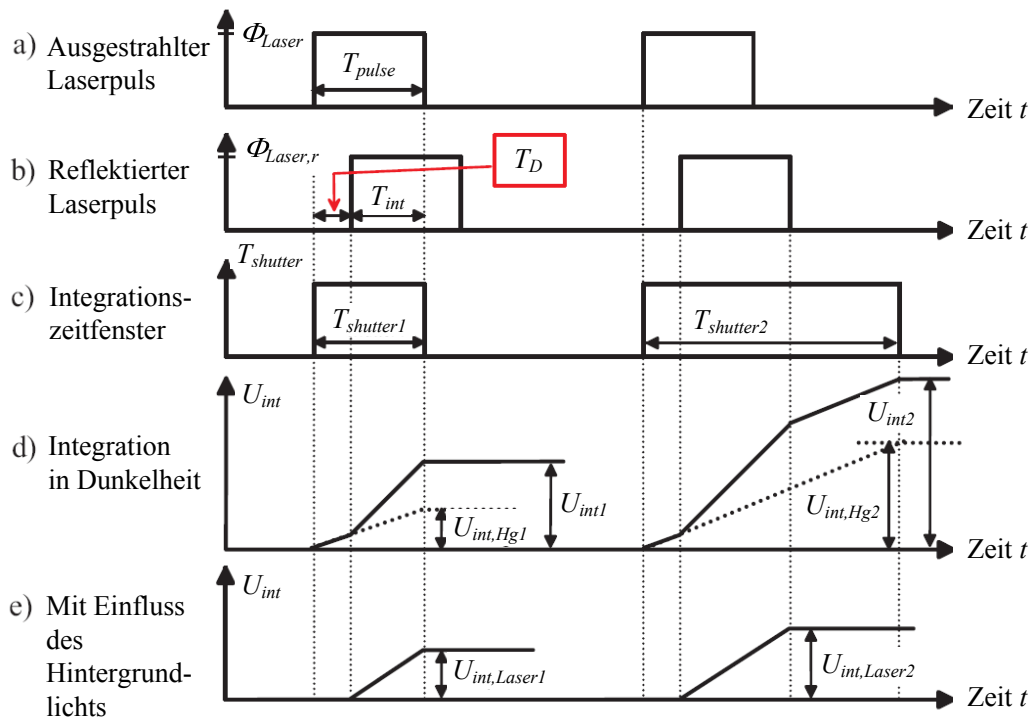


Abbildung 4.11: Timing des pn-Photodioden basierten *ToF*-Sensors [Elk05]

Das in Abbildung 4.11 dargestellte Timing des pn-Photodioden basierten *ToF*-Sensors verdeutlicht, wie mittels zweier unterschiedlich langer „Shutter“-Zeitfenster $T_{shutter1}$ und $T_{shutter2}$ und zweifacher Laserpulsung die beiden Integrationsspannungen $U_{int,Laser1}$ und $U_{int,Laser2}$ aufgenommen werden. Beide Integrationszyklen beinhalten zum einen die gleich großen Photoladungen der beiden Laserpulse und zum anderen die additiven Anteile des Hintergrundlichtes. Die zum Hintergrundlicht korrespondierenden Spannungen $U_{int,Hg1}$ und $U_{int,Hg2}$ skalieren dabei linear mit der Dauer der „Shutter“-Zeitfenster $T_{shutter}$. Aufgrund dessen und mit Hilfe einiger Berechnungen lässt sich so der Hintergrundlichtanteil eliminieren. Die Distanz d lässt sich schließlich gemäß Gl. 4.10 als Funktion der beiden Spannungen $U_{int,Laser1}$ und $U_{int,Laser2}$ angeben:

$$d = \frac{c}{2} T_{pulse} \left(1 - \frac{U_{int,Laser1}}{U_{int,Laser2}} \right). \quad (\text{Gl. 4.10})$$

Andere Forschergruppen [Izh05] oder [Nic05] verwenden Photogate (*PG*) oder Single Photon Avalanche Dioden (*SPAD*) basierte *ToF*-Pixelstrukturen. Dabei nutzen sie allerdings modifizierte und auf die Anwendung hin optimierte *CMOS*-Prozesse beispielsweise mit zusätzlichen Implantationsschritten. Abbildung 4.12 zeigt zwei entsprechende Pixelkonfigurationen in der Draufsicht und als Querschnittskizze.

Das in Abbildung 4.12a gezeigte *PG* basierte *ToF*-Pixel ähnelt vom Prinzip her der Anordnung des Photonenmischdetektors aus Kapitel 4.3.1 und wird ebenso als „Elektronenschaukel“ zur Detektion der photogenerierten Ladung eines gepulsten Lasers genutzt. In Abhängigkeit der Ladungsverteilung innerhalb zweier Ausleseknotten (Floating Diffusions) kann die Lichtlaufzeit des Laserpulses und somit die Distanz berechnet werden. Besonderheiten der technologischen Realisierung sind der aus der *CCD*-Technologie bekannte oberflächennahe „n-buried layer“ zur Reduktion von Oberflächeneffekten (Dunkelströme und Verluste durch Rekombination) und die Verwendung eines Photogates bestehend aus dickem Feldoxid.

Im Vergleich dazu ist das Layout und der Querschnitt eines *SPAD* basierten *ToF*-Sensors in Abbildung 4.12b dargestellt. Hierbei wird in Abhängigkeit der zu messenden Distanz die korrespondierende Photonenanzahl mit einer Single Photon Avalanche Diode aufgenommen. Allerdings muss eine *SPAD* auch nach jedem Photonenempfang gelöscht werden, was einerseits Elektronik und somit zusätzliche Chipfläche benötigt und andererseits eine Totzeit verursacht. Die Qualität der Distanzbestimmung ist dabei sehr stark von den optischen

Eigenschaften der *SPAD* und dessen Geometriequerschnitt abhängig. Wichtige Kenngrößen der *SPAD* sind die „Dark Count Rate“ (vergleichbar mit dem Dunkelstrom), die „Photon Detection Probability“ (vergleichbar mit dem Quantenwirkungsgrad) und das so genannte „Afterpulsing“ (verursacht durch Traps im Silizium). Ebenso ist auch die Kompensation des Hintergrundlichts nicht trivial, da dieses nicht linear vom Nutzsignal subtrahiert werden kann. Die Arbeiten rund um die Forschergruppe *Charbon & Niclass* zeigen jedoch viel versprechende Ergebnisse (geringes Rauschen, hohe Dynamic Range und sehr gute Linearität) bei der Realisierung eines *SPAD* basierten *ToF*-Sensors in Standard-*CMOS*-Technologie. Allerdings ist die Versorgung der *SPAD* mit Spannungen von bis zu -25 V keineswegs *CMOS*-Standard [Nic05].

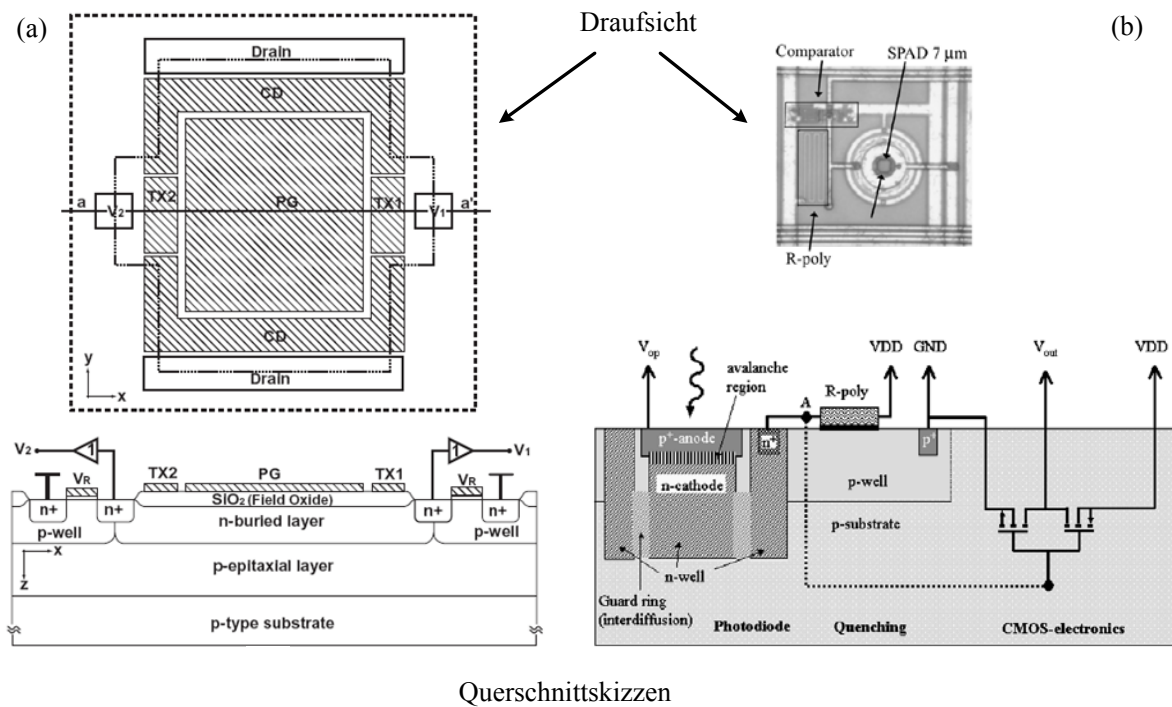


Abbildung 4.12: (a) *PG* basiertes *ToF*-Pixel [Izh05] und (b) *SPAD* basiertes *ToF*-Pixel [Nic05]

5 Photodetektoren in 0,35 μm -Standard-CMOS-Technologie

In Kapitel 5.1 wird zu Beginn der am *Fraunhofer IMS* zur Verfügung stehende 0,35 μm Standard-CMOS-Prozess vorgestellt und dessen Opto-Optionen präsentiert. Danach werden Standard-pn-Photodioden und MOS-Kondensatoren hinsichtlich ihrer elektrischen (Kapazitätsbeläge und Dunkelströme) und optischen Eigenschaften (spektrale Empfindlichkeit und Quantenwirkungsgrad) anhand von einfachen, im 0,35 μm -CMOS-Prozess hergestellten, Teststrukturen charakterisiert. Auf der Basis der ermittelten Parameter und mit Hilfe von Prozess- und Device-Simulationen mit den Tools des *Synopsys TCAD* (Technology Computer Aided Design)-Pakets werden verschiedene Pixelkonfigurationen wie das *pn-PD AP*, das *PG AP* und das auf Pinned Photodioden basierte *PPD AP* hinsichtlich ihrer Nutzbarkeit als Photodetektor für die Time-of-Flight-Sensorik untersucht. Mittels Messungen an geeigneten Teststrukturen werden die Simulationsergebnisse experimentell verifiziert. Darüber hinaus werden theoretische Ansätze zur Optimierung der hergestellten *PG* und *PPD* basierten Pixelkonfigurationen anhand von weiterführenden *TCAD*-Simulationen geliefert. Abgeschlossen wird dieses Kapitel mit einer vergleichenden Übersicht der verschiedenen im 0,35 μm -Standard-CMOS-Prozess verfügbaren *ToF*-Pixelstrukturen und dessen ermittelten Parametern.

5.1 Beschreibung des 0,35 μm -CMOS-Prozesses

Am *Fraunhofer IMS* steht mit dem 0,35 μm -CMOS-Prozess der Fa. *ELMOS Semiconductor AG* ein n-Wannen basierter Standard-CMOS-Prozess mit vier Metallebenen, zwei Polysiliziumlagen (mit Dual-Workfunction n^+/p^+ für *NMOS*- und *PMOS*-Transistor-Gates), einer Hochvoltoption und zwei verschieden dicken Gateoxiden zur Verfügung. Ebenfalls ermöglicht der Prozess die Blockierung der Silizidierung von n^+ - und p^+ -Gebieten sowie der Polysilizium-Gate-Elektroden, so dass lichtdurchlässige pn-Photodioden und auch Photogates realisiert werden können. Neben der technologischen Realisierung digitaler (DG: 3,3 V) und Hochvolt-(HV)-Schaltungstechnik (durch die Verwendung eines dicken Gateoxides und im Vergleich zum *DG*-Bereich tieferer Wannen sind Versorgungsspannungen von bis zu 80 V

möglich) auf einem Chip bietet der Prozess somit hervorragende Möglichkeiten leistungsfähige und gleichzeitig kostengünstige CMOS-Bildsensoren zu fertigen. Abbildung 5.1 zeigt anhand einer 2-dimensionalen TCAD-Simulation die Querschnitte der NMOS- und PMOS-Transistoren in digitaler und Hochvolt-Konfiguration.

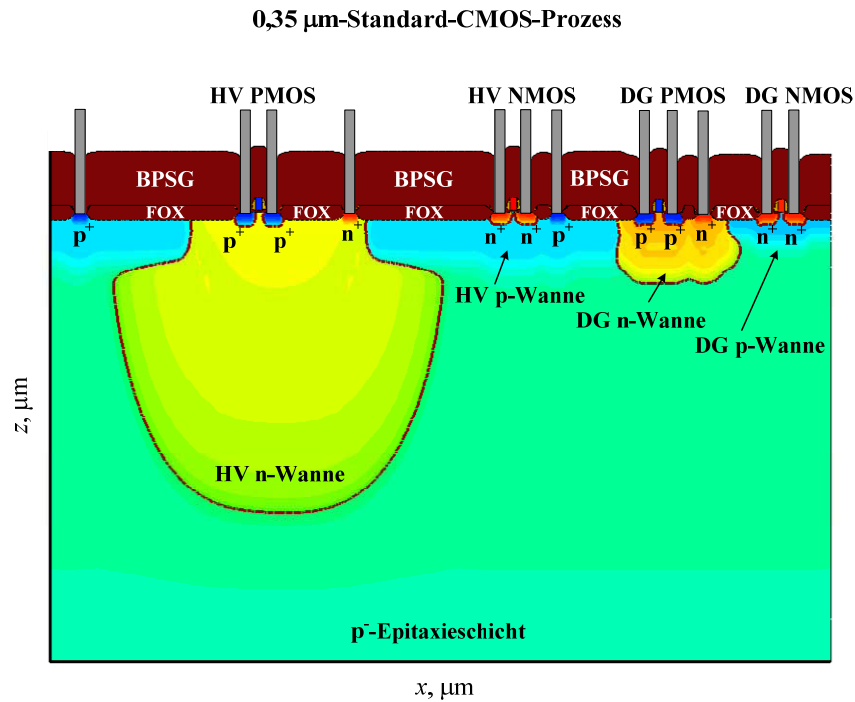


Abbildung 5.1: 2D-TCAD-Simulation der DG- und HV-Transistoren des 0,35 μm -CMOS-Prozesses

Mit den verschiedenen n- und p-Wannen der HV- und DG-Transistoren und der schwach p-dotierten Epitaxieschicht stehen insgesamt fünf „Substrat-Layer“ mit unterschiedlichen Dotierungen und Ausdehnungen im Siliziumsubstrat für die CMOS-Bildsensorik zur Verfügung.

Bei der Herstellung von Photodetektoren in einem Standard-CMOS-Prozess werden neben der Strukturierung des Siliziums (Implantation und Diffusion verschiedener p- und n-dotierter Gebiete) die optischen Eigenschaften maßgeblich durch die Struktur der Metallisierungsebenen, die zugehörigen Zwischenoxide sowie die Passivierung bestimmt. In Abbildung 5.2 ist der Querschnitt der einzelnen Ebenen des 0,35 μm -CMOS-Prozesses in einer REM-Aufnahme dargestellt. Das Siliziumsubstrat ist dabei zunächst mit Feldoxid (FOX) und Borphosphorsilikatglas (BPSG) bedeckt, gefolgt von vier Metalllagen und den jeweiligen Zwischenoxiden. Zum mechanischen Schutz der gesamten Struktur wird abschließend eine Oxid-Nitrid-Passivierung abgeschieden. Insgesamt besitzt die gesamte Stapelstruktur bestehend aus den Zwischenoxiden und der Nitridpassivierung eine Dicke von 3800 nm.

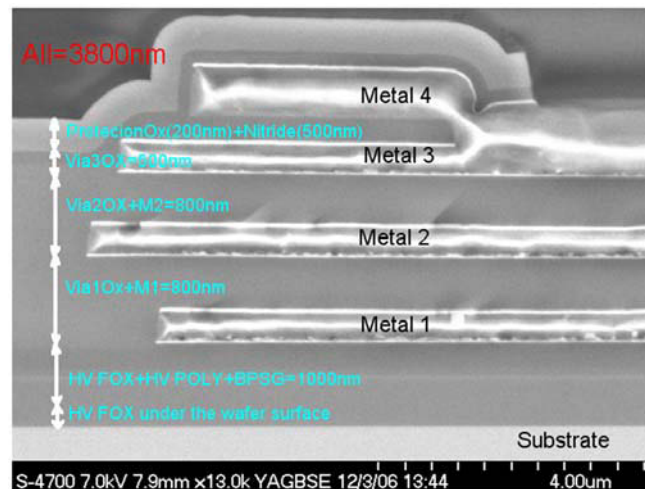


Abbildung 5.2: REM-Aufnahme der Metallisierung und der Passivierung (0,35 μm -CMOS-Prozess)

Bei Beleuchtung der Zwischenmetalloxide- und Passivierungsebenen zeigen die Siliziumdioxide der Zwischenmetallschichten und auch das Passivierungsnitrid im sichtbaren Bereich des Spektrums zwar eine ausreichende Transparenz, dennoch kommt es speziell im blauen bis ultravioletten Bereich zu einer deutlichen Abschwächung der Strahlungsintensität. Aufgrund der unterschiedlichen Dicken und der variierenden Brechungsindizes der Zwischenoxide und der Nitridpassivierung entstehen bei einfallendem Licht zudem Reflektionen, die zu konstruktiver und destruktiver Interferenz führen. Abbildung 5.3 zeigt die theoretisch zu erwartende Reflektivität (rote, eingehüllte Kurve) der Passivierungs- und Zwischenoxidebenen des 0,35 μm -CMOS-Prozesses, die sich aus den mittels so genannter „Dual Beam Spectroscopy“ (DBS) experimentell bestimmten, wellenlängenabhängigen Brechungsindizes der Siliziumoxide und -nitride ergibt (Quelle: Messungen/Berechnungen durchgeführt von Dr. J. Weidemann, Fa. ELMOS).

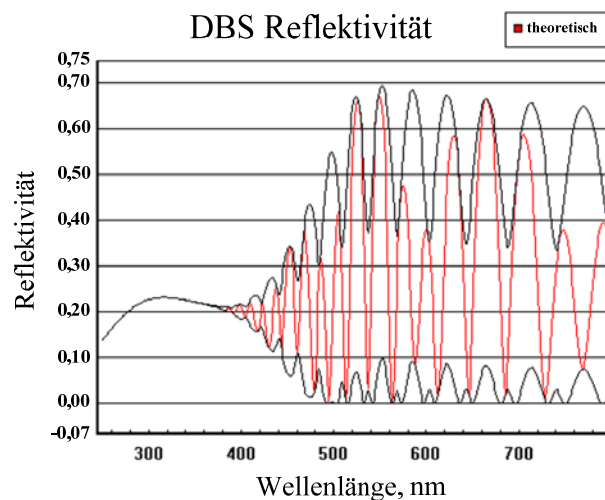


Abbildung 5.3: Theoretisch ermittelte Reflektivität der Zwischenoxide und der Passivierung

Die gezeigte Wellenlängenabhängigkeit und die charakteristischen Minima und Maxima werden sich bei der Charakterisierung der im Rahmen der vorliegenden Arbeit hergestellten Photodetektoren in den Kurvenverläufen der spektralen Empfindlichkeit und des Quantenwirkungsgrades widerspiegeln.

5.2 Die pn-Photodiode (*pn-PD*)

Nach der Vorstellung des 0,35 μm -CMOS-Prozesses wird mit der pn-Photodiode, der am einfachsten zu realisierende Photodetektor vorgestellt. Zunächst werden drei ausgewählte Strukturen anhand von Teststrukturen hinsichtlich ihrer elektrischen und optischen Eigenschaften charakterisiert und anschließend ihre Verwendbarkeit als *ToF*-Pixel untersucht. Die theoretischen Berechnungen der spektralen Empfindlichkeit verschiedener pn-Photodioden in Kapitel 2 haben gezeigt, dass die Dioden bestehend aus der n-Wanne bzw. der n^+ -Diffusion und dem p-Substrat bzw. p-Wanne optisch empfindlicher als die pn-Photodiode bestehend aus der p^+ -Diffusion und der n-Wanne sind (vgl. Abbildung 2.16). Speziell die Anwendung als *ToF*-Pixel erfordert eine ausreichend hohe spektrale Empfindlichkeit im nahinfraroten Bereich, da der *ToF*-Sensor mit einer Laserpulsquelle im Bereich von ca. 900 nm betrieben wird. Bei dieser Wellenlänge ist die spektrale Empfindlichkeit der n-Wannen-Photodiode um einen Faktor vier größer als die entsprechende Empfindlichkeit der p^+ /n-Wanne-Photodiode. Dieses lässt sich dadurch erklären, dass der parasitäre pn-Übergang der p^+ /n-Wanne-Photodiode bestehend aus der n-Wanne und dem p-Substrat tief im Substrat erzeugte Ladungsträger aufnimmt und somit verhindert, dass diese die p^+ -Diffusion an der Oberfläche erreichen können. Für Photonen mit einer Wellenlänge größer als 500 nm ergibt sich eine Eindringtiefe von ca. 1 μm und mehr (vgl. Abbildung 2.2). Eine ca. 1 μm tiefe n-Wanne vermindert demnach drastisch die spektrale Empfindlichkeit im Bereich ab 500 nm, was in Abbildung 2.16 zu beobachten ist. Aus diesem Grund wird die p^+ /n-Wanne-Photodiode an dieser Stelle nicht weiter untersucht, sondern nur die in Abbildung 5.4 gezeigten Photodioden näher betrachtet. Im Einzelnen sind dieses die HV n-Wanne/p-Substrat-Photodiode, die DG n-Wanne/p-Substrat-Photodiode und die DG n^+ -Diffusion/p-Wanne-Photodiode.

Die HV n-Wanne ist verglichen mit der digitalen (DG) n-Wanne deutlich tiefer in das Siliziumsubstrat ausgedehnt, wobei die Dotierung allerdings um eine Größenordnung niedriger ist. Das wesentlich höher dotierte und sehr flache n^+ -Diffusionsgebiet im DG-

Bereich (ca. drei Größenordnungen höher dotiert im Vergleich zur HV n-Wanne) befindet sich hingegen direkt an der Siliziumoberfläche.

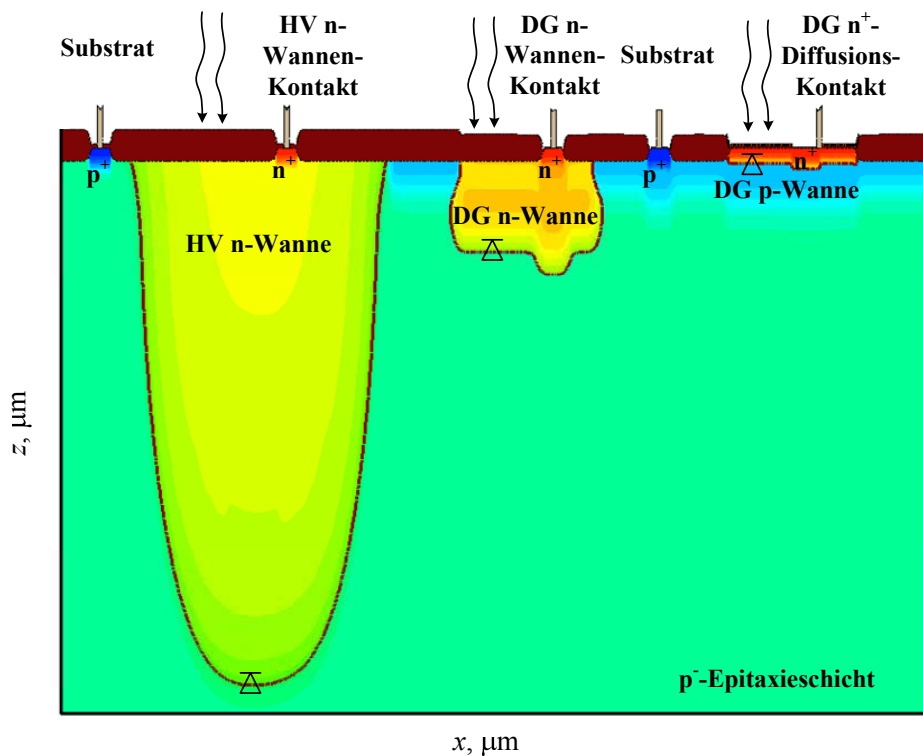


Abbildung 5.4: Simulierte Querschnitte verschiedener pn-Photodioden im 0,35 μm -CMOS-Prozess

5.2.1 Elektrische und optische Eigenschaften verschiedener pn-Photodioden

Zur Ermittlung der elektrischen und optischen Kenngrößen der pn-Photodioden sind einfache Teststrukturen im 0,35 μm -CMOS-Prozess hergestellt worden. Um Aussagen über flächen- und randabhängige Kapazitätsbeläge und Dunkelstromdichten treffen zu können, wird ein bereits in [Bus05] und [Dur09] angewandtes Verfahren genutzt. Wie in Abbildung 5.5 beispielhaft für die DG n-Wanne/p-Substrat-Photodiode gezeigt, werden die zu vermessenden Photodioden einerseits als ganzflächige Struktur (a) und andererseits als Streifenstruktur (b) gefertigt. Dabei sind im Fall (a) die flächenbezogenen Kapazitäts- bzw. Dunkelstromanteile dominierend und im Fall (b) entsprechend die randbezogenen. Aus dem Vergleich der gemessenen Werte beider Strukturen lässt sich ein Gleichungssystem für die Gesamtkapazität der Photodiode gemäß Gl. 5.1 aufstellen, wobei $n=1$ der Flächenstruktur und $n=2$ der Streifenstruktur entspricht, oder umgekehrt:

$$C_n = C'_A A_n + C'_P P_n. \quad (\text{Gl. 5.1})$$

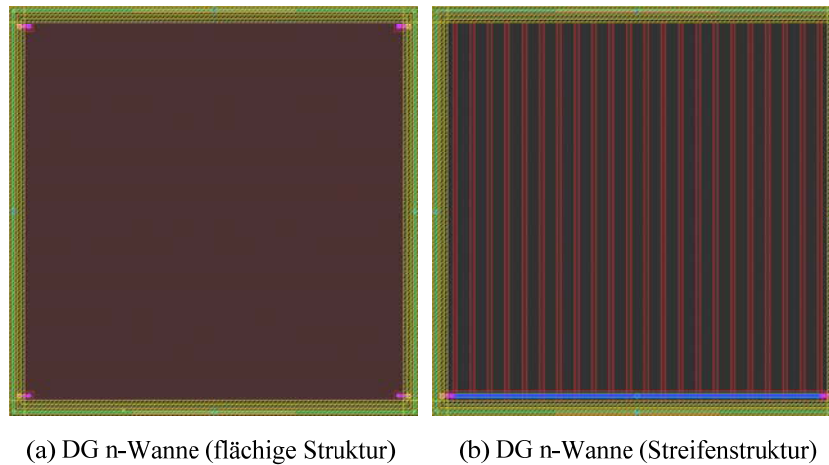


Abbildung 5.5: DG n-Wanne/p-Substrat-Photodiode (a) als flächige Struktur und (b) als Streifenstruktur

Kapazitätsbeläge

Der flächenabhängige Kapazitätsbelag C'_A und der randabhängige Kapazitätsbelag C'_P werden nach Gl. 5.2 und Gl. 5.3 ermittelt, wobei A_1 und A_2 die Flächen und P_1 und P_2 die Ränder der jeweiligen Struktur angeben:

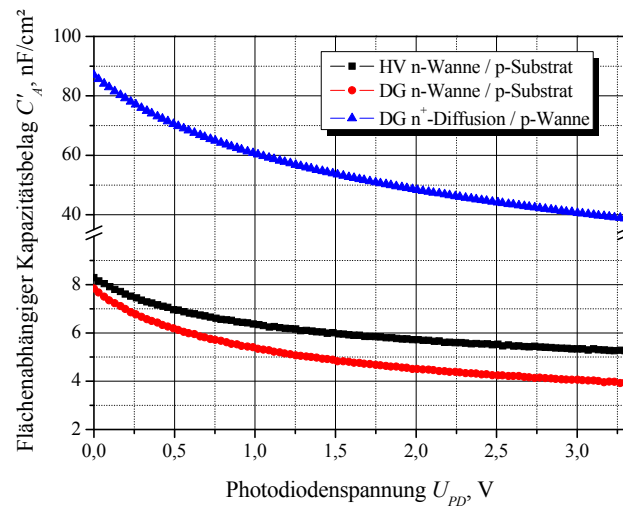
$$C'_A = \frac{C_2 P_1 - C_1 P_2}{P_1 A_2 - P_2 A_1}, \quad (\text{Gl. 5.2})$$

$$C'_P = \frac{C_1 A_2 - C_2 A_1}{P_1 A_2 - P_2 A_1}. \quad (\text{Gl. 5.3})$$

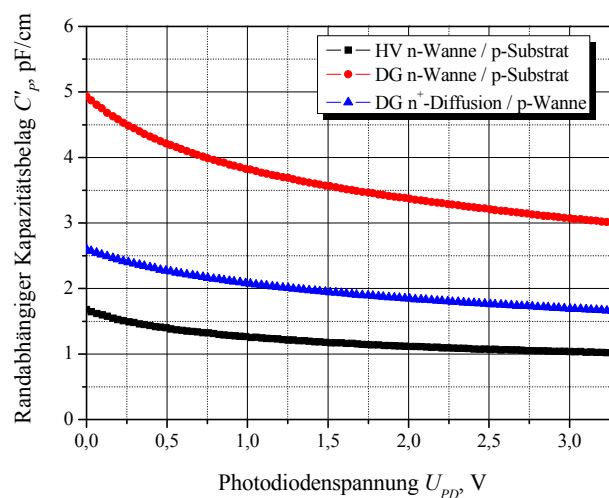
Die drei in Abbildung 5.4 ausgewählten Photodioden sind mit einem *Keithley 590 CV-Analyzer* für Photodiodenspannungen U_{PD} im Bereich von 0 bis 3,3 V vermessen worden. Aus den Messdaten ergeben sich nach dem vorgestellten Verfahren die in Abbildung 5.6 dargestellten flächen- und randbezogenen Kapazitätsbeläge, welche maßgeblich durch die Kapazität der Raumladungszone der pn-Übergänge bestimmt sind.

Hierbei besitzt die oberflächennahe DG n^+ -Diffusion/p-Wanne-Photodiode, aufgrund der hohen Donatordotierung, das größte Verhältnis von C'_A zu C'_P und bei $U_{PD}=0$ V einen maximalen flächenabhängigen Kapazitätsbelag von ca. 87 nF/cm². Im Vergleich dazu sind die flächenabhängigen Kapazitätsbeläge der HV n-Wanne/p-Substrat- und der DG n-Wanne/p-Substrat-Diode wegen der deutlich geringeren Donatordotierung um ca. einen Faktor 10 kleiner. Die um etwa eine Größenordnung höher dotierte digitale n-Wanne/p-Substrat-

Photodiode besitzt im Vergleich zur HV n-Wanne/p-Substrat-Diode ein geringfügig größeres Verhältnis von C'_A zu C'_P .



(a)



(b)

Abbildung 5.6: (a) Flächen- und (b) randabhängige Kapazitätsbeläge prozessierter pn-Photodioden in Abhängigkeit der Photodiodespannung

Die ermittelten Kapazitätsbeläge liefern einen wichtigen Anhaltspunkt beim Entwurf von Photodetektoren, beispielsweise können beim Design eines pn -PD APs anhand der Geometrien die real wirksame Kapazität C_{PD} abgeschätzt oder die Floating Diffusion-Kapazität C_{FD} eines PG APs vor der Fertigung ermittelt werden. So lassen sich Photodetektorspezifikationen wie Dynamic Range, Full-Well-Kapazität und Reset-Rauschen bereits in der Designphase in der notwendigen Genauigkeit bestimmen.

Dunkelstromdichten

In Analogie zur Bestimmung der Kapazitätsbeläge lassen sich die flächen- und randabhängigen Dunkelstromdichten der pn-Photodioden ermitteln. Die Dunkelströme der Flächen- und Streifenstrukturen sind dazu mit einem *HP4155B Semiconductor Parameter Analyzer* bestimmt worden, wobei sich der gemessene Dunkelstrom $I_{\text{dunkel},n}$ der beiden Strukturen aus den flächen- und randabhängigen Stromdichten gemäß Gl. 5.4 ergibt:

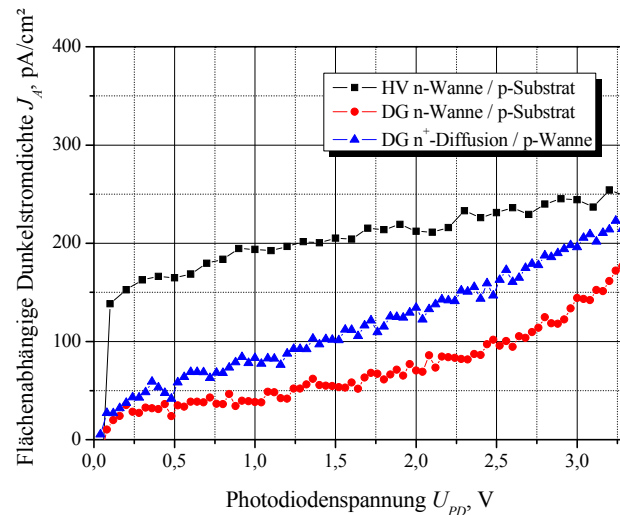
$$I_{\text{dunkel},n} = J_A A_n + J_P P_n. \quad (\text{Gl. 5.4})$$

Die entsprechenden flächen- und randabhängigen Dunkelstromdichten J_A bzw. J_P sind durch Gl. 5.5 und 5.6 gegeben:

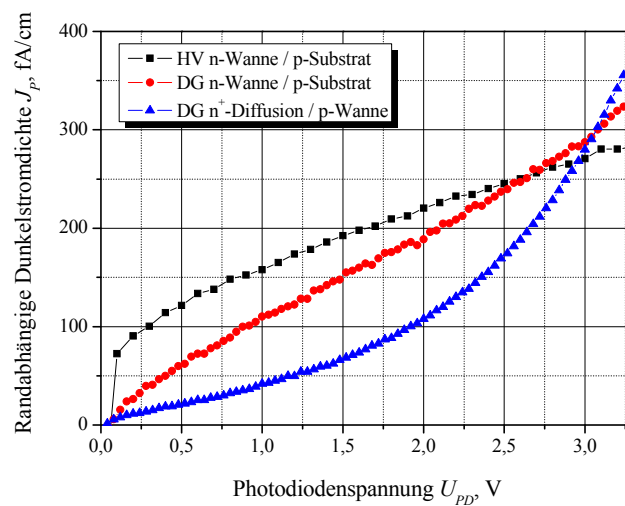
$$J_A = \frac{I_{\text{dunkel},2} P_1 - I_{\text{dunkel},1} P_2}{P_1 A_2 - P_2 A_1}, \quad (\text{Gl. 5.5})$$

$$J_P = \frac{I_{\text{dunkel},1} A_2 - I_{\text{dunkel},2} A_1}{P_1 A_2 - P_2 A_1}. \quad (\text{Gl. 5.6})$$

Die aus den Messungen der Dunkelströme $I_{\text{dunkel},n}$ ermittelten flächen- und randbezogenen Dunkelstromdichten sind in Abbildung 5.7 in Abhängigkeit der Photodiodenspannung U_{PD} gezeigt. Die tiefe Ausdehnung der HV n-Wanne lässt erwarten, dass die HV n-Wanne/p-Substrat-Photodiode im Vergleich zu den anderen beiden pn-Übergängen die höchsten Dunkelstromdichten besitzt. Bei einer Spannung $U_{PD}=3,3$ V beträgt die flächenabhängige Dunkelstromdichte ca. 250 pA/cm² und die entsprechende randbezogene Dunkelstromdichte ca. 280 fA/cm. Der pn-Übergang, bestehend aus der n⁺-Diffusion und der digitalen p-Wanne, besitzt, aufgrund der Nähe zur Oberfläche, ebenfalls eine hohe Flächendunkelstromdichte von ca. 220 pA/cm². Der Vergleich der verschiedenen Randabhängigkeiten verdeutlicht die Abhängigkeit des Dunkelstromes von der Tiefe der n-Gebiete. So liefert die HV n-Wanne/p-Substrat-Photodiode die höchste und die DG n⁺-Diffusion/p-Wanne-Photodiode die geringste randabhängige Dunkelstromdichte. Erst bei steigender Photodiodenspannung steigt die randabhängige Dunkelstromdichte der DG n⁺-Diffusion/p-Wanne Photodiode exponentiell an und übersteigt die Dunkelströme der anderen beiden Photodioden. Der Dunkelstrom ist eine wesentliche Kenngröße einer Photodiode und wird ebenso wie der Kapazitätsbelag für ein optimales Photodetektordesign benötigt. Einerseits bewirkt ein konstanter Dunkelstrom einen DC-Offset an der Photodiode, welcher den Dynamikbereich begrenzen kann (s. Kapitel 2.3), andererseits erzeugt der Dunkelstrom auch einen unerwünschten Schrotrauschbeitrag (s. Kapitel 3.2).



(a)



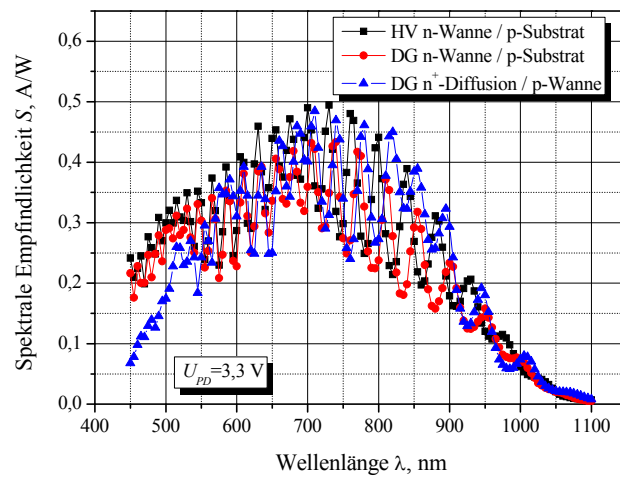
(b)

Abbildung 5.7: (a) Flächen- und (b) randabhängige Dunkelstromdichtenprozessierter pn-Photodioden in Abhängigkeit der Photodiode Spannung

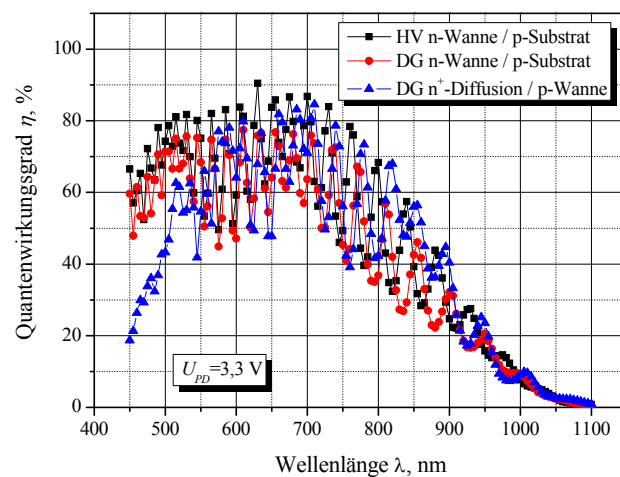
Spektrale Empfindlichkeit und Quantenwirkungsgrad

Zur Bestimmung der optischen Eigenschaften der drei Photodioden wurde der *IdSpectral*-Messplatz der Fa. *AspectSystems* verwendet (s. Anhang B.2). Die aus den Messungen ermittelten Werte der spektralen Empfindlichkeit und des Quantenwirkungsgrades sind in Abbildung 5.8 im Wellenlängenbereich von 450 nm bis 1100 nm dargestellt. Prinzipiell zeigen alle drei pn-Photodioden bei einer Photodiode Spannung U_{PD} von 3,3 V eine ähnliche optische Sensitivität, wobei die DG n⁺-Diffusion/p-Wanne-Photodiode im Bereich von 450 nm bis 600 nm eine verringerte spektrale Empfindlichkeit bzw. einen reduzierten Quantenwirkungsgrad aufweist. Dieses kann durch Nitrid-Rückstände der blockierten

Silizidierung des n^+ -Diffusionsgebietes hervorgerufen werden, welche im blauen Bereich des Spektrums zur Verringerung der Transparenz führen.



(a)



(b)

Abbildung 5.8: (a) Spektrale Empfindlichkeit und (b) Quantenwirkungsgrad prozessierter pn-Photodioden

Darüber hinaus bestätigen die Messungen die theoretischen Berechnungen aus Kapitel 2 (s. Abbildung 2.16 und 2.17). Die Kurvenverläufe werden durch das Modell gut nachgebildet, sie zeigen auch die bereits erläuterten Interferenzminima und -maxima. Maximale Werte der spektralen Empfindlichkeit werden für Wellenlängen von ca. 700 nm erreicht werden. Die HV n-Wanne/p-Substrat-Photodiode hat einen Wert von $S=0,49 \text{ A/W}$ ($\eta=87 \%$) bei $\lambda=700 \text{ nm}$, die DG n-Wanne/p-Substrat-Photodiode besitzt eine maximale spektrale Empfindlichkeit von $0,43 \text{ A/W}$ bei 705 nm ($\eta=76 \%$) und die DG n^+ -Diffusion/p-Wanne-Photodiode erreicht

ihre Maximum von $S=0,48$ A/W bei 710 nm ($\eta=84$ %). Im für die *ToF*-Sensorik interessanten Wellenlängenbereich um 900 nm besitzen alle drei pn-Photodioden eine spektrale Empfindlichkeit von ca. 0,2 A/W und einen Quantenwirkungsgrad um die 30 %.

5.2.2 Die pn-Photodiode als Photodetektor für die *ToF*-Sensorik

In Kapitel 4 ist bereits beschrieben worden, dass in den Arbeiten von [Elk05] pn-Photodioden (n-Wanne auf p-Substrat) in einem 0,5 μm -Standard-CMOS-Prozess als Pixel für die gepulste *ToF*-Sensorik verwendet worden sind. Abbildung 5.9 zeigt die hierbei genutzte Ausleseschaltung bestehend aus einem typischen *pn-PD AP*, einem „Shutter“-Transistor (M_{shutter}) und einer Sample- und Hold-Stufe bestehend aus den Kapazitäten C_S und C_H und einem zweiten Source-Folger-Transistor (M_{SF2}). Der Ausgang des Pixels wird mit der Kapazität C_L belastet.

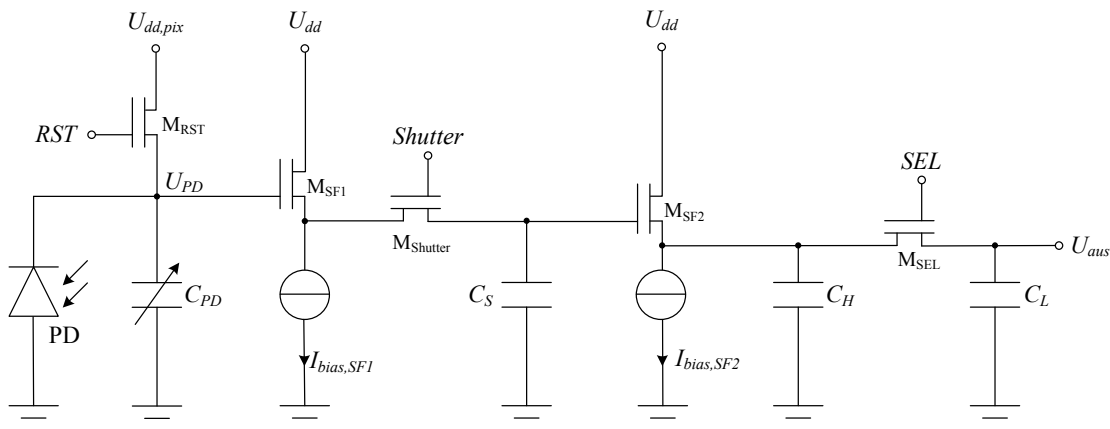


Abbildung 5.9: pn-Photodioden basiertes *ToF*-Pixel

Im Rahmen eines theoretischen Technologie-Transfers wird ein solches *ToF*-Pixel nun für den vorliegenden 0,35 μm -Standard-CMOS-Prozess unter Berücksichtigung der ermittelten elektrischen und optischen Parameter betrachtet und die theoretisch erzielbaren Kenngrößen dieses *ToF*-Pixels bestimmt. Dabei wird eine Photodioden-Fläche A_{PD} von $130 \times 300 \mu\text{m}^2$, eine mittlere Bestrahlungsstärke Φ_{ph} der gepulsten Laserquelle von 6000 W/m^2 bei einer Integrationszeit T_{int} von 60 ns und eine spektrale Empfindlichkeit bei der Wellenlänge des Lasers ($\lambda=905 \text{ nm}$) von $S=0,227 \text{ A/W}$ angenommen. Bei Verwendung gleicher

Transistorgeometrien (vgl. [Elk05]), Sample- und Hold-Kapazitäten (C_S und C_H) von 5 pF und einer kapazitiven Last $C_L=10$ pF am Pixelausgang ergeben sich die in Tabelle 5.1 zusammengefassten Pixelkenngrößen. Darüber hinaus ist hierbei die parasitäre Gate-Drain-Kapazität des ersten Source-Folgers berücksichtigt worden (vgl. Kapitel 2.3).

Parameter	Wert
Photoaktivfläche	$A_{PD}=130 \times 300 \mu\text{m}^2$
Kapazität der Photodiode (@ $U_{PD}=3,3$ V)	$C_{PD}=3,057$ pF
Spektrale Empfindlichkeit (@ $\lambda=905$ nm)	$S=0,227$ A/W (DG n-Wanne/p-Substrat-Photodiode)
Gesamtrauschen am Ausgang des Pixels	$\sqrt{u_{n,ges,aus,PD}^2} = 266 \mu\text{V}_{\text{rms}}$
Responsivität	$\mathcal{R}=115 \mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$
Signal-to-Noise-Ratio	$SNR=72,79$ dB
Noise Equivalent Power	$NEP=2,31$ W/m ²

Tabelle 5.1: Pixelkenngrößen des pn -PD AP basierten ToF-Pixels

Aufgrund der großen Photodiodenfläche A_{PD} und der daraus resultierenden Kapazität C_{PD} von ca. 3 pF verursacht der Detektions- und gleichzeitige Ausleseknotten ein verhältnismäßig großes Reset- und Partition-Rauschen sowie eine geringe Responsivität von $115 \mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$. Die Responsivität ist dabei zudem durch eine große Gate-Drain-Kapazität ($C_{GD,SF} \approx 0,5$ pF) des gewählten Source-Folger-Transistors reduziert. Am Ausgang des Pixels resultiert dieses in einer äquivalenten Gesamtrauschspannung von $266 \mu\text{V}$. Die weiteren Pixelkenngrößen weisen mit einem Signal-to-Noise-Ratio (SNR) von $72,79$ dB und einer Noise Equivalent Power (NEP) von $2,31$ W/m² vergleichbare Werte mit denen aus [Elk05] auf.

5.3 Das Photogate (PG)

Nach der Vorstellung der Realisierungs- und Anwendungsmöglichkeiten pn-Photodioden basierender Pixelstrukturen werden die im 0,35 μm -CMOS-Prozess verfügbaren MOS-Kondensatoren und ihre Verwendung als Photogate Active Pixel für die *ToF*-Sensorik näher untersucht. Auf Basis der verschiedenen „Substrat“-Dotierungen des Prozesses lassen sich die in Abbildung 5.10 gezeigten MOS-Kondensatoren im DG-Bereich herstellen.

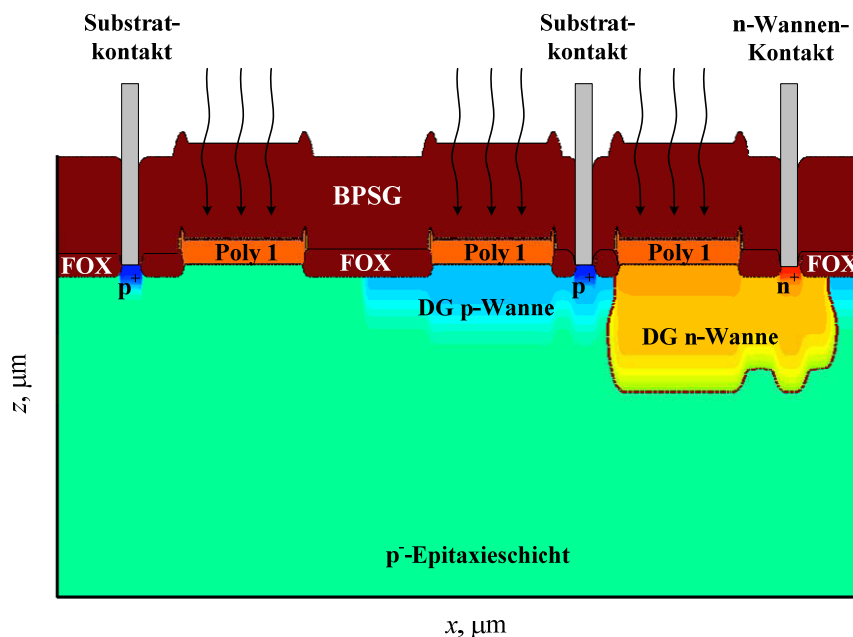


Abbildung 5.10: Simulierte Querschnitte verschiedener MOS-Kondensatoren im 0,35 μm -CMOS-Prozess

Im Einzelnen sind dies der MOS-Kondensator auf p^- -Epitaxieschicht (links), der MOS-Kondensator auf DG p-Wanne (Mitte) und der MOS-Kondensator auf der DG n-Wanne (rechts). Die Oxidschichten der MOS-Strukturen können dabei aus dünnem Siliziumdioxid (DG Gateoxid) oder aus etwa 5-fach dickerem HV Gateoxid bestehen. Für den Vergleich der einzelnen MOS-Strukturen werden nur das dünne Gateoxid sowie die „digitalen“ Wannen verwendet. Darüber hinaus stehen zwei Polysiliziumebenen als Gate-Elektrode zur Verfügung, wobei das so genannte Poly 1 direkt auf dem Gate-Oxid abgeschieden wird und sich das zweite Poly auf einem ca. dreimal so dickem Oxid-Nitrid-Oxid-(ONO)-Stapel befindet.

5.3.1 Elektrische und optische Eigenschaften verschiedener MOS-Kondensatoren

Wie bereits bei der Charakterisierung der pn-Photodioden, sind zur Untersuchung der elektrischen und optischen Eigenschaften verschiedene MOS-Kondensatoren als quadratische Teststrukturen im 0,35 μm -CMOS-Prozess gefertigt worden.

Kapazitätsbeläge und Dunkelstromdichten

Abbildung 5.11 zeigt die aus den Messdaten ermittelten, flächenabhängigen Kapazitätsbeläge der einzelnen MOS-Strukturen in Abhängigkeit der angelegten Gate-Spannung U_{gate} .

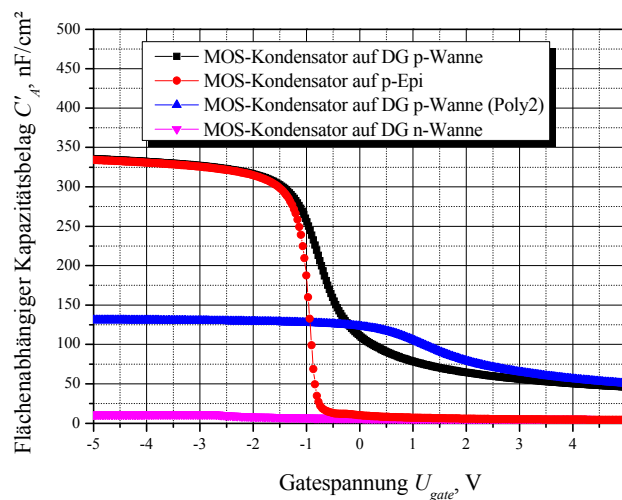


Abbildung 5.11: Flächenabhängige Kapazitätsbeläge prozessierter MOS-Kondensatoren in Abhängigkeit der Gate-Spannung

Die CV-Messkurven sind dabei mit einer Messfrequenz von 100 kHz aufgenommen worden, so dass die Kapazitätsbeläge im Bereich der Inversion auf einem minimalen Wert C'_{min} verbleiben, weil die Inversionsladungsträger nicht schnell genug generiert werden können (vgl. Abbildung 2.11). Die minimale Kapazität ist hierbei von der Dotierung des gewählten „Substrates“ abhängig, so dass die beiden MOS-Kondensatoren (Poly 1 & Poly 2) auf p-Wanne Werte C'_{min} von ca. 50 nF/cm² erreichen und der MOS-Kondensator auf p-Epi, aufgrund der geringeren Dotierung, ebenfalls einen geringeren Wert C'_{min} von 4 nF/cm² annimmt. Im Bereich der Anreicherung lassen sich die Oxidkapazitäten C'_{ox} ablesen, wobei die beiden Poly 1 basierten MOS-Kondensatoren eine Oxidkapazität von $C'_{ox}=334$ nF/cm² besitzen und der Poly 2 MOS-Kondensator wegen des dickeren ONO-Stapels eine geringere Oxidkapazität von 131 nF/cm² aufweist.

Für Gate-Spannungen im Bereich von 0 bis 3,3 V sind ebenfalls die flächenabhängigen Dunkelstromdichten der einzelnen MOS-Kondensatoren bestimmt worden. Das Substratpotential beträgt hierbei 0 V. Abbildung 5.12 zeigt, dass der MOS-Kondensator auf p-Epi bei $U_{\text{gate}}=3,3$ V eine Dunkelstromdichte J_P von 250 pA/cm² besitzt und die beiden MOS-Kondensatoren auf p-Wanne (Poly 1 & Poly 2) bei 3,3 V Gate-Spannung eine Dunkelstromdichte von 150 pA/cm² aufweisen. Dieses ist mit der geringeren Akzeptordotierung N_A der p-Epitaxieschicht im Vergleich zur p-Wanne zu begründen, da der Dunkelstrom gemäß Gl. 2.61 umgekehrt proportional zu N_A ist. Der MOS-Kondensator auf DG n-Wanne liegt für alle Gate-Spannungen unterhalb von 150 pA/cm².

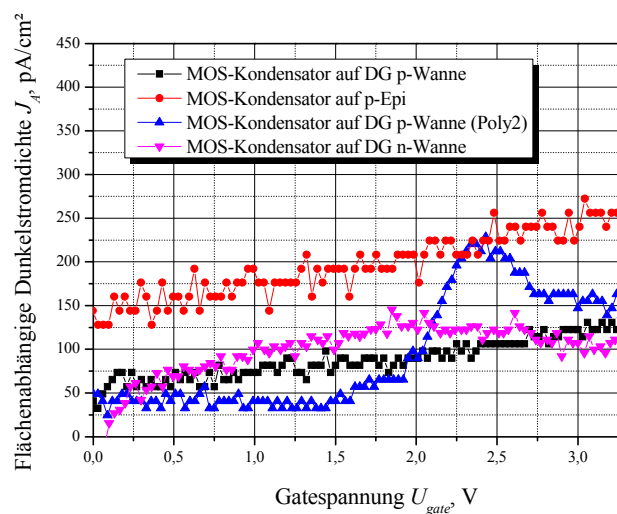
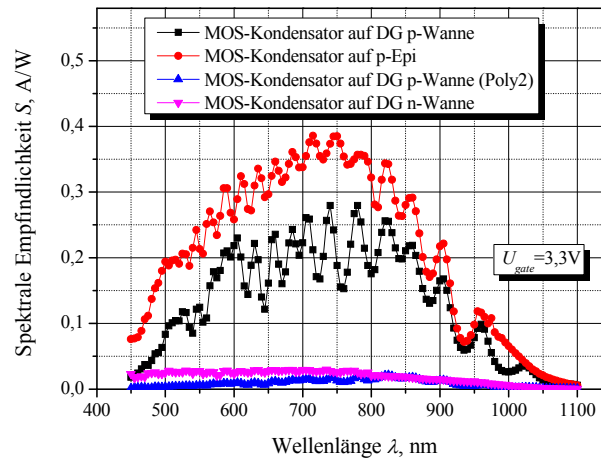


Abbildung 5.12: Flächenabhängige Dunkelstromdichten prozessierter MOS-Kondensatoren in Abhängigkeit der Gate-Spannung

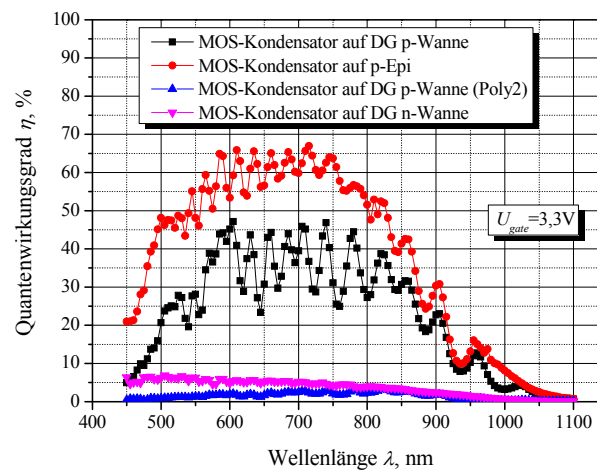
Spektrale Empfindlichkeit und Quantenwirkungsgrad

Neben den elektrischen Eigenschaften sind mit dem Messaufbau aus Anhang B.2 die optischen Eigenschaften der vier MOS-Kondensatoren ermittelt worden. In Abbildung 5.13 ist zu beobachten, dass der MOS-Kondensator auf p-Epi aufgrund der niedrigen Akzeptordotierung N_A und der somit weit ausgedehnten Raumladungszone (s. Gl. 2.49) die höchste spektrale Empfindlichkeit S von fast 0,4 A/W bzw. einen Quantenwirkungsgrad von 65 % bei einer Wellenlänge von 700 nm und einer Gate-Spannung von 3,3 V besitzt. Die höhere Akzeptordotierung beim MOS-Kondensator auf p-Wanne äußert sich demnach in einer reduzierten, maximalen spektralen Empfindlichkeit von 0,27 A/W bei 740 nm ($\eta=48$ %). Der Poly 2 basierte MOS-Kondensator auf DG p-Wanne sowie der MOS-Kondensator auf DG n-Wanne besitzen im gemessenen Wellenlängenbereich von 450 nm bis

1100 nm nur spektrale Empfindlichkeiten, deutlich unterhalb von 0,05 A/W bzw. Quantenwirkungsgrade unter 5 %. Somit sind diese beiden *MOS*-Kondensator-Varianten als Photodetektor ungeeignet.



(a)



(b)

Abbildung 5.13: (a) Spektrale Empfindlichkeit und (b) Quantenwirkungsgrad prozessierter *MOS*-Kondensatoren

Im für die *ToF*-Sensorik nutzbaren Wellenlängenbereich um 900 nm beträgt die spektrale Empfindlichkeit des *MOS*-Kondensators auf p-Epi einen Wert von 0,22 A/W ($\eta=31\%$). Der *MOS*-Kondensator auf DG p-Wanne besitzt bei gleicher Wellenlänge immer noch eine akzeptable spektrale Empfindlichkeit von 0,17 A/W bzw. einen Quantenwirkungsgrad von 24 %. Ein Vergleich der optischen Eigenschaften mit den zuvor untersuchten pn-Photodioden zeigt, dass im nahen infraroten Bereich um 900 nm keine signifikanten Unterschiede bestehen und *MOS*-Kondensator basierte Photogate Active Pixel durchaus als Pixel für die *ToF*-Sensorik geeignet sind.

5.3.2 Das Photogate basierte Active Pixel (PG AP)

Mittels 2-dimensionalen Prozess- und Device-Simulationen mit den *Synopsys TCAD*-Tools werden Photogate basierte Active Pixel in diesem Unterkapitel näher untersucht, um die grundsätzliche Funktionalität unter Berücksichtigung der Prozessdaten des 0,35 μm -CMOS-Prozesses zu bestätigen. Abbildung 5.14 zeigt den simulierten Prozessquerschnitt eines Photogate Active Pixels basierend auf einem MOS-Kondensator (Poly 1), einem Transfer-Gate mit Poly 2-Elektrode und einer n^+ -Diffusion als Ausleseknotten allesamt angeordnet auf der oberflächennahen DG p-Wanne. Das Substratpotential liegt auf Masse.

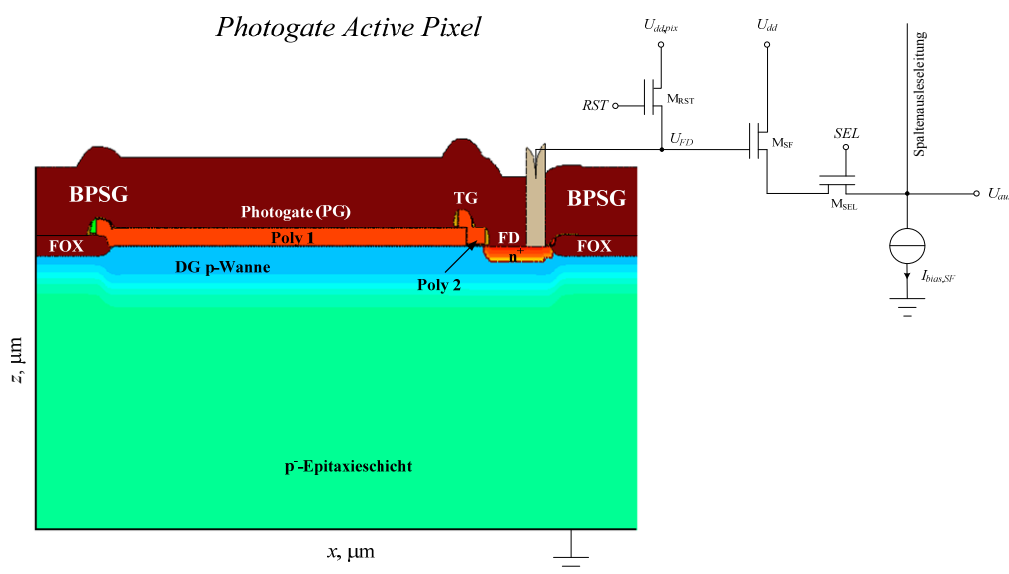


Abbildung 5.14: Querschnitt des PG APs inkl. Ausleseschaltung

In der Device-Simulation wird über die *SPICE*®-Schnittstelle der *TCAD*-Software ebenfalls die gezeigte Ausleseschaltung, bestehend aus drei Transistoren (M_{RST} , M_{SF} und M_{SEL}), und der Stromquelle für den Source-Folger-Zweig, unter Verwendung der prozessspezifischen Transistormodellparameter berücksichtigt.

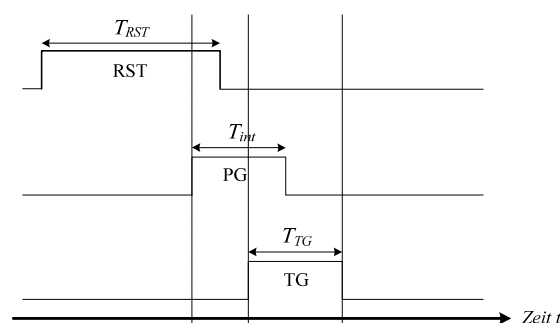


Abbildung 5.15: Timing des PG APs für die TCAD Device-Simulation

Unter monochromatischer Bestrahlung ($\Phi_{ph}=1,69 \cdot 10^{-3} \text{ W/m}^2$ und $\lambda=700 \text{ nm}$) und mit dem in Abbildung 5.15 dargestellten Timing werden die verschiedenen Betriebsphasen des *PG APs* elektrooptisch simuliert. Zunächst wird das Pixel in der Reset-Phase (s. Abbildung 5.16a) betrachtet. Hierzu wird der Reset-Transistor (M_{RST}) durchgeschaltet und der Ausleseknotten (Floating Diffusion) auf ein Potential von ca. 3 V vorgespannt. Das Photogate (*PG*) sowie das Transfer-Gate (*TG*) sind in diesem Zustand abgeschaltet ($U_{PG}=U_{TG}=0 \text{ V}$). Mit Beginn der Integrations-Phase wird das Photogate auf 3,3 V gesetzt und eine Raumladungszone unterhalb des Photogates erzeugt, um die photogenerierten Ladungsträger effektiv ansammeln zu können (s. Abbildung 5.16b). Der Reset-Transistor ist in dieser Phase noch durchgeschaltet und das Transfer-Gate weiterhin gesperrt. Für den Transfer der photogenerierten Ladungsträger wird das Transfer-Gate durchgeschaltet ($U_{TG}=3,3 \text{ V}$) und der Floating Diffusion-Knoten entlädt sich langsam (s. Abbildung 5.16c). Nach einer gewissen Überlappungszeit von aktivem Photogate und durchgeschaltetem Transfer-Gate wird das Photogate ebenfalls abgeschaltet. Wiederum einige Zeit später wird der Ladungstransfer mit Abschalten des Transfer-Gates beendet (s. Abbildung 5.16d). Zu diesem Zeitpunkt entspricht die Änderung des Potentials an der Floating Diffusion der transferierten Ladung.

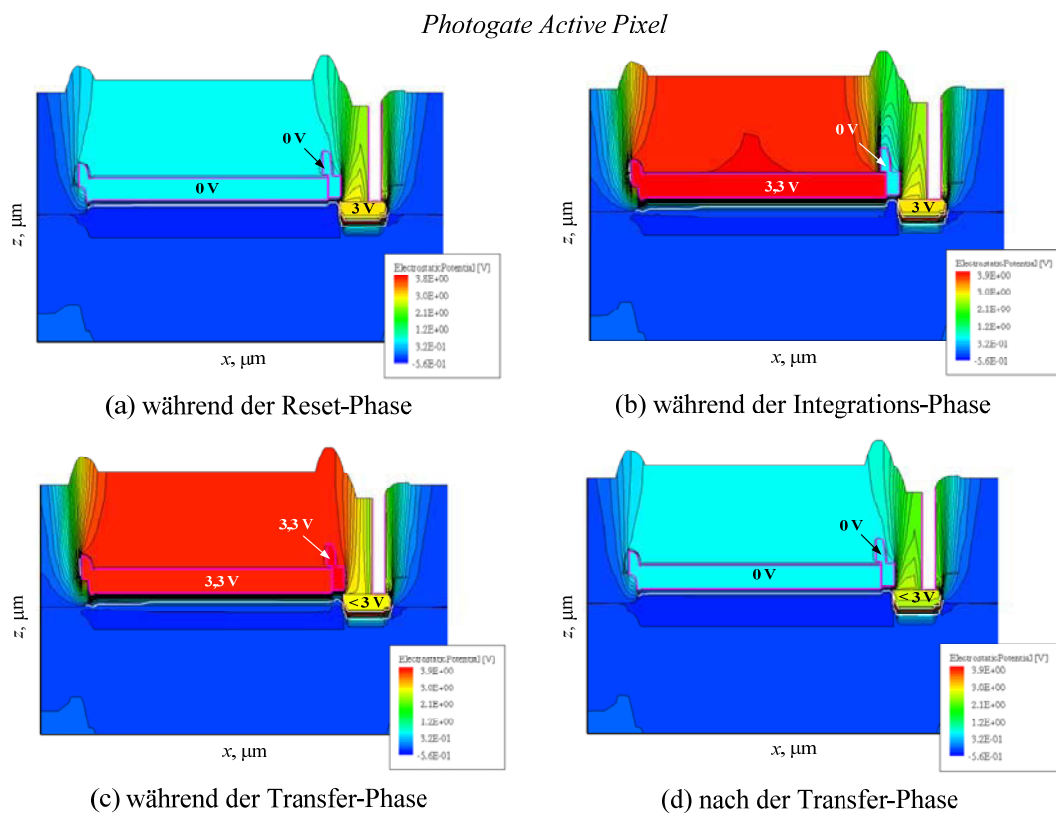


Abbildung 5.16: Potentialprofil des *PG APs* (a) während der Reset-Phase, (b) während der Integrations-Phase, (c) während der Transfer-Phase und (d) nach der Transfer-Phase

Die zugehörigen Potentialverläufe an der Siliziumoberfläche werden in Abbildung 5.17 nochmals für die vier Betriebsphasen dargestellt. Hierbei ist zu erkennen, wie die Tiefe des Potentialtopfes der Floating Diffusion durch das Reset-Potential gegeben ist und mit Beginn der Integrations- und Transfer-Phase mit photo- und thermisch generierten Ladungsträgern gefüllt wird. Bei Beendigung der Transfer-Phase entspricht der Spannungshub an der Floating Diffusion dem transferierten Ladungspaket.

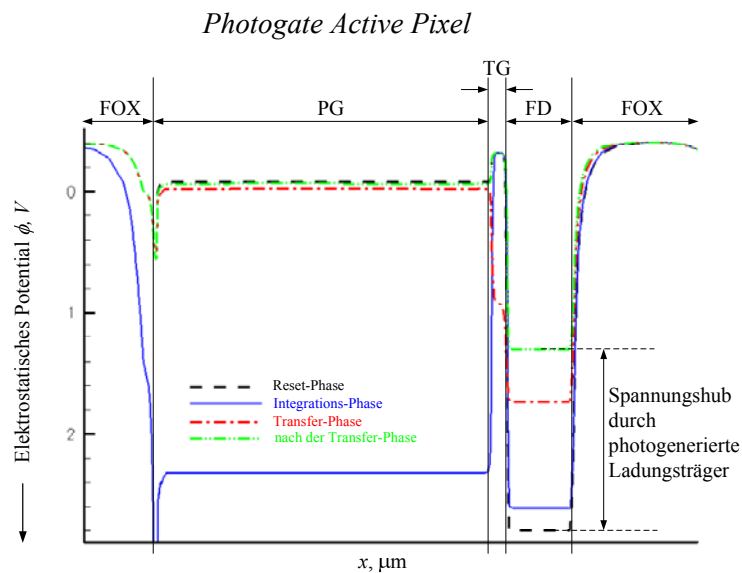


Abbildung 5.17: Simulierte Potentialverläufe des $PG APs$ an der Siliziumoberfläche für die verschiedenen Betriebsphasen

Anhand der durchgeführten Simulationen lässt sich demnach die generelle Funktion des $PG APs$ im 0,35 μm -CMOS-Prozess nachweisen.

5.3.3 Charakterisierung hergestellter $PG AP$

Auf Basis der Simulationsergebnisse sind verschiedene $PG AP$ mit variierenden Transfer-Gate-Längen L_{TG} prozessiert und anschließend charakterisiert worden. In Abbildung 5.18 ist das hergestellte $PG AP$ im Querschnitt (a) und als Layout in der Draufsicht (b) dargestellt. Die photoaktive Fläche A_{PG} ist hierbei durch einen „L“-förmigen MOS -Kondensator als Photogate bestehend aus der Poly 1-Elektrode (PG) und dem dünnen Gateoxid auf der DG p-Wanne gegeben und beträgt $675 \mu\text{m}^2$ bei einer maximalen Kantenlänge von $L_{PG}=30 \mu\text{m}$. Durch die gewählte „L“-Form des photoaktiven Bereiches verbleibt genügend Platz im Pixel, um die Transistoren der Ausleseschaltung möglichst platzsparend positionieren zu können. Das Transfer-Gate (TG) ist ebenfalls als „L“-förmiger MOS -Kondensator auf der DG

p-Wanne ausgeführt und überlappt mit seiner Poly 2-Elektrode und dem zugehörigen *ONO*-Stapel das Photogate, um eine Charge Transfer Efficiency (*CTE*) nahe 100 % zu erzielen. Die *CTE* gibt dabei an, wie effizient die angesammelten Ladungsträger aus dem Bereich unterhalb des Photogates in die Floating Diffusion transportiert werden. Eine *CTE* von 100 % beschreibt demnach einen vollständigen Ladungstransfer ohne jegliche Verluste durch Oberflächenrekombination oder Leckströme. Des Weiteren verbindet das Transfer-Gate das Photogate mit der quadratischen Floating Diffusion ($A_{FD}=3 \times 3 \mu\text{m}^2$). Das komplette Pixel wird von einem Substrat-Kontaktring bestehend aus einem p^+ -Diffusionsgebiet umrahmt und mit Ausnahme des Photoaktivgebietes durch die dritte und vierte Metalllage abgedeckt, wodurch rund um das Pixel ein homogenes Massepotential erzeugt wird.

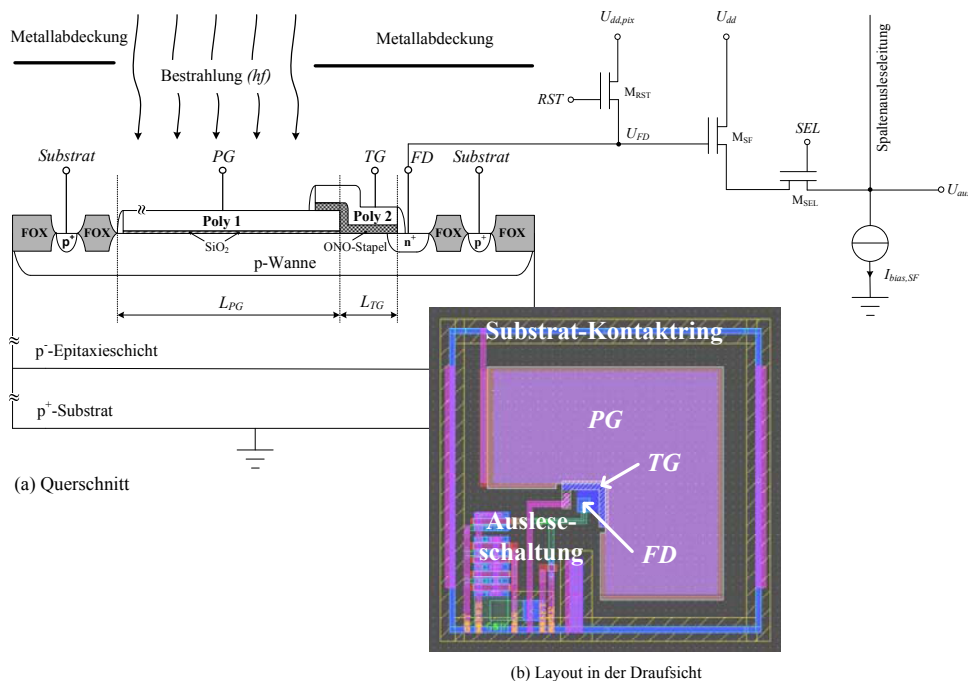


Abbildung 5.18: Prozessiertes PG AP im Querschnitt (a) und als Layout in der Draufsicht (b)

Die verschiedenen Photogate AP sind mit den in Anhang B.1 und B.2 beschriebenen Messaufbauten charakterisiert worden. Abbildung 5.19 zeigt anhand eines Oszilloskopbildes die Steuersignale *RST*, *PG* und *TG* sowie die Spannung U_{aus} am Pixelausgang. Dabei wird die Floating Diffusion des PG APs, während der Reset-Phase zunächst auf das Referenzpotential $U_{dd,pix}$ zurückgesetzt, so dass sich am Pixelausgang die Spannung $U_{aus,RST}$ einstellt. Abhängig vom gewählten Transistortyp (*NMOS*- oder *PMOS*-Transistor) reduziert die Schwellenspannung $U_{T,RST}$ des Reset-Transistors hierbei das maximal erreichbare Reset-Potential am Floating Diffusion-Knoten. Für die Verschaltung mit einem *NMOS*-Transistor als Reset-Schalter ergibt sich so ein Reset-Pegel von $U_{RST}=U_{dd,pix}-U_{T,RST}$. Wird hingegen ein *PMOS*-

Transistor für den Reset verwendet, so wird die Floating Diffusion auf $U_{RST}=U_{dd,pix}$ vorgespannt. Des Weiteren wird die Spannung U_{RST} während des Resetvorgangs mit dem Abschwächungsfaktor des Source-Folgers A_{SF} auf den Ausgang des Pixels übertragen, so dass $U_{aus,RST}=A_{SF} \cdot U_{RST}$ gilt.

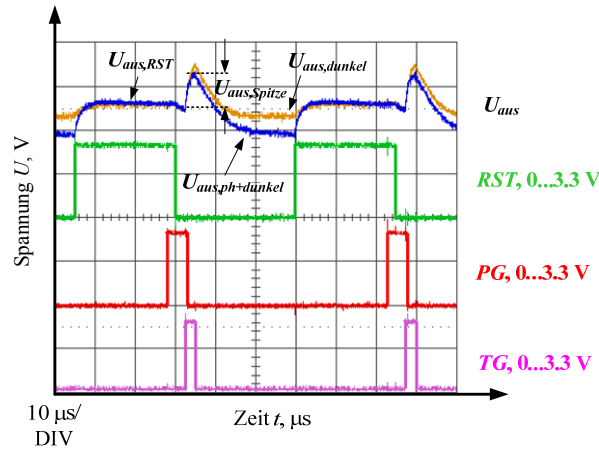


Abbildung 5.19: Oszilloskopbild der Steuersignale RST , PG und TG sowie der Pixelausgangsspannung des PG APs

Beim Schalten des Transfer Gates (TG) ist zudem eine auffällige Spannungsspitze im Ausgangssignal zu beobachten, die durch den Taktdurchgriff des Transfer Gates hervorgerufen wird. Die parasitäre Gate-Source-Kapazität $C_{GS,TG}$ des TGs bildet mit der Floating Diffusion-Kapazität C_{FD} hierbei einen kapazitiven Spannungsteiler, der eine Spannungsspitze von:

$$U_{aus,Spitze} = U_{TG+} \frac{C_{GS,TG}}{C_{GS,TG} + C_{FD}} \quad (\text{Gl. 5.7})$$

verursacht, wobei U_{TG+} den „High“-Pegel des TG -Taktes beschreibt. Da der Taktdurchgriff sowohl bei der Dunkelwertbestimmung als auch bei der Messung unter Bestrahlung jedoch annähernd konstant ist, wird der Einfluss bei den weiteren Betrachtungen vernachlässigt.

Zur Bestimmung des Dunkelsignals wird zunächst eine Messung ohne Beleuchtung durchgeführt, die nach Beendigung des Ladungstransfers ($t=T_{readout}$) eine Pixelausgangsspannung von:

$$U_{aus,dunkel} = U_{aus,RST} - A_{SF} \left(\frac{I_{PG,dunkel} T_{int} + I_{FD,dunkel} T_{readout}}{C'_{FD} A_{FD}} \right). \quad (\text{Gl. 5.8})$$

liefert. Hierbei werden der Dunkelstrom des Photogates ($I_{PG,dunkel}$), während der Integrationszeit T_{int} , sowie (im Gegensatz zur vereinfachten Abbildung 2.15 und der

zugehörigen Gl. 2.62) der Dunkelstrom der Floating Diffusion $I_{FD,dunkel}$ während der Auslesephase ($T_{readout}$) ebenfalls berücksichtigt. Die Spannungsdifferenz:

$$\Delta U_{aus,dunkel} = U_{aus,RST} - U_{aus,dunkel} \quad (\text{Gl. 5.9})$$

ergibt dann das um den Resetpegel bereinigte Signal, welches nur noch die thermisch generierten Ladungsträger in Dunkelheit beinhaltet. Bei monochromatischer Bestrahlung ($\lambda=700 \text{ nm}$) des $PG APs$ mit der Bestrahlungsstärke Φ_{ph} von $1,69 \text{ mW/m}^2$ fällt die Spannung am Pixelausgang nach Transfer-Ende auf die Spannung:

$$U_{aus,ph+dunkel} = U_{aus,RST} - U_{aus,dunkel} - A_{SF} \frac{S_{PG AP} \cdot A_{PG} \cdot \Phi_{ph} \cdot T_{int}}{C'_{FD} A_{FD}} \quad (\text{Gl. 5.10})$$

ab. Die durch die Bestrahlung generierten Ladungsträger führen zu folgender Spannungsdifferenz am Pixelausgang:

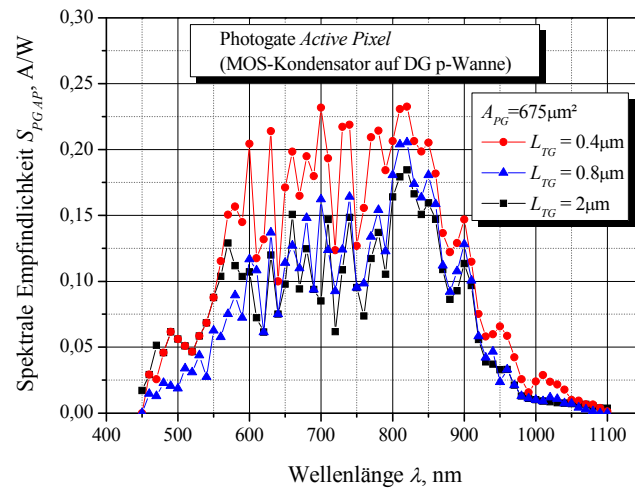
$$\Delta U_{aus,ph} = \left| U_{aus,ph+dunkel} - \Delta U_{aus,dunkel} \right| = A_{SF} \frac{S_{PG AP} \cdot A_{PG} \cdot \Phi_{ph} \cdot T_{int}}{C'_{FD} A_{FD}}. \quad (\text{Gl. 5.11})$$

Anhand des zum Photostrom korrespondierenden Spannungspaketes $\Delta U_{aus,ph}$ lassen sich die spektrale Empfindlichkeit sowie der Quantenwirkungsgrad der gesamten Pixelstruktur durch Umstellen der Gl. 5.11 wie folgt ermitteln:

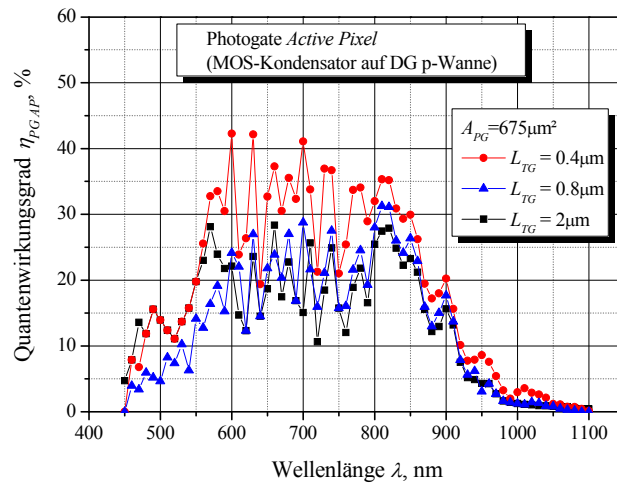
$$S_{PG AP} = \frac{\Delta U_{aus,ph} \cdot C'_{FD}}{A_{SF} \cdot \Phi_{ph} \cdot T_{int}} \cdot \frac{A_{FD}}{A_{PG}}, \quad (\text{Gl. 5.12})$$

$$\eta_{PG AP} = S_{PG AP} \frac{E_{ph}}{q}. \quad (\text{Gl. 5.13})$$

Die so ermittelbaren optischen Kenngrößen beinhalten neben der Charakteristik des MOS -Kondensators als Photogate ebenfalls die nicht idealen Eigenschaften des Transfer-Gates sowie die der Ausleseschaltung. Speziell der Source-Folger-Transistor schwächt das Signal der Floating Diffusion bekanntermaßen um den Faktor A_{SF} ab (s. Anhang A.1). Unter Berücksichtigung der Gl. 5.12 und 5.13 ergeben sich die in Abbildung 5.20 gezeigten spektralen Empfindlichkeiten und Quantenwirkungsgrade in Abhängigkeit der Wellenlänge. Zur Untersuchung der Transfereigenschaften und möglichen Abhängigkeiten von der Länge des TGs sind $PG APs$ mit Transfer Gate-Längen L_{TG} von $0,4 \mu\text{m}$, $0,8 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$ gefertigt und bei einer gewählten Integrationszeit T_{int} von $500 \mu\text{s}$ vermessen worden [Spi09a].



(a)



(b)

Abbildung 5.20: (a) Spektrale Empfindlichkeit und (b) Quantenwirkungsgrad verschiedener *PG AP* mit variierender Transfer-Gate-Länge

Die Kurvenverläufe der *PG APs* mit Transfer Gate-Längen von 0,8 μm und 2 μm zeigen dabei keine signifikanten Unterschiede, woraus zu schließen ist, dass sich das Transferverhalten und die *CTE* des Ladungstransportes für Transfer Gate-Längen von 0,8 μm bis 2 μm nicht drastisch verändern. Aussagen über die quantitative Größenordnung der *CTE* können an dieser Stelle jedoch aufgrund des Messaufbaus und -prinzips mit kontinuierlicher Bestrahlung nicht getroffen werden (Verweis auf Kapitel 7.2, Transfereigenschaften eines *PG* basierten *ToF*-Pixels). Maximale Werte der spektralen Empfindlichkeit ($S_{PG,AP}=0,16 \text{ A/W}$) und des Quantenwirkungsgrades ($\eta_{PG,AP}=27 \%$) werden für Wellenlängen zwischen 700 nm und 850 nm erreicht. Im Vergleich zu den einfachen *MOS*-Kondensator-Teststrukturen aus Kapitel 5.3.1 entspricht das einer Reduzierung der optischen Sensitivität um fast 50 %. Begründet werden kann dieses einerseits durch Rekombinationsprozesse während des

Transfervorgangs und andererseits durch einen nicht optimal designten Source-Folger mit einem A_{SF} von 0,7 (s. Anhang A.1). Dennoch ist die optische Performance durchaus vergleichbar mit den Werten der Literatur ([Nix96], [Bla00], [Sol96]). Auffällig sind jedoch die deutlich erhöhten Sensitivitätswerte des $PG APs$ mit einem 0,4 μm -langen Transfer-Gate. Hier ist zu vermuten, dass nicht nur während der Transferzeit ($U_{TG}=3,3\text{ V}$) ein leitender Kanal unterhalb des Transfer Gates vorhanden ist, sondern zu jedem Zeitpunkt thermisch und/oder photogenerierte Ladungsträger zur Floating Diffusion gelangen können. Dadurch entsteht ein erhöhter Spannungshub ΔU_{ph} , welcher wiederum eine erhöhte, nicht korrekte spektrale Empfindlichkeit bei der Berechnung ergibt. Ein weiteres Indiz für diese Vermutung ist, dass mit einem Transfer-Gate von $L_{TG}=0,4\text{ }\mu\text{m}$ die Design-Regeln des 0,35 μm -CMOS-Prozesses verletzt worden sind. Eine minimale Transfer-Gate-Länge von 0,48 μm sollte demnach bei zukünftigen $PG AP$ -Designs nicht unterschritten werden. Je nach Anwendung spielt allerdings nicht nur die optische Sensitivität sondern auch die Geschwindigkeit des Photodetektors eine wesentliche Rolle. Aus Abbildung 5.19 ist ersichtlich, dass der Ladungstransfer im gezeigten Betriebsmodus ca. 20 μs andauert. Verglichen mit anderen PG basierten Pixelstrukturen [Wie05], welche einige Hundert μs zur kompletten Auslese der generierten Ladung benötigen, entspricht dieses einer verhältnismäßig hohen Auslesegeschwindigkeit. Als Pixel für die ToF -Sensorik sind Auslesezeiten im μs -Bereich bei der Verwendung von Laserpulsen mit Pulsbreiten von einigen ns allerdings noch deutlich zu langsam. Gründe für den langsamen Ladungstransfer werden in [Wie05] in besetzbaren Oberflächenzuständen an der Grenzschicht Silizium/Siliziumdioxid gesucht. Solche auch als „Traps“ bezeichneten Zustände können den Transfer unterhalb des Photo- und Transfer-Gates durchaus verzögern. In einem einfachen Experiment lassen sich diese „Traps“ durch Vorspannen der PG - und TG -Elektroden (0,1 V bis 0,5 V) jedoch besetzen, ohne dass sich eine Beschleunigung des Transfer- und Auslesevorgangs einstellt. Ebenfalls vernachlässigt werden können parasitäre Effekte des Messaufbaus, beispielsweise bedingt durch hohe kapazitive Belastung des Pixelausgangs durch lange Zuleitungen. Eine Erklärung des langsamen Ladungstransfers lässt sich vielmehr in dessen physikalischen Transportmechanismen Drift und Diffusion finden. Für einen schnellen Ladungstransport werden starke elektrische Driftfelder (auch als „Fringe Fields bezeichnet [Car71], [Car72]) benötigt, die aufgrund von Potentialunterschieden die freien Ladungsträger im elektrischen Feld beschleunigen. Diffusionsprozesse hingegen sind eher langsam und stark von den Eigenschaften des Halbleitermaterials abhängig. Im ungünstigsten Fall rekombinieren freie Ladungsträger während ihrer Diffusionsbewegung,

bevor sie die gewünschte Strecke zurückgelegt haben. Bei Betrachtung des simulierten Potentialprofils des *PG APs* in Abbildung 5.17 wird deutlich, dass unterhalb des Photogates kein Potentialgefälle herrscht und das Gefälle unterhalb des Transfer-Gates nur lokal begrenzt vorhanden ist. Mit einem solchen Potentialprofil lassen sich demnach keine starken Driftfelder erzeugen, die logische Konsequenz ist daher der langsame Ladungstransport. Als Fazit bleibt also festzuhalten, dass zur Verbesserung der Transporteigenschaften entweder technologische Veränderungen des Dotierungsprofils oder eine optimierte Beschaltung der Gate-Elektroden für einen Potentialgradienten während der Transfer-Phase notwendig sind. Als Optimierungsmöglichkeiten sind *PG AP* mit „Buried Channel“ oder ein *PG AP* mit hochohmischem Polysilizium-Gate denkbar. Beide Varianten werden in den folgenden Unterkapiteln näher vorgestellt.

5.3.4 Optimiertes *PG AP* mit „Buried Channel“

Eine denkbare Möglichkeit das vorgestellte Photogate *AP* aus Abbildung 5.14 zu optimieren, besteht darin, eine derzeit im 0,35 μm -CMOS-Prozess entwickelte „Buried Channel“-(*BC*)-Implantation unterhalb des Photogates zu verwenden. Hierbei handelt es sich um einen im Vergleich zur *DG n*-Wanne um ca. eine Größenordnung schwächer n-dotierten und gleichzeitig flacheren n-Kanal an der Siliziumoberfläche, welcher daher auch als „Buried Channel“ bezeichnet wird.

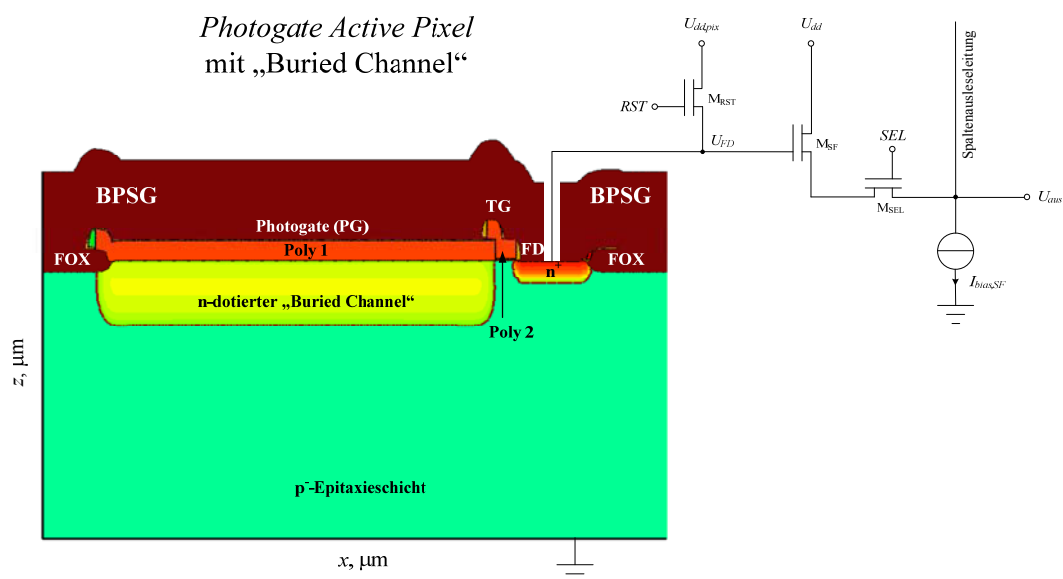


Abbildung 5.21: Querschnitt des *PG APs* mit „Buried Channel“ inkl. Ausleseschaltung

Abbildung 5.21 zeigt im simulierten Querschnitt ein solches *PG AP* mit „Buried Channel“, welches sich im Vergleich zu Abbildung 5.14 zudem dadurch unterscheidet, dass die komplette *PG AP*-Struktur direkt auf der p^- -Epitaxialschicht angeordnet ist. Der Grund dafür ist, dass die *BC*-Implantation derzeit nur für die gezeigte Schicht-Konfiguration entwickelt wird und eine entsprechende Implantation auf p -Wanne nicht zur Verfügung steht. Anhand elektrooptischer *TCAD*-Simulationen sind die Eigenschaften während des Reset-, der Integrations- und der Transfer-Phase sowie nach Transfer-Ende in Analogie zu den Simulationen aus Kapitel 5.3.2 mit entsprechend gleichen Parametern durchgeführt worden (s. Abbildung 5.22). Hierbei zeigt sich allerdings, dass der Potentialverlauf unterhalb des Photogates während der Auslesephase nicht verbessert werden kann und kein Potentialgradient zur Erzeugung eines elektrischen Driftfeldes entsteht. Die Geschwindigkeitsperformance lässt sich daher mit dieser Pixelkonfiguration nicht optimieren. Vorteil dieser Pixelanordnung ist jedoch, dass durch den „Buried Channel“ der Potentialtopf zur Ansammlung generierter Ladungsträger in das Material verschoben wird und so oberflächennahe Effekte wie Dunkelströme und Rekombination minimiert werden können. Gleichzeitig steigt auch das Potentialminimum unterhalb des Photogates während des Auslesevorgangs an (ca. 0,6 V). Im Vergleich zum „einfachen“ *PG AP* (vgl. Abbildung 5.17) verringert sich dadurch jedoch der Dynamikbereich. Als Fazit der Simulationen bleibt festzuhalten, dass das *PG AP* mit *BC* nicht die gewünschte Verbesserung liefert und daher nicht gefertigt worden ist.

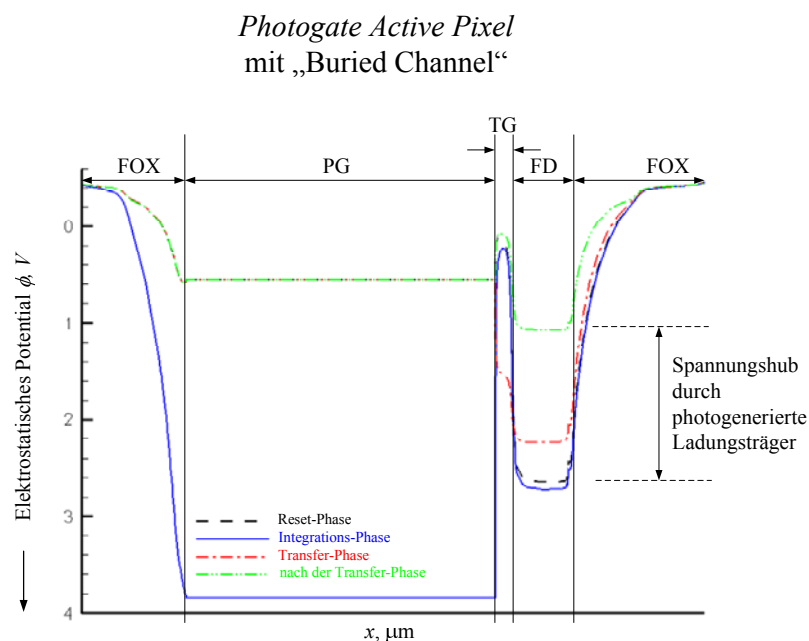


Abbildung 5.22: Potentialverläufe des „Buried Channel“ *PG APs* an der Siliziumoberfläche für die verschiedenen Betriebsphasen

5.3.5 Optimiertes *PG AP* mit hochohmischem Poly-Gate (*HR PG AP*)

Bereits in den Arbeiten von [Loe98] und [Loe01] sind Photogate-Strukturen mit resistiven Polysilizium-Gates untersucht worden, aber im Laufe der letzten Jahre wurde dieser Ansatz nicht weiter verfolgt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird dieser Ansatz nochmals aufgegriffen und näher betrachtet.

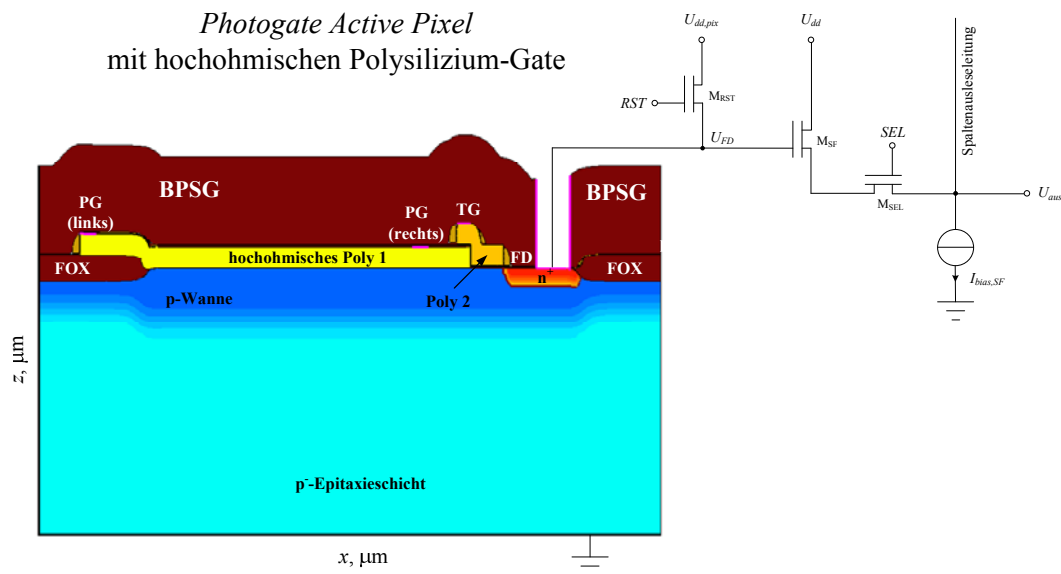


Abbildung 5.23: Querschnitt des *PG APs* mit hochohmischem Polysilizium-Gate (*HR PG AP*) inkl. Ausleseschaltung

Abbildung 5.23 zeigt den mittels des *TCAD*-Prozesssimulators simulierten Querschnitt eines *PG APs* mit hochohmischem Poly-Gate, welches während des Herstellungsprozesses dadurch realisiert wird, dass einige Implantationsschritte im Vergleich zur „normalen“ Polystrukturierung blockiert werden. Somit wird der ursprüngliche Widerstandswert des polykristallinen Siliziums nicht durch Dotierung vermindert. Der einzige Unterschied im Vergleich zum *PG AP* aus Abbildung 5.14 besteht darin, dass das Photogate auf der linken (U_{PG_links}) und rechten Seite (U_{PG_rechts}) kontaktiert und als Widerstand genutzt wird. Ähnlich wie für das „normale“ Photogate *AP* wird das *HR PG Active Pixel* im *TCAD*-Device-Simulator mit den Transistoren der Ausleseschaltung verbunden und mit monochromatischem Licht bestrahlt. In Abbildung 5.24 sind die simulierten Potentialverläufe der Reset-, der Integrations- und der Transfer-Phase dargestellt. Während der Reset-Phase sind beide Photogate-Kontakte auf $U_{PG_links}=U_{PG_rechts}=0$ V gesetzt, das Transfer-Gate ausgeschaltet ($U_{TG}=0$ V) und die Floating Diffusion auf das Reset-Potential aufgeladen.

Photogate Active Pixel
mit hochohmischen Polysilizium-Gate

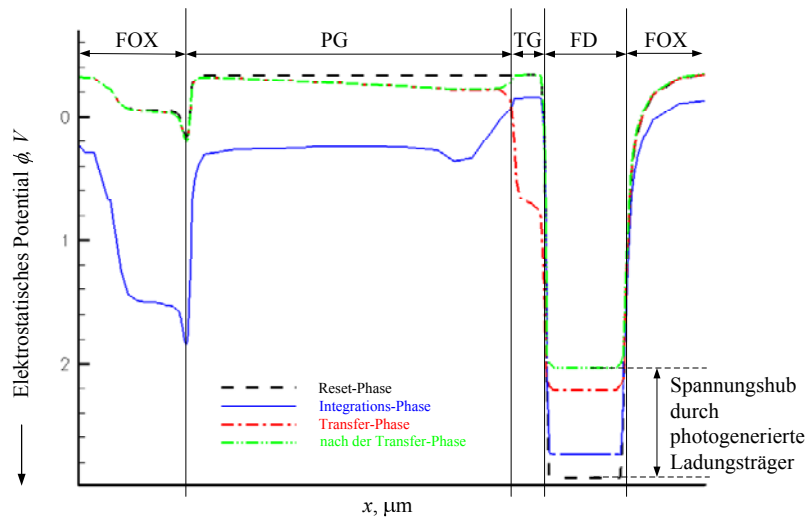


Abbildung 5.24: Potentialverläufe des *HR PG APs* an der Siliziumoberfläche für die verschiedenen Betriebsphasen

Die Integrations-Phase beginnt mit dem gleichzeitigen Schalten der beiden *PG*-Elektroden auf eine Spannung von $U_{PG_links} = U_{PG_rechts} = 3,3 \text{ V}$. Dabei wird eine Raumladungszone induziert, in der sich Photoladungen ansammeln können. Mit Beginn der Transfer-Phase ($U_{TG} = 3,3 \text{ V}$) werden der linke und rechte *PG*-Kontakt gemäß der Beziehung $U_{PG_links} < U_{PG_rechts}$ beschaltet und dadurch ein Potentialgradient unterhalb des Photogates erzeugt, der den Ladungstransport maßgeblich beschleunigt. Nach beendeter Transfer-Phase entspricht der Spannungshub an der Floating Diffusion der transferierten Ladung. Als Nachteil des *HR PG APs* ist jedoch der zu erwartende Stromfluss durch das Poly-Gate zu nennen. Je nach Widerstandsbelag fließen bereits in einem *HR PG AP* einige Hundert μA . Bei einer großflächigen Pixelmatrix würde dieses zu einer enormen Stromaufnahme und erheblicher Chipwärmung führen.

Speziell für die spätere Anwendung als *ToF*-Pixel sind die in Abbildung 5.25 gezeigten Layoutvarianten denkbar. Die Pixelstrukturen bestehen hierbei aus einem quadratischem (s. Abbildung 5.25a) oder zur Verbesserung der Transporteigenschaften aus einem achteckigen Photogate (*PG*) (s. Abbildung 5.25b), drei Floating Diffusion-Ausleseknöten (*FDi*) mit entsprechend drei Transfer-Gates (*TGi*) sowie den zugehörigen Ausleseschaltungen, um sowohl den Laserpuls als auch das Hintergrundlicht in einem *ToF*-Integrationszyklus aufnehmen zu können (s. Beschreibung des *ToF*-Verfahrens in Kapitel 6). Während des Ladungstransfers in eine der drei Floating Diffusions (*FDi*) muss sowohl das

entsprechende Transfer-Gate (TGi) als auch der zugehörige Photogate-Kontakt (PGi) auf $U_{PGi}=3,3\text{ V}$ gesetzt werden. Die untere Kante des Photogates liegt dabei dauerhaft auf Massepotential (0 V), so dass sich der bereits in Abbildung 5.24 gezeigte Potentialverlauf mit verbesserter Transportgeschwindigkeit für die photogenerierten Ladungsträger ergibt.

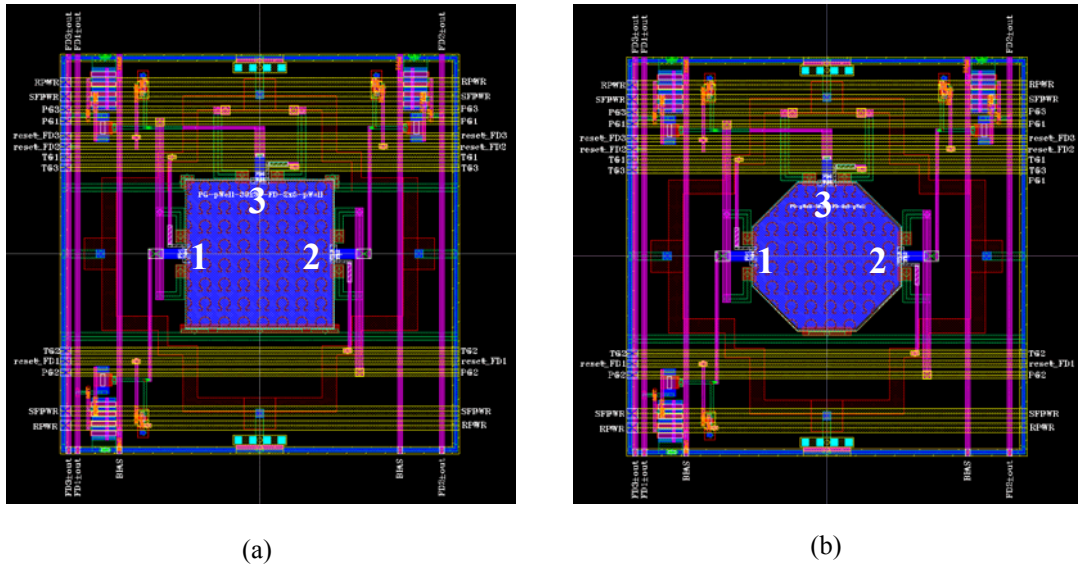


Abbildung 5.25: Cadence®-Layoutvarianten des HR PG APs

Da der Einfluss der schwächeren Dotierung des Polysiliziums des HR PG APs auf die optischen Eigenschaften (spektrale Empfindlichkeit und Quantenwirkungsgrad) vernachlässigbar ist, sind vergleichbare Kurvenverläufe wie beim „normalen“ PG AP (s. Abbildung 5.20) zu erwarten.

5.3.6 Das PG AP als Photodetektor für die ToF-Sensorik

Nachdem in den vorangegangenen Unterkapiteln die Funktionalität des PG APs sowohl durch TCAD-Device-Simulationen als auch anhand von hergestellten Testpixelstrukturen messtechnisch nachgewiesen wurde, werden im Folgenden die Kenngrößen eines denkbaren ToF-Pixels theoretisch berechnet. Grundlage dafür ist das bereits in Abbildung 2.15 dargestellte Schaltbild eines typischen PG APs. Zur Berechnung der Eigenschaften der Ausleseschaltung werden die gleichen Transistor-Geometrien wie in Kapitel 5.2.2 verwendet und ein gleich großes Photoaktivgebiet von $130 \times 300\ \mu\text{m}^2$ gewählt. Der große Unterschied zum pn -PD basierten ToF-Pixel besteht im vom Detektionsknoten entkoppelten Auslesegebiet, welches mit einer $3 \times 3\ \mu\text{m}^2$ großen Floating Diffusion-Fläche angenommen

wird und somit eine deutlich geringere Kapazität von 11 fF besitzt. Die parasitäre Gate-Drain-Kapazität des Source-Folgers ist an dieser Stelle allerdings nicht zu vernachlässigen (vgl. Kapitel 2.3) und wird entsprechend in den Berechnungen berücksichtigt. Die mittlere Bestrahlungsstärke der Laserpulsquelle wird, wie bereits zuvor, mit 6000 W/m^2 bei einer Integrationszeit T_{int} von 60 ns angenommen. Die spektrale Empfindlichkeit S beträgt $0,168 \text{ A/W}$ für den MOS-Kondensator auf DG p-Wanne bei der Emissionswellenlänge des Lasers von 905 nm. Auf Basis der aufgezählten Pixeldaten und einer kapazitiven Last am Pixelausgang von $C_L=10 \text{ pF}$ berechnet sich das mittlere Gesamttrauschen am Ausgang des Pixels zu $166 \mu\text{V}$, woraus sich eine Responsivität des PG AP von $1154 \mu\text{V}/(\text{W/m}^2)$ ergibt. Im Vergleich zum *pn-PD ToF*-Pixel bedeutet dieses eine Steigerung der Responsivität bei gleicher Photoaktivfläche um einen Faktor 10. Eine Noise Equivalent Power (NEP) von $0,143 \text{ W/m}^2$ stellt ebenfalls eine deutliche Verbesserung im Vergleich zum *pn-PD AP* dar.

Parameter	Wert
Photoaktivfläche (=Fläche des Photogates)	$A_{PG}=130 \times 300 \mu\text{m}^2$
Fläche des Ausleseknötens (=Fläche der Floating Diffusion)	$A_{FD}=3 \times 3 \mu\text{m}^2$
Kapazität der Floating Diffusion (@ $U_{FD}=3,3 \text{ V}$)	$C_{FD}=11 \text{ fF}$
Spektrale Empfindlichkeit (@ $\lambda=905 \text{ nm}$)	$S=0,168 \text{ A/W}$ (MOS-Struktur auf DG p-Wanne)
Gesamttrauschen am Ausgang des Pixels	$\sqrt{u_{n,ges,aus,PG}^2} = 166 \mu\text{V}_{\text{rms}}$
Responsivität	$\mathcal{R}=1154 \mu\text{V}/(\text{W/m}^2)$
Signal-to-Noise-Ratio	$SNR=71,67 \text{ dB}$
Noise Equivalent Power	$NEP=0,143 \text{ W/m}^2$

Tabelle 5.2: Theoretisch berechnete Pixelkenngrößen eines PG AP basierten ToF-Pixels

Die in Tabelle 5.2 nochmals zusammengefassten Pixelkenngrößen belegen, dass die Verwendung des Photogate basierten Active Pixels in der ToF-Sensorik eine deutliche

Verbesserung gegenüber dem pn-Photodioden *ToF*-Pixel bedeutet. Allerdings müssen die Probleme der geringen Transfer- und Auslesegeschwindigkeit gelöst werden und/oder geklärt werden, in wie weit sich ein Verlust an photogenerierten Ladungsträgern auf die Qualität der Bildaufnahme auswirkt (s. Kapitel 7). Sollte der Verlust der Ladungsträger durch einen unvollständigen Transfer kalibrierbar sein, so ließe sich das vorgestellte Photogate Active Pixel durchaus für die *ToF*-Sensorik oder auch für andere Hochgeschwindigkeitsanwendungen nutzen.

5.4 Die Buried Photodiode (*BPD*) bzw. Pinned Photodiode (*PPD*)

Neben den bisher untersuchten Standard pn-Photodioden und den photoempfindlichen *MOS*-Kondensatoren lässt sich in einem Standard-CMOS-Prozess noch eine weitere, optimierte Photodiode, die so genannte Buried Photodiode (*BPD*) herstellen. Grundlage dieser Buried Photodiode ist die bereits in Kapitel 5.2 vorgestellte pn-Photodiode bestehend aus der n-Wanne und dem p-Substrat. Allerdings befindet sich dieser pn-Übergang, wie der Name bereits verrät, nicht direkt an der Oberfläche, sondern ist durch eine zusätzliche oberflächennahe p^+ -Implantation im Halbleitermaterial „vergraben“ (s. Abbildung 5.26).

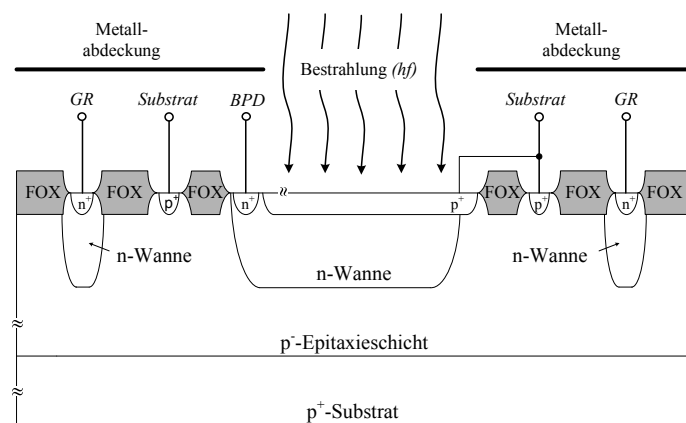
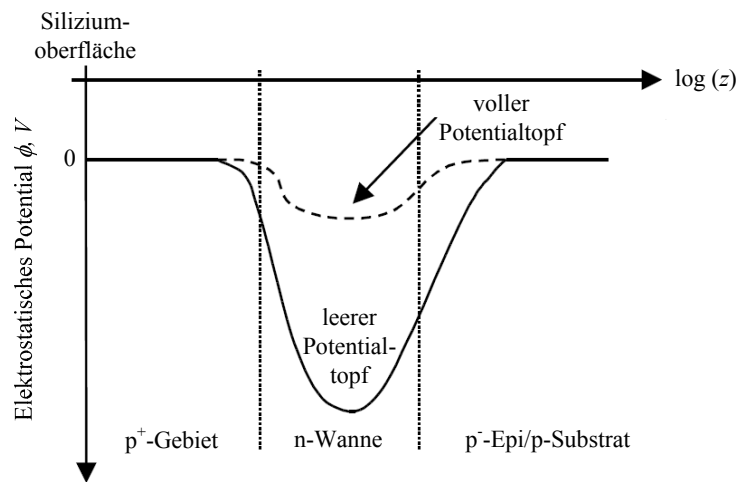


Abbildung 5.26: Querschnitt der Buried Photodiode (*BPD*)

Die p^+ -Implantation wird hierbei dauerhaft mit dem Substratkontakt verbunden und somit auf ein Potential von 0 V festgesetzt, was den in Abbildung 5.27 dargestellten Potentialverlauf bewirkt.


Abbildung 5.27: Potentialverlauf der BPD

Im Bereich der n-Wanne bildet sich, entfernt von der Oberfläche, im Halbleiter ein Potentialtopf aus, der zur Ansammlung photogenerierter Ladungsträger genutzt werden kann. Großer Vorteil der Buried Photodiode ist die Reduzierung von Oberflächeneffekten durch die p^+ -Implantation. So kann einerseits die Generation von Dunkelströmen an der Oberfläche und andererseits die Oberflächenrekombination photogenerierter Ladungsträger verringert und dadurch eine erhöhte spektrale Empfindlichkeit erzielt werden. Allerdings bildet die p^+ -Diffusion mit der n-Wanne eine zusätzliche Kapazität, die parallel zur eigentlichen Kapazität der n-Wanne/ p -Substrat-Photodiode liegt. Die Gesamtkapazität der BPD erhöht sich demnach im Vergleich zur normalen n-Wanne/ p -Substrat-Photodiode.

5.4.1 Elektrische und optische Eigenschaften der Buried Photodiode

Zum Vergleich der elektrischen und optischen Eigenschaften der DG Buried Photodiode und der DG n-Wannen-Photodiode werden im Folgenden die Kapazitätsbeläge, die Dunkelstromdichten, die spektrale Empfindlichkeit sowie der Quantenwirkungsgrad der beiden Photodioden betrachtet.

Kapazitätsbeläge und Dunkelstromdichten

Abbildung 5.28 zeigt die ermittelten flächen- und randabhängigen Kapazitätsbeläge der DG Buried Photodiode im Vergleich zur DG n-Wanne/ p -Substrat-Photodiode. Wie erwartet, besitzt die DG Buried Photodiode bei einer Photodiodenspannung $U_{PD}=3,3$ V, mit einem

Wert von $C'_A=66 \text{ nF/cm}^2$, einen ca. 16mal größeren flächenabhängigen Kapazitätsbelag ($C'_A=4 \text{ nF/cm}^2$) als die DG n-Wannen-Photodiode. Die randabhängigen Kapazitätsbeläge besitzen für $U_{PD}=3,3 \text{ V}$ hingegen keine signifikanten Unterschiede und betragen für beide Photodioden ca. $C'_p=3 \text{ pF/cm}$. Nur bei Photodiodenspannungen nahe 0 V besitzt der Kapazitätsbelag der DG Buried Photodiode eine stärkere Randabhängigkeit.

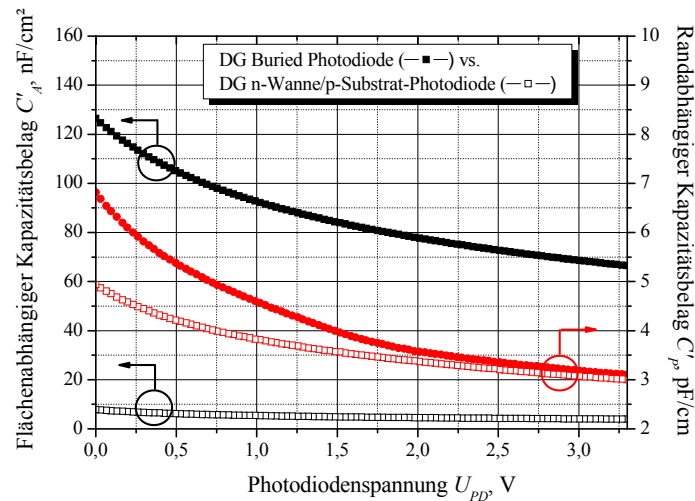


Abbildung 5.28: Flächen- und randabhängige Kapazitätsbeläge der BPD in Abhängigkeit der Photodiodenspannung

Im Folgenden sind in Abbildung 5.29 die flächen- und randabhängigen Dunkelstromdichten der DG Buried Photodiode im Vergleich zur DG n-Wannen-Photodiode dargestellt.

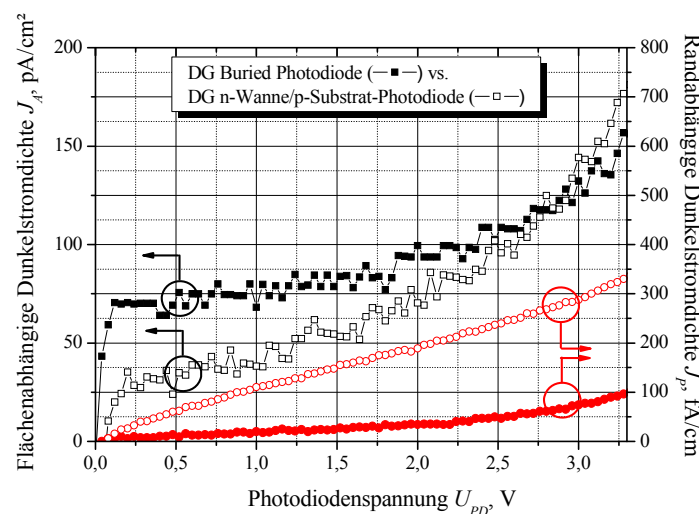
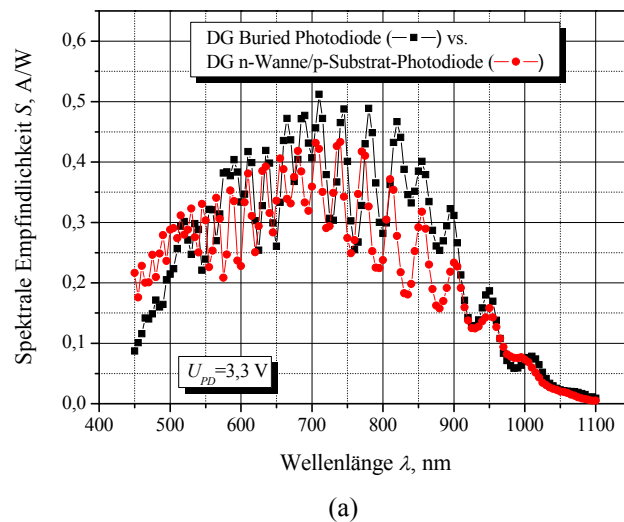


Abbildung 5.29: Flächen- und randabhängige Dunkelstromdichten der BPD in Abhängigkeit der Photodiodenspannung

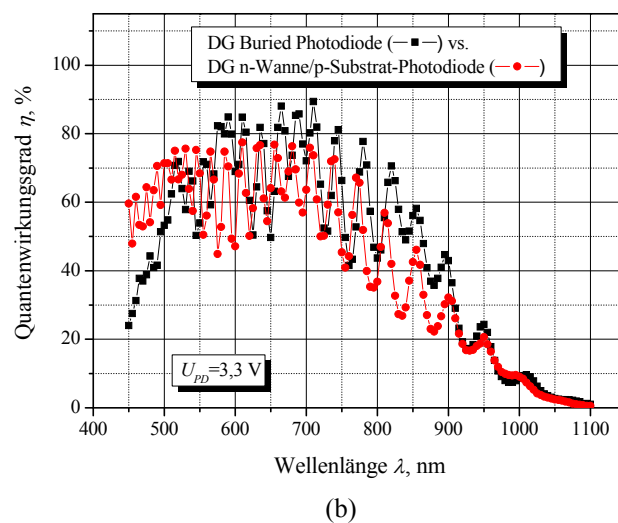
Hierbei zeigt sich, dass die flächenabhängige Dunkelstromdichte für eine Photodiodenspannung $U_{PD}=3,3\text{ V}$ mit $J_A=157\text{ pA/cm}^2$ marginal kleiner ist als die der DG n-Wannen-Photodiode ($J_A=177\text{ pA/cm}^2$). Für Photodiodenspannungen kleiner 2,5 V ist die flächenabhängige Dunkelstromdichte der DG Buried Photodiode sogar größer. Anders verhält sich die randabhängige Dunkelstromdichte, hier liegen die Werte für die DG Buried Photodiode für alle Photodiodenspannungen unterhalb der DG n-Wannen-Photodiode. Für $U_{PD}=3,3\text{ V}$ besitzt die randabhängige Dunkelstromdichte der DG BPD einen Wert von $J_P=96\text{ fA/cm}$ im Vergleich zu $J_P=330\text{ fA/cm}$ für die DG n-Wannen-Photodiode.

Spektrale Empfindlichkeit und Quantenwirkungsgrad

Des Weiteren liefert die optische Charakterisierung der DG BPD die folgenden Ergebnisse.



(a)



(b)

Abbildung 5.30: (a) Spektrale Empfindlichkeit und (b) Quantenwirkungsgrad der BPD

Hierbei bestätigt sich die theoretische Überlegung, dass sich die spektrale Empfindlichkeit und der Quantenwirkungsgrad der DG BPD im Vergleich zur DG n-Wannen-Photodiode leicht erhöhen. Aus Abbildung 5.30 ist zu entnehmen, dass die DG BPD ihre maximale spektrale Empfindlichkeit bei einer Wellenlänge von 710 nm mit einem Wert von 0,51 A/W erreicht, was einem Quantenwirkungsgrad von 89,4 % entspricht. Die DG n-Wanne/p-Substrat-Photodiode besitzt bei gleicher Wellenlänge die Werte $S=0,42$ A/W und $\eta=73,7$ %. Im nah infraroten Bereich ist die DG Buried Photodiode ebenfalls empfindlicher als die DG n-Wannen-Photodiode. Bei einer Wellenlänge von 905 nm beträgt die spektrale Empfindlichkeit $S=0,27$ A/W und der zugehörige Quantenwirkungsgrad $\eta=36,5$ %. Somit ist die DG Buried Photodiode im Vergleich zu allen anderen untersuchten Photodetektoren in diesem Wellenlängenbereich am empfindlichsten und daher sehr gut als Detektorstruktur für die ToF-Sensorik geeignet.

5.4.2 Das Pinned Photodiode basierte Active Pixel (PPD AP)

Auf Basis der DG Buried Photodiode lässt sich eine dem Photogate AP sehr ähnliche Pixelstruktur konstruieren, das so genannte Pinned Photodiode Active Pixel (PPD AP). Abbildung 5.31 zeigt den simulierten Prozessquerschnitt einer typischen PPD AP-Struktur mit einer Buried Photodiode bestehend aus der oberflächennahen p^+ -Diffusion und der DG n-Wanne.

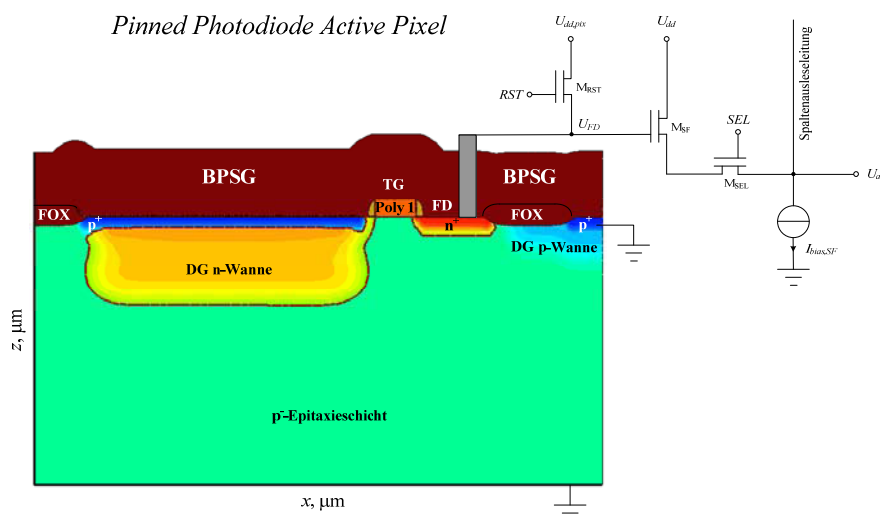


Abbildung 5.31: Querschnitt des Pinned Photodiode Active Pixels (PPD AP) inkl. Ausleseschaltung

Zur Auslese der im Potentialtopf angesammelten, photogenerierten Ladungsträger befindet sich am rechten Rand der n-Wanne ein Transfer-Gate bestehend aus einer DG MOS-Struktur (Poly 1 & dünnes Gateoxid auf p⁻-Epitaxieschicht). Das Transfer-Gate wiederum ist auf der rechten Seite mit einem n⁺-Gebiet verbunden, welches als Floating Diffusion genutzt wird. Diese ist, wie beim Photogate AP, mit einer typischen Ausleseschaltung bestehend aus Reset-, Source-Folger- und Select-Transistor beschaltet.

Die Analyse der Funktionalität des gezeigten PPD APs ist nun mit TCAD-Device-Simulationen für die Integrations- und Auslesephase des Pixels durchgeführt worden. Hierbei wird das Potential des p⁺-Gebietes oberhalb der DG n-Wanne sowie das Substrat auf 0 V gesetzt, das Transfer-Gate mit einer Gate-Spannung von $U_{TG} = -1$ V gesperrt und die Floating Diffusion auf 3,3 V vorgespannt. Das Potential der n-Wanne stellt sich dabei auf das so genannte „Pinned“-Potential ein, wobei die DG n-Wanne vollständig an freien Ladungsträgern verarmt werden sollte. Allerdings zeigt das simulierte elektrostatische Potential in Abbildung 5.32a, dass sich die Standard n-Wanne (DG) des 0,35 μm -CMOS-Prozesses in der vorliegenden Pixelkonfiguration, aufgrund einer zu hohen Donatordotierung, nicht verarmen lässt.

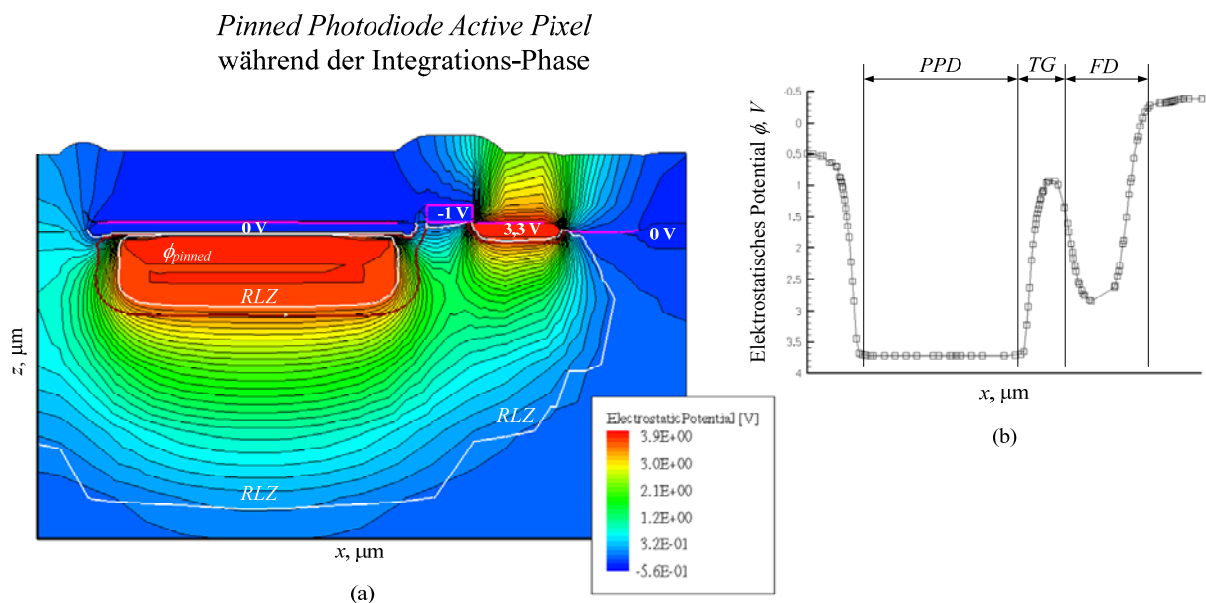


Abbildung 5.32: (a) Potentialprofil des PPD APs im Querschnitt und (b) Potentialverlauf in Höhe der n-Wanne während der Integrations-Phase

Vielmehr stellt sich ein „Pinned“-Potential von $\phi_{\text{pinned}} = 3,7$ V an der Wanne ein, wodurch während der Integrations-Phase durchaus eine Akkumulation im tiefen Potentialtopf

(s. Potentialverlauf in Höhe der DG n-Wanne in Abbildung 5.32b) ermöglicht. Während der Auslese-Phase (s. Abbildung 5.33a) ergibt sich dann allerdings das Problem, dass auch bei durchgeschaltetem Transfer-Gate ($U_{TG}=3,3\text{ V}$) die Ladungsträger in der Raumladungszone (RLZ) des pn-Übergangs (bestehend aus DG n-Wanne und p-Epitaxieschicht) verbleiben, da das „Pinned“-Potential größer ist als das Potential unterhalb des Transfer-Gates. Somit besteht auch bei durchgeschaltetem Transfer-Gate ($U_{TG}=3,3\text{ V}$) eine Potentialbarriere für die zu transferierenden Ladungsträger (s. Abbildung 5.33b). Die Ursache hierfür ist die verhältnismäßig hohe Donatordotierung der DG n-Wanne, die maßgeblich den Wert des „Pinned“-Potentials bestimmt. Da es sich beim vorliegenden 0,35 μm -CMOS-Prozess nicht um einen speziell optimierten Opto-Prozess handelt, sondern vielmehr die Funktionalität der digitalen und analogen Transistoren im Vordergrund steht, gibt es an dieser Stelle keine Möglichkeit die Höhe der Dotierung zu verändern. Allerdings wird derzeit, wie bereits in Kapitel 5.3.4 erwähnt, ein so genannter „Buried Channel“ für den Prozess entwickelt, der etwa eine Größenordnung schwächer dotiert ist und deutlich flacher in das Siliziumsubstrat implantiert wird. Im folgenden Unterkapitel wird anhand von theoretischen TCAD-Prozess- und Devicesimulationen untersucht, wie sich mit Hilfe dieses „Buried Channels“ die gewünschte Funktionalität des PPD APs realisieren lässt.

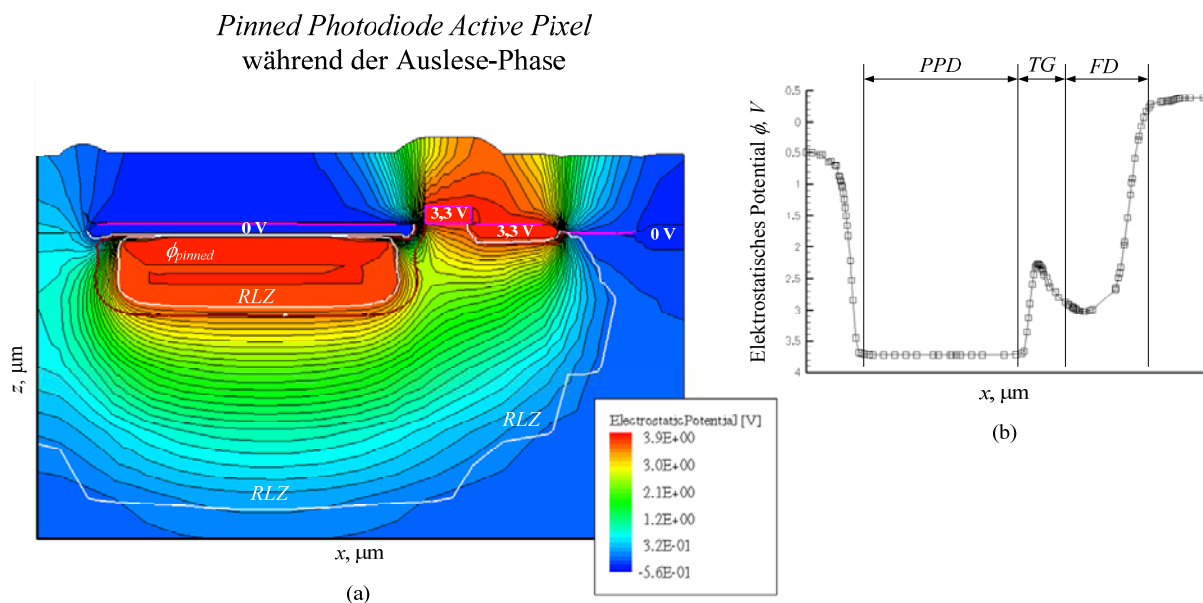


Abbildung 5.33: (a) Potentialprofil des PPD APs im Querschnitt und
(b) Potentialverlauf in Höhe der n-Wanne während der Auslese-Phase

5.4.3 Optimiertes *PPD AP* mit „Buried Channel“

Wie zuvor beschrieben, wird in diesem Kapitel ein optimiertes Pinned Photodiode Active Pixel mit „Buried Channel“-Implantation untersucht. Abbildung 5.34 zeigt den mit *TCAD* simulierten Prozessquerschnitt und den im Vergleich zur Standard DG n-Wanne um eine Größenordnung geringer dotierten „Buried Channel“. Ansonsten gibt es hierbei keine weiteren Unterschiede zur n-Wannen-basierten *PPD AP*-Struktur.

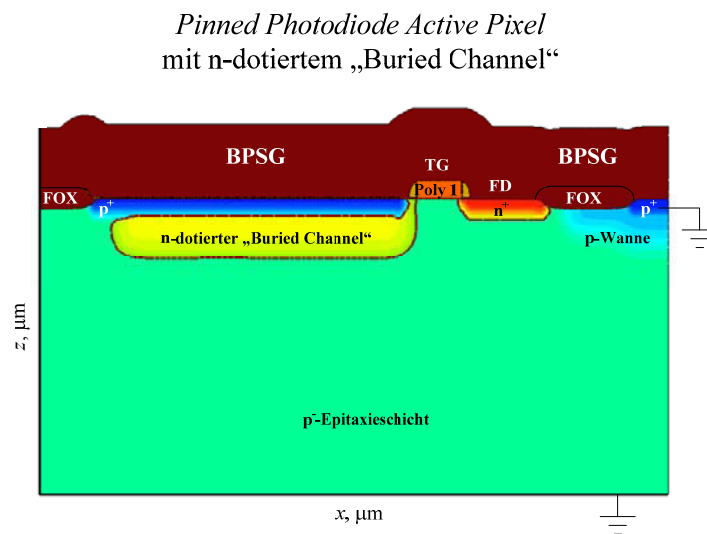


Abbildung 5.34: Querschnitt des *PPD APs* mit „Buried Channel“

Anhand des Prozessquerschnitts sind wiederum die Potentialverläufe für die Integrations- und Auslese-Phase simuliert worden. Während der Integrations-Phase ($U_{TG} = -1 \text{ V}$) stellt sich innerhalb des „Buried Channels“ ein „Pinned“-Potential von $\phi_{pinned} = 0,65 \text{ V}$ ein und der komplette Bereich des „Buried Channels“ wird an freien Ladungsträgern verarmt (s. Abbildung 5.35a). Es bildet sich eine zusammenhängende Raumladungszone (*RLZ*) aus, die sich weit in das Siliziumsubstrat ausdehnt. Der z-Achsenchnitt in Höhe des „Buried Channels“ zeigt in Abbildung 5.35b das elektrostatische Potentialprofil der *PPD AP*-Struktur und den erzeugten Potentialtopf im Bereich des „Buried Channels“ und die Potentialbarriere des gesperrten Transfer-Gates.

Während der Auslese-Phase ergibt sich bei durchgeschaltetem Transfer-Gate ($U_{TG} = 3,3 \text{ V}$) das in Abbildung 5.36b gezeigte, treppenförmige Potentialprofil. Die Äquipotentiallinien im Bereich der gesamten *PPD*-Struktur wachsen zusammen (s. Abbildung 5.36a) und photogenerierte Ladungsträger können wie erwünscht zur Floating Diffusion transferiert werden. Allerdings liefert der Transfer-Vorgang auch den größten Dunkelstrombeitrag der

PPD-Struktur, da der Ladungstransport, anders als bei der Ansammlung der Ladungsträger während der Integrations-Phase, an der Siliziumoberfläche direkt unterhalb der TG-Elektrode stattfindet. Ein weiteres Problem der Pinned Photodiode besteht in dessen geringer Full-Well-Kapazität, die sich aus der Dotierung des n-Gebietes und somit durch das „Pinned“-Potential bestimmt.

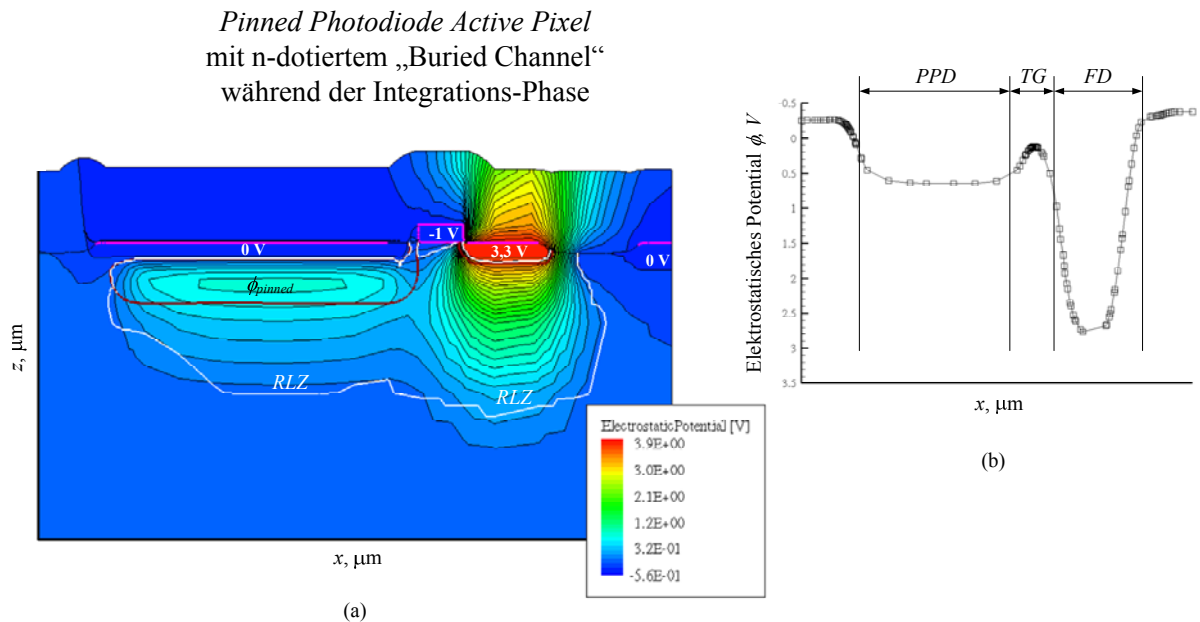


Abbildung 5.35: (a) Potentialprofil des PPD APs mit „Buried Channel“ im Querschnitt und (b) Potentialverlauf in Höhe des „Buried Channels“ während der Integrations-Phase

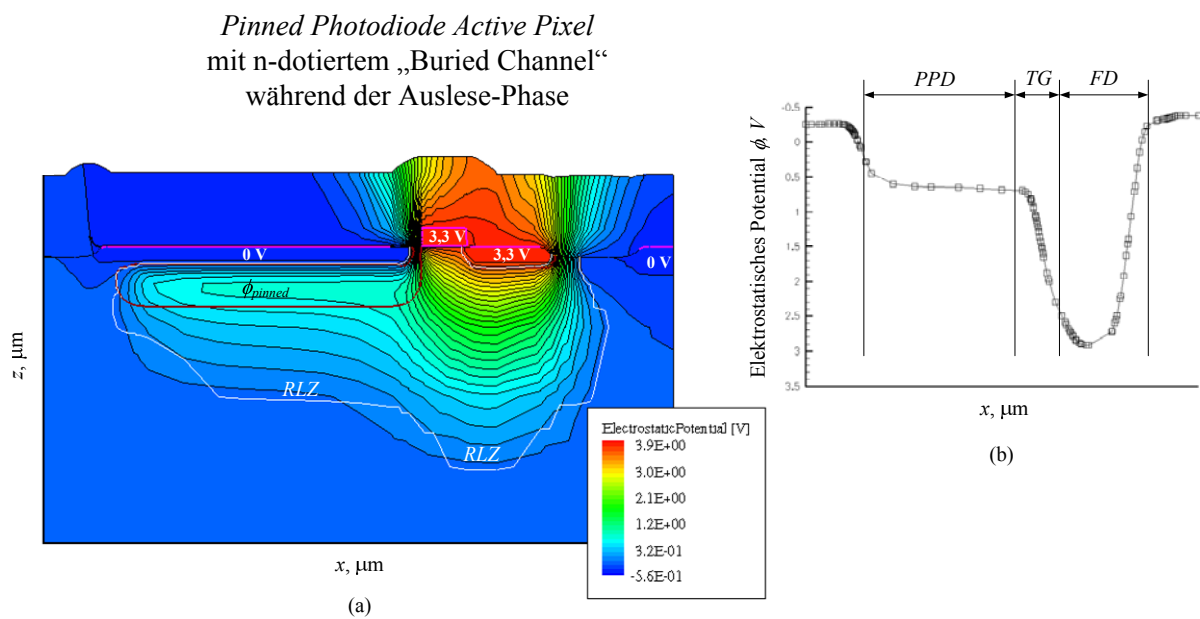


Abbildung 5.36: (a) Potentialprofil des PPD APs mit „Buried Channel“ im Querschnitt und (b) Potentialverlauf in Höhe des „Buried Channels“ während der Auslese-Phase

Anhand der durchgeführten *TCAD*-Simulationen ist die prinzipielle Realisierbarkeit der Pinned Photodiode im vorliegenden 0,35 μm -CMOS-Prozess gezeigt worden. Die technologische Herausforderung besteht nun darin, das Dotierungsprofil sowie die Tiefe des „Buried Channels“ exakt umzusetzen. Bereits minimale Abweichungen würden das „Pinned“-Potential und somit die Funktionalität des Pixel beeinflussen oder beschränken.

5.4.4 Optimierte *PPD AP* mit lateralen Driftfeldern

Die durchgeführten Simulationen für die Pinned Photodiode mit und ohne „Buried Channel“-Implantation haben gezeigt, dass sich im Bereich des photoaktiven Gebietes nur ein flacher Potentialverlauf ausbildet und ähnliche Geschwindigkeitsprobleme beim Ladungstransport zur Floating Diffusion wie beim Photogate *AP* aufgrund fehlender elektrischer Driftfelder zu erwarten sind. Diese Geschwindigkeitsprobleme könnten beispielsweise durch eine *PPD*-Struktur mit moduliertem Dotierungsprofil gelöst werden, welche derzeit für den vorliegenden 0,35 μm -CMOS-Prozess entwickelt wird ([Dur09a], [Dur09b]). Abbildung 5.37 zeigt wie eine derartige *PPD*-Struktur, im Folgenden als *LDPD* (Lateral Drift-Field Photodiode) bezeichnet, aussehen könnte.

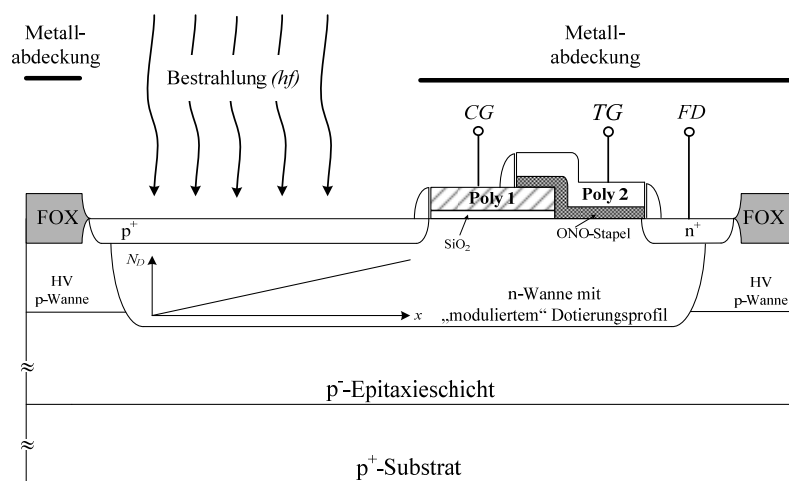


Abbildung 5.37: Querschnitt der Lateral Drift-Field Photodiode (*LDPD*)

Im Querschnitt dargestellt ist die Pinned Photodiode, bestehend aus einer oberflächennahen p^+ -Implantation und einer n-Wanne mit moduliertem Dotierungsprofil. An der Ausleseseite der Struktur befindet sich ein zusätzliches „Collection Gate“ (*CG*), welches aus einer Poly 1-

MOS-Struktur mit dickem Gateoxid gebildet wird und je nach angelegter Elektrodenspannung das Potentialmaximum der *LDPD*-Struktur besitzt, um die erzeugten Ladungsträger zum Ausleseknotten hin zu beschleunigen. Der gezielte Ladungstransport vom *CG* zur Floating Diffusion wird mit einem Poly 2 basierten *MOS*-Kondensator ebenfalls mit dickem Gateoxid als Transfer-Gate (*TG*) realisiert, welches das *CG* für einen möglichst effizienten Ladungstransfer überlappt. Bei Verwendung des dünnen, digitalen Gateoxides stellt sich hingegen nicht das gewünschte Potentialprofil ein. Die Floating Diffusion sowie die gesamte *LDPD*-Struktur befinden sich daher innerhalb der HV p-Wanne.

Mit Hilfe von *TCAD*-Simulationen ist das prinzipielle elektrische Verhalten einer solchen *LDPD*-Struktur nun ermittelt worden. In Abbildung 5.38 sind die Ergebnisse dieser Simulationen anhand des elektrostatischen Potentials für den Fall der Ladungsauslese und Floating Diffusion im Reset-Zustand dargestellt. Hierbei liegt am *CG* ein Potential von 3,3 V an, um thermisch und photogenerierte Ladungsträger zur Ausleseseite hin zu beschleunigen. Währenddessen ist das *TG* mit 5 V durchgeschaltet und die Floating Diffusion besitzt im Reset-Zustand ein Potential von 7 V. Der Querschnitt in Abbildung 5.38a veranschaulicht, wie sich für diese Beschaltung ein optimaler Potentialverlauf im Bereich der n-Wanne der *LDPD*-Struktur bis hin zum *FD*-Knoten ergibt. Das Potential steigt schrittweise und kontinuierlich von einem Wert um 0 V am linken Rand der *LDPD* auf einen Wert von 7 V im Bereich der Floating Diffusion an. Zur weiteren Verdeutlichung sind in Abbildung 5.38b die Potentialverläufe in zwei verschiedenen Tiefen der *LDPD*-Struktur dargestellt. Innerhalb der oberflächennahen p^+ -Implantation ergibt sich nur ein sehr schwacher Potentialgradient (rot dargestellte Dreiecke), der es jedoch auch ermöglicht, einen gezielten Transport von Ladungsträgern in den Bereich der Floating Diffusion durchzuführen. Mit einer Potentialdifferenz von fast 5 V (bezogen auf den linken und rechten Rand der n-Wanne) ist das Potentialgefälle im Bereich der dotierungsoptimierten n-Wanne allerdings deutlich ausgeprägter (schwarz dargestellte Quadrate). Hier befindet sich das Potentialmaximum der *LDPD*-Struktur und der Ladungstransport wird maßgeblich durch das elektrische Driftfeld bestimmt. Für den Fall der Ladungsträgerakkumulation wird das *TG* abgeschaltet ($U_{TG}=0$ V) und die Ladungsträger sammeln sich unterhalb des *CGs* an. Die Ausleseschaltung der *LDPD*-Struktur ist identisch mit der des *PG APs* oder *PPD APs* bestehend aus einem Reset-Transistor, einem Source-Folger inkl. Bias-Stromquelle und einem Select-Transistor.

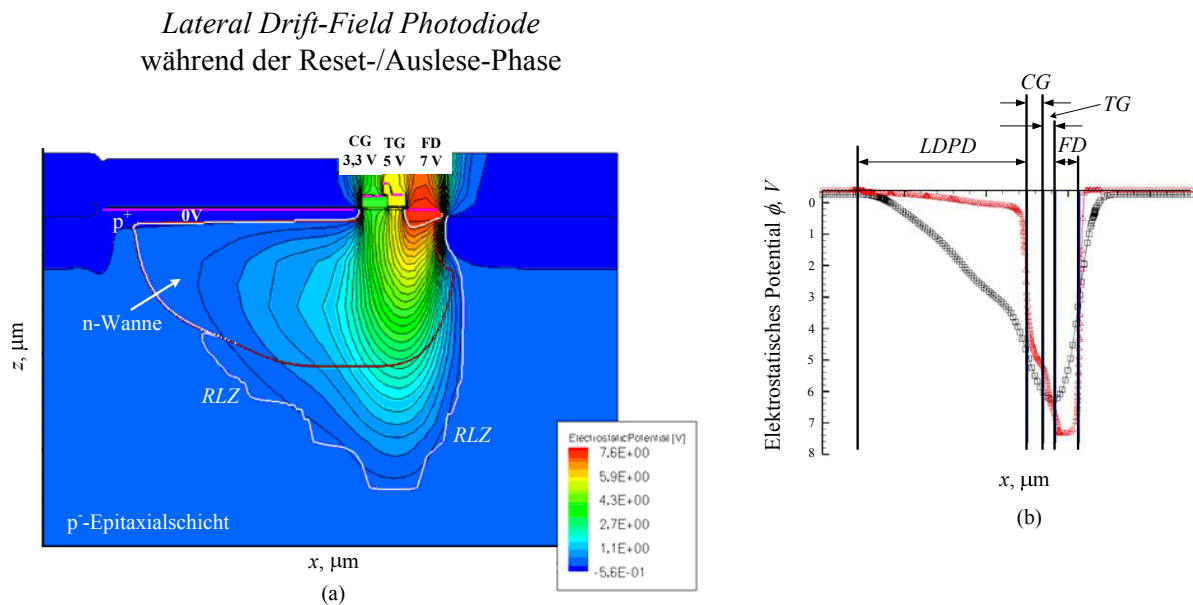


Abbildung 5.38: (a) Potentialprofil der LDPD im Querschnitt und (b) Potentialverlauf an der Oberfläche und in Höhe der n-Wanne während der Reset-/Auslese-Phase

Verglichen mit [Büt06] und ähnlichen Berechnungen lässt sich für die vorliegende LDPD-Struktur eine Transferzeit für die generierten Ladungsträger von ca. 5 ns abschätzen, was eine erhebliche Verbesserung der Geschwindigkeitsperformance im Vergleich zum *PG AP* und *PPD AP* bedeuten würde.

Hinsichtlich der gewünschten Anwendung der LDPD-Struktur als *ToF*-Pixelstruktur bleibt zudem festzuhalten, dass die Raumladungszone der optimierten n-Wanne weit in die p^- -Epitaxialschicht ausgedehnt ist, was eine erhöhte spektrale Empfindlichkeit im *NIR*-Bereich des Spektrums erwarten lässt. Zur weiteren Verbesserung der Geschwindigkeitsperformance ist die in Abbildung 5.39 gezeigte *ToF-LDPD*-Struktur denkbar. In der Draufsicht ist hier der photoaktive Bereich der n-Wanne zunächst rechteckig ausgeführt, der schließlich in seiner Ausdehnung in y -Richtung reduziert wird und auf das deutlich kleinere Gebiet des quadratischen *CGs* zuläuft. Hierdurch macht man sich die Geometrie bedingten Effekte des elektrischen Feldes zu Nutze, die den Transport generierter Ladungsträger zusätzlich beschleunigen sollen. Am *CG* sind, an den noch freien Kanten, drei Transfer Gates positioniert, die ihrerseits wiederum drei Floating Diffusion-Gebiete überlappen und so eine gezielte Verteilung einzelner Ladungspakete ermöglichen (vgl. Prinzip der „Ladungsschaukel“ in Kapitel 4.3.1).

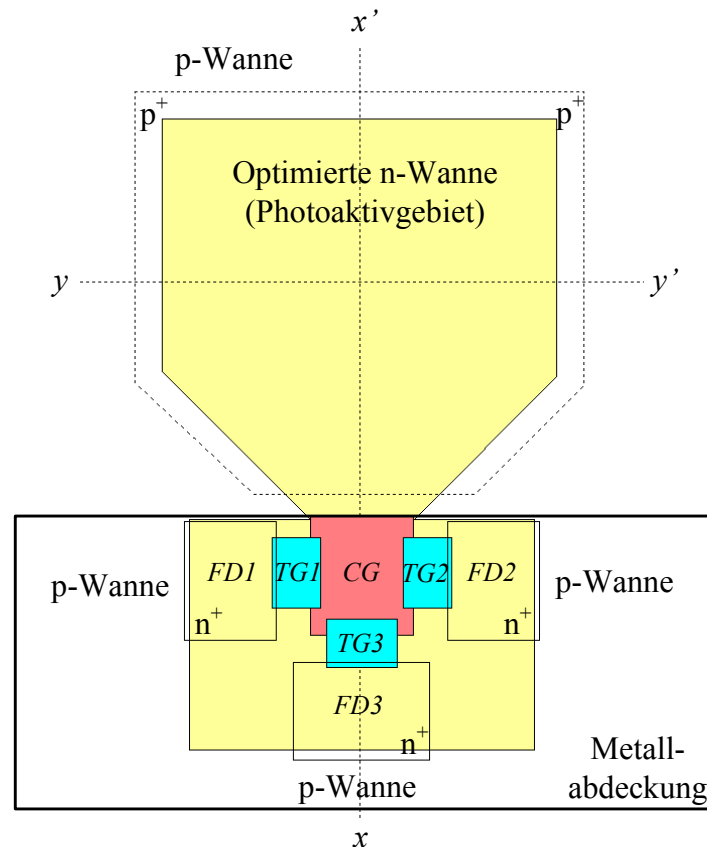


Abbildung 5.39: Layout einer *LDPD* basierten *ToF*-Pixelstruktur [Dur09a]

Die Potentialverläufe der vorgeschlagenen *ToF-LDPD*-Struktur sind in Abbildung 5.40 exemplarisch für die beiden Floating Diffusions *FD1* und *FD2* und für verschiedene Betriebsphasen dargestellt. Abbildung 5.40a zeigt den Potentialverlauf während der Integrations-Phase, in der das *CG* auf 3,3 V gehalten wird und beide Transfer-Gates (*TG1* und *TG2*) abgeschaltet sind ($U_{TG1}=U_{TG2}=0$ V). In dieser Phase werden photo- und thermisch generierte Ladungsträger im Potentialtopf unterhalb des *CGs* angesammelt bis dessen Full-Well-Kapazität erreicht oder vorher ein Transfer-Vorgang gestartet wird. Die beiden Floating Diffusions *FD1* und *FD2* sind währenddessen auf ein Potential von 7 V zurückgesetzt. Zum Transport der generierten Ladungsträger werden, wie in den Abbildungen 5.40b/c dargestellt, die entsprechenden Transfer-Gates mit $U_{TG}=5$ V durchgeschaltet. Das dabei erzeugte Potentialgefälle innerhalb der *LDPD*-Struktur erlaubt es den angesammelten Ladungsträger sich zur zugehörigen Floating Diffusion bewegen zu können und dessen vorgespannte Kapazität in Abhängigkeit der transferierten Ladungsmenge zu entladen. Für den Transport nach *FD1* ergibt sich der in Abbildung 5.40b gezeigte Potentialverlauf, für den Transport nach *FD2* entsprechend der in Abbildung 5.40c dargestellte.

Lateral Drift-Field ToF-Pixel

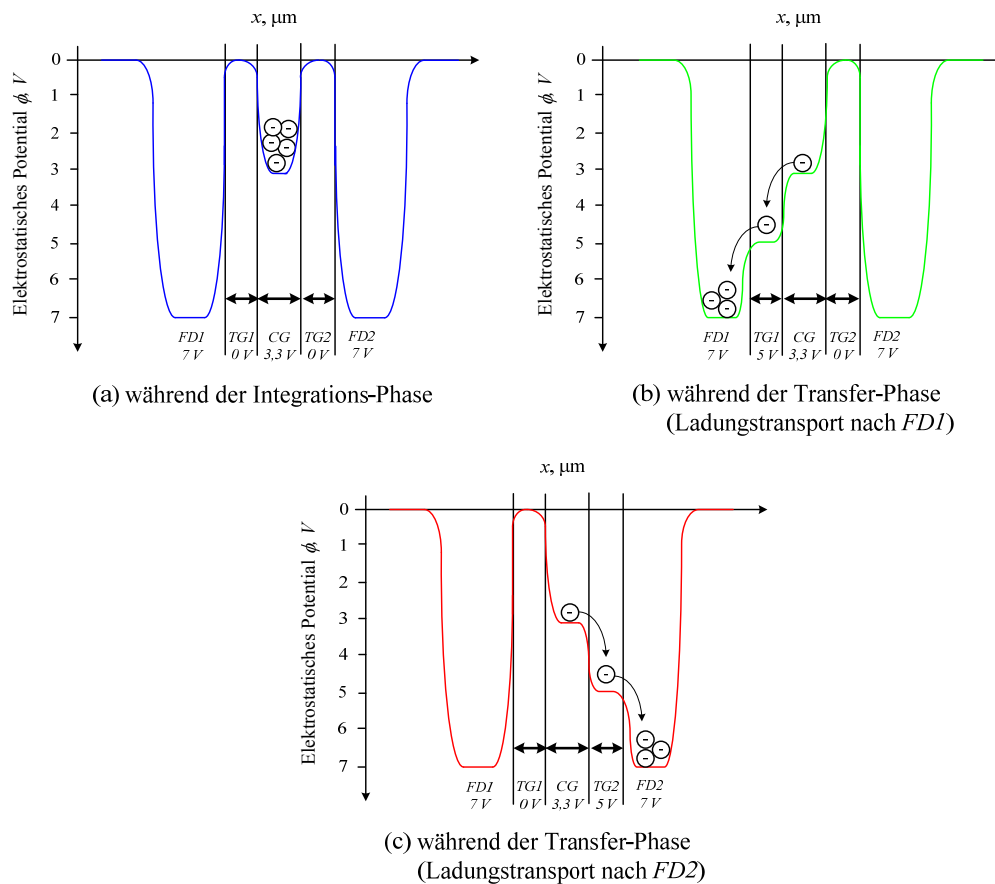


Abbildung 5.40: Potentialverläufe der *LDPD* basierten *ToF*-Pixelstruktur während (a) der Integrations-Phase, (b) der Transfer-Phase (*FDI*) und (c) der Transfer-Phase (*FD2*)

5.4.5 Das *PPD AP* als Photodetektor für die *ToF*-Sensorik

In Analogie zu den Berechnungen aus Kapitel 5.3.6 (Verwendung der identischen Ausleseschaltung) werden zur Beurteilung der Tauglichkeit der Pinned Photodiode als *ToF*-Pixel die Kenngrößen der „einfachen“, in Unterkapitel 5.4.2 beschriebenen, *PPD AP*-Konfiguration ermittelt. Der einzige Unterschied zum *PG AP* besteht hierbei in der spektralen Empfindlichkeit der verwendeten DG Buried Photodiode, die mit $S=0,266 \text{ A/W}$ um fast 60 % größer ist als die der *MOS*-Struktur des *PG AP*s, bei einer im Vergleich zum *PG AP* etwas höheren Rauschspannung am Pixelausgang von $175 \mu\text{V}$. Aufgrund des Photonengeräusches resultiert dieses in einer mit $1830 \mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$ etwa 60 % größeren Responsivität. Ebenso ergeben sich im Vergleich zum *PG AP* verbesserte Werte des Signal-to-Noise-Ratios (*SNR*)

von 73,68 dB und einer Noise Equivalent Power (*NEP*) von 0,096 W/m². Das Gesamtrauschen am Pixelausgang unterscheidet sich nur unwesentlich zum *PG AP*. In Tabelle 5.3 werden alle Pixelkenngrößen des *PPD* basierten *ToF*-Pixels zusammengefasst.

Parameter	Wert
Photoaktivfläche (=Fläche der Pinned Photodiode)	$A_{PPD}=130 \times 300 \mu\text{m}^2$
Fläche des Ausleseknотens (=Fläche der Floating Diffusion)	$A_{FD}=3 \times 3 \mu\text{m}^2$
Kapazität der Floating Diffusion (@ $U_{FD}=3,3 \text{ V}$)	$C_{FD}=11 \text{ fF}$
Spektrale Empfindlichkeit (@ $\lambda=905 \text{ nm}$)	$S=0,266 \text{ A/W}$ (DG Buried Photodiode)
Gesamtrauschen am Ausgang des Pixels	$\sqrt{u_{n,ges,aus,PPD}^2} = 175 \mu\text{V}_{\text{rms}}$
Responsivität	$\mathcal{R}=1830 \mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$
Signal-to-Noise-Ratio	$SNR=73,68 \text{ dB}$
Noise Equivalent Power	$NEP=0,096 \text{ W}/\text{m}^2$

Tabelle 5.3: Theoretisch berechnete Pixelkenngrößen eines *PPD AP* basierten *ToF*-Pixels

Zur Realisierung der optimierten *PPD*- und *LDPD*-Pixelstrukturen werden derzeit Modifikationen (Entwicklung zusätzlicher Implantationsschritte, etc.) für den 0,35 μm -*CMOS*-Prozess durchgeführt, so dass zum Erstellungszeitpunkt dieser Arbeit noch keine experimentellen Ergebnisse vorliegen. Die *LDPD*-Struktur wird daher im nachfolgenden, zusammenfassenden Vergleich nicht mit aufgeführt.

5.5 Vergleichender Überblick der vorgestellten Photodetektoren

Nach der ausführlichen Vorstellung und Analyse des *pn-PD APs*, des *PG APs* und des *PPD APs* sind in Tabelle 5.4 alle relevanten Kenngrößen zusammenfassend gegenübergestellt. Hierbei besitzt die Pinned Photodioden-Pixelkonfiguration unter Vernachlässigung der nicht bekannten Geschwindigkeitsperformance die besten Eigenschaften für die Verwendung als *ToF*-Pixel. Allerdings besteht zum Erstellungszeitpunkt der vorliegenden Arbeit nicht die Möglichkeit ein solches Pixel zu fertigen, so dass als bestmögliches, im 0,35 μm -CMOS-Prozess realisierbares Pixel das *PG AP* verbleibt. Auf Basis der Ergebnisse und Erkenntnisse dieses Kapitels wird im Folgenden ein *PG* basierter *ToF*-Sensor realisiert.

	Pixelkonfiguration		
Parameter	<i>pn-PD AP</i>	<i>PG AP</i>	<i>PPD AP</i>
Photoaktivfläche	130x300 μm^2	130x300 μm^2	130x300 μm^2
Fläche des Ausleseknotens	130x300 μm^2	3x3 μm^2	3x3 μm^2
Kapazität des Ausleseknotens	3,057 pF	11 fF	11 fF
Spektrale Empfindlichkeit (@ $\lambda=905$ nm)	0,227 A/W (DG n-Wannen-Photodiode)	0,168 A/W (MOS-Struktur auf DG p-Wanne)	0,266 A/W (DG Buried Photodiode)
Responsivität	115 $\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$	1154 $\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$	1830 $\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$
Signal-to-Noise-Ratio	72,79 dB	71,67 dB	73,68 dB
Noise Equivalent Power	2,31 W/m^2	0,143 W/m^2	0,096 W/m^2

Tabelle 5.4: Kenngrößen der untersuchten Pixelkonfigurationen

6 Realisierung eines Photogate basierten 3D-Time-of-Flight-Sensors

Nach der Vorstellung des am *Fraunhofer IMS* verfügbaren $0,35\ \mu\text{m}$ -*CMOS*-Prozesses und der Untersuchung der Realisierungsmöglichkeiten einer Time-of-Flight-Pixelstruktur in diesem Prozess, ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Photogate basierter 3D-Time-of-Flight-Sensor entwickelt worden. In diesem Kapitel werden zunächst die Komponenten eines solchen 3D-Sensorsystems betrachtet und anschließend, der dafür benötigte 3D-*CMOS*-Bildsensor und dessen Entwicklung und Design beschrieben. Dazu werden einerseits theoretische Betrachtungen zur Tiefenauflösung und zum Dynamikbereich des Sensors durchgeführt. Andererseits werden das Funktionsprinzip, das Timing sowie die Ausleseelektronik erläutert. Darüber hinaus werden das zu erwartende Rausch- und das Temperaturverhalten des Sensors theoretisch untersucht.

6.1 Komponenten eines 3D-Time-of-Flight-Sensorsystems

Das Blockschaltbild in Abbildung 6.1 zeigt die typischen Komponenten eines 3D-Sensorsystems. Wesentliche Kernkomponenten sind die Laserquelle und der *CMOS*-Bildsensorchip, die durch eine externe Kamerahardware angesteuert und mit den benötigten Referenzströmen und -spannungen sowie Taktsignalen versorgt werden. Mittels eines Trigger-Signals werden Laserquelle und Bildsensor synchronisiert, um eine korrekte Aufnahme der Verzögerung der Lichtlaufzeit zu ermöglichen.

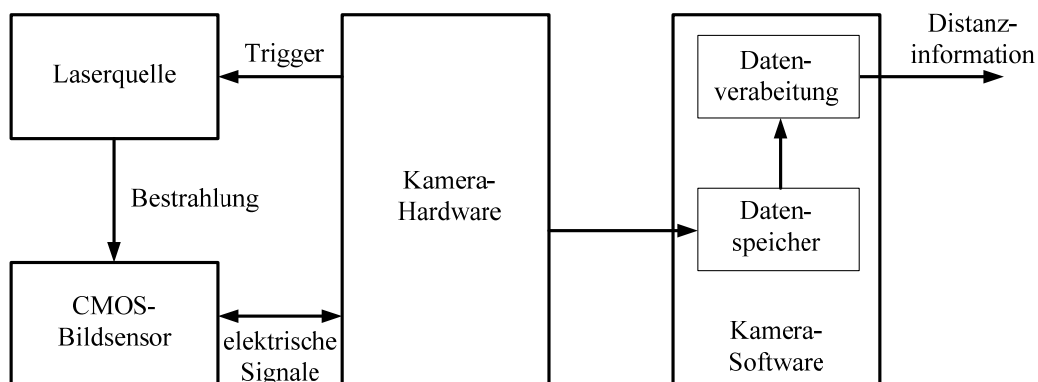


Abbildung 6.1: Komponenten eines 3D-Sensorsystems

Der Bildsensor besteht hierbei aus einem Array photoaktiver Gebiete, die den von der 3D-Szene reflektierten Laserpuls orts aufgelöst (in x- und y-Richtung) aufnehmen. Die korrespondierenden Ladungspakete bzw. Spannungshübe werden anschließend in der Kamerahardware weiterverarbeitet, z.B. in ein digitales Ausgangssignal umgewandelt. Mittels weiterer geeigneter Hard- und Software werden die gewonnenen Daten gespeichert und aufbereitet, bis der Sensor als Output die gewünschte Messdistanz liefert. Im Blockschaltbild nicht dargestellt sind die Optiken zur Aufweitung des Laserstrahles, sowie die zur Fokussierung des rückreflektierten Laserpulses notwendigen Objektive.

6.2 Design des 3D-Time-of-Flight-Sensors

In diesem Unterkapitel wird auf das Design des Photogate basierten 3D-Time-of-Flight-Sensors näher eingegangen. Dabei werden zunächst die Tiefenauflösung sowie der Dynamikbereich des *ToF*-Sensors theoretisch betrachtet. Im Anschluss daran wird die prinzipielle Funktionsweise eines Photogate basierten *ToF*-Sensors erläutert, das zugehörige Auslesetiming erklärt und die Arithmetik der Distanzbestimmung beschrieben. Darüber hinaus wird das Schaltungskonzept des Analogpfades präsentiert, welches das Photogate *AP*, dessen Auslesetransistoren, eine *CDS*-Stufe und einen Ausgangsbuffer beinhaltet.

6.2.1 Tiefenauflösung eines 3D-Sensors

Wie bereits in Kapitel 4 beschrieben, wird beim Time-of-Flight-Verfahren die Distanzinformation direkt aus der Pulslaufzeit T_D gemäß Gl. 4.1 gewonnen. Die Pulslaufzeit ist dabei von der Integrationszeit T_{int} abhängig (s. Abbildung 4.11), in welcher der zurückreflektierte Laserpuls Ladungsträger im Photodetektor erzeugt. Die Integrationszeit T_{int} lässt sich unabhängig vom verwendeten Photodetektor als Quotient aus erzeugter Photoladung Q_{ph} und korrespondierendem Photostrom I_{ph} angeben. Der Photostrom I_{ph} wiederum ist definiert als Produkt aus der spektralen Empfindlichkeit S des Photodetektors, der photoaktiven Fläche A_{ph} sowie der Bestrahlungsstärke Φ_{ph} des Lasers. Gemäß Abbildung 4.11 ist die Pulslaufzeit T_D durch $T_D = T_{pulse} - T_{int}$ gegeben, so dass sich die Distanz d aus:

$$d = \frac{c}{2} (T_{pulse} - T_{int}) \quad (\text{Gl. 6.1})$$

bestimmt. Wird in Gl. 6.1 der zuvor beschriebene formelmäßige Zusammenhang von Integrationszeit, Photoladung und Photostrom eingesetzt, so beträgt die Distanz:

$$d = \frac{c}{2} \left(T_{pulse} - \frac{Q_{ph}}{S \cdot A_{ph} \cdot \Phi_{ph}} \right). \quad (\text{Gl. 6.2})$$

Die Genauigkeit der Distanzmessung lässt sich nun anhand der Standardabweichung σ_d herleiten und definieren als:

$$\sigma_d = \sqrt{\Delta d^2} = \frac{c}{2} \cdot \frac{q \cdot ENC}{S \cdot A_{ph} \cdot \Phi_{ph}}. \quad (\text{Gl. 6.3})$$

Hierbei beschreibt ENC die äquivalente Gesamtrauschladung auf den Eingang des Photodetektors bezogen, wie es in Gl. 3.26 für ein pn -PD AP und in Gl. 3.29 für ein PG AP in Kapitel 3 bestimmt worden ist. Die Bestrahlungsstärke Φ_{ph} , mit der das photoaktive Gebiet des CMOS-Bildsensors bestrahlt wird, kann mittels Gl. 6.4 näher spezifiziert werden [Elk05]:

$$\Phi_{ph} = r \cdot \tau_{Linse} \cdot \frac{1}{4k_{Blende}^2} \left(\frac{P_{laser}}{A_{obj}} + \Phi_{Hg} \right). \quad (\text{Gl. 6.4})$$

Zum einen wird durch den ersten Term der Bestrahlungsanteil des Lasers durch das Verhältnis von optischer Laserleistung P_{laser} und bestrahlter Objektfläche A_{obj} beschrieben, welcher vom Hintergrundlicht Φ_{Hg} überlagert wird. Andererseits wird die Charakteristik der Sensoroptik durch die Transmittanz der verwendeten Linse τ_{Linse} und die Blendenzahl k_{Blende} berücksichtigt. Die Reflektanz des bestrahlten Objektes ist durch r gegeben. Wird Gl. 6.4 in Gl. 6.3 eingesetzt, so ergibt sich die Varianz der Distanzbestimmung σ_d zu:

$$\sigma_d = \sqrt{\Delta d^2} = \frac{c}{2} \cdot \frac{q \cdot ENC \cdot A_{obj} \cdot 4k_{Blende}^2}{S \cdot A_{ph} \cdot \tau_{Linse} \cdot r \cdot P_{laser}}, \quad (\text{Gl. 6.5})$$

wobei der Hintergrundlichtanteil Φ_{Hg} nicht mehr berücksichtigt werden muss, da er vor der Distanzberechnung durch Subtraktion eliminiert wird. Die bereits in Kapitel 2.3 eingeführte NEP kann des Weiteren als:

$$NEP = \frac{q \cdot ENC}{S \cdot A_{ph} \cdot T_{int}} \quad (\text{Gl. 6.6})$$

ausgedrückt werden, so dass sich die Standardabweichung auch als:

$$\sigma_d = \sqrt{\Delta d^2} = \frac{c}{2} \cdot NEP \cdot T_{int} \cdot \underbrace{\frac{A_{obj} \cdot 4k_{Blende}^2}{\tau_{Linse} \cdot r \cdot P_{laser}}}_{=1/\Phi_{laser}} = \frac{c}{2} \cdot NEP \cdot \frac{T_{int}}{\Phi_{laser}} \quad (\text{Gl. 6.7})$$

schreiben lässt. Bei N -facher Laserpulsung und Integration und unter der vereinfachenden Annahme, dass alle Rauschbeiträge des Photodetektors N -fach erzeugt werden, lässt sich die Standardabweichung der Distanz gemäß Gl. 6.8 um den Faktor $1/\sqrt{N}$ minimieren [Kie05]:

$$\sigma_d = \sqrt{\Delta d^2} = \frac{c}{2} \cdot NEP \cdot \frac{T_{int}}{\Phi_{laser}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (\text{Gl. 6.8})$$

Bei Betrachtung eines PG basierten ToF -Pixels und einer N -fachen Akkumulation innerhalb einer Floating Diffusion muss allerdings berücksichtigt werden, dass nur die Schrotrauschbeiträge des Dunkelstrom- und Photonenrauschens N -fach erzeugt werden, und alle anderen Rauschbeiträge (Reset-, Partition- und Source-Folger-Rauschen) nur einmalig entstehen. Die entsprechende äquivalente Rauschladung des PG APs lässt sich bei N -facher Akkumulation daher angeben als:

$$ENC_{PG} = \frac{1}{q} \sqrt{\sigma_{PG,dunkel}^2 + \sigma_{PG,ph}^2 + \sigma_{FD,dunkel}^2 + \frac{\sigma_{reset}^2 + \sigma_{part}^2 + \sigma_{SF}^2}{N}}. \quad (\text{Gl. 6.9})$$

Durch Einsetzen von Gl. 6.9 in Gl. 6.3 ergibt sich daraus der folgende Term zur Bestimmung der Standardabweichung der Distanzbestimmung für ein PG basiertes ToF -Pixel:

$$\sigma_d = \frac{c}{2} \cdot \frac{1}{S \cdot A_{PG} \cdot \Phi_{laser}} \cdot \sqrt{\sigma_{PG,dunkel}^2 + \sigma_{PG,ph}^2 + \sigma_{FD,dunkel}^2 + \frac{\sigma_{reset}^2 + \sigma_{part}^2 + \sigma_{SF}^2}{N}}. \quad (\text{Gl. 6.10})$$

6.2.2 Dynamikbereich des 3D-Sensors

Zur Bestimmung des Dynamikbereiches des 3D-Sensors wird die in Abbildung 6.2 dargestellte Anordnung zu Grunde gelegt. Die beleuchtete Objektfläche $A_{obj}=B_{obj} \times L_{obj}$ ist durch die Divergenzwinkel (α in horizontaler und β in vertikaler Richtung) des Lasers gemäß Gl. 6.11 gegeben:

$$A_{obj} = 2 \cdot d \cdot \tan(\alpha/2) \cdot 2 \cdot d \cdot \tan(\beta/2). \quad (\text{Gl. 6.11})$$

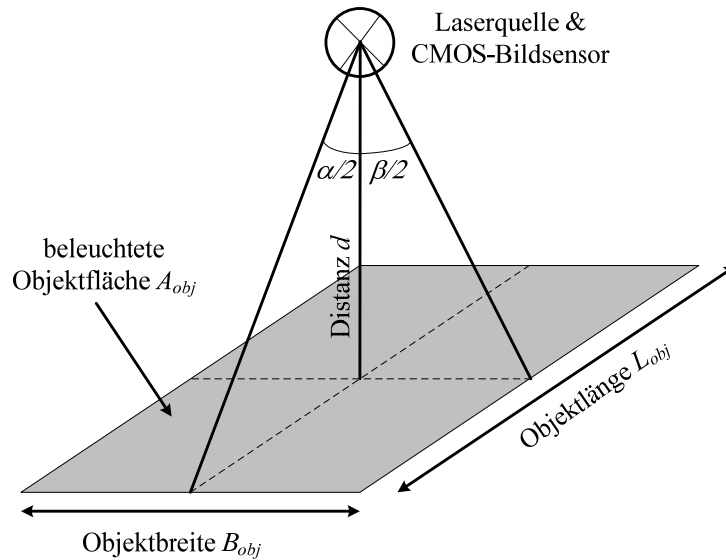


Abbildung 6.2: Beleuchtete Objektfläche im Raum

Hierbei wird angenommen, dass Laserquelle und *CMOS*-Bildsensor sich idealerweise an derselben Position befinden. Mit Gl. 6.11 kann die auf den Sensor auftreffende Bestrahlungsstärke demnach als:

$$\Phi_{ph} = \frac{\tau_{Linse} \cdot r}{4k_{Blende}^2} \left(\frac{P_{laser}}{4d^2 \cdot \tan \frac{\alpha}{2} \cdot \tan \frac{\beta}{2}} + \Phi_{Hg} \right) \quad (\text{Gl. 6.12})$$

ausgedrückt werden. Die minimale Bestrahlungsstärke $\Phi_{ph,min}$ ist in absoluter Dunkelheit, also ohne Hintergrundlicht ($\Phi_{Hg}=0$), wie folgt gegeben:

$$\Phi_{ph,min} = \frac{\tau_{Linse} \cdot r_{min}}{4k_{Blende}^2} \left(\frac{P_{laser}}{4d_{max}^2 \cdot \tan \frac{\alpha}{2} \cdot \tan \frac{\beta}{2}} \right). \quad (\text{Gl. 6.13})$$

Im Gegensatz dazu wird die maximale Bestrahlungsstärke $\Phi_{ph,max}$ bei direkter Sonnenbestrahlung (s. Gl. 6.14) erreicht:

$$\Phi_{ph,max} = \frac{\tau_{Linse} \cdot r_{max}}{4k_{Blende}^2} \left(\frac{P_{laser}}{4d_{min}^2 \cdot \tan \frac{\alpha}{2} \cdot \tan \frac{\beta}{2}} + \Phi_{Hg,max} \right). \quad (\text{Gl. 6.14})$$

Aus der minimalen und maximalen Bestrahlungsstärke kann nun der Dynamikbereich des 3D-Sensors gemäß Gl. 6.15 abgeleitet werden:

$$DR = 10 \text{ dB} \cdot \log \left[\frac{\Phi_{ph,max}}{\Phi_{ph,min}} \right] = 10 \text{ dB} \cdot \log \left[\frac{r_{max}}{r_{min}} \left(\frac{d_{max}^2}{d_{min}^2} + 4 \cdot d_{max}^2 \cdot \tan \frac{\alpha}{2} \cdot \tan \frac{\beta}{2} \cdot \frac{\Phi_{Hg,max}}{P_{laser}} \right) \right]. \quad (\text{Gl. 6.15})$$

Die maximale Sonnenbestrahlung ist durch die Solarkonstante mit einem Wert von $\Phi_{Hg,max}=E_{Solar}=1360 \text{ W/m}^2$ bestimmt. Die Solarkonstante ist die Lösung des Integrals über den Wellenlängenbereich des am oberen Rand der Erdatmosphäre auftretenden Spektrums der Sonnenstrahlung [Rei07].

6.2.3 Prinzipielle Funktionsweise und Timing

Nach den theoretischen Berechnungen zur Tiefenauflösung und zum Dynamikbereich des 3D-Sensors wird in diesem Unterkapitel das im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelte Photogate basierte *ToF*-Pixel beschrieben. Abbildung 6.3 zeigt den Querschnitt (a) und die Draufsicht (b) des realisierten *PG-ToF*-Pixels.

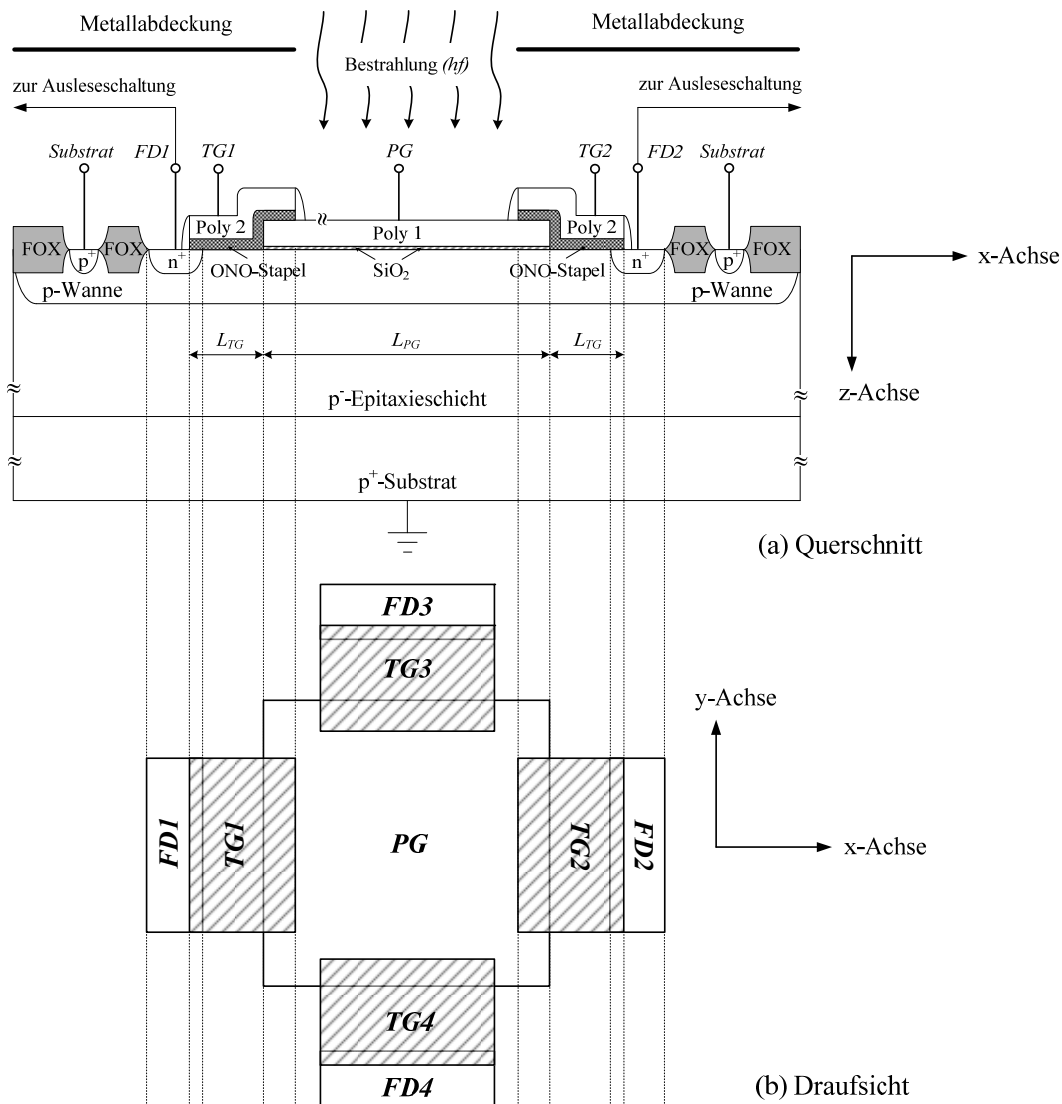


Abbildung 6.3: Photogate basiertes *ToF*-Pixel im Querschnitt (a) und in der Draufsicht (b)

Der photoaktive Bereich wird hierbei durch eine quadratische *MOS*-Struktur mit der Kantenlänge L_{PG} bestehend aus einer Polysilizium-Gate-Elektrode (Poly 1), dem dünnen Gateoxid und der digitalen p-Wanne (wahlweise auch direkt auf der Epitaxialschicht) definiert. An jeder Kante der *PG*-Fläche befindet sich eine zweite *MOS*-Struktur, welche die *PG* Poly 1-Elektrode überlappt und das Transfer-Gate des *PG APs* bildet. Das Transfer-Gate mit der Länge L_{TG} besteht dabei aus der zweiten polykristallinen Ebene des Prozesses (Poly 2) und dem in Kapitel 5 beschriebenen Oxid-Nitrid-Oxid-(*ONO*)-Stapel, welcher ebenfalls auf der p-Wanne oder auf der p⁻Epitaxieschicht abgeschieden wird. Als Schalter fungierend, verbindet das Transfer-Gate das Photogate mit der Floating Diffusion, dem Ausleseknoten in Form einer oberflächennahen, hoch dotierten n⁺-Diffusion. Auf diese Weise wird der gezielte Transport von photogenerierten Ladungsträgern, die in der Raumladungszone unterhalb der *PG*-Elektrode akkumuliert werden, ermöglicht. Jede einzelne Floating Diffusion wiederum ist mit einer eigenen, klassischen drei Transistor-(*3T*)-Pixel-Ausleseschaltung bestehend aus einem Reset-, einem Source-Folger- und einem Select-Transistor verbunden (s. Kapitel 2.2.2.3) und kann somit autonom ausgelesen und auf die Reset-Spannung $U_{dd,pix}$ zurückgesetzt werden. Umrandet wird die komplette Struktur mit einem p⁺-Substratkontakttring und liefert so ein homogenes Massepotential der p-Wanne (bzw. der p-Epischicht) und somit der gesamten Pixelstruktur. Die nachfolgende Abbildung 6.4 zeigt exemplarisch die Verläufe des elektrostatischen Potentials während der Integrations-, Transfer- und Auslesephase des *ToF*-Pixels mit zwei Floating Diffusions.

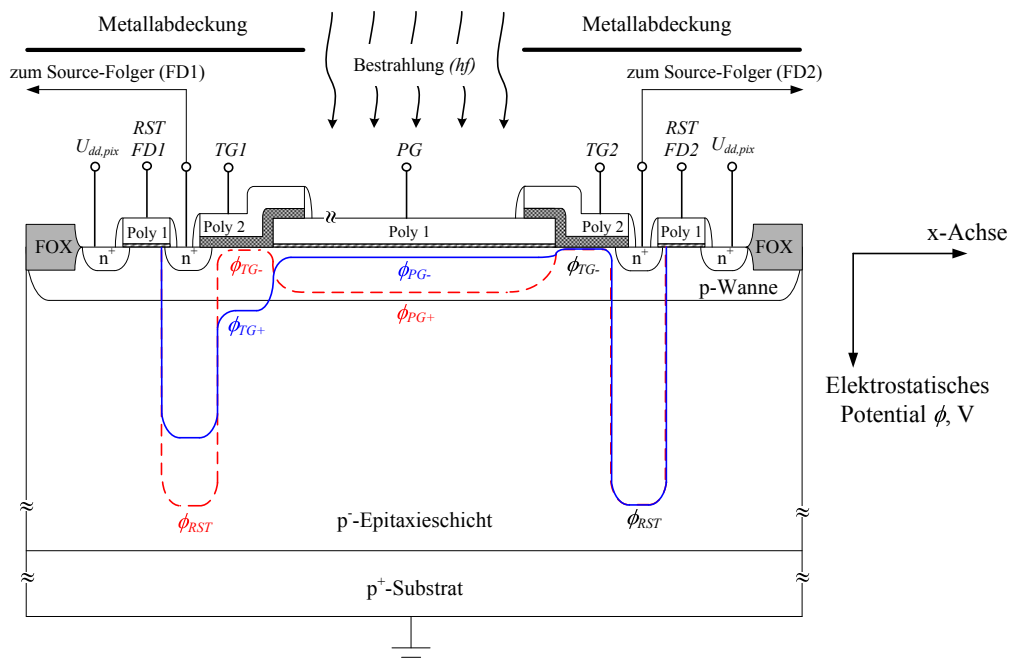


Abbildung 6.4: Potentialprofil des Photogate basierten *ToF*-Pixels

Für die erfolgreiche Ladungsakkumulation und einen vollständigen Ladungstransfer müssen hierbei die elektrostatischen Potentiale innerhalb des Siliziummaterials der folgenden Bedingung genügen:

$$\phi_{TG+} > \phi_{PG+} > \phi_{PG-} > \phi_{TG-}. \quad (\text{Gl. 6.16})$$

Während der Integrationsphase (rot, gestrichelter Potentialverlauf) wird durch die Spannung U_{PG+} eine Raumladungszone unterhalb des Photogates induziert, in der photogenerierte Ladungsträger angesammelt werden. Gleichzeitig sind die Transfer-Gates mit der Spannung U_{TG-} beschaltet, so dass eine Potentialbarriere für die Elektronen innerhalb des Siliziums entsteht und diese die Floating Diffusion nicht erreichen können. Die Floating Diffusion wird während dieser Phase auf das Referenzpotential ϕ_{RST} vorgespannt. Der Ladungstransfer wird nun beispielhaft an der Floating Diffusion FDI vollzogen. Dazu wird einerseits das Photogate-Potential auf U_{PG-} abgesenkt und andererseits das Transfer-Gate TGI durchgeschaltet sowie der Reset-Transistor RST FDI abgeschaltet. Die im Potentialtopf des PGs angesammelten Ladungsträger werden durch die erzeugte Potentialstruktur (blauer Kurvenverlauf) gezwungen zur Floating Diffusion zu wandern. In Abhängigkeit der Menge der erzeugten und transportierten Photoladungen wird die Floating Diffusion entladen. Mittels des angeschlossenen Source-Folgers wird das Ladungspaket in ein korrespondierendes Spannungssignal umgewandelt und kann am Ausgang des Source-Folgers abgegriffen werden. Die beschriebene Funktionalität kann für alle weiteren FDs angewandt werden.

Zur Durchführung einer Distanzmessung werden nun zwei gegenüberliegende FD -Knoten (in diesem Fall FDI und $FD2$) genutzt, um das von der 3D-Szene zurückreflektierte Lasersignal aufzunehmen. Das zugehörige Taktschema der ToF -Pixelstruktur ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Mit Aktivierung des ersten „Shutter“-Zeitfensters ($T_{TGI}=T_{pulse}$), dem zeitgleichen Vorspannen des Photogates sowie mit der synchronen Emission des Laserpulses beginnt die ToF -Aufnahme. Im direkten Anschluss wird mit Beendigung des ersten „Shutters“ das zweite Transfer-Gate ($T_{TG2}=T_{pulse}$) geschaltet. Je nach Pulslaufzeit T_D wird dabei das durch den Laserpuls generierte Ladungspaket in FDI und $FD2$ aufgesplittet und integriert. Hierbei sind zwei Extremfälle zu beachten. Für einen Abstand von 0 m ergibt sich entsprechend eine Laufzeitverzögerung von 0 ns, so dass sich der Laserpuls komplett im ersten „Shutter“-Fenster befindet und die komplette Photoladung in FDI transferiert wird. Ist der Sensor allerdings so weit vom 3D-Objekt entfernt, dass T_D größer als T_{pulse} ist, so wird mit dem ersten „Shutter“-Fenster der Laserpuls nicht mehr erfasst und eine korrekte Distanzbestimmung unmöglich.

Die maximal detektierbare Distanz ist daher durch:

$$d_{max} = \frac{c}{2} T_{pulse} \quad (\text{Gl. 6.17})$$

gegeben, wobei T_{pulse} die gleiche Pulsbreite besitzt wie die „Shutter“- und Integrationszeitfenster T_{TG_i} . Nach Beendigung der Laseraufnahme wird mit dem Abschalten von $TG2$ und PG für eine bestimmte Zeit T_{drain} das vierte Transfer-Gate ($TG4$) und dadurch $FD4$ aktiviert, welche durch den dauerhaft aktiven Reset-Transistor $RST FD4$ auf dem Potential $U_{dd,pix}$ liegt. Hierdurch können unerwünschte, durch Dunkelströme oder Hintergrundlicht erzeugte Ladungsträger aus dem Potentialtopf des PGs ausgeräumt werden. Im Anschluss an diese Phase wird der Hintergrundlichtanteil für das bereits zuvor verwendete Integrationszeitfenster $T_{TG3}=T_{pulse}$ ermittelt. Dazu werden das Transfer-Gate $TG3$ sowie das Photogate geschaltet. Zu allen anderen Zeitpunkten t wird wiederum $TG4$ aktiviert, um überflüssige Ladungsträger abzuführen.

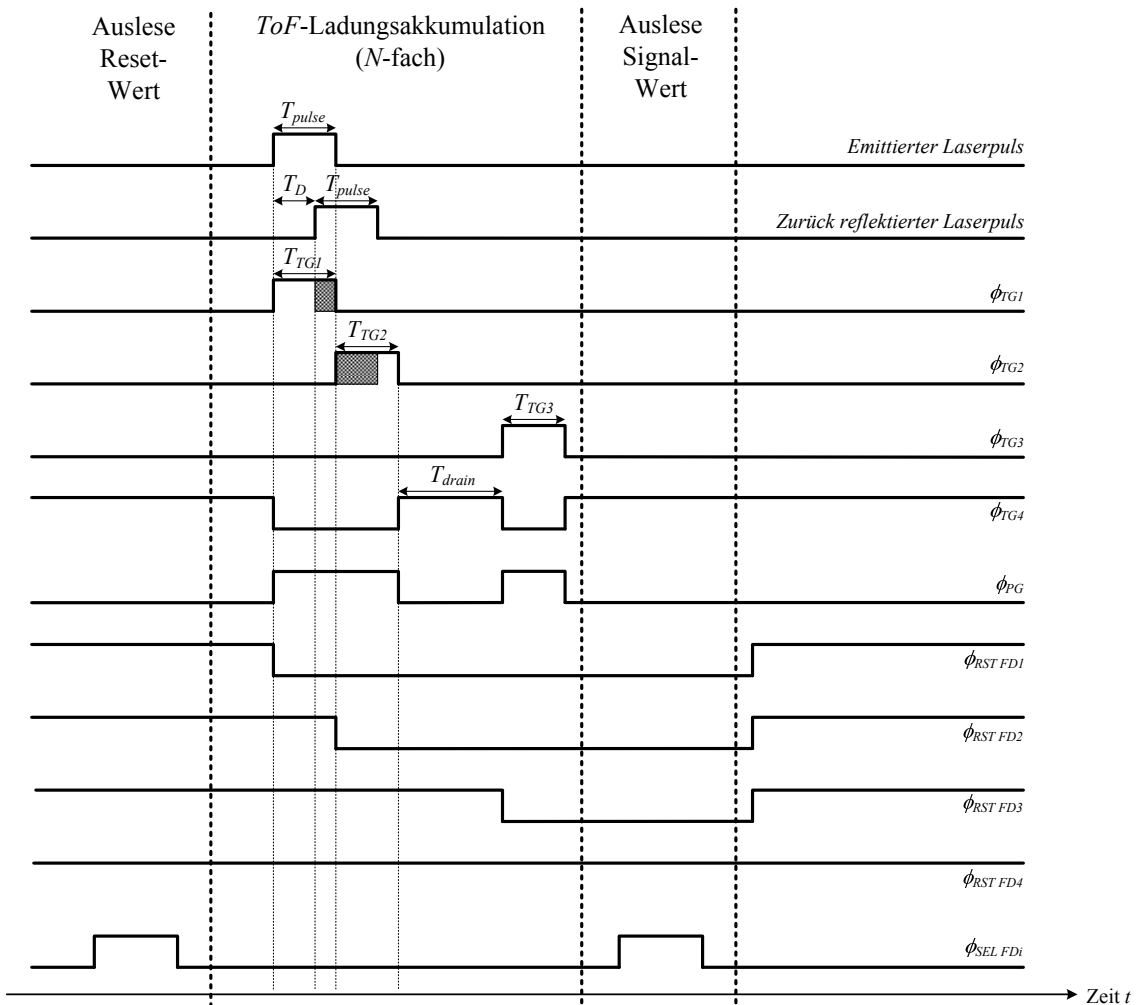


Abbildung 6.5: Timing des Photogate basierten ToF-Pixels

Nach einem kompletten *ToF*-Aufnahmezyklus befinden sich in den Floating Diffusions *FD1* bis *FD3* demnach die folgenden Ladungspakete:

$$Q_{FD1} = k_{opt} \cdot (I_{Hg} \cdot T_{pulse} + I_{laser} (T_{pulse} - T_D)), \quad (\text{Gl. 6.18})$$

$$Q_{FD2} = k_{opt} \cdot (I_{Hg} \cdot T_{pulse} + I_{laser} \cdot T_D), \quad (\text{Gl. 6.19})$$

$$Q_{FD3} = k_{opt} \cdot (I_{Hg} \cdot T_{pulse}), \quad (\text{Gl. 6.20})$$

wobei k_{opt} gemäß Gl. 6.21 einerseits die Reflektanz r des 3D-Objektes sowie andererseits die Charakteristik der Sensoroptik beinhaltet:

$$k_{opt} = \frac{\tau_{linse} \cdot r}{4k_{Blende}^2}. \quad (\text{Gl. 6.21})$$

Durch Subtraktion des Hintergrundlichtanteils können die beiden Ladungen Q_{FD1} und Q_{FD2} „bereinigt“ werden und durch einige Umformungen und Kürzen des Vorfaktors k_{opt} ergibt sich die Pulslaufzeit T_D zu:

$$T_D = T_{pulse} \frac{Q_{FD2} - Q_{FD3}}{Q_{FD1} + Q_{FD2} - 2Q_{FD3}}. \quad (\text{Gl. 6.22})$$

Bei typischerweise gleichgroß gewählten Floating Diffusion-Flächen und somit gleichgroßen Kapazitäten C_{FDi} lässt sich Gl. 6.22 auch schreiben als:

$$T_D = T_{pulse} \frac{\Delta U_{FD2} - \Delta U_{FD3}}{\Delta U_{FD1} + \Delta U_{FD2} - 2\Delta U_{FD3}}, \quad (\text{Gl. 6.23})$$

wobei die Spannungshübe ΔU_{FDi} sich aus der Differenz aus Reset-Wert ($U_{FDi,RST}$) und Signalwert ($U_{FDi,SIG}$) gemäß Gl. 6.24 ergeben:

$$\Delta U_{FDi} = U_{FDi,RST} - U_{FDi,SIG}. \quad (\text{Gl. 6.24})$$

Durch Einsetzen von Gl. 6.23 in Gl. 4.1 berechnet sich die Distanzinformation zu:

$$d = \frac{c}{2} \frac{\Delta U_{FD2} - \Delta U_{FD3}}{\Delta U_{FD1} + \Delta U_{FD2} - 2\Delta U_{FD3}} T_{pulse}. \quad (\text{Gl. 6.25})$$

In Abbildung 6.5 wird angedeutet, dass der bisher erläuterte Vorgang der *ToF*-Ladungsträgerakkumulation in den Floating Diffusions der *ToF*-Pixelstruktur nun N -fach wiederholt werden kann, um beispielsweise das Rauschen der Pixelstruktur (vgl. Gl. 6.9) zu verringern oder den Dynamikbereich bezogen auf die Floating Diffusion zu erhöhen. So können mehrere Laserpulse, die idealerweise zur Einhaltung der Augensicherheit für den Menschen mit niedriger Leistung betrieben werden, je nach erzeugtem Ladungspaket N -fach (z. B. $N=512$) in den Floating Diffusions akkumuliert werden, bis die korrespondierende Gesamtladung schließlich ausgelesen und weiter verarbeitet wird. Hierbei ist jedoch anzumerken, dass die begrenzte Full-Well-Kapazität der Floating Diffusion und auch die in Gl. 6.16 formulierte Bedingung für das Potentialprofil während des Akkumulations- und Auslesevorgangs bei starker Hintergrundbeleuchtung bereits nach wenigen *ToF*-Aufnahmezyklen zur einer Sättigung der Floating Diffusions führen kann.

6.2.4 Design der analogen Ausseelektronik

Nach der Akkumulation der durch den Laserpuls und das Hintergrundlicht erzeugten Ladungsträger werden die Signale der Source-Folger-Ausgänge der vier einzelnen Floating Diffusions in einer *CDS*-Stufe weiterverarbeitet und schließlich von einem Buffer auf das Ausgangspad des Sensorchips getrieben. Abbildung 6.6 zeigt die einzelnen Schaltungsblöcke des analogen Auslesepfades, bestehend aus dem *PG ToF*-Pixel selbst, einer *CDS*-Stufe mit vier Feedback-Stufen und einem analogen Ausgangsbuffer.

Da die *PG TOF*-Pixelstruktur und die zugehörigen *3T*-Ausleseschaltungen bereits ausführlich beschrieben worden sind, liegt das Hauptaugenmerk nun auf der Betrachtung der *CDS*-Stufe, welche die so genannte korrelierte Doppelabtastung (engl. Correlated Double Sampling, *CDS*) der erzeugten Spannungspegel der Pixelstruktur realisiert. Je nach gewählter Floating Diffusion (durch Aktivieren des zugehörigen Schalters *SEL FDi*) liegt der Ausgangspegel der Source-Folger am Eingang der *CDS*-Stufe an. Die *CDS*-Stufe ermöglicht dabei einerseits eine analoge Subtraktion zweier Signalpegel innerhalb der *CDS*-Stufe sowie eine Mehrfachakkumulation der Signalladungen, andererseits werden durch die korrelierte Doppelabtastung niederfrequente Rauschanteile unterdrückt. Die genaue Funktionsweise des *CDS*-Verfahrens wird im Folgenden detailliert betrachtet.

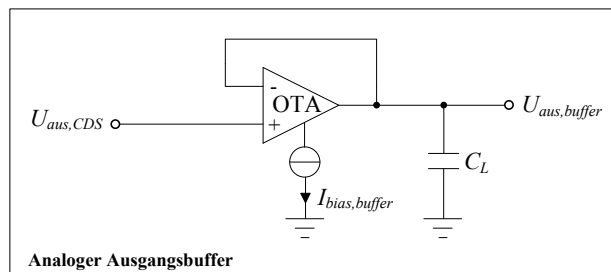
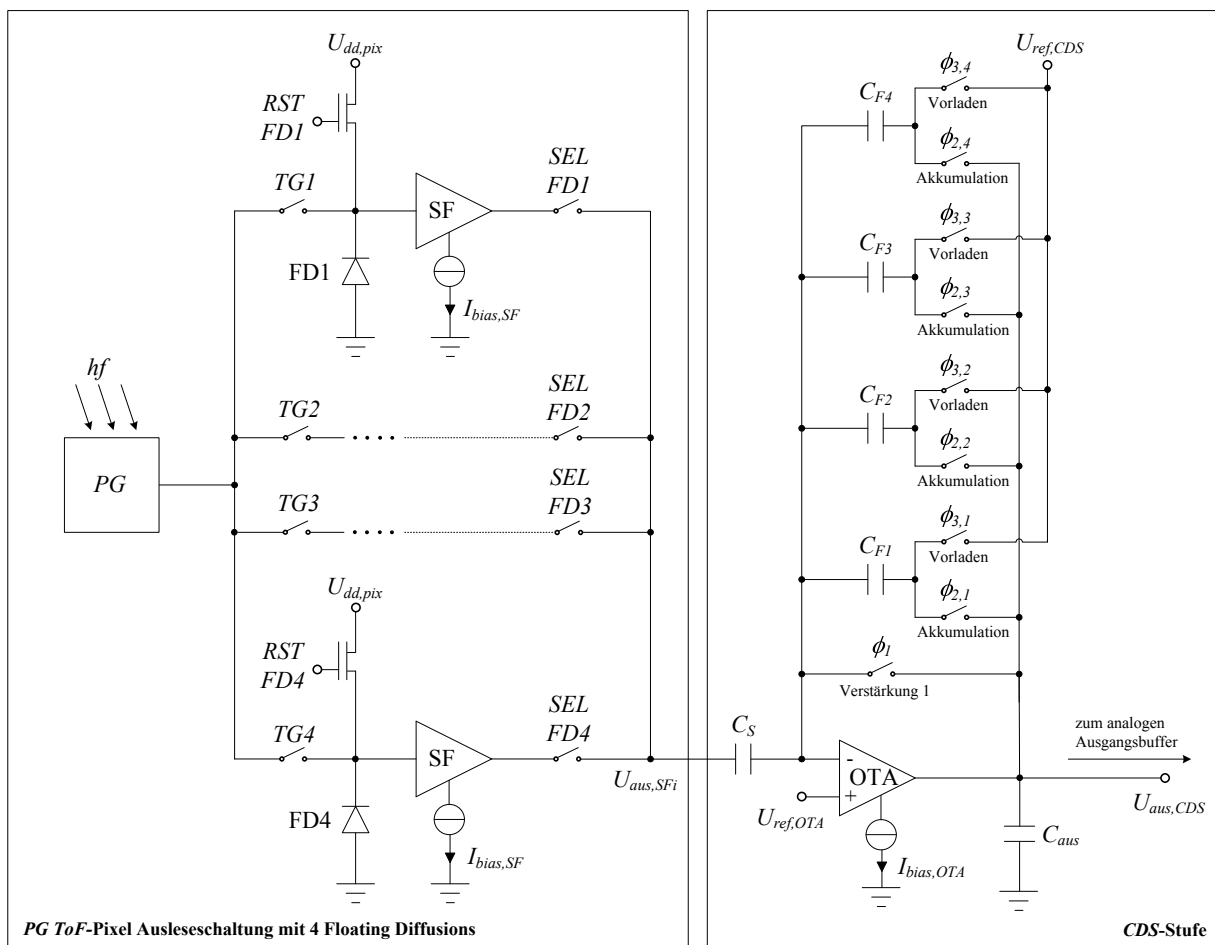


Abbildung 6.6: Analoger Auslesepfad des PG basierten ToF-Pixels inkl. CDS-Stufe und analogem Ausgangsbuffer

Funktionsprinzip der korrelierten Doppelabtastung

Anhand von Abbildung 6.7 wird das Funktionsprinzip der korrelierten Doppelabtastung erläutert. Zur Realisierung des CDS-Verfahrens wird eine „Switched Capacitor (SC)“-Schaltung, bestehend aus der Sample-Kapazität C_S , der Feedback-Kapazität C_F , einem Operationsverstärker (hier: OTA, Operational Transconductance Amplifier) und drei Schaltern verwendet, die mit ϕ_1 und ϕ_2 getaktet werden. Die beiden Takte sind hierbei komplementär ($\phi_1 = \overline{\phi_2}$) zueinander und dürfen sich nicht überlappen (s. Abbildung 6.7). Die Differenzspannung U_d zwischen den beiden Eingängen des OTAs wird für die weitere

Berechnung als Null angenommen. Der DC-Offset des $OTAs$ hingegen wird durch $U_{offset,OTA}$ berücksichtigt und das OTA -Gesamtrauschen durch die Spannungsquelle $\overline{u_{n,OTA}^2}$ modelliert.

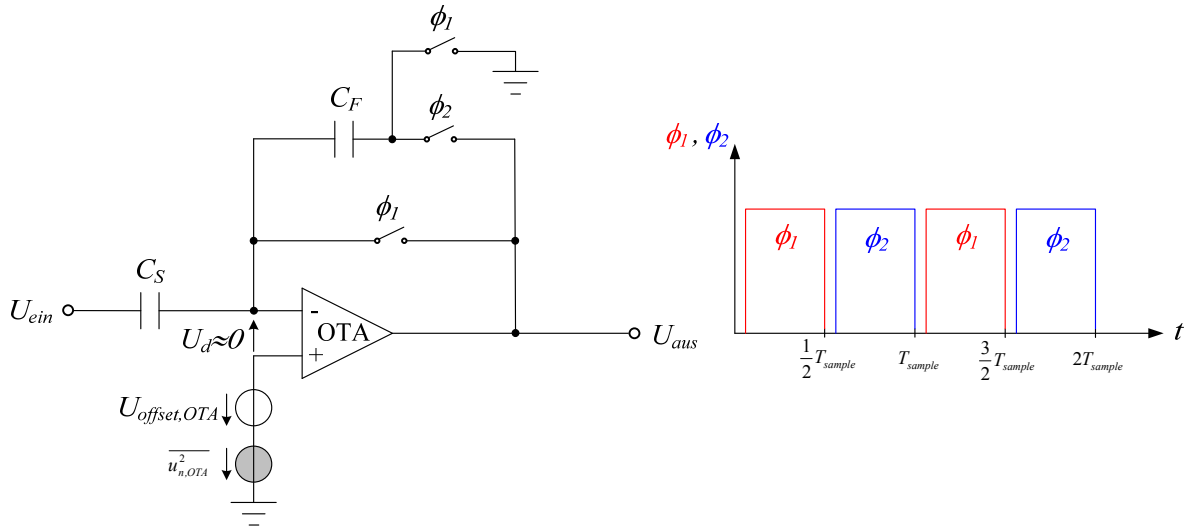


Abbildung 6.7: Schaltung zur korrelierten Doppelabtastung inkl. Taktschema

Zur Beschreibung der Funktion dieser Schaltung werden die beiden möglichen Betriebszustände betrachtet und die zugehörige Ladungsbilanz aufgestellt. Im ersten Zustand (ϕ_1 =“High“ und ϕ_2 =“Low“) sind der hochohmige Knoten am invertierenden Eingang des $OTAs$ und der OTA -Ausgang kurzgeschlossen. Währenddessen werden die Sample-Kapazität C_S auf die Spannung $U_{ein}(nT_{sample}/2)-(U_{offset,OTA}+u_{n,OTA}(nT_{sample}/2))$ und die Feedback-Kapazität C_F auf die Spannung $(-U_{offset,OTA}-u_{n,OTA}(nT_{sample}/2))$ vorgeladen. Wird nach der ersten Sample-Phase $T_{sample}/2$ der zweite Zustand (ϕ_1 =“Low“ und ϕ_2 =“High“) aktiviert, so ergibt sich nach der Zeit T_{sample} an der Kapazität C_S die Spannung $U_{ein}(nT_{sample})-(U_{offset,OTA}+u_{n,OTA}(nT_{sample}))$. An der Feedback-Kapazität liegt die Spannung $U_{aus}(nT_{sample})-U_{offset,OTA}-u_{n,OTA}(nT_{sample})$ in dieser Phase an. Unter Berücksichtigung beider Betriebsphasen und nach dem Gesetz der Ladungserhaltung lässt sich am hochohmigen Knoten demnach die Beziehung:

$$\begin{aligned}
 & C_S \left[U_{ein} \left(n \frac{T_{sample}}{2} \right) - U_{offset,OTA} - u_{n,OTA} \left(n \frac{T_{sample}}{2} \right) \right] \\
 & + C_F \left[-U_{offset,OTA} - u_{n,OTA} \left(n \frac{T_{sample}}{2} \right) \right] , \\
 & = C_S \left[U_{ein} (nT_{sample}) - U_{offset,OTA} - u_{n,OTA} (nT_{sample}) \right] \\
 & + C_F \left[U_{aus} (nT_{sample}) - U_{offset,OTA} - u_{n,OTA} (nT_{sample}) \right]
 \end{aligned} \tag{Gl. 6.26}$$

aufstellen, die sich durch Kürzen der Offsetspannung zu:

$$\begin{aligned}
 U_{aus}(nT_{sample}) = & \frac{C_S}{C_F} \left[U_{ein} \left(n \frac{T_{sample}}{2} \right) - U_{ein}(nT_{sample}) \right] \\
 & + \left(1 + \frac{C_S}{C_F} \right) \left[u_{n,OTA}(nT_{sample}) - u_{n,OTA} \left(n \frac{T_{sample}}{2} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{Gl. 6.27}$$

vereinfacht. Die so gewonnene Übertragungsfunktion zeigt, wie einerseits eine Subtraktion der Nutzsignale zu den Zeitpunkten $T_{sample}/2$ und T_{sample} erfolgt und diese Differenz anschließend zum Ausgang der *CDS*-Schaltung mit dem Verstärkungsfaktor C_S/C_F übertragen wird. So lässt sich beispielsweise direkt in der *CDS*-Stufe die Differenz von Reset- und Signal-Wert eines Pixelausgangs bilden. Zudem wird die Offsetspannung des *OTAs* vollständig durch die *CDS*-Schaltung unterdrückt. Dieses gilt auch für jegliche andere DC-Offsetspannungen (z.B. Offset bedingt durch Dunkelströme des Photodetektors), die am Eingang der *CDS*-Schaltung anliegen. Andererseits wird ersichtlich, dass sich die Differenz der Rauschspannungen während der beiden Betriebsphasen mit dem Faktor $1+(C_S/C_F)$ auf den Ausgang überträgt. Im z -Bereich ist die Übertragungscharakteristik des Rauschens durch:

$$H_{n,CDS}(z) = \frac{u_{n,aus}(z)}{u_{n,OTA}(z)} = \left(1 + \frac{C_S}{C_F} \right) \left(1 - z^{-\frac{1}{2}} \right) \tag{Gl. 6.28}$$

gegeben. Zur weiteren Analyse des Frequenzverhaltens der Rauschübertragungsfunktion $H_{n,CDS}(z)$ wird diese mit $z = e^{j\omega T_{sample}}$ in den Frequenzbereich transformiert, so dass die Rauschübertragungsfunktion durch:

$$H_{n,CDS}(\omega) = \left(1 + \frac{C_S}{C_F} \right) \left(1 - e^{-j\omega \frac{T_{sample}}{2}} \right) \tag{Gl. 6.29}$$

ausgedrückt werden kann. Die korrespondierende Rauschleistung der *CDS*-Schaltung ist durch den Betrag dieser Übertragungsfunktion charakterisiert und lässt sich mit $T_{sample} = 2\pi/\omega_{sample}$ als:

$$\begin{aligned}
 |H_{n,CDS}(\omega)|^2 &= 2 \cdot \left[1 - \cos \left(\omega \frac{T_{sample}}{2} \right) \right] \cdot \left(1 + \frac{C_S}{C_F} \right)^2 \\
 &= 4 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\omega}{\omega_{sample}} \right) \cdot \left(1 + \frac{C_S}{C_F} \right)^2
 \end{aligned} \tag{Gl. 6.30}$$

angeben. In Abbildung 6.8 wird das durch Gl. 6.30 beschriebene Rauschübertragungsverhalten als Funktion von ω/ω_{sample} dargestellt.

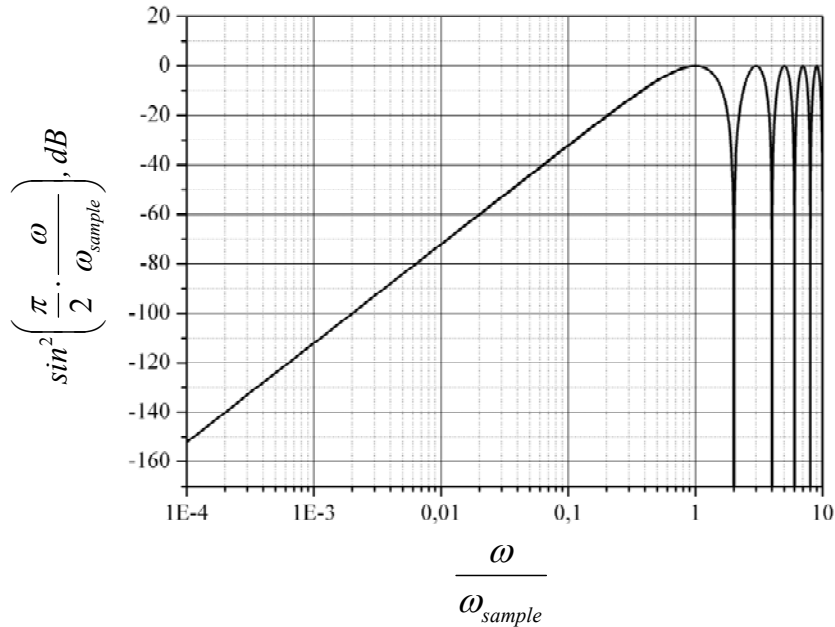


Abbildung 6.8: Frequenzcharakteristik der CDS-Übertragungsfunktion

Hierbei zeigt sich, dass niederfrequente Rauschanteile unterdrückt werden und so eine Minimierung des $1/f$ -Rauschens durch die Verwendung der CDS-Stufe erzielt werden kann. Ab einem gewissen Verhältnis ω/ω_{sample} werden auch die hochfrequenten Rauschanteile auf den Ausgang der CDS-Stufe übertragen. Die Grenzfrequenz ist dabei maßgeblich durch die Abtastzeit T_{sample} bzw. durch die Abtastfrequenz ω_{sample} bestimmt..

Realisierung der CDS-Stufe und Timing der Bildaufnahme

Anhand von Abbildung 6.6 wird ersichtlich, dass die Feedback-Kapazität C_F und die zugehörigen Schalter ϕ_{2i} und ϕ_{3i} in der vorliegenden CDS-Stufe viermal vorhanden sind, um jede Floating Diffusion einzeln auslesen zu können. Da die Ladungspakete in den FDs gespeichert sind, müssen diese nicht zeitlich synchron mit Schalten der „Shutter“-Fenster T_{TG_i} abgetastet werden, so dass ein mögliches Bildaufnahme- und CDS-Timing unter Verwendung zweier Feedback-Stufen durch Abbildung 6.9 gegeben ist. Die Abtastzeit T_{sample} ist hierbei durch die nicht überlappenden Takte ϕ_1 und ϕ_{2i} gegeben.

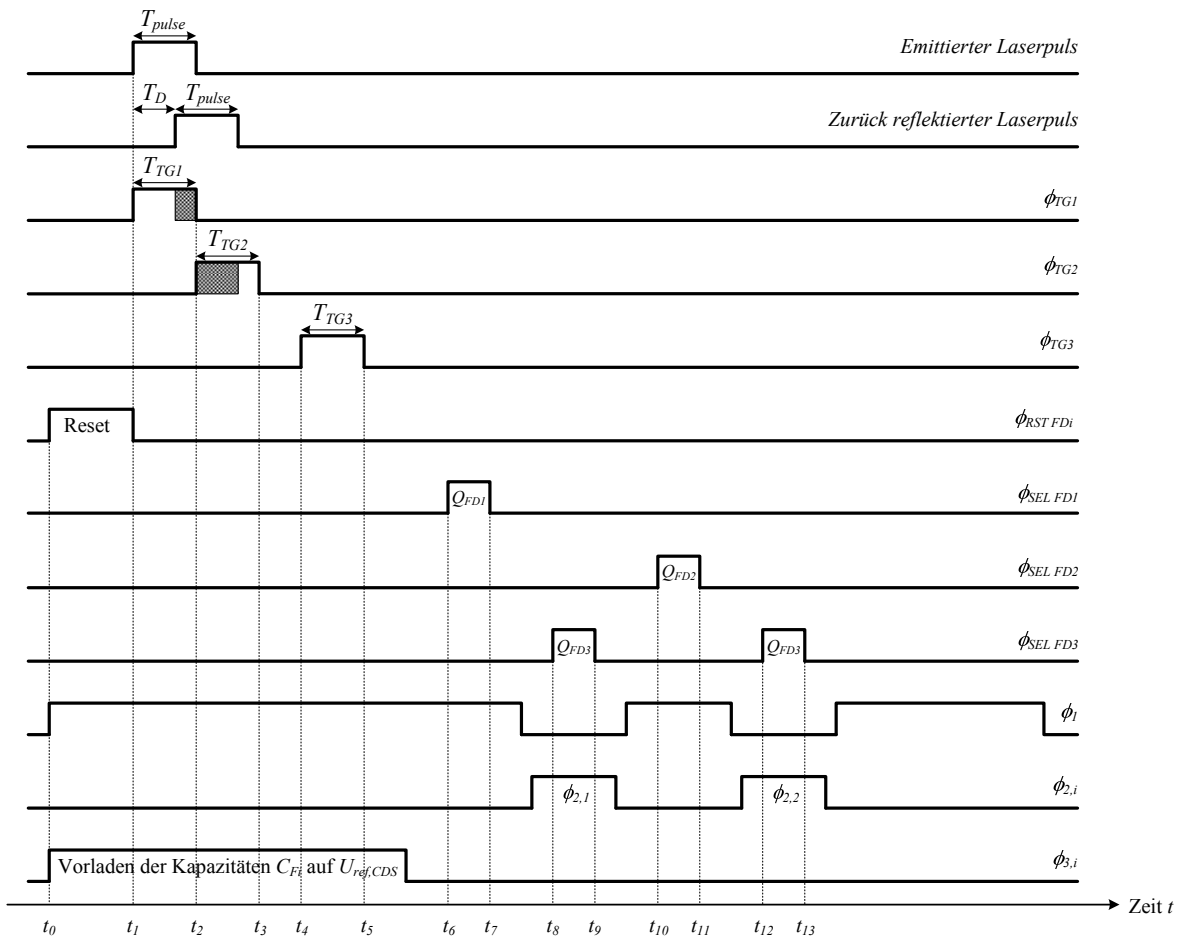


Abbildung 6.9: Bildaufnahme- und CDS-Timing

Im Folgenden werden die Vorgänge im Pixel und innerhalb der CDS-Stufe zu den Zeitpunkten t_0 bis t_{13} näher betrachtet:

$t=t_0$: Vor Beginn der Bildaufnahme werden die Floating Diffusions auf die Spannung $U_{dd,pix}$ bei aktivem $\phi_{RST\ FDi}$ zurückgesetzt. Ebenso werden die Feedback-Kapazitäten C_F durch Aktivieren der Schalter $\phi_{3,i}$ auf die Spannung $U_{ref,CDS}$ vorgeladen.

$t=t_1$: Gleichzeitig mit Aussenden des Laserpulses mit der Pulsbreite T_{pulse} wird das erste „Shutter“-Fenster mit Schalten von $TG1$ aktiv und der Resetvorgang der Floating Diffusions beendet. Dabei wird die auf $U_{dd,pix}$ vorgespannte Kapazität C_{FD1} der ersten Floating Diffusion um den Betrag Q_{FD1} aus Gl. 6.18 entladen.

$t=t_2$: Mit Abschalten des ersten „Shutter“-Fensters beträgt die Spannung an $FD1$ somit: $U_{dd,pix} - Q_{FD1}/C_{FD1}$. Zeitgleich beginnt mit Schalten von $TG2$ die Integrationsphase an der zweiten Floating Diffusion, welche wiederum um den Betrag Q_{FD2} aus Gl. 6.19 entladen wird.

$t=t_3$: Zum Zeitpunkt $t=t_3$ ist die Aufnahme des Laserpulses abgeschlossen und an $FD2$ stellt sich die Spannung $U_{dd,pix}-Q_{FD2}/C_{FD2}$ ein.

$t=t_4$: Nach der in Kapitel 6.2.3 beschriebenen „Draining“-Zeit T_{drain} beginnt die Aufnahme des Hintergrundlichtes für die Zeitdauer T_{pulse} in der dritten Floating Diffusion, wodurch eine Entladung von $FD3$ um Q_{FD3} aus Gl. 6.20 bewirkt wird.

$t=t_5$: Die Aufnahme des Hintergrundlichtes ist zum Zeitpunkt t_5 beendet und an $FD3$ hat sich die Spannung $U_{dd,pix}-Q_{FD3}/C_{FD3}$ eingestellt. Das Vorladen der Feedback-Kapazitäten C_{Fi} wird kurze Zeit nach t_5 ebenfalls beendet.

$t=t_6$: Noch kurz vor $t=t_6$ wird der OTA der CDS -Stufe durch das Schalten von ϕ_1 in „Eins“-Verstärkung betrieben. Durch Selektion der ersten Floating Diffusion ($\phi_{SEL\ FD1}$) wird das Ladungspaket Q_{FD1} auf die Sample-Kapazität C_S übertragen.

$t=t_7$: Mit Abschalten des Select-Schalters $\phi_{SEL\ FD1}$ ist die Spannung an der Sample-Kapazität C_S durch:

$$U_{CS} = U_{ref,OTA} + U_{offset,OTA} - A_{SF} \left(U_{dd,pix} - \frac{Q_{FD1}}{C_{FD1}} \right) \quad (\text{Gl. 6.31})$$

bestimmt, wobei A_{SF} die Abschwächung durch den Source-Folger angibt. Das Ladungspaket Q_{FD1} beinhaltet dabei das Hintergrundlicht für die Zeit T_{pulse} und den Laserlichtanteil für den Zeitraum $T_{pulse}-T_D$.

$t=t_8$: Kurz vor dem Zeitpunkt t_8 wird ϕ_1 abgeschaltet und $\phi_{2,1}$ aktiviert, dadurch wird die auf $U_{ref,CDS}$ vorgespannte Feedback-Kapazität C_{F1} entladen. Es stellt sich eine Spannung von:

$$U_{CF1}(t_7 < t < t_8) = U_{ref,CDS} - U_{ref,OTA} - U_{offset,OTA} - A_{SF} \frac{C_S}{C_F} \left(\frac{Q_{FD1}}{C_{FD1}} \right) \quad (\text{Gl. 6.32})$$

ein. Zur Bildung der Differenz von Lasersignal und Hintergrundlicht wird zusätzlich die in $FD3$ gespeicherte Ladung durch $\phi_{SEL\ FD3}$ ="High" auf den Eingang der CDS -Stufe geschaltet. Während dieser Phase wird das mit dem Verstärkungsfaktor C_S/C_F gewichtete Ladungspaket Q_{FD3} an der Kapazität C_{F1} aufaddiert, so dass sich eine Spannung von:

$$U_{CF1}(t = t_8) = U_{ref,CDS} - U_{ref,OTA} - U_{offset,OTA} - A_{SF} \frac{C_S}{C_F} \left(\frac{Q_{FD1}}{C_{FD1}} - \frac{Q_{FD3}}{C_{FD3}} \right) \quad (\text{Gl. 6.33})$$

ergibt. Hierbei wird idealisiert angenommen, dass $A_{SF} = A_{SF1} = A_{SF3}$ gilt.

$t = t_9$: Zu diesem Zeitpunkt liefert die Ausgangsspannung der CDS-Stufe, welche durch:

$$U_{aus,CDS}(t = t_9) = U_{ref,CDS} - A_{SF} \frac{C_S}{C_F} \left(\frac{Q_{FD1}}{C_{FD1}} - \frac{Q_{FD3}}{C_{FD3}} \right) \quad (\text{Gl. 6.34})$$

gegeben ist, den um das Hintergrundlicht bereinigten Signalwert der Floating Diffusion $FD1$.

$t = t_{10}$ bis t_{13} :

In diesem Zeitraum werden die Schritte t_6 bis t_9 für die zweite Floating Diffusion $FD2$ wiederholt, so dass sich am Ende von t_{13} eine Spannung am Ausgang der CDS-Stufe von:

$$U_{aus,CDS}(t = t_{13}) = U_{ref,CDS} - A_{SF} \frac{C_S}{C_F} \left(\frac{Q_{FD2}}{C_{FD2}} - \frac{Q_{FD3}}{C_{FD3}} \right) \quad (\text{Gl. 6.35})$$

einstellt, welche das um den Hintergrundlichtanteil bereinigte Ladungspaket der zweiten Floating Diffusion $FD2$ enthält.

Die beschriebene Subtraktion von Reset- und Signalwert innerhalb eines *ToF*-Aufnahmezyklus' (ein Laserpuls) lässt sich ebenso wie die Akkumulation im *ToF*-Pixel mehrfach (N -fach) in der CDS-Stufe durchführen. So lässt sich ein begrenzt nutzbarer Spannungshub der Floating Diffusion von beispielsweise $\Delta U_{FD} = 700$ mV um einen Faktor 2-3 erweitern und somit auch die Dynamic Range des Sensors verbessern. Darüber hinaus wird durch N -fache Akkumulation in der CDS-Stufe auch das Gesamttrauschen am Ausgang des Sensors um den Faktor $\frac{1}{\sqrt{N}}$ reduziert (vgl. Kapitel 6.2.1).

6.3 Rauschverhalten des 3D-Sensors

Zum optimalen Schaltungsentwurf wird in diesem Kapitel das Rauschen des analogen Auslesepfades aus Abbildung 6.6 anhand der einzelnen Schaltungsblöcke analysiert. Beginnend beim bereits in Kapitel 3.3 untersuchten Rauschen des $PG APs$ und dessen Auslesetransistoren werden die einzelnen Rauschbeiträge Schritt für Schritt betrachtet. Einen großen Einfluss auf das Gesamttrauschen besitzt hierbei die CDS -Stufe, die je nach gewähltem Verhältnis der Sample- und Feedbackkapazitäten das Rauschen des $PG APs$ verstärkt auf den Ausgang überträgt. Bei der Rauschmodellierung werden die verschiedenen Betriebsphasen der CDS -Stufe ebenso berücksichtigt wie dessen Frequenzcharakteristik. Schließlich besitzt auch der Ausgangsbuffer, der das analoge Signal zum Ausgangspad treibt, einen nicht zu vernachlässigbaren Rauschbeitrag. Da die einzelnen Rauschbeiträge als zueinander unkorreliert angenommen werden, lassen sie sich durch Addition zum Gesamttrauschen des analogen Auslesepades zusammenfassen. Aufgrund der Tatsache, dass die korrelierte Doppelabtastung niederfrequente Rauschanteile unterdrückt (s. Kapitel 6.2.4), werden $1/f$ -Rauschbeiträge bei dieser Betrachtung nicht berücksichtigt. Eine weiterführende Analyse zum $1/f$ -Rauschen der korrelierten Doppelabtastung ist darüber hinaus in [Hup00] zu finden.

6.3.1 Weißes Rauschen des $PG APs$ und dessen Auslesetransistoren

Das bereits in Kapitel 3.3.1 ermittelte, weiße Gesamttrauschen des $PG APs$ für den eingeschwungenen Zustand wird mit dem Verstärkungsfaktor (C_S/C_F) auf den Ausgang der CDS -Stufe übertragen. So ergibt sich gemäß Gl. 3.30 ein Rauschbeitrag des Photogate Active Pixels inkl. Auslesetransistoren von:

$$\overline{u_{n,aus,PG}^2} = A_{SF}^2 \left(\frac{C_S}{C_F} \right)^2 \left\{ \frac{q \cdot (I_{PG,dunkel} + I_{PG,ph}) \cdot T_{int} + q \cdot I_{FD,dunkel} \cdot T_{readout} + \frac{\alpha_{reset} kT}{C_{FD}}}{C_{FD}^2} + \frac{2}{\pi^2} \frac{\alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST}}{C_{FD}^2} + \frac{kT \cdot \gamma}{C_S} \left(1 + \frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}} \right) \right\}. \quad (\text{Gl. 6.36})$$

Das Rauschen des $PG APs$ beinhaltet hierbei das Schrotrauschen des Photostromes und der Dunkelströme des Photogates und der Floating Diffusion. Zudem sind das kT/C - und das Partition-Rauschen während der Reset-Phase der Floating Diffusion berücksichtigt. Die

kapazitive Belastung des Source-Folgers ist durch die Sample-Kapazität C_S der CDS -Stufe gegeben. Aus Gl. 6.36 wird zudem ersichtlich, dass zur Rauschminimierung der Verstärkungsfaktor der CDS -Stufe möglichst gering gewählt werden sollte.

6.3.2 Weißes Rauschen der CDS -Stufe

Das weiße Rauschen der CDS -Stufe setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen, die im Folgenden näher erläutert werden.

- Während der Vorlade-Phase der Feedback-Kapazitäten C_{Fi} auf die Spannung $U_{ref,CDS}$ (Schalter ϕ_{3i} sind geschlossen) entsteht ein kT/C -Rauschbeitrag, der ohne Verstärkung zum Ausgang der CDS -Stufe übertragen wird. Auf den Kapazitäten C_{Fi} wird dabei die äquivalente Rauschladung:

$$\sigma_{CDS,CF}^2 = kT \cdot C_F \quad (\text{Gl. 6.37})$$

gespeichert, welche eine mittlere Rauschspannung am Ausgang der CDS -Stufe von:

$$\overline{u_{n,CDS,CF}^2} = \frac{kT}{C_F} \quad (\text{Gl. 6.38})$$

bewirkt.

- Beim Betrieb der CDS -Stufe in „Eins“-Verstärkung (Schalter ϕ_I ist geschlossen) wird eine Rauschladung auf der Sample-Kapazität C_S gespeichert. Diese kT/C -Rauschladung der Größe:

$$\sigma_{CDS,CS}^2 = kT \cdot C_S \quad (\text{Gl. 6.39})$$

wird mit dem Verstärkungsfaktor C_S/C_F auf den Ausgang der CDS -Stufe übertragen, so dass sich am Ausgang eine Rauschspannung von:

$$\overline{u_{n,CDS,CS}^2} = \frac{kT}{C_S} \left(\frac{C_S}{C_F} \right)^2 = \frac{kT}{C_F} \left(\frac{C_S}{C_F} \right) \quad (\text{Gl. 6.40})$$

ergibt.

- Ein weiterer Rauschbeitrag der CDS -Stufe wird bei geschlossenen Schaltern $\phi_{2,i}$ während der Akkumulation verursacht und ist durch das thermische Rauschen des

rückgekoppelten *OTAs* (s. Abbildung 6.10) gegeben, welches durch die Spannungsquelle $\overline{u_{n,OTA}^2}$ am positiven Eingang berücksichtigt wird.

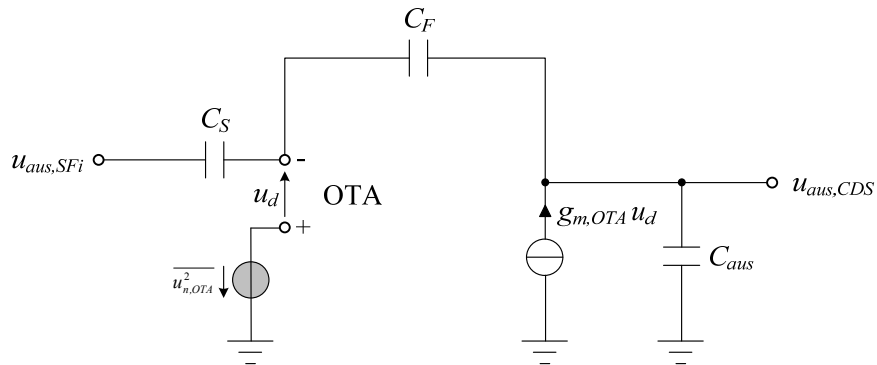


Abbildung 6.10: Rauschersatzschaltbild der *CDS*-Stufe während der Akkumulation

Nach einigen Berechnungen und Umformungen lässt sich die Übertragungsfunktion der Schaltung aus Abbildung 6.10 angeben als:

$$\frac{u_{aus,CDS}}{u_{aus,SFi}} = \frac{\frac{sC_S}{g_{m,OTA}} - \frac{C_S}{C_F}}{1 + \frac{s}{g_{m,OTA}} \left[\left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right) C_{aus} + C_F \right]}. \quad (\text{Gl. 6.41})$$

Die 3dB-Eckfrequenz ist gegeben durch:

$$f_{3dB} = \frac{g_{m,OTA}}{2\pi} \frac{1}{\left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right) C_{aus} + C_F}, \quad (\text{Gl. 6.42})$$

so dass sich die Rauschbandbreite Δf_{CDS} der *CDS*-Stufe gemäß:

$$\Delta f_{CDS} = \frac{\pi}{2} f_{3dB} = \frac{g_{m,OTA}}{4} \frac{1}{\left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right) C_{aus} + C_F}, \quad (\text{Gl. 6.43})$$

bestimmen lässt. Nach weiterführenden Berechnungen wird ersichtlich, dass $\overline{u_{n,OTA}^2}$ maßgeblich durch das Rauschen der beiden Eingangstransistoren der Differenzstufe des *OTAs* bestimmt wird. Unter Berücksichtigung des Rauschens der anderen *OTA*-

Transistoren durch den Faktor ξ_{OTA} wird die Rauschspannungsquelle am positiven Eingang des $OTAs$ als:

$$\overline{u_{n,OTA}^2} = 2 \cdot \overline{u_{n,M}^2} \cdot \xi_{OTA} \quad (\text{Gl. 6.44})$$

definiert, wobei $\overline{u_{n,M}^2}$ dem äquivalenten Rauschspannungsquadrat eines Transistors gemäß Gl. 3.24 entspricht. Der Faktor ξ_{OTA} besitzt in der Praxis Werte zwischen 1,5-2 [Elk05]. Darüber hinaus wird das Rauschen am invertierenden Eingang des $OTAs$ mit dem Verstärkungsfaktor $1+(C_S/C_F)$ auf den Ausgang übertragen (s. Gl. 6.27), so dass sich der Beitrag des thermischen Rauschens der CDS -Stufe angeben lässt als:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,CDS,th}^2} &= \overline{u_{n,OTA}^2} \cdot \mathcal{A}f_{CDS} \cdot \left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right)^2 \\ &= \frac{2kT \cdot \gamma \cdot \xi_{OTA}}{\left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right) C_{aus} + C_F} \left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right)^2. \end{aligned} \quad (\text{Gl. 6.45})$$

- Der weiße Gesamtrauschbeitrag am Ausgang der CDS -Stufe lässt sich als Superposition der unkorrelierten Rauschquellen zusammenfassen:

$$\overline{u_{n,aus,CDS}^2} = \frac{kT}{C_F} + \frac{kT}{C_F} \left(\frac{C_S}{C_F}\right) + \frac{2kT \cdot \gamma \cdot \xi_{OTA}}{\left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right) C_{aus} + C_F} \left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right)^2. \quad (\text{Gl. 6.46})$$

Auch hier bleibt festzuhalten, dass das Gesamtrauschen der CDS -Stufe maßgeblich durch einen geringen Verstärkungsfaktor C_S/C_F minimiert werden kann.

6.3.3 Weißes Rauschen des analogen Ausgangsbuffers

Das weiße Rauschen des analogen Ausgangsbuffers ist durch das weiße Rauschen des verwendeten $OTAs$ und dessen kapazitiver Belastung C_L am Ausgang gegeben. In Analogie zum Rauschbeitrag des $OTAs$ der CDS -Stufe lässt sich das Rauschen des Ausgangsbuffers angeben als:

$$\overline{u_{n,buffer}^2} = \frac{2kT \cdot \gamma \cdot \xi_{OTA}}{C_L}. \quad (\text{Gl. 6.47})$$

6.3.4 Verdopplung des weißen Rauschens durch die CDS-Stufe

Wie bereits in Kapitel 6.2.4 erläutert, überträgt die CDS-Stufe hochfrequente Rauschanteile mit dem Verstärkungsfaktor $1+C_S/C_F$ auf den Ausgang der Schaltung. Zur Untersuchung der Übertragungscharakteristik von breitbandigem, weißem Rauschen am Eingang der CDS-Stufe wird im Folgenden eine spektrale Leistungsdichte von $S_{0,weiss}(\omega)$ angenommen, welche durch einen einpoligen Tiefpass (mit Pol τ) gefiltert wird. Für das Rauschspannungsquadrat am Eingang der CDS-Stufe ergibt sich daraus die Beziehung [Hup00]:

$$\overline{u_{n,weiss,CDS,ein}^2} = \frac{S_{0,weiss}}{4\tau}. \quad (\text{Gl. 6.48})$$

Das weiße, eingangsseitige Rauschspektrum $S_{n,weiss,CDS,ein}$ wird durch die CDS-Stufe mit dem quadrierten Betrag der Übertragungsfunktion $H_{n,CDS}(\omega)$ aus Gl. 6.30 gewichtet. Darüber hinaus wird das Rauschen durch die Schaltvorgänge der CDS-Stufe mit der Samplezeit T_{sample} abgetastet und durch die Übertragungsfunktion [Hup00]:

$$|H_{sample}(\omega)| = T_{sample} \cdot \text{sinc}\left(\frac{\omega}{2} T_{sample}\right) \quad (\text{Gl. 6.49})$$

beschrieben. Daraus ergibt sich die Gesamtübertragungscharakteristik des weißen Rauschens zu [Hup00]:

$$S_{n,weiss,CDS,aus} = S_{n,weiss}(\omega) \cdot |H_{n,CDS}(\omega)|^2 \cdot |H_{sample}(\omega)|^2. \quad (\text{Gl. 6.50})$$

Aus diesem Rauschspektrum lässt sich nun die Rauschspannung am Ausgang der CDS-Stufe ermitteln als:

$$\overline{u_{n,weiss,CDS,aus}^2} = \frac{S_{0,weiss}}{2\tau} \left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right)^2 \left(1 - e^{-\frac{T_{sample}}{2\tau}}\right), \quad (\text{Gl. 6.51})$$

wobei die Bandbreite des OTAs so groß ist, dass die Einschwingzeit τ gegenüber der Abtastrate T_{sample} vernachlässigbar klein wird ($\tau \ll T_{sample}$). Unter dieser Bedingung entfällt der letzte Term aus Gl. 6.51 und die äquivalente Spannung des weißen Rauschens am Ausgang der CDS-Stufe beträgt gemäß Gl. 6.52:

$$\overline{u_{n,weiss,CDS,aus}^2} = \frac{S_{o,weiss}}{2\tau} \left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right)^2. \quad (\text{Gl. 6.52})$$

Der Vergleich mit der eingangsseitigen Rauschspannung aus Gl. 6.48 zeigt, dass das weiße Rauschen zusätzlich zur Verstärkung mit dem Faktor $(1+C_S/C_F)^2$ durch die *CDS*-Stufe verdoppelt wird. Im analogen Auslesepfad wird weißes Rauschen durch das Reset-, das Partition- sowie das thermische Rauschen sämtlicher Transistoren bestimmt.

6.3.5 Weißes Gesamtrauschen des analogen Auslesepfades

Anhand des ermittelten weißen Rauschens der Photogate Active Pixelstruktur (s. Gl. 6.36), der weißen Rauschbeiträge der einzelnen Schaltungsblöcke der *CDS*-Stufe (s. Gl. 6.46) sowie des weißen Rauschens des Ausgangsbuffers (s. Gl. 6.47) lässt sich das Gesamtrauschen am Ausgang des analogen Auslesepfades gemäß Gl. 6.53 zusammenfassen. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, dass alle weißen, am Eingang der *CDS*-Stufe anliegenden, Rauschbeiträge durch die *CDS*-Stufe verdoppelt werden (s. Kapitel 6.3.4). Ebenso werden alle am Eingang der *CDS*-Stufe anliegenden äquivalenten Rauschspannungen mit dem Faktor $(C_S/C_F)^2$ verstärkt.

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,ges,aus}^2} = & 2A_{SF}^2 \left(\frac{C_S}{C_F}\right)^2 \left[\frac{q \cdot (I_{PG,dunkel} + I_{PG,ph}) \cdot T_{int} + q \cdot I_{FD,dunkel} \cdot T_{readout}}{C_{FD}^2} + \right. \\ & \left. \frac{\alpha_{reset} kT}{C_{FD}} + \frac{2}{\pi^2} \frac{\alpha_{part} kT \cdot C_{G,RST}}{C_{FD}^2} + \frac{kT \cdot \gamma}{C_S} \left(1 + \frac{g_{m,bias,SF}}{g_{m,SF}}\right) \right] \\ & + 2 \left[\frac{kT}{C_F} + \frac{kT}{C_F} \left(\frac{C_S}{C_F}\right) + \frac{2kT \cdot \gamma \cdot \xi_{OTA}}{\left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right) C_{aus} + C_F} \left(1 + \frac{C_S}{C_F}\right)^2 \right] \\ & + \frac{2kT \cdot \gamma \cdot \xi_{OTA}}{C_L} \end{aligned} \quad (\text{Gl. 6.53})$$

6.3.6 Theoretisch zu erwartendes weißes Rauschen am Ausgang des 3D-Sensors

Anhand der hergeleiteten Gl. 6.53 lässt sich das zu erwartende Gesamtrauschen am Ausgang des 3D-Sensors theoretisch ermitteln. Dabei müssen sowohl die Transistorgeometrien der Auslesetransistoren des Pixels und der CDS-Stufe als auch die Dunkelströme und Kapazitätsbeläge der Pixelstruktur berücksichtigt werden. Der Dunkelstrom des Photogates mit der Fläche $A_{PG}=30 \times 30 \mu\text{m}^2$ beträgt bei Raumtemperatur $I_{PG,dunkel}=1 \text{ fA}$. Für die Floating Diffusion der Fläche $A_{FD}=2,25 \times 20 \mu\text{m}^2$ ergibt sich ein Dunkelstrom von 60 aA und eine maximale Kapazität $C_{FD}=54 \text{ fF}$. Bei einem Abschwächungsfaktor $A_{SF}=0,85$ des verwendeten Source-Folgers, einem Verstärkungsfaktor der CDS-Stufe von Eins ($C_S=C_F=1 \text{ pF}$), einer Integrationszeit von $T_{int}=60 \text{ ns}$ und gleichzeitiger Bestrahlungsstärke von $\Phi_{ph}=6000 \text{ W/m}^2$ sowie einer kapazitiven Belastung des Ausgangs mit $C_L=100 \text{ pF}$ ergeben sich die in Tabelle 6.1 zusammengestellten Rauschbeiträge bei Raumtemperatur ($T=300 \text{ K}$). Der Rauschfaktor für Kurzkanal-Transistoren ist hierbei als $\gamma=8/3$ angenommen worden (vgl. [Elk05]).

Rauschbeitrag durch	Wert
das Dunkelstromrauschen des PGs und der FD	$\sqrt{u_{n,dunkel,PG,FD}^2} = 0,00238 \mu\text{V}_{rms}$
das Photonenrauschen	$\sqrt{u_{n,photon}^2} = 79,37 \mu\text{V}_{rms}$
das Reset-Rauschen	$\sqrt{u_{n,reset}^2} = 178,65 \mu\text{V}_{rms}$
das Partition-Rauschen	$\sqrt{u_{n,part}^2} = 24,57 \mu\text{V}_{rms}$
das Rauschen des Source-Folgers	$\sqrt{u_{n,SF}^2} = 231,77 \mu\text{V}_{rms}$
das Rauschen der CDS-Stufe	$\sqrt{u_{n,aus,CDS}^2} = 193,66 \mu\text{V}_{rms}$
das Rauschen des Buffers	$\sqrt{u_{n,buffer}^2} = 14,81 \mu\text{V}_{rms}$

Tabelle 6.1: Theoretisch ermittelte Rauschbeiträge des 3D-Sensors

Unter Berücksichtigung der SF-Dämpfung A_{SF} und der Verdopplung des weißen Rauschens durch die CDS-Stufe ergibt sich durch additive Überlagerung der einzelnen Rauschbeiträge gemäß Gl. 6.53 eine Gesamtrauschspannung am Sensorausgang von $\sqrt{u_{n,ges,aus}^2} = 528 \mu\text{V}_{rms}$.

6.4 Temperaturverhalten des 3D-Sensors

In diesem Kapitel wird das Temperaturverhalten des 3D-Sensors im Bereich von $T=-40\text{ °C}$ bis $+85\text{ °C}$ (typisch für den Automobilsektor) theoretisch analysiert. Dazu werden Schritt für Schritt die Temperaturabhängigkeiten des Siliziums herausgearbeitet und die Auswirkungen auf die Pixelkenngrößen (z.B. Dunkelströme, Kapazitäten, SNR , etc.) untersucht. Dabei wird ebenfalls das temperatursensitive Transistorverhalten berücksichtigt, welches sich speziell in Veränderungen der Schwellenspannung sowie des Rauschverhaltens äußert.

Temperaturabhängigkeiten des Siliziumkristalls

Die Temperaturabhängigkeit des ToF -Pixels wird maßgeblich durch die Eigenschaften des Siliziumkristalls bestimmt. So zeigt die Bandlücke ein temperaturabhängiges Verhalten, welches durch die folgende empirische Formel [Thu75] beschrieben wird:

$$E_g(T) = E_g(0) - T_\alpha \frac{T^2}{T + T_\beta} \quad [eV]. \quad (\text{Gl. 6.54})$$

Für Silizium betragen $E_g(0)=1,17\text{ eV}$, $T_\alpha=4,73 \cdot 10^{-4}\text{ eV/K}$ und $T_\beta=636\text{ K}$, so dass sich der in Abbildung 6.11 gezeigte Verlauf der Bandlücke des Siliziums $E_{g, Si}$ als Funktion der Temperatur ergibt.

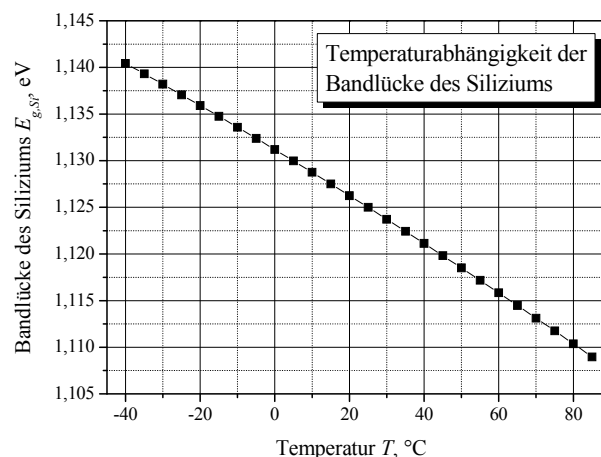


Abbildung 6.11: Temperaturabhängigkeit der Bandlücke des Siliziums $E_{g, Si}$

Das dargestellte Verhalten bewirkt eine Veränderung der maximal detektierbaren Wellenlänge λ_{max} des Siliziumsubstrates, welche bei einer Temperatur von -40 °C

$\lambda_{max}=1,09 \mu\text{m}$ und bei $+85 \text{ }^\circ\text{C}$ $\lambda_{max}=1,12 \mu\text{m}$ beträgt. Die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke führt demnach zu einer Verschiebung der spektralen Empfindlichkeit. Für eine Laserwellenlänge von 905 nm ergibt sich der in Abbildung 6.12 dargestellte Verlauf. Hierbei ist die spektrale Empfindlichkeit der *MOS*-Struktur des *ToF*-Pixels bei einer Temperatur von $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ mit $S=0,135 \text{ A/W}$ im Vergleich zu $S=0,168 \text{ A/W}$ bei Raumtemperatur minimal verringert. Bei $T=+85 \text{ }^\circ\text{C}$ ist die Veränderung der spektralen Empfindlichkeit wesentlich drastischer und resultiert in einem reduzierten S von $0,08 \text{ A/W}$.

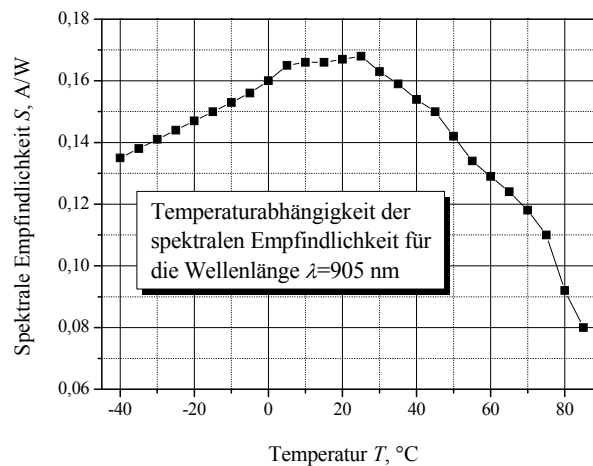


Abbildung 6.12: Temperaturabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit S für die Wellenlänge $\lambda=905 \text{ nm}$

Neben der beschriebenen Temperaturabhängigkeit der Bandlücke wurde bereits in Kapitel 2.2.1.2 die starke Temperaturabhängigkeit der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration n_i des Siliziumkristalls genannt, die einerseits von den effektiven Zustandsdichten des Leitungs- (N_L) und Valenzbandes (N_V) und andererseits wiederum von der Bandlücke abhängig ist (s. Gl. 6.53):

$$n_i = \sqrt{N_L \cdot N_V} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (\text{Gl. 6.55})$$

Für die effektiven Zustandsdichten des Siliziumkristalls werden nach [Thu75] die folgenden empirischen Gleichungen angegeben:

$$N_{L,Si} = 6,2 \cdot 10^{15} \cdot T^{1,5} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1,5}, \quad (\text{Gl. 6.56})$$

$$N_{V,Si} = 3,5 \cdot 10^{15} \cdot T^{1,5} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-1,5}. \quad (\text{Gl. 6.57})$$

Hieraus resultiert das in Abbildung 6.13 gezeigte temperaturabhängige Verhalten der intrinsischen Ladungsträgerdichte des Siliziums, welches maßgeblich die elektrischen Eigenschaften (Dunkelströme und Kapazitäten) des *ToF*-Pixels beeinflusst.

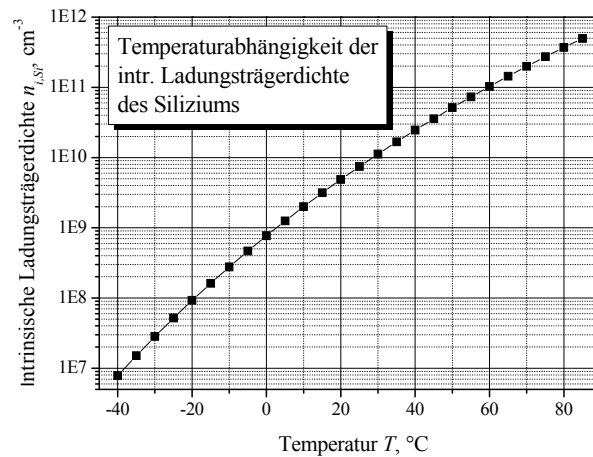


Abbildung 6.13: Temperaturabhängigkeit der intrinsischen Ladungsträgerdichte $n_{i,Si}$

Temperaturabhängigkeit des Dunkelstromes des Photogates

Zur Analyse des Photogatedunkelstromes bei variierender Temperatur wird die bereits in Kapitel 2.2.2.2 hergeleitete Gl. 2.61 verwendet. Bei maximaler Ausdehnung der Raumladungszone unterhalb des Photogates ($U_{PG}=3,3$ V) und unter Berücksichtigung der prozessspezifischen Diffusionskenngrößen (D_n , L_n und τ_n) ergibt sich der in Abbildung 6.14 dargestellte Verlauf der temperaturabhängigen Dunkelstromdichte des Photogates.

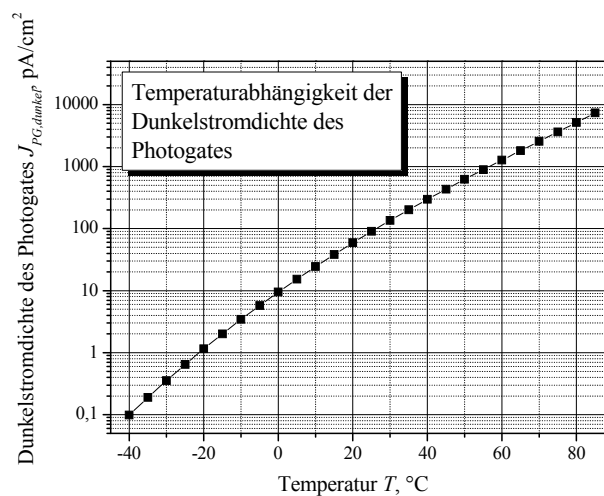


Abbildung 6.14: Temperaturabhängigkeit der Dunkelstromdichte des Photogates $J_{PG,dunkel}$

Hierbei zeigt sich im Bereich von $T=-40\text{ °C}$ bis $+85\text{ °C}$ eine starke Temperaturabhängigkeit der Dunkelstromdichte (ca. sechs Größenordnungen), die aus der Temperaturabhängigkeit der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i resultiert. So beträgt die Dunkelstromdichte bei -40 °C ca. $0,1\text{ pA/cm}^2$ und bei $+85\text{ °C}$ ca. 10000 pA/cm^2 . Für ein $30\times 30\text{ }\mu\text{m}^2$ großes Photogate entspricht das einem Dunkelstrom von $I_{PG,dunkel}=8,91\cdot 10\text{ aA}$ (bei $T=-40\text{ °C}$) und $I_{PG,dunkel}=65,7\text{ fA}$ (bei $T=+85\text{ °C}$). Bei Raumtemperatur beträgt der Dunkelstrom ca. 1 fA . Im Bereich von einigen fA sind die Dunkelströme nicht mehr unbedingt vernachlässigbar und erhöhen beispielsweise das Schrotrauschen der ToF-Pixelstruktur und verringern gleichzeitig die Dynamic Range. Der Einfluss auf das Dunkelstromrauschen wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels näher betrachtet. Zusätzlich führt ein konstanter Dunkelstrom zu einer Offsetspannung am Ausgang des Pixels. Durch die Verwendung der CDS-Stufe lässt sich dieser DC-Offset allerdings kompensieren (vgl. Kapitel 6.2.4).

Temperaturabhängigkeiten der Floating Diffusion

Die Temperaturabhängigkeit der Floating-Diffusion ist ebenfalls durch das Temperaturverhalten der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i bestimmt [Lou03]. Zur quantitativen Bestimmung der Dunkelstromdichte wird Gl. 2.38 aus Kapitel 2.2.1.2 unter Berücksichtigung der prozessspezifischen Dotierungs- und Diffusionseigenschaften verwendet, so dass sich der in Abbildung 6.15 dargestellte Verlauf ergibt.

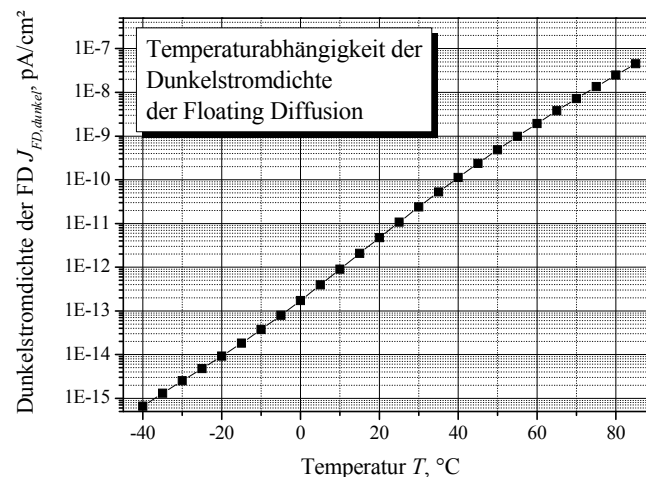


Abbildung 6.15: Temperaturabhängigkeit der Dunkelstromdichte der Floating Diffusion $J_{FD,dunkel}$

Für eine $2,25\times 20\text{ }\mu\text{m}^2$ große Floating Diffusion-Fläche A_{FD} ergibt sich daraus ein minimaler Dunkelstrom bei $T=-40\text{ °C}$ von $I_{FD,dunkel}=29\text{ zA}$ und ein maximaler Dunkelstrom bei

$T=+85\text{ °C}$ von $I_{FD,dunkel}=20,41\text{ fA}$. Aufgrund der geringen Floating Diffusion-Fläche im Vergleich zur Photogatefläche fällt der Dunkelstrom entsprechend klein aus. Im Folgenden ist zu untersuchen, wie sich dieses auf das Gesamtdunkelstromrauschen des *ToF*-Pixels auswirkt. Bezüglich der Auswirkungen auf die Dynamic Range, sowie der Dunkelstrom bedingten Offsetspannung am Pixelausgang gilt Gleiches wie für den Dunkelstrom des Photogates.

Neben der Temperaturabhängigkeit der Dunkelstromdichte der Floating Diffusion ändert sich auch die Kapazität C_{FD} mit variierender Temperatur. Einerseits resultiert dieses wiederum aus der Temperaturabhängigkeit der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration n_i und andererseits aber auch aus dem Verhalten der Diffusionsspannung U_D (s. Gl. 2.12) bei steigender Temperatur. Abbildung 6.16 zeigt einen linearen Anstieg der maximalen *FD*-Kapazität C_{FD} ($U_{FD}=0\text{ V}$) für eine Fläche $A_{FD}=2,25 \times 20\text{ }\mu\text{m}^2$ bei steigender Temperatur. Insgesamt ist die Abhängigkeit aber mit einem Unterschied von ca. 3fF bei einem Temperaturunterschied von 125 °C relativ gering. Die Auswirkung auf das Reset- und Partition-Rauschen wird nun näher untersucht.

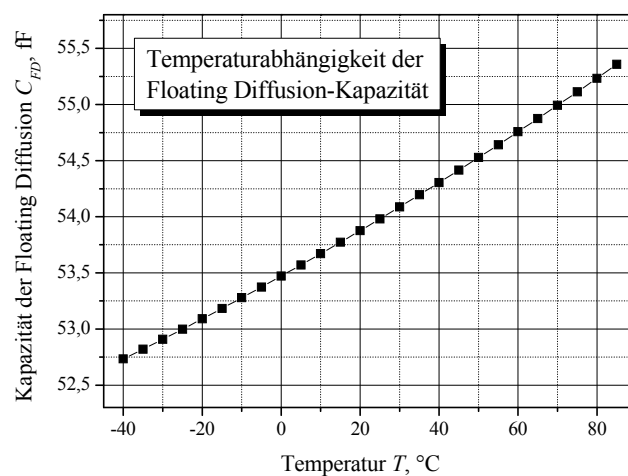


Abbildung 6.16: Temperaturabhängigkeit der Floating Diffusion-Kapazität C_{FD}

Temperaturabhängigkeit des weißen Rauschens (kompletter analoger Auslesepfad)

Im nächsten Schritt soll die Temperaturabhängigkeit des weißen Rauschens des kompletten analogen Auslesepfades (s. Abbildung 6.6) betrachtet werden. Niederfrequente Rauschanteile wie das $1/f$ -Rauschen werden hierbei jedoch nicht näher betrachtet, da diese durch die Verwendung der *CDS*-Stufe kompensiert werden. Im Folgenden werden die

Rauschbetrachtungen zum $PG\ AP$ aus Kapitel 3.3.1 sowie der Ausleseelektronik (CDS -Stufe und Ausgangsbuffer) aus Kapitel 6.3 unter Berücksichtigung der Prozessparameter und Abmessungen ($A_{PG}=30\times 30\ \mu\text{m}^2$ und $A_{FD}=2,25\times 20\ \mu\text{m}^2$) des später gefertigten 3D-Sensors (s. Kapitel 7) verwendet. Der Abschwächungsfaktor der verwendeten Source-Folger-Schaltung beträgt hierbei laut Simulation $A_{SF}=0,85$ und die Sample- und Feedback-Kapazitäten C_S und C_F besitzen jeweils Werte von 1 pF, so dass sich ein Verstärkungsfaktor der CDS -Stufe (C_S/C_F) von Eins ergibt und dieser für die nachfolgenden Berechnungen zu vernachlässigen ist. Mit Hilfe der bereits hergeleiteten Formeln lassen sich so die in Abbildung 6.17 zusammengefassten Beiträge des Reset-, des Partition-, des Photonen-, des Dunkelstrom-, des Source-Folger- sowie des weißen Rauschens der CDS -Stufe (Gl. 6.36 und Gl. 6.46) bestimmen. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass bei den einzelnen Rauschbeiträgen, wenn nötig, die Source-Folger-Abschwächung A_{SF} zunächst noch nicht einbezogen worden ist. Ebenso wird erst bei der Berechnung des Gesamttauschens am Ausgang des Analogpfades die Verdopplung des weißen Rauschens durch die CDS -Stufe sowie das weiße Rauschen des Ausgangsbuffers berücksichtigt (vgl. Gl. 6.53).

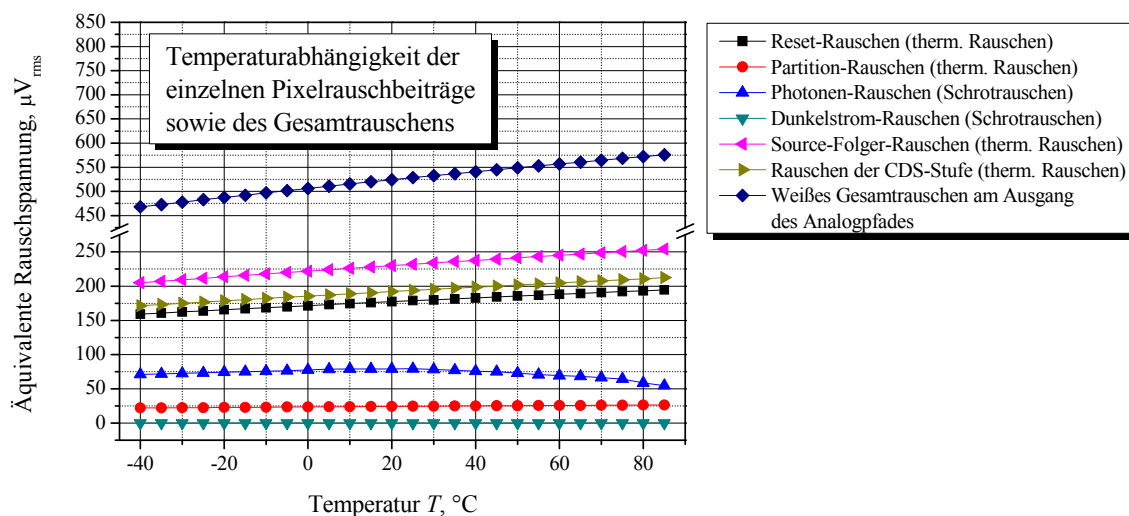


Abbildung 6.17: Temperaturabhängigkeit der verschiedenen Rauschbeiträge des analogen Auslesepfades

Auffällig ist hierbei das vernachlässigbare Dunkelstromrauschen des Photogates und der Floating Diffusion, welches aufgrund der sehr geringen Ströme in Summe maximal $0,02\ \mu\text{V}_{\text{rms}}$ beträgt.

Das abnehmende Photonen-Rauschen für die Wellenlänge $\lambda=905\ \text{nm}$ bei steigenden Temperaturen resultiert aus der sinkenden spektralen Empfindlichkeit der MOS -Struktur des

ToF-Pixels bei Erwärmung des Sensors (vgl. Abbildung 6.12). Mit äquivalenten Rauschspannungen von $50 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ bis $75 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ liefert das Photonen-Rauschen allerdings einen eher geringen Beitrag zum Gesamtrauschen.

Das weiße Reset-Rauschen hingegen besitzt die drittgrößte äquivalente Rauschspannung, welche aufgrund der linearen Temperaturabhängigkeit (s. Gl. 3.17) von ca. $159 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ ($T=-40 \text{ }^\circ\text{C}$) auf bis zu $194 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ ($T=+85 \text{ }^\circ\text{C}$) ansteigt. Das im direkten Zusammenhang mit dem Reset-Vorgang stehende Partition-Rauschen ist ebenfalls linear von der Temperatur abhängig (s. Gl. 3.19), äußert sich aber in einer im Vergleich zum Reset-Rauschen um den Faktor 4-5 reduzierten äquivalenten Rauschspannung von ca. $25 \mu\text{V}_{\text{rms}}$.

Einen deutlich größeren Einfluss besitzt das Rauschverhalten der Transistoren, welches ebenfalls linear mit der Temperatur skaliert. So liegt das weiße Rauschen der Source-Folger-Schaltung mit Werten von $205 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ bis $255 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ noch oberhalb des Reset-Rauschens und liefert den größten Rauschbeitrag, gefolgt vom Rauschen der *CDS*-Stufe (s. Gl. 6.46) mit Rauschspannungen von $175 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ bis $210 \mu\text{V}_{\text{rms}}$.

Die sechs bisher beschriebenen Rauschbeiträge lassen sich unter Berücksichtigung der Source-Folger-Dämpfung A_{SF} , des Verstärkungsfaktors der *CDS*-Stufe ($C_S/C_F=1$), der Rauscheigenschaften der *CDS*-Stufe (Verdopplung des weißen Rauschens) sowie des Rauschens des Ausgangsbuffers gemäß Gl. 6.53 zum Gesamtrauschen am Ausgang zusammenfassen. Das weiße Gesamtrauschen besitzt eine lineare Temperaturabhängigkeit, beträgt bei $T=-40 \text{ }^\circ\text{C}$ ca. $488 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ und erreicht eine maximale Rauschspannung von $595 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ ($T=+85 \text{ }^\circ\text{C}$).

Als Fazit der Betrachtungen des temperaturabhängigen Rauschverhaltens bleibt festzuhalten, dass der Sensor möglichst bei Raumtemperatur betrieben (äquivalente Rauschspannung am Ausgang beträgt ca. $530 \mu\text{V}_{\text{rms}}$) und für die Anwendung bei höheren Temperaturen über eine sinnvolle Kühlung des Sensors nachgedacht werden sollte.

Temperaturabhängigkeit der Schwellenspannung der Transistoren

Das bereits eingangs erwähnte Temperaturverhalten der Transistoren wird im Folgenden anhand des im Schaltungssimulator *Cadence*® verwendeten *BSIM3v3*-Transistormodells untersucht. In Abbildung 6.18 ist dazu exemplarisch die Eingangskennlinie eines selbstleitenden *NMOS*-Transistors dargestellt, der als Source-Folger-Transistor in der Pixelausleseelektronik dienen soll. Die Simulation der Eingangskennlinie für drei Temperaturen ($-40 \text{ }^\circ\text{C}$, $27 \text{ }^\circ\text{C}$ und $85 \text{ }^\circ\text{C}$) zeigt, dass sich hierbei die Schwellenspannung U_T

nicht signifikant ändert. Vielmehr ist der steigende Drainstrom I_D bei sinkenden Temperaturen auffällig. Dieses Verhalten kann durch die erhöhte Ladungsträgerbeweglichkeit und die verbesserten Transporteigenschaften innerhalb des Kanalgebietes bei niedrigen Temperaturen begründet werden [Spi06]. Dadurch erhöht sich ebenfalls die Steilheit g_m des Transistors und verändert maßgeblich den DC-Arbeitspunkt. Bei der Simulation komplexer Schaltungen sollte demnach der komplette Temperaturbereich der gewünschten Anwendung berücksichtigt werden.

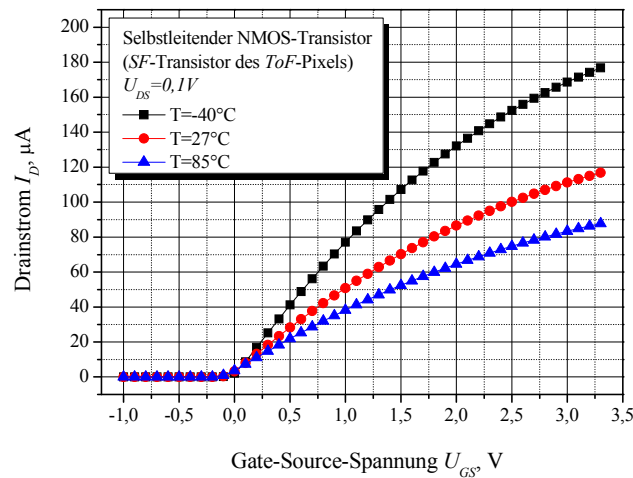


Abbildung 6.18: Temperaturabhängigkeit der Eingangskennlinie eines selbstleitenden *NMOS*-Transistors

Am Beispiel der Source-Folger-Schaltung des *ToF*-Pixels (bestehend aus dem Source-Folger-Transistor (M_1) und den Transistoren (M_2 und M_3) eines Stromspiegels, s. Abbildung 6.19) wird das Temperaturverhalten eines Schaltungsblocks des 3D-Sensors untersucht.

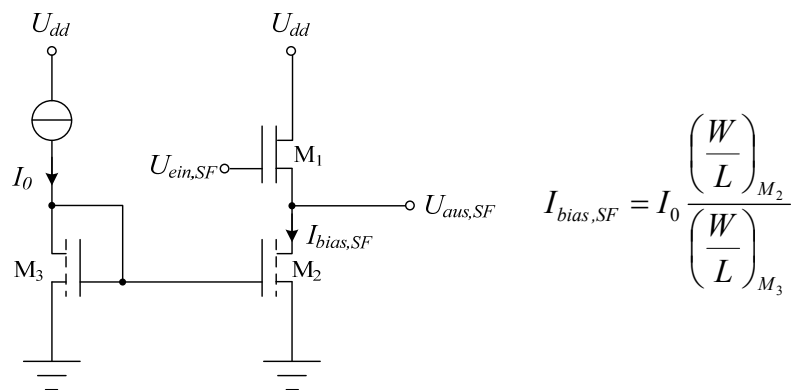


Abbildung 6.19: Source-Folger-Schaltung inkl. Stromspiegel

Die in Abbildung 6.20a dargestellte Übertragungscharakteristik zeigt, dass der simulierte Source-Folger robust gegenüber Temperaturveränderungen reagiert und im Bereich von $T=-40\text{ °C}$ bis $+85\text{ °C}$ keine erheblichen Einflüsse auf dessen Funktionalität zu erkennen sind. So ergibt sich im betrachteten Temperaturbereich ein Anstieg von $0,16\text{ mV/°C}$ (für $U_{\text{ein,SF}}=2,2\text{ V}$), der in einer temperaturabhängigen Offsetspannung resultiert, welche jedoch mittels der nachgeschalteten *CDS*-Stufe kompensiert werden kann.

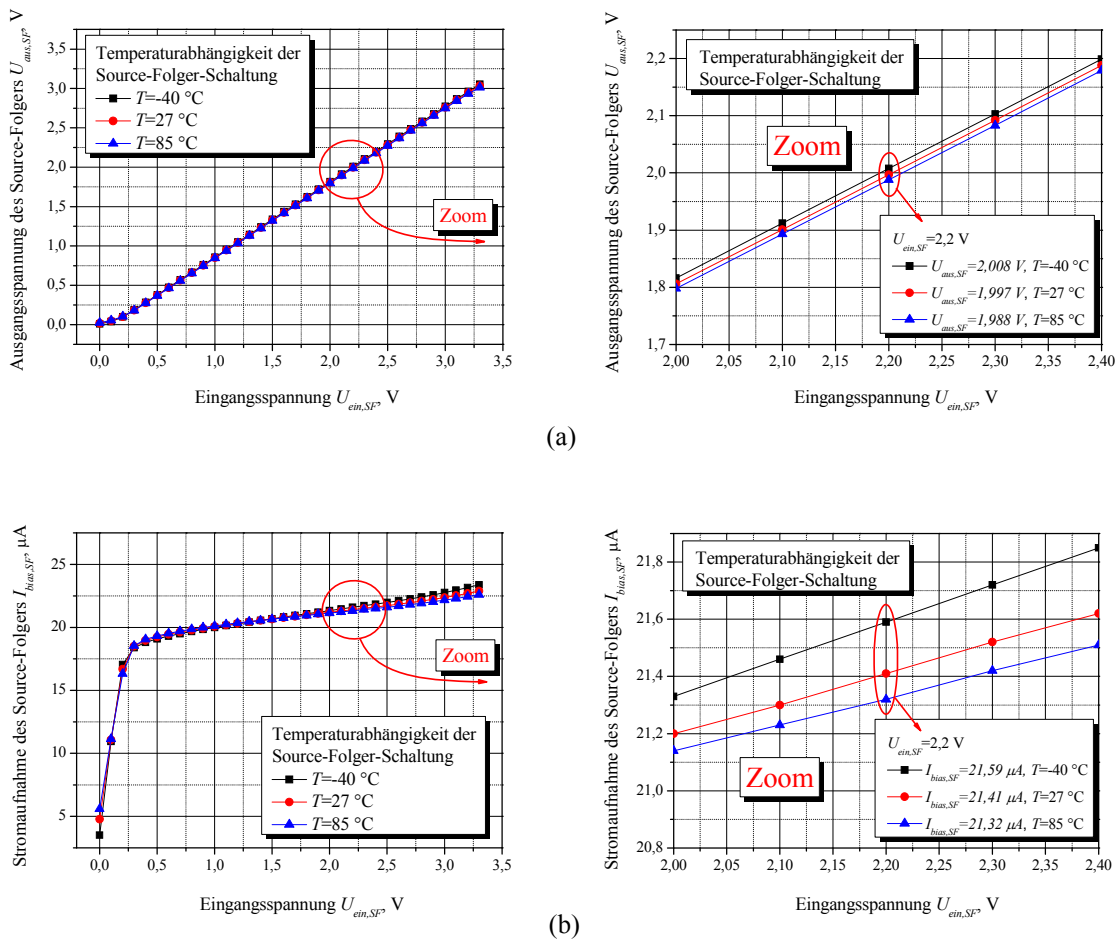


Abbildung 6.20: Temperaturabhängigkeit der Source-Folger-Schaltung:
(a) Übertragungscharakteristik und (b) Stromaufnahme

Auch die in Abbildung 6.20b gezeigte Stromaufnahme des Source-Folgers ändert sich im angegebenen Temperaturbereich kaum. Für eine Eingangsspannung von $U_{\text{ein,SF}}=2,2\text{ V}$ sinkt die Stromaufnahme $I_{\text{bias,SF}}$ um $0,00216\text{ }\mu\text{A/°C}$ ab.

Alle weiteren Schaltungsblöcke des 3D-Sensors, wie die *CDS*-Stufe und der Ausgangsbuffer, sind im Design ebenfalls robust gegenüber Temperaturschwankungen ausgelegt.

Temperaturabhängigkeit der Pixel-/Sensorkenngrößen

Als Abschluss dieses Kapitels werden die Temperaturabhängigkeiten der Pixel- bzw. Sensorkenngrößen bestimmt und diskutiert. Eine wichtige Sensorkenngröße ist die in den Gleichungen 2.66 und 2.68 definierte Responsivität \mathcal{R} des PG basierten Pixels, die angibt mit welcher Spannungsänderung der Sensor auf eine Änderung der Bestrahlungsstärke reagiert. Die Temperaturabhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit ist hier der maßgebliche Faktor der auch das Temperaturverhalten der Responsivität bestimmt, wie in Abbildung 6.21 für die Wellenlänge $\lambda=905$ nm zu erkennen ist. Die maximale Responsivität wird demnach bei Raumtemperatur mit einem Wert von $155 \mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$ erzielt und nimmt sowohl mit sinkenden als auch mit steigenden Temperaturen kontinuierlich ab. Bei $T=+85$ °C wird mit $\mathcal{R}=73 \mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$ die minimale Responsivität erreicht, was einer Reduzierung von ca. 50 % im Vergleich zum Betrieb des Sensors bei Raumtemperatur bedeutet.

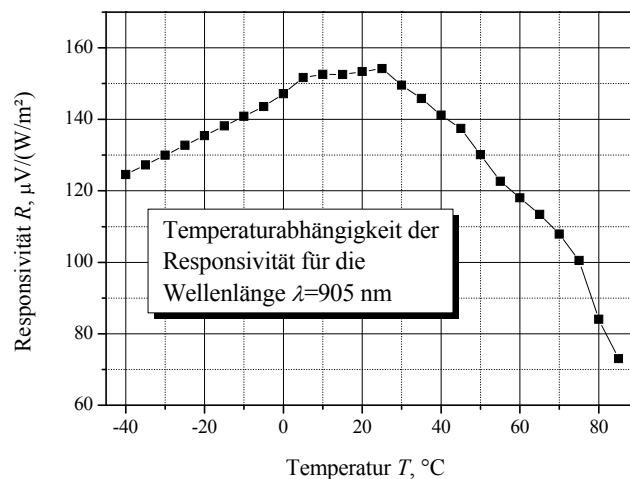


Abbildung 6.21: Temperaturabhängigkeit der Responsivität \mathcal{R}

Mit Hilfe der Responsivität und des Gesamttrauschens am Ausgang des Sensors lässt sich dessen Noise Equivalent Power (NEP) gemäß Gl. 2.71 bestimmen. Aufgrund der optimalen Responsivität bei Raumtemperatur ergibt sich hierfür auch der minimale NEP -Wert von ca. $4,5 \text{ W}/\text{m}^2$. Bei steigenden Temperaturen wird der lineare Anstieg des Gesamttrauschens dominant, so dass bei $T=80$ °C NEP -Werte von $10 \text{ W}/\text{m}^2$ und mehr zu erwarten sind (s. Abbildung 6.22). Durch die abnehmende Responsivität der ToF -Pixelstruktur bei Abkühlung, steigt der NEP -Wert bei sinkenden Temperaturen auf bis zu $5 \text{ W}/\text{m}^2$ an.

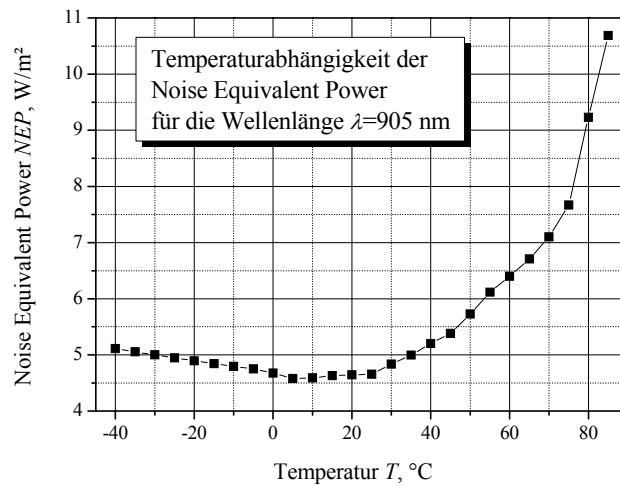


Abbildung 6.22: Temperaturabhängigkeit der Noise Equivalent Power NEP

Weitere wichtige Sensorkenngrößen, wie das Signal-to-Noise-Ratio (SNR) und die Dynamic Range (DR), sind in Abbildung 6.23 dargestellt.

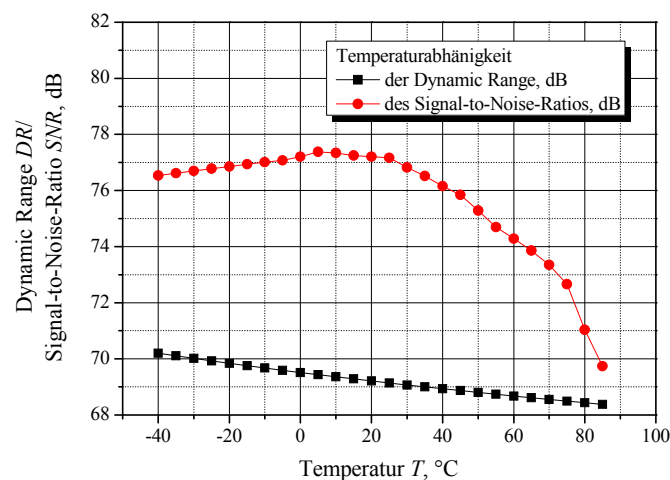


Abbildung 6.23: Temperaturabhängigkeit der Dynamic Range DR und des Signal-to-Noise-Ratios SNR

Das SNR wird gemäß Gl. 2.70 definiert und erreicht ähnlich wie die Responsivität und die Noise Equivalent Power ihren optimalen Wert von ca. 77 dB bei einer Temperatur von $T=20$ °C. Für niedrigere Temperaturen verringert sich das SNR aufgrund der abnehmenden spektralen Empfindlichkeit des Sensors, für Temperaturen größer 20 °C wird das Gesamttrauschen des Sensors dominant und vermindert das SNR auf Werte unter 70 dB.

Die Temperaturabhängigkeit der DR hingegen ist nicht derart ausgeprägt. Für einen maximalen Ausgangsspannungshub von 2 V sinkt die DR um weniger als 2 dB aufgrund des ansteigenden Sensorrauschens bei höheren Temperaturen.

Temperaturabhängigkeit der Tiefenauflösung des 3D-Sensors

Die theoretischen Betrachtungen zur Tiefenauflösung des 3D-Sensors in Kapitel 6.2.1 haben gezeigt, dass die Standardabweichung der Messdistanz σ_d von der Noise Equivalent Power abhängig ist (s. Gl. 6.7) und somit auch von der Temperatur. Für den Fall einer Bestrahlungsstärke von $\Phi_{ph}=6000 \text{ W/m}^2$, einer photoaktiven Fläche $A_{ph}=900 \text{ }\mu\text{m}^2$, einer Integrationszeit von $T_{int}=30 \text{ ns}$ und einer Blendenzahl $k_{Blende}=0,8$ ergibt sich der in Abbildung 6.24 dargestellte Verlauf der Standardabweichung σ_d für 1-, 2- und 4-fache Laserpulsung. Die Transmittanz der verwendeten Linse τ_{Linse} sowie die Reflektanz des bestrahlten Objektes r ist hierbei als Eins angenommen worden. Bei einfacher Laserpulsung und Raumtemperatur liegt der theoretisch berechnete Wert für σ_d bei ca. 0,86 cm und steigt auf bis zu 2 cm bei Temperaturen um die $80 \text{ }^\circ\text{C}$ an. Durch N -fache Laserpulsung lässt sich die Standardabweichung σ_d um den Faktor $1/\sqrt{N}$ minimieren (s. Gl. 6.8). So besitzt σ_d bei Raumtemperatur und 4-facher Laserpulsung einen Wert von 0,43 cm und steigt bei einer Temperatur $T=+85 \text{ }^\circ\text{C}$ auf maximal 1 cm an.

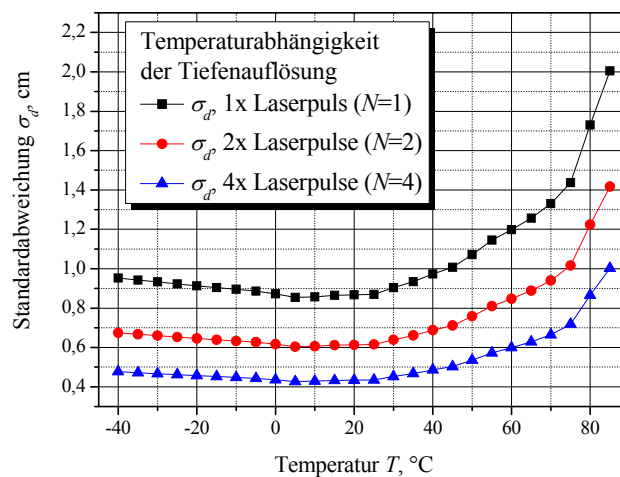


Abbildung 6.24: Temperaturabhängigkeit der Tiefenauflösung

7 Charakterisierung des hergestellten 3D-Time-of-Flight-Sensors

Nach den theoretischen Betrachtungen zur Realisierung eines 3D-Time-of-Flight-Sensors basierend auf Photogate-Pixelstrukturen wird in diesem Kapitel der hergestellte 3D-Sensor hinsichtlich seiner optischen und elektrischen Performance charakterisiert. Abbildung 7.1 zeigt die prozessierte 4x16-ToF-Pixelmatrix als Blockschaltbild bestehend aus vier 4x4-Pixelblöcken, die sich in ihrem Layout bezüglich der Floating Diffusion-Abmessungen und des gewählten Prozessquerschnittes unterscheiden. Die Source-Folger-Ausgänge jedes einzelnen Floating Diffusion-Knotens können hierbei zeilen- und spaltenweise durch eine Schaltmatrix und durch Spalten-Multiplexer adressiert und wahlweise auf eine der beiden vorhandenen CDS-Stufen oder direkt auf den analogen Monitorausgang geschaltet werden. Die drei Ausgangssignale („CDS1 out“, „CDS2 out“ und „Analog Out“) werden schließlich mit Hilfe eines 3-Kanal-Buffers zum Ausgangspad getrieben.

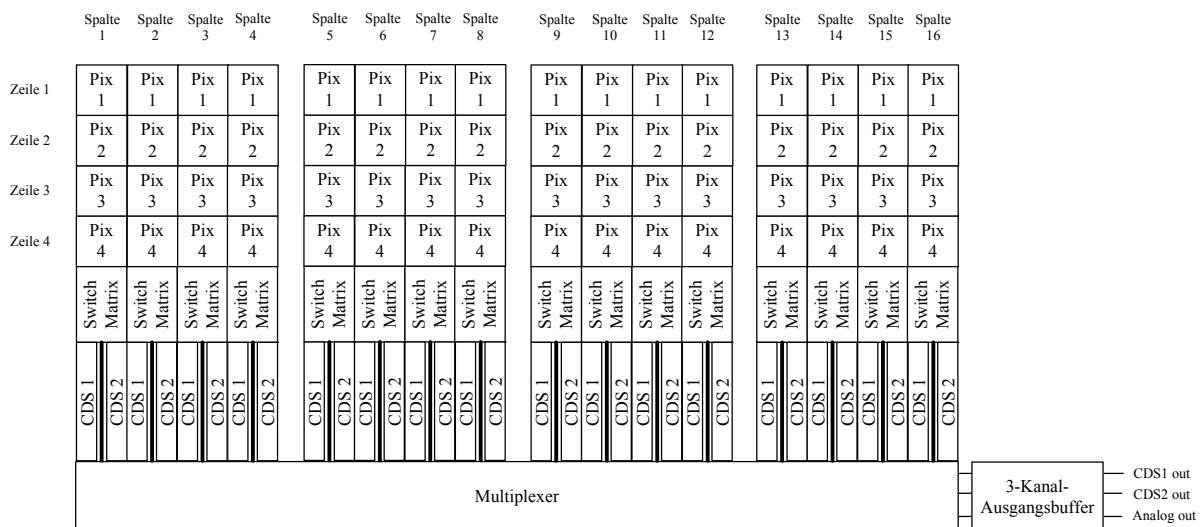


Abbildung 7.1: Blockschaltbild der hergestellten ToF-Pixelmatrix

Die Pixel der 4x4-Matrizen sind nach dem in Abbildung 6.3 gezeigten Querschnitt hergestellt worden. Die Abmessung der Photogatefläche beträgt dabei $A_{PG}=30 \times 30 \mu\text{m}^2$ bei variierenden Floating Diffusion-Flächen von $A_{FD}=20 \times 1,5$ bis $20 \times 9 \mu\text{m}^2$ und einer Transfer-Gate-Länge von $L_{TG}=3 \mu\text{m}$. Exemplarisch ist in Abbildung 7.2b ein solches ToF-Pixel als Cadence®-Layout dargestellt. Der komplette Chip ist als Photographie in Abbildung 7.2a zu sehen.

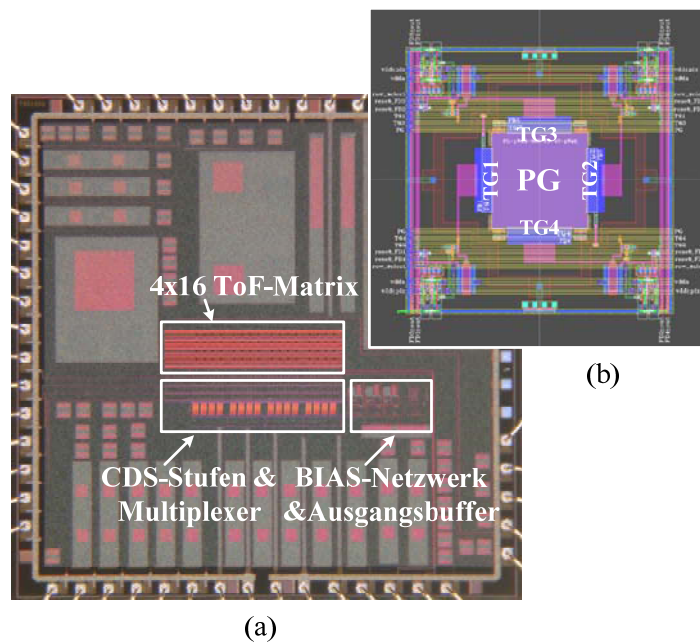
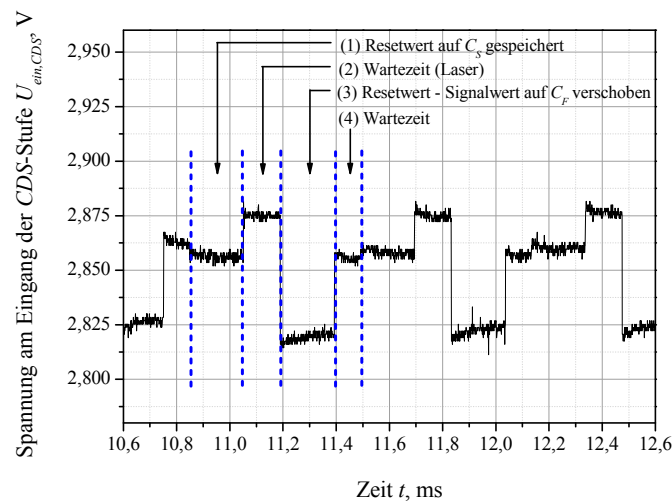


Abbildung 7.2: Chipfoto des prozessierten 4x16-PG-ToF-Testchips (a) und Layout des PG basierten ToF-Pixels (b)

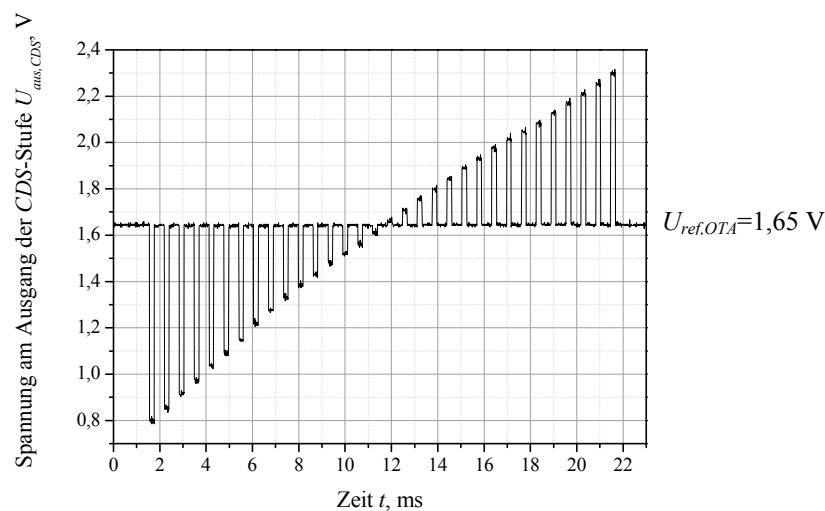
7.1 Charakterisierung der analogen Ausleseelektronik

In diesem Unterkapitel wird die Funktionalität der analogen Ausleseelektronik (s. Abbildung 6.6) untersucht. Wesentlicher Bestandteil der Ausleseschaltung ist hierbei die *CDS*-Stufe, die einerseits die Differenzbildung von Signalwerten ermöglicht und andererseits die Option der Mehrfachakkumulation der generierten Ladungspakete bereitstellt, um so das Rauschen des 3D-Sensors zu minimieren und den Dynamikbereich gleichzeitig zu erhöhen. Für eine beispielhafte 32fache Akkumulation wird im Folgenden mit der Floating Diffusion *FDI* nur einer der Ausleseknotten betrachtet. Die entsprechenden Ein- und Ausgangsspannungen der *CDS*-Stufe ($U_{\text{ein},\text{CDS}}$, $U_{\text{aus},\text{CDS}}$) sind in Abbildung 7.3 dargestellt. Im ersten Auslesezyklus des sogenannten „TrueCDS“-Betriebes wird der Resetwert an der Floating Diffusion *FDI* aufgenommen und auf der Sample-Kapazität C_S gespeichert (s. Abbildung 7.3a/1). Im Anschluss daran wird ein Laserpuls ($T_{\text{pulse}}=30$ ns) emittiert und zeitgleich das „Shutter“-Zeitfenster T_{TG1} derart geöffnet, dass der komplette Laserpuls in *FDI* enthalten ist (s. Abbildung 7.3a/2). Nach einer gewissen Wartezeit wird dann die Differenzbildung zwischen dem vom Laser erzeugten Signalwert und dem Resetwert durchgeführt und das entsprechende Ladungspaket auf die Feedback-Kapazität C_F verschoben

(s. Abbildung 7.3a/3). Nach einer weiteren Wartezeit beginnt dieser Vorgang wieder bei der Aufnahme des Resetwertes (s. Abbildung 7.3a/4). Auf diese Weise entsteht bei der in dieser Beispielmessung gegebenen Bestrahlungsstärke ($\Phi_{ph}=3000 \text{ W/m}^2$) ein Spannungspaket von ca. 50 mV, welches nun in der CDS-Stufe aufakkumuliert wird (s. Abbildung 7.3b). Beginnend bei einer Referenzspannung $U_{ref,CDS}=0,73 \text{ V}$ erzeugt die 32fache Aufintegration so einen Gesamtspannungshub am Ausgang der CDS-Stufe von 1,5675 V. Nahe der Referenzspannung $U_{ref,OTA}=1,65 \text{ V}$ zeigt die Akkumulation ein lineares Verhalten, im Bereich oberhalb von 2,1 V und unterhalb von 1,1 V am CDS-Eingang ist jedoch ein gewisser Linearitätsfehler zu beobachten, der sich durch Kalibrierung des Sensors aber eliminieren lässt.



(a)



(b)

Abbildung 7.3: Eingangs- (a) und Ausgangsspannung (b) der CDS-Stufe bei 32facher Akkumulation

7.2 Transfereigenschaften des *ToF*-Pixels

Nach der erfolgreichen Inbetriebnahme der Ausleseelektronik werden in diesem Kapitel die Transfereigenschaften des *ToF*-Pixels untersucht. Dazu wird eine der vier Floating Diffusions (*FDI*) und das zugehörige Transfer-Gate (*TGI*) verwendet, um den emittierten Laserpuls aufzunehmen und die korrespondierende Ladung in der Floating Diffusion zu speichern. In Abhängigkeit der Transferzeit T_{TGI} und der Laserpulsbreite T_{pulse} ergibt sich der in Abbildung 7.4 gezeigte Spannungshub am entsprechenden Source-Folgerausgang ΔU_{FDI} .

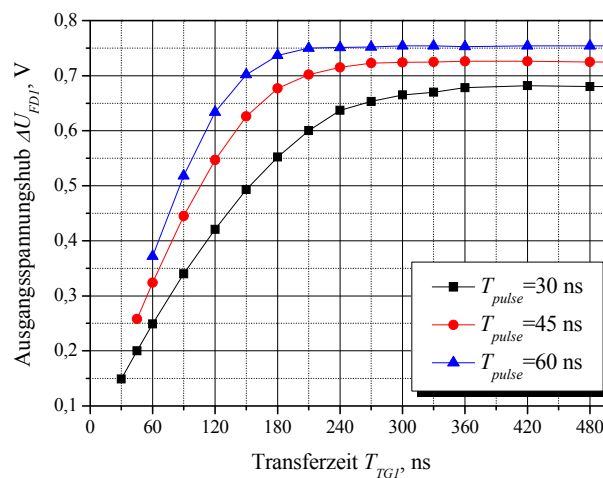


Abbildung 7.4: Transfereigenschaft für verschiedene Laserpuls- (T_{pulse}) und Transferzeiten (T_{TG})

Für den gewünschten Betrieb des 3D-Sensors (Laserpulszeit $T_{pulse}=30$ ns und Transferzeit $T_{TGI}=30$ ns) liefert der Source-Folgerausgang einen Spannungshub von $\Delta U_{FDI}=0,149$ V. Wird die Transferzeit bei konstant gehaltener Laserpulszeit allerdings verlängert, so steigt der Spannungshub auf 0,682 V nach ca. 420 ns an und sättigt dann. Dieses lässt darauf schließen, dass erst zu diesem Zeitpunkt alle thermisch und photogenerierten Ladungsträger die Floating Diffusion erreicht haben. Bezogen auf das kurze Transferfenster ($T_{TGI}=30$ ns) bedeutet das einen Verlust von fast 80 % an generierten Ladungsträgern. Mit der Verlängerung des Laserpulses und der Transferzeit auf $T_{pulse}=T_{TGI}=45$ ns lässt sich dieser Transferverlust auf ca. 65% minimieren. Mit der maximal einstellbaren Laserpulslänge von 60 ns und entsprechender Transferzeit kann der Ladungsträgerverlust sogar auf 50 % reduziert werden. Messungen der Distanz im folgenden Unterkapitel zeigen, dass man diesen Effekt durchaus tolerieren kann und durch Korrektur des Transferverlustes sinnvolle Messwerte erzielt werden.

7.3 Distanzmessungen

Mit dem in Anhang C beschriebenen Messplatz ist es nicht möglich, die Distanz zwischen Messobjekt und 3D-Sensor zu variieren und eine direkte Distanzmessung durchzuführen. Um dennoch Distanzmessungen emulieren zu können, wird auf dem Testboard eine Laufzeitverzögerung T_D zwischen dem Aussenden des Laserpulses und dessen Aufnahme mittels eines Verzögerungsgliedes (zeitliche Auflösung 1ns) realisiert. Auf diese Weise lässt sich die Charakteristik der *ToF*-Pixel bei verschiedenen Zeitverzögerungen T_D bestimmen. Dazu wird, wie in Abbildung 7.5 dargestellt, die Differenz der Floating Diffusion-Spannungen ΔU_{FD1} und ΔU_{FD2} als Maß für die korrekte Funktionsweise der *ToF*-Aufnahme betrachtet.

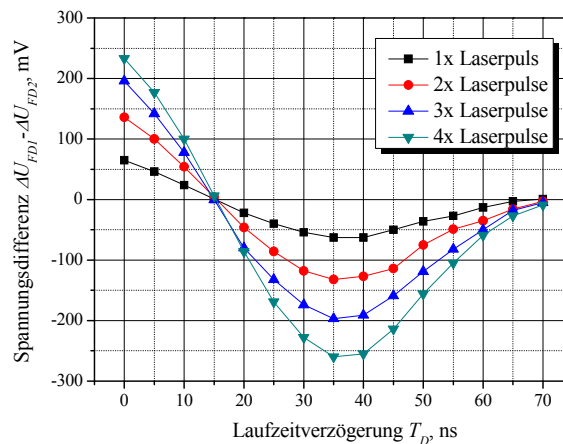


Abbildung 7.5: Spannungsdifferenz $\Delta U_{FD1} - \Delta U_{FD2}$ in Abhängigkeit der Laufzeitverzögerung T_D bei Mehrfachlaserpulsung ($T_{pulse}=30$ ns)

Für einen Laserpuls der Breite $T_{pulse}=30$ ns und bei entsprechenden direkt auf einander folgenden Transferzeiten $T_{TG1}=T_{TG2}=30$ ns (vgl. Abbildung 6.9) sollte bei nicht vorhandener Laufzeitverzögerung ($T_D=0$ ns) die komplette vom Laserpuls erzeugte Ladungsmenge in Floating Diffusion *FD1* transferiert werden, so dass die Spannungsdifferenz $\Delta U_{FD1} - \Delta U_{FD2}$ bei $T_D=0$ ns ihr Maximum besitzt. Aus Abbildung 7.5 ist zu entnehmen, dass dieses Maximum erwartungsgemäß bei $T_D=0$ ns zu finden ist und einen Wert von 65 mV besitzt. Für eine Zeitverzögerung von 15 ns schneiden beide „Shutter“-Zeitfenster T_{TG1} und T_{TG2} den Laserpuls genau zur Hälfte an, so dass sich in beiden Floating Diffusions exakt die gleiche Ladungsmenge befindet. Die resultierende Spannungsdifferenz $\Delta U_{FD1} - \Delta U_{FD2}$ ist

dementsprechend gleich Null. Bei Laufzeitverzögerungen größer $T_D/2=15$ ns verlässt der Laserpuls das erste „Shutter“-Fenster T_{TG1} und zum Zeitpunkt $T_D=T_{pulse}=30$ ns sollte das Minimum der Spannungsdifferenz $\Delta U_{FD1}-\Delta U_{FD2}$ erreicht werden, da zu diesem Zeitpunkt die komplette, vom Laser generierte Ladung, zur Floating Diffusion $FD2$ transferiert wird. Die Messungen zeigen allerdings, dass sich dieses Minimum mit einem Wert von -63 mV in Richtung $T_D=35-37$ ns verschoben hat. Der Zeitpunkt $T_D=2T_{pulse}=60$ ns, an dem der Laserpuls das zweite „Shutter“-Fenster T_{TG2} verlassen sollte, ist ebenfalls verschoben. Erst nach ca. 65-70 ns wird die Spannungsdifferenz $\Delta U_{FD1}-\Delta U_{FD2}$ zu Null. Diese Unsymmetrie der Kurve führt bei Ermittlung der Messdistanz unweigerlich zu Fehlern, welche allerdings bei bekanntem Versatz durch eine Korrekturfunktion eliminiert werden können. Darüber hinaus ist anhand der weiteren Kurvenverläufe in Abbildung 7.5 die Mehrfachakkumulation innerhalb der Floating Diffusions $FD1$ und $FD2$ zu beobachten. Bei 1- bis 4-facher Laserpulsung skaliert das in den Floating Diffusions gespeicherte Ladungspaket annähernd linear mit der Anzahl der Laserpulse. So liefert der vierfache Laserbeschuss der ToF -Struktur mit einem $\Delta U_{FD1}-\Delta U_{FD2}$ von -264 mV eine etwa viermal so große Spannungsdifferenz im Vergleich zum Einzelpuls. Zur Untersuchung der Linearität der Mehrfachakkumulation ist in Abbildung 7.6 der Betrag der Spannungsdifferenz $\Delta U_{FD1}-\Delta U_{FD2}$ als Funktion der Laserpulsanzahl bei der Laufzeitverzögerung $T_D=35$ ns gezeigt. Hierbei ist zu erkennen, dass bei der hier verwendeten, maximalen Bestrahlungsstärke des Lasers von ca. 6000 W/m² nach sechs Akkumulationen eine Sättigung der Floating Diffusions eintritt. Wird die Bestrahlungsstärke herunter skaliert, so lassen sich entsprechend mehr Akkumulationen im Pixel durchführen.

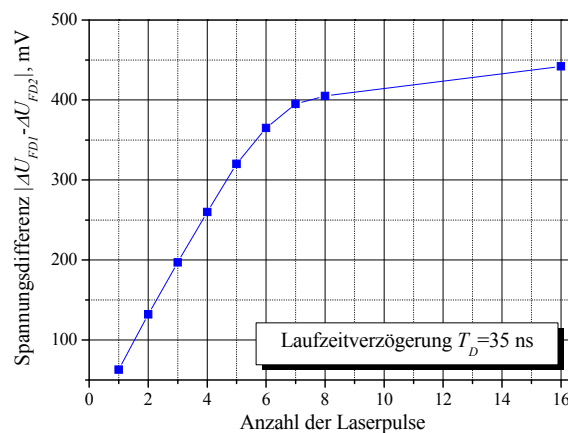


Abbildung 7.6: Betrag der Spannungsdifferenz $\Delta U_{FD1}-\Delta U_{FD2}$ in Abhängigkeit der Anzahl der Laserpulse bei fester Laufzeitverzögerung $T_D=35$ ns

In der folgenden Abbildung 7.7 sind die aus den Messungen ermittelten Distanzen gemäß der Gl. 6.17 bis 6.25 im Vergleich zur theoretisch zu erwartenden Entfernung für die 1- und 4-fache Laserpulsung dargestellt. Die bereits beschriebene, nicht ideale Transfercharakteristik ist dabei mittels einer Korrekturfunktion in akzeptabler Weise eliminiert worden, so dass sich eine gute Übereinstimmung von Theorie und Messung ergibt. Allerdings sei an dieser Stelle angemerkt, dass zunächst der Nachweis der prinzipiellen Funktionalität der *ToF*-Struktur im Vordergrund steht und noch genügend Spielraum für die Optimierung der Datenaufbereitung und Distanzermittlung vorhanden ist.

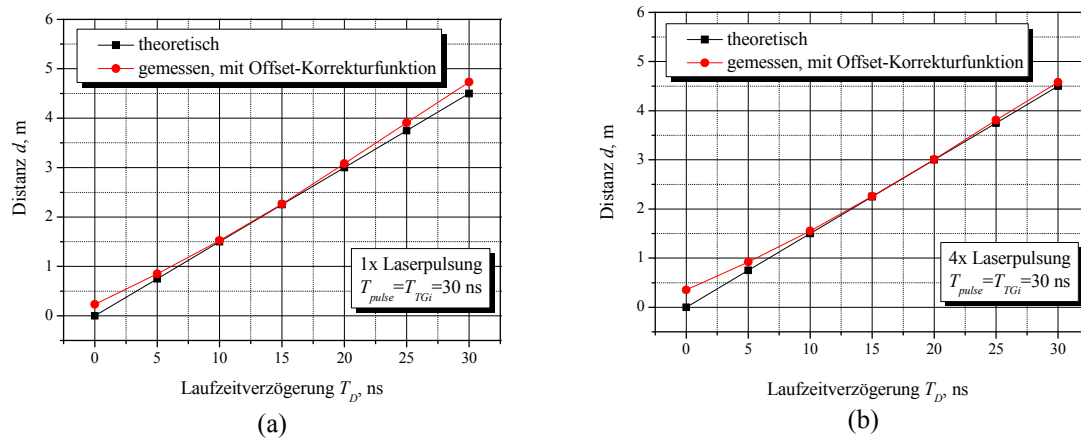


Abbildung 7.7: Theoretische und anhand der Messdaten ermittelte Distanz in Abhängigkeit der Laufzeitverzögerung T_D für a) 1x Laserpulsung und b) 4x Laserpulsung

Die Genauigkeit der Distanzmessung wird anhand der Standardabweichung σ_d (s. Abbildung 7.8) ersichtlich.

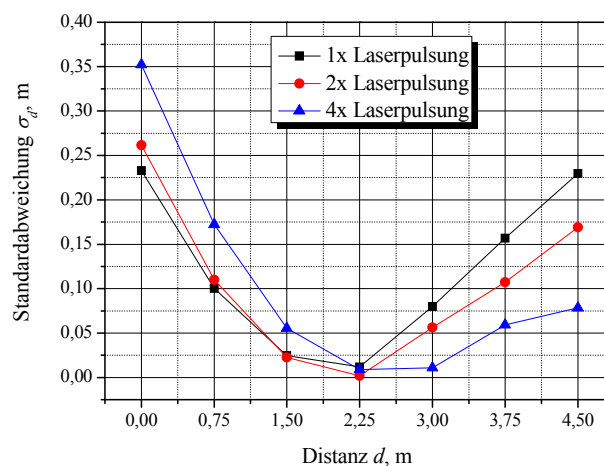


Abbildung 7.8: Standardabweichung σ_d der Distanzbestimmung

Hierbei zeigt sich, dass im Messbereich von 2,25 m und 4,5 m und bei 4-fach Laserpulsung die Standardabweichung unter 10 cm liegt. Für Distanzen kleiner 2,25 m und für weniger Laserpulse ist die Standardabweichung noch deutlich zu hoch und muss zukünftig noch verbessert werden.

7.4 Messung der Sensorkenngrößen

In diesem Kapitel werden die Pixelkenngrößen wie die Responsivität \mathcal{R} , die Noise Equivalent Power (NEP) und die Dynamic Range (DR) anhand von Messungen experimentell bestimmt.

Responsivität des 3D-Sensors

Die in den Gl. 2.66 und 2.68 definierte Responsivität \mathcal{R} ist für den vorliegenden 3D-Sensor für Bestrahlungsstärken bis zu $\Phi_{ph}=6000 \text{ W/m}^2$ bestimmt worden. In Abbildung 7.9 ist der Spannungshub ΔU_{FDI} an der Floating Diffusion FDI als Funktion der Bestrahlungsstärke bei einfacher Laserpulsung ($T_{pulse}=T_{TGI}=30 \text{ ns}$) aufgetragen.

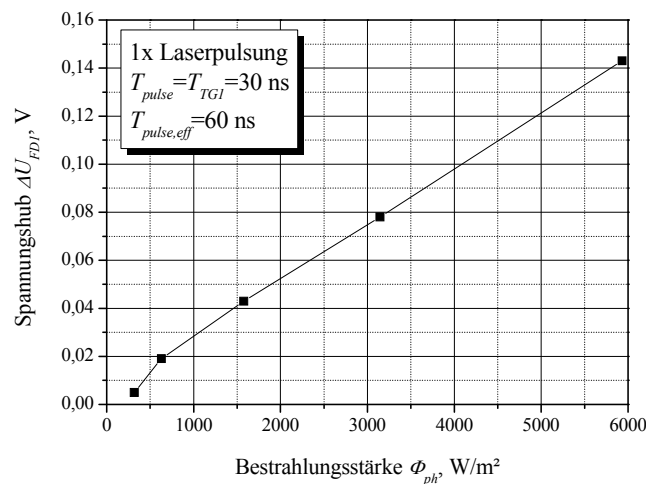


Abbildung 7.9: Responsivität der ToF-Pixelstruktur

Ab einer Bestrahlungsstärke von $\Phi_{ph}=500 \text{ W/m}^2$ ist der Kurvenverlauf linear und die Responsivität (Steigung der Kurve) beträgt $23,4 \mu\text{V}/(\text{W/m}^2)$. Für Bestrahlungsstärken kleiner 500 W/m^2 beträgt die Responsivität $44,7 \mu\text{V}/(\text{W/m}^2)$. Nach der theoretischen Abschätzung gemäß Gl. 2.68 sollte die Responsivität für die vorliegende ToF-Pixelstruktur ($C_{FD} \approx 18 \text{ fF}$ @ $3,3 \text{ V}$) $\mathcal{R} \approx 252 \mu\text{V}/(\text{W/m}^2)$ betragen. Dieses entspricht einer 5-10-fach

reduzierten gemessenen Responsivität im Vergleich zur theoretisch berechneten. Gründe hierfür sind in der bereits in Kapitel 7.2 beschriebenen nicht idealen Transfereigenschaften der *ToF*-Pixelstruktur und der Charakteristik des Laserpulses (s. Anhang C.2) zu suchen. Unter Berücksichtigung des festgestellten Ladungsverlustes beim Transfervorgang für $T_{pulse}=T_{TGI}=30$ ns von fast 80 % und aufgrund der Form des Laserpulses lässt sich somit die reduzierte Responsivität erklären.

Rauschen am Ausgang des 3D-Sensors

Im Vergleich zu dem in Kapitel 6.3.6 theoretisch berechneten Rauschen am Ausgang des 3D-Sensors von $528 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ ergeben die Messungen einen doch deutlich höheren Wert von ca. $\sqrt{u_{n,ges,aus}^2} = 1 \text{ mV}_{\text{rms}}$ am analogen Ausgangsbuffer des Sensors. Eine mögliche Ursache hierfür ist in der Auflösungsgrenze des Messequipments zu suchen, die im Bereich von einem mV liegt. Bei näherer Betrachtung der Versorgungsspannung fällt allerdings auch ein erhöhtes Rauschen an U_{dd} mit einem Wert von ca. $1,3 \text{ mV}_{\text{rms}}$ auf. Beim Betrieb des 3D-Sensors ohne Verwendung der *CDS*-Stufe ergibt sich das in Abbildung 7.10 gezeigte Ersatzschaltbild für den analogen Auslesepfad, welches verdeutlicht, wie das Rauschen der Versorgungsspannung $\overline{u_{n,Udd}^2}$ in den Signalzweig eingekoppelt wird.

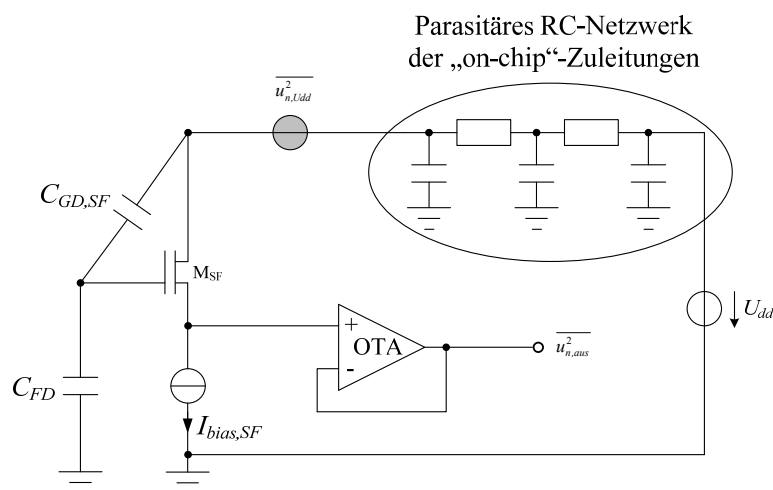


Abbildung 7.10: Ersatzschaltbild zur Beschreibung des Rauschens der Versorgung U_{dd}

Durch das parasitäre RC-Netzwerk der Versorgungszuleitungen und Übersprechen entsteht die Rauschspannung $\overline{u_{n,Udd}^2}$, die über den durch $C_{GD,SF}$ und C_{FD} gebildeten kapazitiven Spannungsteiler am Eingang des als „Eins“-Verstärkers arbeitenden *OTAs* anliegt und eine Rauschspannung von:

$$\overline{u_{n,aus}^2} = \left(\frac{C_{GD,SF}}{C_{FD} + C_{GD,SF}} \right)^2 \overline{u_{n,Udd}^2} \quad (\text{Gl. 7.1})$$

am Ausgang verursacht (Herleitung s. Anhang A.3). Für die gewählte Transistorgeometrie des Source-Folgers und einer Floating Diffusion-Kapazität C_{FD} von ca. 50 fF resultiert dieses in einer durch die Versorgungsspannung hervorgerufenen mittleren Rauschspannung von $\sqrt{\overline{u_{n,aus}^2}} = 444,4 \mu\text{V}_{\text{rms}}$. In der Summe mit dem zuvor berechneten Rauschwert von $528 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ kann so das gemessene Rauschen am Ausgang des Analogbuffers von ca. $1 \text{ mV}_{\text{rms}}$ erklärt werden. Darüber hinaus haben Messungen mit aktiver CDS-Stufe im „TrueCDS“-Betrieb (Subtraktion des Resetwertes vom Signalwert gemäß Herleitung in Kapitel 6.2.4) gezeigt, dass sich der Einfluss des Reset- und Partition-Rauschens eliminieren lässt. So ist am Ausgang der CDS-Stufe ein Rauschen von $766 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ gemessen worden, welches in etwa der Differenz von Gesamtrauschen (ca. 1 mV) und Reset- plus Partition-Rauschen ($258 \mu\text{V}_{\text{rms}}$) entspricht.

Noise Equivalent Power des 3D-Sensors

Die Berechnung der Noise Equivalent Power des 3D-Sensors erfolgt gemäß Gl. 2.71 unter Verwendung der gemessenen Rauschspannung am Ausgang und der ermittelten Responsivität. Ebenfalls wird der Ladungsträgerverlust beim Transport zur Floating Diffusion berücksichtigt, so dass sich für den Fall $T_{\text{pulse}}=T_{\text{TGI}}=30 \text{ ns}$ ein NEP-Wert von $4,46 \text{ W/m}^2$ ergibt [Spi09b].

Dynamic Range des 3D-Sensors

Die Dynamic Range des 3D-Sensors ist einerseits durch das Verhältnis von maximalem Spannungshub des Sensors zur äquivalenten Rauschspannung am Bufferausgang gegeben. Für den maximal gemessenen Spannungshub von $U_{FD}=0,75 \text{ V}$ und dem näherungsweise ermittelten Rauschen von $\sqrt{\overline{u_{n,ges,aus}^2}}=1 \text{ mV}_{\text{rms}}$ liefert dieses eine Dynamic Range von $57,14 \text{ dB}$ bei einfacher Laserpulsung. Bei Durchführung einer 2- bis 3-fachen Akkumulation auf der CDS-Stufe ließe sich die Dynamic Range auf bis zu $67,04 \text{ dB}$ erhöhen. Andererseits lässt sich die Dynamic Range anhand der minimal und maximal detektierbaren Distanz gemäß Gl. 6.15 bestimmen. Bei einer optimierten Standardabweichung von höchstens 1 cm würde sich so bei einer maximal detektierbaren Distanz von $4,5 \text{ m}$ eine Dynamic Range von $53,06 \text{ dB}$ ergeben.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sind Photodetektoren und Auslesekonzepte für die *ToF*-Bildsensorik in einer 0,35 μm -Standard-*CMOS*-Technologie untersucht und ein neuartiges *ToF*-Pixelkonzept anhand eines Sensorarrays verifiziert worden.

Nach einer detaillierten Beschreibung der Grundlagen der *CMOS*-Bildsensorik sind Rauschbetrachtungen zu pn-Photodioden und Photogate basierten Active Pixel Strukturen durchgeführt und ein Rauschmodell für das Photogate basierte Active Pixel im Zeitbereich entwickelt worden. Hierbei ist besonderer Wert darauf gelegt worden, dass dieses Modell auch in einem Schaltungssimulator wie z.B. dem *Cadence*®-Framework einsetzbar ist. Neben den klassischen Rauschbeiträgen wie dem Reset-, dem Partition-, dem Photonen- und dem Dunkelstromrauschen eines Active Pixels (*AP*) beinhaltet das transiente Rauschmodell mit dem $1/f$ -Rauschen des Source-Folger-Transistors sowie dem Rauschen des Transfer-Gates auch in seiner Bestimmung komplexere Rauschbeiträge.

Im Folgenden sind die verschiedenen Methoden zur kontaktlosen Distanzbestimmung mit ihren Vor- und Nachteilen präsentiert worden. Speziell die verschiedenen Ausführungsformen der Time-of-Flight-(*ToF*)-Sensorik sind dabei betrachtet und der Stand der Technik herausgearbeitet worden.

Einer der Hauptschwerpunkte dieser Arbeit beschäftigt sich mit der ausgiebigen Untersuchung des am *Fraunhofer IMS* verfügbaren 0,35 μm -Standard-*CMOS*-Prozesses hinsichtlich seiner optischen Eigenschaften und Realisierungsmöglichkeiten für die *ToF*-Bildsensorik. Anhand zahlreicher Photodetektorteststrukturen sind sowohl elektrische Parameter wie Dunkelströme und Kapazitätsbeläge, als auch mit der spektralen Empfindlichkeit und dem Quantenwirkungsgrad optische Kenngrößen experimentell bestimmt worden. Ebenso sind Prozess- und Bauelementsimulationen mit den *Synopsys*®-*TCAD*-Tools für verschiedene Photogate (*PG*) und Pinned Photodiode (*PPD*) basierte *APs* durchgeführt und deren Performanceeigenschaften analysiert worden. Die Vergleichsanalyse von pn-Photodioden, Photogate und Pinned Photodioden basierten *APs* führt schließlich zu dem Ergebnis, dass das Pinned Photodiode *AP* für die *ToF*-Sensorik am besten geeignet ist. Neben der reduzierten Auslesekapazität C_{FD} und dem dadurch sehr geringen zur erwartenden Gesamtrauschen von 175 μV am Ausgang des Pixels, besitzt das *PPD AP* auch optimale

optische Eigenschaften mit einer spektralen Empfindlichkeit von $S=0,266$ A/W bei einer Wellenlänge von $\lambda=905$ nm, bei welcher der eingesetzte Laser des später gefertigten 3D-Sensors emittiert. Allerdings haben die *TCAD*-Bauelementsimulationen gezeigt, dass die Pinned Photodiode mit den derzeitigen, in der Technologie verfügbaren, Implantationen nicht realisierbar ist, da die n-Wanne der „vergrabenen“ Photodiode aufgrund einer zu hohen Donatordotierung nicht zu verarmen ist. Die zur Realisierung eines *PPD APs* notwendige technologische Entwicklung eines optimierten „Buried Channels“ ist bis zum Abschluss dieser Arbeit nicht vollendet, so dass die Pinned Photodiode nicht als *ToF*-Pixel zur Verfügung gestanden hat. Eine deutliche Verbesserung zur pn-Photodiode stellt aber auch das Photogate *AP* dar, welches mit einem reduzierten kT/C -Rauschen und einer vergleichbaren optischen Empfindlichkeit die Performance eines *ToF*-Sensors nach dem Stand der Technik übertrifft. Experimentelle Untersuchungen anhand von *PG AP*-Teststrukturen haben allerdings Geschwindigkeitsprobleme beim Ladungstransport und der Auslese der photogenerierten Ladungsträger aufgedeckt. Lösungsmöglichkeiten zur Verbesserung der Transfer- und Auslesegeschwindigkeit sind theoretisch und anhand von *TCAD*-Simulationen mit einem hochohmischen Photogate *AP* (*HR PG AP*) und einer Lateral Drift-Field Photodiode (*LDPD*) geliefert worden. Aufgrund der notwendigen Anpassungen der Technologie sind diese Strukturen jedoch nicht gefertigt worden.

Daher besteht der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit in der Realisierung eines Photogate basierten Time-of-Flight-Sensors mit Inkaufnahme der nicht idealen Transfer- und Ausleseigenschaften. Zunächst ist dazu ein neuartiges Pixel- und Auslesekonzept entwickelt worden, welches aus einem Photogate mit vier Transfer-Gates und vier zugehörigen Floating Diffusion-Ausleseknöten besteht. Mit Hilfe dieser Anordnung lässt sich der an einem 3D-Objekt zurückreflektierte Laserpuls entsprechend der Laufzeitverzögerung in zwei Floating Diffusions aufnehmen, in der dritten Floating Diffusion der Hintergrundlichtanteil bestimmen und zu allen anderen Zeitpunkten des Sensorbetriebes unerwünschte Ladungsträger mit der vierten Floating Diffusion abführen. Basierend auf diesem Konzept ist das Design einer 4×16 -*ToF*-Matrix inkl. *CDS*-Auslese zur „on-chip“-Hintergrundlichtunterdrückung erstellt und das Rausch- sowie das Temperaturverhalten des 3D-Sensors theoretisch analysiert worden.

Der entworfene 3D-Sensor ist schließlich in $0,35 \mu\text{m}$ -*CMOS*-Technologie gefertigt und hinsichtlich seiner Performance als *ToF*-Sensor charakterisiert worden. Hierbei ist untersucht worden, inwieweit sich die nicht idealen Transfereigenschaften auf die Distanzbestimmung

auswirken können. Dabei ist festgestellt worden, dass zwar ein Ladungsträgerverlust vorhanden ist, aber mit einem Laserpuls der Breite $T_{pulse}=30$ ns und einem entsprechenden „Shutter“-Zeitfenster von $T_{TG}=30$ ns Distanzmessungen durchgeführt werden können. Ebenfalls ist so die Funktionalität des neuartigen Auslesekonzeptes mit optimierter Hintergrundlichtunterdrückung erfolgreich nachgewiesen worden. Der 3D-Sensor besitzt eine Responsivität von $44,7 \mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)$ und unter Berücksichtigung des Ladungsverlustes beim Transfervorgang eine Noise Equivalent Power von $4,46 \text{ W}/\text{m}^2$.

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass ein Photogate basierter 3D-*ToF*-Sensor im $0,35 \mu\text{m}$ -*CMOS*-Prozess hergestellt und dessen Funktionalität erfolgreich nachgewiesen worden ist. Zukünftige Arbeit ist in der Entwicklung geschwindigkeitsoptimierter Pixelstrukturen zu suchen. Ansätze hierfür sind bereits mit dem *HR PG AP* und der *LDPD* aufgezeigt worden und warten auf ihre technologische Umsetzung. Weitere Optimierungsmöglichkeiten des 3D-Sensors ergeben sich in den Bereichen der Kalibrierung, der Signalverarbeitung und der Messsoftware.

Anhang

Anhang A Ergänzungen zur Schaltungsanalyse und zum Thema Rauschen

A.1 Kleinsignal- und Rauschanalyse der Source-Folger-Schaltung

Abbildung A.1 zeigt das typische Ersatzschaltbild eines *MOSFETs* (MOS Field Effect Transistor) unter Berücksichtigung des endlichen Ausgangsleitwertes g_{ds} und des Substrateffektes, welcher durch die Substratsteilheit g_{mB} gegeben ist.

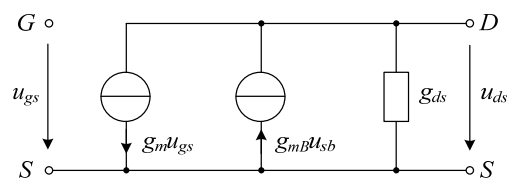


Abbildung A.1: Kleinsignalerersatzschaltbild eines *MOSFETs* unter Berücksichtigung des Substrateffektes

Die Steilheit des Transistors wird hierbei mit g_m angegeben, und die kleinsignalmäßig wirksame Steuerspannung zwischen Gate- und Source-Elektrode mit u_{gs} bezeichnet, die Drain-Source-Spannung entsprechend mit u_{ds} ([Bak05], [Tie02]). Unter Berücksichtigung des Kleinsignalerersatzschaltbildes des *MOSFETs* lässt sich das Kleinsignalverhalten der Source-Folger-Schaltung (Abbildung A.2a) analysieren, welches durch das in Abbildung A.2b dargestellte Ersatzschaltbild beschrieben wird.

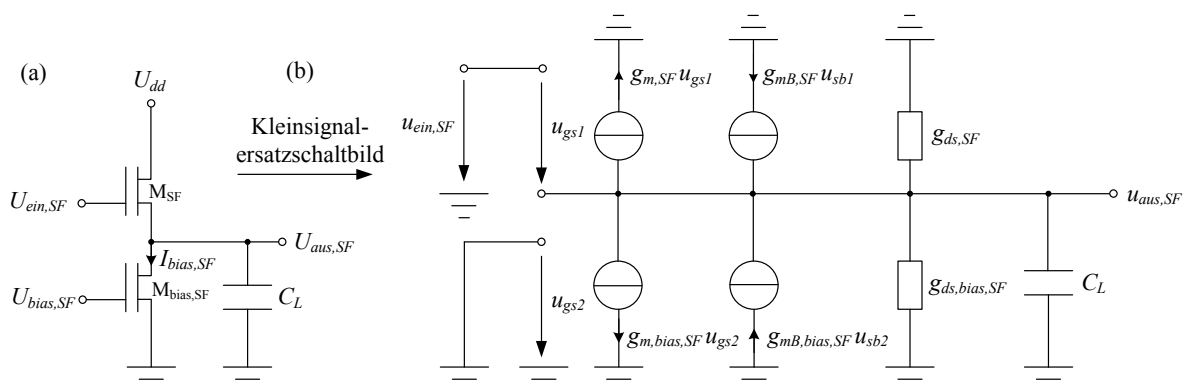


Abbildung A.2: Source-Folger-Schaltung (a) und zugehöriges Kleinsignalerersatzschaltbild (b)

Bei Betrachtung des Kleinsignalersatzschaltbildes der Source-Folger-Schaltung zeigt sich, dass die Spannungen $u_{gs2}=u_{sb2}=0$ sind, so dass die beiden spannungsgesteuerten Stromquellen $g_{m,bias,SF}u_{gs2}$ sowie $g_{mB,bias,SF}u_{sb2}$ entfallen. Darüber hinaus gilt für die Steuerspannung des Transistors M_{SF} $u_{gs1}=u_{ein,SF}-u_{aus,SF}$ und für die Substratspannung $u_{sb1}=u_{aus,SF}$. Demnach lässt sich mit Hilfe der Kirchhoff'schen Gesetze folgender Zusammenhang aufstellen:

$$g_{m,SF}(u_{ein,SF} - u_{aus,SF}) - g_{mB,SF} u_{aus,SF} - (g_{ds,SF} + g_{ds,bias,SF} + sC_L) u_{aus,SF} = 0. \quad (\text{Gl. A.1})$$

Nach einigen weiteren Umformungen lässt sich die Spannungsverstärkung A_{SF} der Source-Folger-Schaltung im s-Bereich angeben als:

$$A_{SF}(s) = \frac{u_{aus,SF}}{u_{ein,SF}} = \frac{g_{m,SF}}{g_{m,SF} + g_{mB,SF} + g_{ds,SF} + g_{ds,bias,SF} + sC_L} \leq 1. \quad (\text{Gl. A.2})$$

Hierbei wird deutlich, dass die Spannungsverstärkung A_{SF} des Source-Folgers maßgeblich durch dessen Ausgangswiderstand $Z_{aus,SF}$ bestimmt wird, der durch:

$$Z_{aus,SF} = \left. \frac{u_{aus,SF}}{i_{aus,SF}} \right|_{u_{ein,SF}=0} = \frac{1}{g_{m,SF} + g_{mB,SF} + g_{ds,SF} + g_{ds,bias,SF} + sC_L} \quad (\text{Gl. A.3})$$

gegeben ist. Die Verstärkung $A_{SF}(s)$ kann für den idealisierten Fall, dass die Substratteilheit $g_{mB,SF}$, die Ausgangsleitwerte $g_{ds,SF}$ und $g_{ds,bias,SF}$ sowie die kapazitive Last am Ausgang C_L vernachlässigbar sind, maximal den Wert Eins annehmen. In der Praxis vermindern allerdings sowohl die Substratteilheit als auch die Ausgangsleitwerte die Spannungsverstärkung A_{SF} je nach Transistorgeometrie auf Werte zwischen 0,7 und 0,9, so dass im Verlauf dieser Arbeit oftmals auch der Begriff Abschwächungsfaktor A_{SF} des Source-Folgers verwendet wird.

Erweiterte Rauschanalyse der Source-Folger-Schaltung

In Kapitel 3.2 werden bei der Betrachtung des Source-Folger-Rauschens der Substrateffekt sowie die Ausgangsleitwerte der beiden Transistoren vernachlässigt. Unter Berücksichtigung beider Effekte muss korrekterweise das in Abbildung A.3 dargestellte Rauschersatzschaltbild betrachtet werden. Die Analyse des Rauschverhaltens erfolgt in Analogie zur Bestimmung der Spannungsverstärkung A_{SF} . Lediglich die beiden Rauschspannungsquellen $\overline{u_{n,M,SF}^2}$ und $\overline{u_{n,M,bias,SF}^2}$ müssen zusätzlich berücksichtigt werden, so dass u_{gs2} nicht mehr gleich Null ist. Dadurch verändert sich die Knotengleichung wie folgt:

$$\begin{aligned} & \mathbf{g}_{m,SF} (u_{ein,SF} + u_{n,M,SF} - u_{aus,SF}) + \mathbf{g}_{m,bias,SF} u_{n,M,bias,SF} \\ & - \mathbf{g}_{mB,SF} u_{aus,SF} - (\mathbf{g}_{ds,SF} + \mathbf{g}_{ds,bias,SF} + sC_L) u_{aus,SF} = 0. \end{aligned} \quad (\text{Gl. A.4})$$

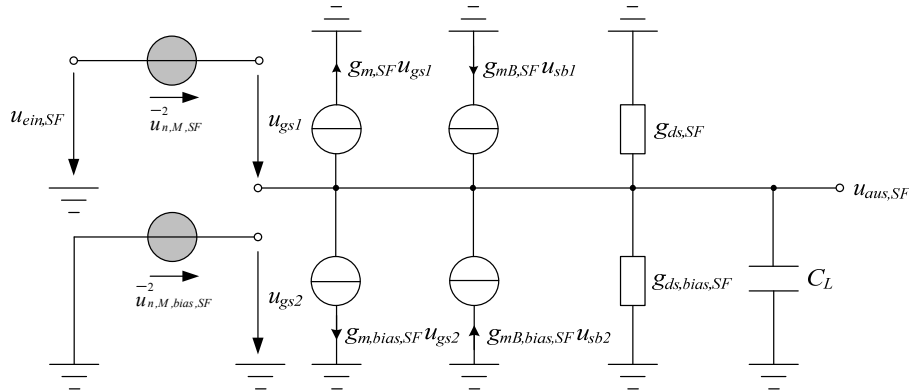


Abbildung A.3: Rauschersatzschaltbild der Source-Folger-Schaltung unter Berücksichtigung des Substrateffektes und der Ausgangsleitwerte

Durch einige Umformungen und der Annahme, dass nur das momentane Rauschen des Transistors M_{SF} am Eingang der Source-Folgers anliegt ($u_{ein,SF}=0$), ergibt sich die Ausgangsspannung zu:

$$u_{aus,SF} = \frac{\mathbf{g}_{m,SF}}{\mathbf{g}_{m,SF} + \mathbf{g}_{mB,SF}} \left(\frac{u_{n,M,SF} + \frac{\mathbf{g}_{m,bias,SF}}{\mathbf{g}_{m,SF}} u_{n,M,bias,SF}}{1 + \frac{\mathbf{g}_{ds,SF} + \mathbf{g}_{ds,bias,SF} + sC_L}{\mathbf{g}_{m,SF} + \mathbf{g}_{m,bias,SF}}} \right). \quad (\text{Gl. A.5})$$

Das Rauschspektrum des Source-Folger-Rauschens ist bei Vernachlässigung der Ausgangsleitwerte demnach gegeben durch:

$$\frac{\overline{u_{aus,SF}^2}}{\Delta f} = \left(\frac{\mathbf{g}_{m,SF}}{\mathbf{g}_{m,SF} + \mathbf{g}_{mB,SF}} \right)^2 \left[\frac{\overline{u_{n,M,SF}^2}}{\Delta f} + \left(\frac{\mathbf{g}_{m,bias,SF}}{\mathbf{g}_{m,SF}} \right)^2 \frac{\overline{u_{n,M,bias,SF}^2}}{\Delta f} \right]. \quad (\text{Gl. A.6})$$

Für weißes Rauschen des Source-Folgers ergibt sich daraus:

$$\overline{u_{aus,SF}^2} = \left(\frac{\mathbf{g}_{m,SF}}{\mathbf{g}_{m,SF} + \mathbf{g}_{mB,SF}} \right)^2 \left[\gamma_{SF} + \left(\frac{\mathbf{g}_{m,bias,SF}}{\mathbf{g}_{m,SF}} \right)^2 \gamma_{bias,SF} \right] \frac{kT}{C_L}. \quad (\text{Gl. A.7})$$

Bei vernachlässigbar kleinem Substrateffekt $\mathbf{g}_{mB,SF} \rightarrow 0$ und identischen Rauschfaktoren $\gamma = \gamma_{SF} = \gamma_{bias,SF}$ entspricht dieses Resultat der Gl. 3.25.

A.2 Betrachtungen zum $1/f$ -Rauschen des Source-Folgers

Im Frequenzbereich wird das Leistungsdichtespektrum des $1/f$ -Rauschens typischerweise anhand der „Flicker Noise“-Konstante k_f angegeben als:

$$S_{1/f}(f) = \frac{k_f}{|f|}. \quad (\text{Gl. A.8})$$

Zur Vereinfachung der Beschreibung des $1/f$ -Rauschens lässt sich gemäß [Grö06] eine Beobachtungszeit $T_{obs} = 1/f_{obs}$ einführen, die den Frequenzbereich des $1/f$ -Rauschens bandbegrenzt und dazu führt, dass das $1/f$ -Rauschen als im weitesten Sinne stationärer Prozess angenommen werden kann [Buc83]:

$$S_{1/f}(f) = \begin{cases} \frac{k_f}{|f|} & \text{für } |f| > f_{obs} \\ 0 & \text{für } |f| < f_{obs} \end{cases}. \quad (\text{Gl. A.9})$$

Laut [Grö06] wird die Autokorrelationsfunktion dieses bandbegrenzten $1/f$ -Rauschens bestimmt zu:

$$E[u_{n,1/f}(\tau_1)u_{n,1/f}(\tau_2)] = -2 \cdot k_f \cdot Ci\left(2\pi \frac{\tau_1 - \tau_2}{T_{obs}}\right), \quad (\text{Gl. A.10})$$

wobei $Ci(x)$ die Integralkosinusfunktion, sowie γ die Euler-Mascheroni-Konstante darstellt und gemäß [Bro01] durch:

$$Ci(x) = -\int_x^\infty \frac{\cos(t)}{t} dt = \gamma + \ln(x) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k x^{2k}}{(2k)! 2k} \quad (\text{Gl. A.11})$$

gegeben ist. Für Zeiten t , welche deutlich kleiner als die Beobachtungszeit T_{obs} sind, nimmt der Ausdruck $x = 2 \cdot \pi f_{obs} \cdot t$ wesentlich kleinere Werte als Eins an, so dass die Autokorrelationsfunktion (vgl. Gl. A.10) abgeschätzt werden kann zu:

$$E[u_{n,1/f}(\tau_1)u_{n,1/f}(\tau_2)] \approx -2 \cdot k_f \cdot \left[\gamma + \ln\left(2\pi \frac{\tau_1 - \tau_2}{T_{obs}}\right) \right]. \quad (\text{Gl. A.12})$$

Für das mittlere $1/f$ -Rauschspannungsquadrat des Source-Folger-Transistors ergibt sich unter Berücksichtigung der Gl. 3.62 und der Annahme, dass die Beobachtungszeit T_{obs} deutlich

größer als die Auslesezeit $T_{readout}$ ist, das folgende zu lösende Integral:

$$\overline{u_{n,SF,1/f}^2} \approx e^{-\frac{2g_{m,SF}}{C_L}t} \int_0^t \int_0^t \left(\frac{g_{m,SF}}{C_L} \right)^2 (-2k_f) \left[\gamma + \ln \left(2\pi \frac{\tau_1 - \tau_2}{T_{readout}} \right) \right] \cdot e^{\frac{g_{m,SF}}{C_L}(\tau_1 + \tau_2)} d\tau_1 d\tau_2. \quad (\text{Gl. A.13})$$

Nach einigen weiteren Berechnungen und der Hypothese das auftretende Terme der Integralexponentialfunktion $Ei(x)$ (vgl. Gl. 3.54) für sehr kleine Zeiten t zu vernachlässigen sind, ergibt sich näherungsweise folgende Lösung:

$$\overline{u_{n,SF,1/f}^2} \approx 2k_f \left[e^{-\frac{g_{m,SF}}{C_L}t} \cdot \left(\ln \left| \frac{4\pi^2 t^2}{T_{readout}^2} \right| + 2\gamma \right) + e^{-\frac{2g_{m,SF}}{C_L}t} \cdot \ln \left(\frac{g_{m,SF} T_{readout}}{C_L 2\pi} \right) + \ln \left(\frac{g_{m,SF} T_{readout}}{C_L 2\pi} \right) \right]. \quad (\text{Gl. A.14})$$

Für Zeiten $t \gg C_L/g_{m,SF}$ konvergieren die Exponentialterme gegen Null, so dass sich schließlich die in Gl. 3.68 angegebene Näherungslösung für das $1/f$ -Rauschen des SFs ergibt.

A.3 Rauschen der Versorgungsspannung

Zur Herleitung des Rauschbeitrages der Versorgungsspannung und dessen Auswirkung auf das Gesamttrauschen am Sensorausgang, muss das in Abbildung A.4 gezeigte Schaltbild und das zugehörige Kleinsignalersatzschaltbild näher analysiert werden.

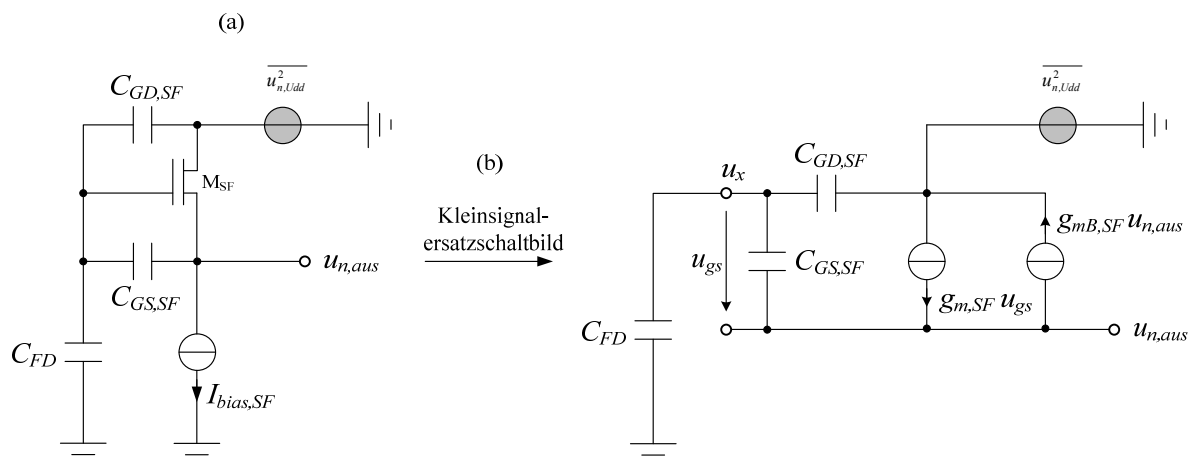


Abbildung A.4: Source-Folger mit parasitären Kapazitäten und rauschender Versorgungsspannung (a) und zugehöriges Kleinsignalersatzschaltbild (b)

Nach den Kirchhoff'schen Gesetzen ergeben sich aus Abbildung A.4b folgende Zusammenhänge:

$$g_{m,SF} u_{gs} + sC_{GS,SF} u_{gs} = g_{mB,SF} u_{n,aus} , \quad (\text{Gl. A.15})$$

$$sC_{FD} u_x + sC_{GS,SF} u_{gs} = sC_{GD,SF} (u_{n,Udd} - u_x) , \quad (\text{Gl. A.16})$$

$$\text{mit } u_x = u_{gs} + u_{n,aus} . \quad (\text{Gl. A.17})$$

Aus Gl. A.15 lässt sich:

$$u_{gs} = \frac{g_{mB,SF} u_{n,aus}}{sC_{GS,SF} + g_{m,SF}} \quad (\text{Gl. A.18})$$

herleiten. Durch Einsetzen von Gl. A.16 in Gl. A.17 ergibt sich:

$$s(C_{FD} + C_{GD,SF})(u_{gs} + u_{n,aus}) + sC_{GS,SF} u_{gs} = sC_{GD,SF} u_{n,Udd} . \quad (\text{Gl. A.19})$$

Wird nun Gl. A.18 in Gl. A.19 eingesetzt, so erhält man nach einigen weiteren Umformungen folgende Beziehung:

$$\frac{u_{n,aus}}{u_{n,Udd}} = \frac{C_{GD,SF}}{(C_{FD} + C_{GD,SF} + C_{GS,SF}) \frac{g_{mB,SF}}{g_{m,SF} + sC_{GS,SF}} + (C_{FD} + C_{GD,SF})} . \quad (\text{Gl. A.20})$$

Typischerweise wird als Source-Folger-Transistor ein selbstleitender *NMOS*-Transistor eingesetzt wird, für den gilt: $g_{m,SF} \gg g_{mB,SF}$, so dass die Substratteilheit vernachlässigt werden kann ($g_{mB,SF} \rightarrow 0$). Aus dieser Vereinfachung ergibt sich der in Kapitel 7.4 verwendete kapazitive Spannungsteiler:

$$u_{n,aus} = \frac{C_{GD,SF}}{C_{FD} + C_{GD,SF}} u_{n,Udd} . \quad (\text{Gl. A.21})$$

Anhang B Optische Messplätze

B.1 Optischer Messplatz für den Soft-UV-Bereich des Spektrums

Zur Messung der optischen Eigenschaften hergestellter Photodetektoren steht für den Soft-UV-Bereich des Spektrums ($\lambda=300$ nm bis 450 nm) der in Abbildung B.1 schematisch dargestellte Messaufbau zur Verfügung.

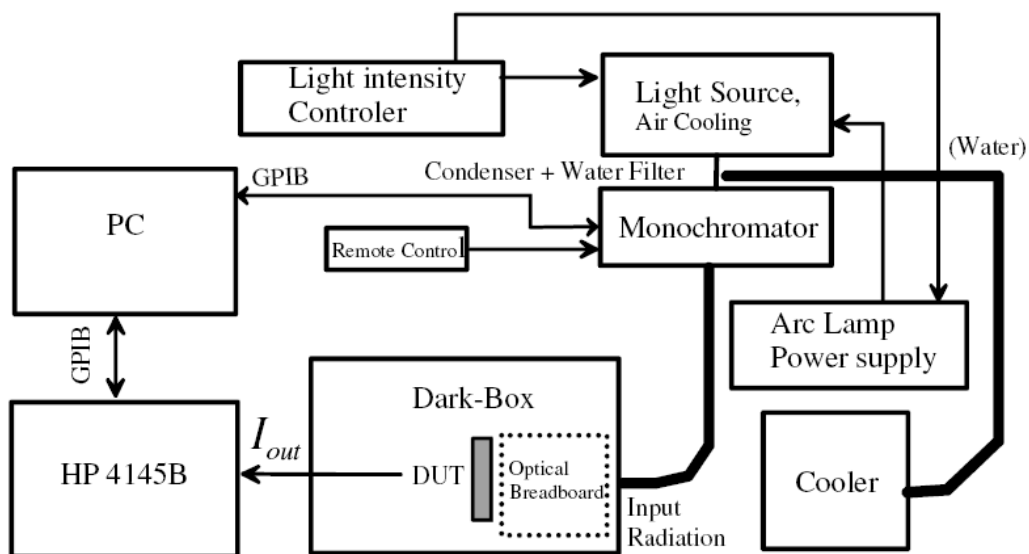


Abbildung B.1: Aufbau des optischen Messplatzes für den Soft-UV-Bereich des Spektrums [Dur09]

Eine der Kernkomponenten des Messaufbaus ist die Lichtquelle, dessen 1000 W Quecksilber-Xenon-Lampe der Fa. *Oriel Instruments* elektromagnetische Strahlung im nahen UV-Bereich emittiert. Aufgrund der erheblichen Wärmeentwicklung müssen Teile des Lampengehäuses mit einer Wasserkühlung heruntergekühlt werden. Mittels eines steuerbaren Monochromators (Steuerung per GPIB-Schnittstelle) kann das in einer „Dark“-Box befindliche Photobaelement (Device Under Test, *DUT*) wellenlängenselektiv bestrahlt werden. Der Ausgangsstrom des *DUTs* wird für jede Wellenlänge von einem „Semiconductor Parameter Analyzer“ (HP 4145B) der Fa. *Hewlett Packard* aufgenommen. Der dabei gemessene Photostrom wird vor der weiteren Verrechnung um den Dunkelstrom, der sich aus einer Messung des *DUTs* in Dunkelheit ergibt, bereinigt. Die Berechnung der optischen Kenngrößen

spektrale Empfindlichkeit und Quantenwirkungsgrad wird schließlich im PC durchgeführt. Zur Bestimmung der Bestrahlungsstärke der auf das *DUT* treffenden Beleuchtung wird vor jeder *DUT*-Messung eine Referenzdiode über den kompletten Wellenlängenbereich spektral vermessen. Das Ergebnis dieser Kalibrierung ist ein Messfaktor, der die Bestrahlungsstärke an der *DUT*-Ebene beinhaltet und zur Bestimmung der optischen Kenngrößen verwendet wird.

B.2 Optischer Messplatz für den sichtbaren sowie *NIR*-Bereich des Spektrums

Für den sichtbaren Bereich (450 nm bis 750 nm) sowie für einen Teil des nahinfraroten (Near Infrared, *NIR*) Spektrums (750 nm bis 1100 nm) steht der in Abbildung B.2 schematisch abgebildete Messplatz „idSpectral“ der Fa. *Aspect Systems* zur Verfügung.

Als Lichtquelle dieses Messplatzes wird eine 250 W Halogenlampe genutzt, dessen emittierte Strahlung mittels eines Choppers mit 10 Hz moduliert und anschließend in einem Monochromator (mit zwei verschiedenen Gittern) in ihre spektralen Anteile zerlegt wird. Am Ausgang des Monochromators befindet sich ein Strahlteiler, der zum einen die Strahlung auf eine Monitoring-Photodiode ausgibt und zum anderen durch einen Lichtwellenleiter die Strahlung in die „Black-Box“ zum *DUT* führt. Sowohl der Ausgang der Monitoring-Photodiode als auch der Ausgang des *DUTs* werden auf jeweils einen Vorverstärker geschaltet, welcher wiederum an einen Lock-In-Verstärker angeschlossen sind. Hierbei findet eine Wandlung des Photostromes in ein Spannungssignal statt. Weiterhin werden die beiden Lock-In-Verstärker zusammen derart betrieben, dass nur die mit 10 Hz modulierten Signalanteile des *DUTs* verarbeitet werden und mittels der zugehörigen Software in die spektrale Empfindlichkeit und den Quantenwirkungsgrad umgerechnet werden. Vorteil dieses Verfahrens ist, dass jegliche DC bedingten Offsets wie Dunkelströme und niederfrequente Rauschteile nicht mitdetektiert werden und so die Messung nicht verfälschen. Ähnlich wie beim in B.1 beschriebenen UV-Messplatz wird auch bei diesem Messaufbau vor Beginn einer *DUT*-Messung eine Kalibrierung anhand einer Referenzdiode durchgeführt, um die Bestrahlungsstärke in der *DUT*-Ebene zu ermitteln.

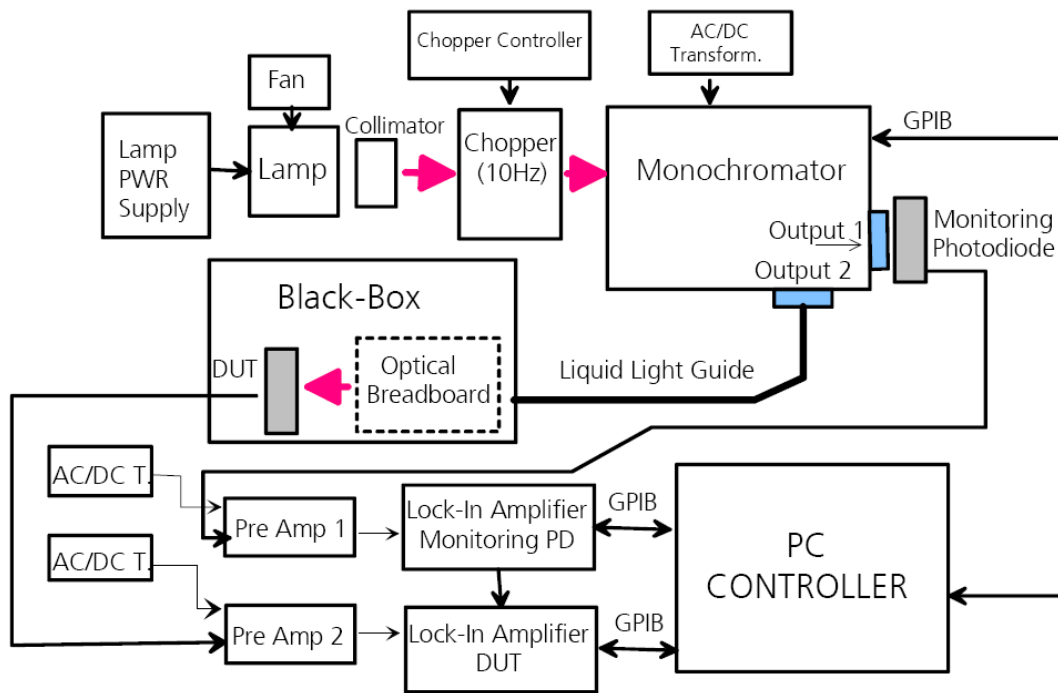


Abbildung B.2: Aufbau des optischen Messplatzes für den sichtbaren sowie *NIR*-Bereich des Spektrums

[Dur09]

Anhang C Messplatz zur Charakterisierung von Sensorarrays

C.1 Aufbau des *Aspect Systems* Messplatzes

Zur Charakterisierung kompletter Sensorarrays hinsichtlich ihrer elektrooptischen Performance und zur Bestimmung der charakteristischen Sensorkenngrößen steht am *Fraunhofer IMS* der idMOD-Messplatz der Fa. *Aspect Systems* zur Verfügung. Die einzelnen Hardware-Module des Messsystems sind in einem Blockschaltbild in Abbildung C.1 zusammengefasst.

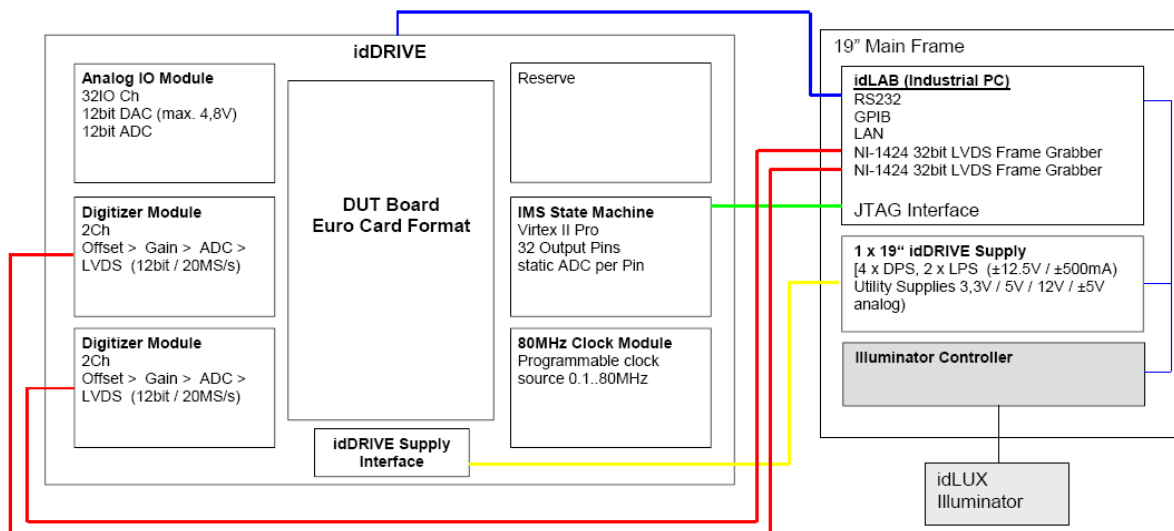


Abbildung C.1: Blockschaltbild der einzelnen Hardware-Module des *Aspect Systems* Messplatzes

Die Testsystemplatine ermöglicht es hierbei, ein den Anforderungen genügendes *DUT-Board* im „Euro Card“-Format aufzunehmen und mit Spannungen, Strömen und Taktsignalen zu versorgen und gleichzeitig Ausgangssignale des Testchips mittels A/D-Wandler zu digitalisieren. Zur Strom- und Spannungsversorgung stehen sechs eigenständige Quellen sowie 32 Analog I/O-Kanäle bereit. Die Generierung der Taktsignale erfolgt in einer per *FPGA* (Field Programmable Gate Array) programmierbaren Statemachine, welche mit einem Master-Takt von 80 MHz betrieben werden kann. Die A/D-Wandlung wird mittels zweier Digitizer Module durchgeführt, die jeweils aus einem 2-Kanal Analog-Digital-Umsetzer (Analog Digital Converter, *ADC*) bestehen, welche mit einer Auflösung von 20 bit und einer

maximalen Taktfrequenz von 20 MHz arbeiten. Für die Beleuchtung der Sensorchips kann der idLUX-Illuminator verwendet werden, welcher mit vier verschiedenen farbigen LEDs arbeitet, die einzeln angesteuert werden können. Zur Vermessung der in dieser Arbeit hergestellten 3D-Sensoren wird zudem ein gepulster Laser der Fa. *Laser Components* eingesetzt, dessen Charakteristik im folgenden Kapitel näher betrachtet wird.

Die Steuerung der Hardwaremodule sowie die Auswertung der digitalisierten Ausgangssignale geschieht in der umfangreichen Software idView, die einerseits eine komfortable Einstellung der Versorgungsspannungen und -ströme sowie die Konfiguration der ADCs ermöglicht. Andererseits erlaubt die Software den Zugriff auf die Rohdaten der Messungen, so dass der User die Bestimmung der Sensorkenngrößen je nach Anforderung und Wunsch anpassen kann. Die Programmierung des *FPGAs* und die Taktgenerierung innerhalb der Statemachine hingegen muss mit einer eigens vom *Fraunhofer IMS* entwickelten Softwarelösung durchgeführt werden.

Der komplette Messplatz bestehend aus einer optischen Box und einem 19“-Industrie-PC-Rack ist in Abbildung C.2 gezeigt. Die optische Box dient zu Abschattung unerwünschter Hintergrundbeleuchtung. Zusätzlich befinden sich innerhalb der Box die bereits genannten Beleuchtungsquellen. An der linken Außenwand der Box ist die Hauptplatine des Messsystems mit dem individuell gestalteten *DUT-Board* positioniert. Im 19“-PC-Rack sind der PC selbst, die Netzteile sowie die sogenannten Framegrabber-Karten zur Aufnahme der *ADC*-Ausgangssignale untergebracht. Der Innenraum der optischen Box kann zusätzlich auf einem Monitor überwacht werden und dient speziell bei Verwendung eines hochenergetischen Puls lasers zur Arbeitssicherheit (Augensicherheit für den User).

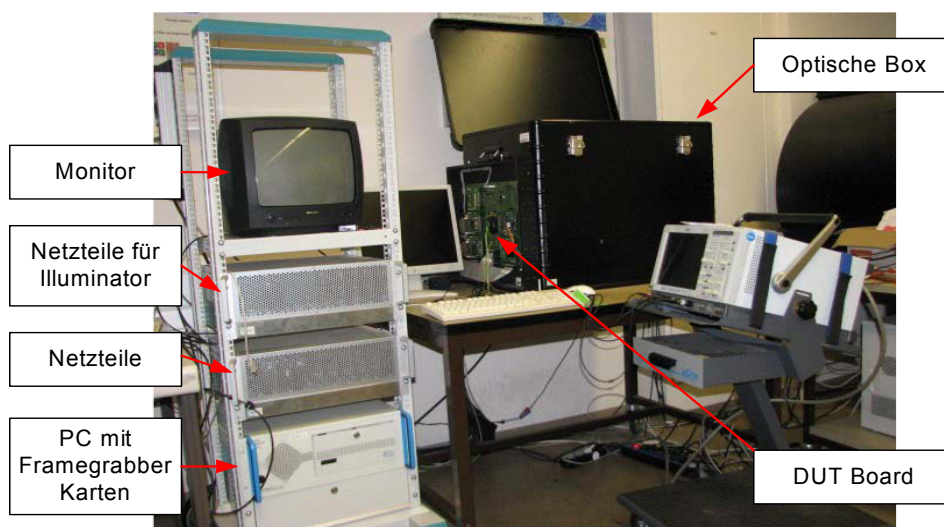


Abbildung C.2: Aufbau des *Aspect Systems* Messplatzes

C.2 Charakteristik der verwendeten Laserquelle

Der am idMOD-Messplatz eingesetzte pulsare Laser der Fa. *Laser Components* ist ein Halbleiterlaser, der bei der Wellenlänge $\lambda=905$ nm emittiert und dessen Pulsbreite im Bereich von $T_{pulse}=30$ ns bis 60 ns einstellbar ist. Die nicht ideale Eigenschaft und Form des Laserpulses wird im Folgenden mit Hilfe eines Hochgeschwindigkeits-Photoreceivers der Fa. *Femto* untersucht. Abbildung C.3 zeigt exemplarisch die zeitabhängige Ausgangsspannung $U_{aus,PR}$ des Photoreceivers für einen Abstand von 40 cm zwischen Laserquelle und Photoreceiver und einem ND2.0-Filter (ND-Filter, Neutraldichtefilter mit Dämpfungsfaktor 100). Hierbei ist die Pulsbreite auf 30 ns eingestellt, allerdings wird ersichtlich, dass die ansteigenden und abfallenden Flanken des Laserpulses einige Nanosekunden andauern und den effektiven Laserpuls so verbreitern. Speziell die abfallende Flanke braucht ca. 20 ns bis 30 ns bis die Ausgangsspannung des Photoreceivers als Null zu bezeichnen ist.

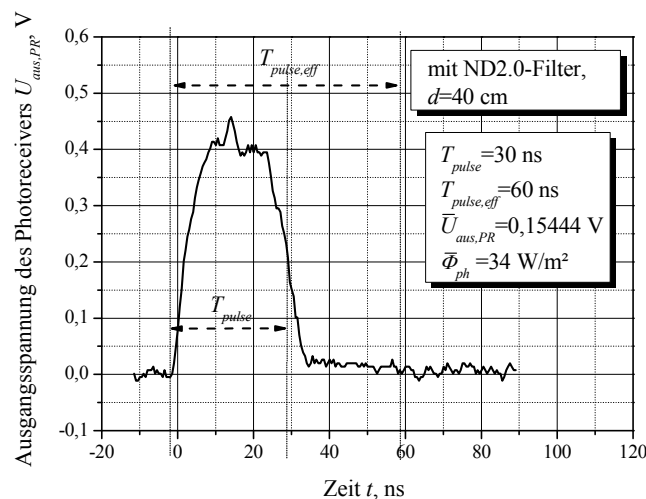


Abbildung C.3: Charakteristik der verwendeten Laserpulsquelle

Zur Ermittlung der Bestrahlungsstärke für die vorliegende Abstands- und Dämpfungfilterkonfiguration wird das Integral für den Zeitraum $T_{pulse,eff}=60$ ns gebildet und so die mittlere Ausgangsspannung des Photoreceivers bestimmt. Anhand dieses Wertes kann daraufhin die zugehörige Bestrahlungsstärke unter Berücksichtigung der Photorezeivereigenschaften berechnet werden. Für den vorliegenden Fall ergibt sich eine Bestrahlungsstärke von 34 W/m^2 .

Auf diese Art und Weise ist im Folgenden die Charakteristik des Lasers für die Abstände $d=30$ cm und $d=40$ cm sowie mit unterschiedlichen ND -Filtern und so erzielbaren Dämpfungsfaktoren von 1 bis 2000 bestimmt worden. Abbildung C.4 fasst die Ergebnisse dieser Untersuchung zusammen und stellt die Bestrahlungsstärke der beiden verwendeten Abstände als Funktion des reziproken Dämpfungsfaktors dar. Die Werte für den Fall ohne Dämpfungfilter sind dabei extrapoliert worden und liefern so maximale Bestrahlungsstärken von $\Phi_{ph}=5932$ W/m² bei $d=30$ cm und $\Phi_{ph}=3146$ W/m² bei $d=40$ cm.

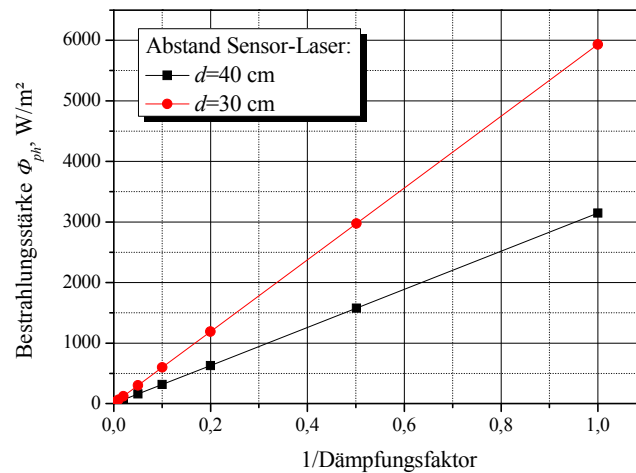


Abbildung C.4: Bestrahlungsstärke der Laserpulsquelle in Abhängigkeit des verwendeten Dämpfungsfaktors und bei verschiedenen Abständen von Sensor und Laser

Abkürzungsverzeichnis

<i>ADC</i>	Analog-Digital-Konverter
<i>AP</i>	Active Pixel
<i>BC</i>	Buried Channel
<i>BPD</i>	Buried Photodiode
<i>BPSG</i>	Borphosphorsilikatglas
<i>CCD</i>	Charge Coupled Device
<i>CDS</i>	Correlated Double Sampling
<i>CG</i>	Collection Gate
<i>CMOS</i>	Complementary Metal Oxide Semiconductor
<i>CTE</i>	Charge Transfer Efficiency
<i>CW</i>	Continuous Wave
<i>DBS</i>	Dual Beam Spektroskopie
<i>DG</i>	digital
<i>DUT</i>	Device Under Test
<i>Epi</i>	Epitaxialschicht, Epitaxieschicht
<i>FD</i>	Floating Diffusion
<i>FOX</i>	Feldoxid
<i>FPGA</i>	Field Programmable Gate Array
<i>GPIB</i>	General Purpose Interface Bus
<i>HR</i>	High Resistivity, hochohmisch
<i>HV</i>	Hochvolt
<i>LED</i>	Light Emitting Diode, Leuchtdiode
<i>LDPD</i>	Lateral Drift-Field Photodiode
<i>MOS</i>	Metal Oxide Semiconductor
<i>MOSFET</i>	MOS Feldeffekttransistor
<i>ND</i>	Neutraldichte
<i>NIR</i>	nahinfrarot
<i>NMOS</i>	n-Kanal <i>MOS</i> -Transistor
<i>ONO</i>	Oxid-Nitrid-Oxid
<i>OTA</i>	Operational Transconductance Amplifier

<i>PG</i>	Photogate
<i>PM</i>	Pulse Modulation
<i>PMOS</i>	p-Kanal <i>MOS</i> -Transistor
<i>PD</i>	Photodiode
<i>PMD</i>	Photonenmischdetektor
<i>Poly</i>	Polykristallines Silizium
<i>PPD</i>	Pinned Photodiode
<i>REM</i>	Rasterelektronenmikroskop
<i>RLZ</i>	Raumladungszone
<i>RST</i>	Reset
<i>RTS</i>	Random Telegraph Signal
<i>SC</i>	Switched Capacitor
<i>SEL</i>	Select
<i>SF</i>	Source-Folger
<i>SPAD</i>	Single Photon Avalanche Diode
<i>TCAD</i>	Technology Computer Aided Design
<i>TG</i>	Transfer Gate
<i>ToF</i>	Time-of-Flight
<i>UV</i>	ultraviolett

Formelzeichen und Konstanten

α, β	Winkel (allgemein)	rad
α	Absorptionskoeffizient	cm^{-1}
α_{part}	Partition-Rauschfaktor	1
α_{reset}	Reset-Rauschfaktor	1
γ	Transistor-Rauschfaktor, „noise excess factor“ (allgemein)	1
γ	Euler-Mascheroni-Konstante ($\gamma=0,577215665\dots$)	1
$\gamma_{bias,SF}$	Rauschfaktor der Source-Folger-Stromquelle	1
γ_{SF}	Rauschfaktor des Source-Folger-Transistors	1
ϵ_0	elektrische Feldkonstante ($\epsilon_0=8,85418\cdot 10^{-14}$)	F cm^{-1}
ϵ_{Si}	Dielektrizitätszahl (Permittivität) des Siliziums ($\epsilon_{Si}=11,7$)	1
ϵ_{SiO_2}	Dielektrizitätszahl (Permittivität) des Siliziumdioxides ($\epsilon_{SiO_2}=3,9$)	1
η	Quantenwirkungsgrad	1
η_{coll}	Gesamteffizienz des Akkumulationsprozesses	1
$\eta_{PG AP}$	Quantenwirkungsgrad des <i>PG APs</i>	1
η_{RLZ}	Effizienz des Akkumulationsprozesses in der Raumladungszone	1
$\eta_{Substrat}$	Effizienz des Akkumulationsprozesses im Substrat	1
λ	Wellenlänge	cm
λ_{max}	maximal detektierbare Wellenlänge	cm
ν	Frequenz des Lichts	s^{-1}
ν_r	„Transition“-Frequenz	s^{-1}
ξ_{OTA}	Rauschfaktor der <i>OTA</i> -Transistoren (ohne Eingangstransistoren)	1
$\xi_{trapping}$	Skalierungsfaktor des „Trapping“-Rauschens	$(\text{As})^2$
σ_d	Standardabweichung der Distanz	cm
σ_{AQTG}^2	Varianz der „Trapping“-Rauschladung (Transfer-Gate)	C^2
$\sigma_{CDS,CF}^2$	Varianz der Rauschladung der Feedback-Kapazität C_F	C^2
$\sigma_{CDS,CS}^2$	Varianz der Rauschladung der Sample-Kapazität C_S	C^2
$\sigma_{FD,dunkel}^2$	Varianz der Dunkelstrom bedingten Rauschladung der <i>FD</i>	C^2
σ_{part}^2	Varianz der Partition-Rauschladung	C^2

$\sigma_{PD,dunkel}^2$	Varianz der Dunkelstrom bedingten Rauschladung des <i>pn-PD APs</i>	C ²
$\sigma_{PD,ph}^2$	Varianz der Photostrom bedingten Rauschladung des <i>pn-PD APs</i>	C ²
σ_{PG}^2	Varianz der <i>PG</i> -Strom bedingten Rauschladung	C ²
$\sigma_{PG,dunkel}^2$	Varianz der Dunkelstrom bedingten Rauschladung des <i>PG APs</i>	C ²
$\sigma_{PG,ph}^2$	Varianz der Photostrom bedingten Rauschladung des <i>PG APs</i>	C ²
σ_{reset}^2	Varianz der Reset bedingten Rauschladung	C ²
σ_{SF}^2	Varianz der Source-Folger bedingten Rauschladung	C ²
σ_{shot}^2	Varianz der Schrotrauschladung	C ²
σ_{tot}^2	Varianz der Gesamtrauschladung an der Floating Diffusion	C ²
τ	Zeit, Zeitkonstante (allgemein)	s
τ_n	prozessspezifische Lebensdauer der Elektronen	s
τ_p	prozessspezifische Lebensdauer der Löcher	s
τ_{Linse}	Transmittanz der Linse	1
Φ_{Hg}	Bestrahlungsstärke des Hintergrundes	W cm ⁻²
$\Phi_{Hg,max}$	maximale Bestrahlungsstärke des Hintergrundes	W cm ⁻²
Φ_{Laser}	Bestrahlungsstärke des Laserstrahls	W cm ⁻²
$\Phi_{Laser,r}$	Bestrahlungsstärke des reflektierten Laserstrahls	W cm ⁻²
Φ_{ph}	Strahlungsintensität, Strahlungsflussdichte, Bestrahlungsstärke	W cm ⁻²
$\Phi_{ph,0}$	Strahlungsintensität an der Halbleiteroberfläche (<i>z=0</i>)	W cm ⁻²
$\Phi_{ph,max}$	maximale Bestrahlungsstärke	W cm ⁻²
$\Phi_{ph,min}$	minimale Bestrahlungsstärke	W cm ⁻²
φ	Phasenverschiebung, Phasenlage	rad
φ_b	Potentialbarriere	V
φ_n	„Built-in“-Potential eines n-dotierten Halbleiters	V
φ_p	„Built-in“-Potential eines p-dotierten Halbleiters	V
ϕ	Elektrostatisches Potential (allgemein)	V
ϕ_1	Taktsignal zum Betrieb der <i>CDS</i> -Stufe in „Eins“-Verstärkung	s
ϕ_2	Taktsignal zur Akkumulation auf <i>C_F</i> (<i>CDS</i> -Stufe)	s
ϕ_3	Taktsignal zum Vorladen von <i>C_F</i> (<i>CDS</i> -Stufe)	s
ϕ_M	Austrittsarbeit des Metalls	V
ϕ_{MS}	Differenz der Austrittsarbeiten von Metall und Halbleitermaterial	V
ϕ_{PG}	Taktsignal zum Schalten des Photogates	s

Formelzeichen und Konstanten

$\phi_{PG+/-}$	Elektrostatisches Potential unterhalb des Photogates	V
ϕ_{pinned}	„Pinned“-Potential	V
ϕ_{RST}	Elektrostatisches Referenzpotential während des Resetvorgangs	V
ϕ_{RSTFDi}	Taktsignale für den Resetvorgang der Floating Diffusions	s
ϕ_S	Austrittsarbeit des Halbleitermaterials	V
ϕ_{TGi}	Taktsignale zum Selektieren der Floating Diffusions	s
$\phi_{TG+/-}$	Elektrostatisches Potential unterhalb des Transfer Gates	V
ϕ_{TGi}	Taktsignale zum Schalten der Transfer Gates	s
χ_{Si}	Elektronenaffinität des Siliziums	V
χ_{SiO_2}	Elektronenaffinität des Siliziumdioxides	V
ψ_S	Oberflächenpotential	V
ω	Kreisfrequenz (allgemein)	rad s ⁻¹
ω_{3dB}	3dB-Eckfrequenz	rad s ⁻¹
ω_{sample}	Abtastfrequenz, Samplefrequenz	rad s ⁻¹
A	Fläche (allgemein)	cm ²
A_{FD}	Fläche der Floating Diffusion	cm ²
a_i, A_i	Abtastsamples mit $i=0\dots3$	1
A_{MOS}	Fläche des MOS-Kondensators	cm ²
A_{obj}	Objektfläche	cm ²
A_{PD}	Photodiodenfläche	cm ²
A_{PG}	Photogatefläche	cm ²
A_{ph}	photoaktive Fläche	cm ²
A_{pixel}	Pixelfläche inkl. Auslesestransistoren	cm ²
A_{SF}	Verstärkungsfaktor der Source-Folger-Schaltung	1
B_{obj}	Objektbreite	cm
c	Lichtgeschwindigkeit ($c=2,99792\cdot 10^{10}$)	cm s ⁻¹
C	Kapazität (allgemein)	F
C'_A	flächenabhängiger Kapazitätsbelag (allgemein)	F
C'_{FD}	Kapazitätsbelag der Floating Diffusion	F cm ⁻²
C'_{ges}	Gesamtkapazitätsbelag	F cm ⁻²
C'_{min}	minimaler Kapazitätsbelag	F cm ⁻²
C'_{ox}	Kapazitätsbelag des Gateoxids	F cm ⁻²

C'_P	randabhängiger Kapazitätsbelag (allgemein)	F
C'_{PD}	Kapazitätsbelag der pn-Photodiode	F cm ⁻²
C'_{RLZ}	Kapazitätsbelag der Raumladungszone	F cm ⁻²
C_{aus}	Ausgangskapazität	F
$C_{DS,bias,SF}$	Drain-Source-Kapazität der Bias-Stromquelle	F
$C_{DS,RST}$	Drain-Source-Kapazität des Reset-Transistors	F
$C_{DS,SEL}$	Drain-Source-Kapazität des Select-Transistors	F
C_F	Feedback-Kapazität	F
C_{FD}	Floating Diffusion-Kapazität	F
$C_{G,RST}$	Gate-Kapazität des Reset-Transistors	F
$C_{G,TG}$	Gate-Kapazität des Transfer-Gates	F
$C_{GD,SF}$	Gate-Drain-Kapazität des Source-Folger-Transistors	F
$C_{GS,RST}$	Gate-Source-Kapazität des Reset-Transistors	F
$C_{GS,SF}$	Gate-Source-Kapazität des Source-Folger-Transistors	F
$C_{GS,TG}$	„Gate-Source-Kapazität“ des Transfer Gates	F
C_H	Hold-Kapazität	F
C_{int}	Integrationskapazität	F
$C_{int,eff}$	Effektiv wirksame Integrationskapazität	F
C_L	Lastkapazität	F
C_{PD}	Photodiodenkapazität	F
C_{PG}	Photogatekapazität	F
C_S	Sample-Kapazität	F
C_{tot}	Gesamtwirkkapazität an der Floating Diffusion	F
d	Distanz, Abstand	cm
d_{max}	maximale Distanz	cm
d_{min}	minimale Distanz	cm
d_n	Ausdehnung der Raumladungszone im n-Gebiet	cm
D_n	prozessspezifische Diffusionskonstante der Elektronen	cm ² s ⁻¹
d_{ox}	Oxiddicke	cm
d_p	Ausdehnung der Raumladungszone im p-Gebiet	cm
D_p	prozessspezifische Diffusionskonstante der Löcher	cm ² s ⁻¹
DR	Dynamic Range, Dynamikbereich (allgemein)	dB
d_{RLZ}	Gesamtausdehnung der Raumladungszone	cm

$d_{RLZ,max}$	maximale Gesamtausdehnung der Raumladungszone	cm
DR_{PD}	Dynamic Range des <i>pn-PD APs</i>	dB
DR_{PG}	Dynamic Range des <i>PG APs</i>	dB
d_{Si}	Dicke des Siliziumsubstrates	cm
E	Erwartungswert (allgemein)	1
ΔE	Energiedifferenz (allgemein)	eV
E_0	Vakuumniveau	eV
E_A	Akzeptorniveau im Bänderdiagramm	eV
E_D	Donatorniveau im Bänderdiagramm	eV
E_{drift}	Betrag der elektrischen Driftfeldstärke	V cm ⁻¹
E_f	Ferminiveau	eV
$E_{f,n}$	Ferminiveau des n-Gebietes eines pn-Übergangs	eV
$E_{f,p}$	Ferminiveau des p-Gebietes eines pn-Übergangs	eV
E_g	Bandlücke	eV
E_i	intrinsisches Ferminiveau	eV
E_L	Energieniveau des Leitungsbandes	eV
ENC_{PD}	Äquivalente Rauschladung des <i>pn-PD APs</i>	1
ENC_{PG}	Äquivalente Rauschladung des <i>PG APs</i>	1
E_{ph}	Photonenenergie	eV
E_{Solar}	Solarkonstante ($E_{Solar}=1360 \cdot 10^4$)	W cm ⁻²
E_V	Energieniveau des Valenzbandes	eV
f	Frequenz (allgemein)	s ⁻¹
Δf	Bandbreite (allgemein), Rauschbandbreite	s ⁻¹
Δf_{CDS}	Rauschbandbreite der <i>CDS</i> -Stufe	s ⁻¹
f_{3dB}	3dB-Eckfrequenz	s ⁻¹
f_m	Modulationsfrequenz	s ⁻¹
f_{obs}	Beobachtungsfenster im Frequenzbereich	s ⁻¹
G	Generationsrate (allgemein)	cm ⁻¹ s ⁻¹
g_{ds}	Ausgangsleitwert eines Transistors	A V ⁻¹
$g_{ds,bias,SF}$	Ausgangsleitwert der Source-Folger-Stromquelle	A V ⁻¹
$g_{ds,SF}$	Ausgangsleitwert des Source-Folger-Transistors	A V ⁻¹
g_m	Transistorsteilheit (allgemein)	A V ⁻¹
$g_{m,bias,SF}$	Steilheit der Source-Folger-Stromquelle	A V ⁻¹

$g_{m,OTA}$	Steilheit des <i>OTAs</i>	$A V^{-1}$
$g_{m,SF}$	Steilheit des Source-Folger-Transistors	$A V^{-1}$
g_{mB}	Substratsteilheit	$A V^{-1}$
$g_{mB,bias,SF}$	Substratsteilheit der Source-Folger-Stromquelle	$A V^{-1}$
$g_{mB,SF}$	Substratsteilheit des Source-Folger-Transistors	$A V^{-1}$
G_n	Generationsrate der Elektronen	$cm^{-1} s^{-1}$
G_p	Generationsrate der Löcher	$cm^{-1} s^{-1}$
h	Planck'sches Wirkungsquantum ($h=6,62607 \cdot 10^{-34}$)	J s
$H(\omega)$	Frequenzabhängige Übertragungsfunktion (allgemein)	1
$H_{n,CDS}$	Übertragungsfunktion des Rauschens der <i>CDS</i> -Stufe	1
i	Wechselstrom, AC-Signal (allgemein)	A
\bar{I}	Mittelwert des Stromes (allgemein)	A
I_0	Gleichstrom (allgemein)	A
$I_{bias,buffer}$	Stromversorgung des analogen Ausgangsbuffers	A
$I_{bias,OTA}$	Stromversorgung des <i>OTAs</i>	A
$I_{bias,SF}$	Stromversorgung der Source-Folger-Schaltung	A
I_D	Drainstrom eines Transistors	A
I_{diode}	Diodenstrom	A
I_{dunkel}	Dunkelstrom (allgemein)	A
$I_{dunkel,ges}$	Gesamtdunkelstrom	A
$I_{FD,dunkel}$	Dunkelstrom der Floating Diffusion	A
I_{Hg}	durch Hintergrundbestrahlung erzeugter Photostrom	A
I_{Laser}	durch Laserbestrahlung erzeugter Photostrom	A
$\overline{i_n^2}$	äquivalentes Rauschstromquadrat (allgemein)	A^2
$\overline{i_{n,bias,SF}^2}$	äquivalentes Rauschstromquadrat der Source-Folger-Stromquelle	A^2
$\overline{i_{n,FD,dunkel}^2}$	äquivalentes Rauschstromquadrat des <i>FD</i> -Dunkelstromes	A^2
$\overline{i_{n,PD,ges}^2}$	äquivalentes Gesamt rauschstromquadrat des <i>pn-PD APs</i>	A^2
$\overline{i_{n,PG}^2}$	äquivalentes Rauschstromquadrat des Photogates	A^2
$\overline{i_{n,PG,ges}^2}$	äquivalentes Gesamt rauschstromquadrat des <i>PG APs</i>	A^2
$\overline{i_{n,shot}^2}$	äquivalentes Rauschstromquadrat des Schrotrauschens	A^2
$I_{PD,dunkel}$	Dunkelstrom der <i>pn</i> -Photodiode	A

Formelzeichen und Konstanten

$I_{PD,ph}$	Photostrom der pn-Photodiode	A
I_{PG}	Gesamtstrom des Photogates	A
$I_{PG,dunkel}$	Dunkelstrom des Photogates	A
$I_{PG,ph}$	Photostrom des Photogates	A
I_{ph}	Photostrom (allgemein)	A
$I_{ph,ges}$	Gesamtphotostrom	A
I_{sat}	Sättigungsstrom der pn-Diode	A
J_A	flächenabhängiger Dunkelstrom (allgemein)	A cm ⁻²
$J_{dunkel,diff}$	Dunkelstromdichte durch Diffusionsprozesse	A cm ⁻²
$J_{dunkel,n}$	Dunkelstromdichte im n-Gebiet	A cm ⁻²
$J_{dunkel,p}$	Dunkelstromdichte im p-Gebiet	A cm ⁻²
$J_{dunkel,RLZ}$	Dunkelstromdichte innerhalb der Raumladungszone	A cm ⁻²
$J_{dunkel,surf}$	Dunkelstromdichte durch Oberflächeneffekte	A cm ⁻²
$J_{FD,dunkel}$	Dunkelstromdichte der Floating Diffusion	A cm ⁻²
J_P	randabhängiger Dunkelstrom (allgemein)	A cm
$J_{ph,n}$	Photostromdichte im n-Gebiet	A cm ⁻²
$J_{ph,p}$	Photostromdichte im p-Gebiet	A cm ⁻²
$J_{ph,RLZ}$	Photostromdichte innerhalb der Raumladungszone	A cm ⁻²
k	Boltzmannkonstante ($k=1,38066 \cdot 10^{-23}$)	J K ⁻¹
k_{Blende}	Blendenzahl	1
k_f	„Flicker“-Rauschkonstante	V A s
k_{opt}	Optischer Abschwächungsfaktor	1
L	Transistorlänge	cm
L_n	Diffusionslänge der Elektronen	cm
L_{obj}	Objektlänge	cm
L_p	Diffusionslänge der Löcher	cm
L_{PG}	Länge des Photogates	cm
L_{SF}	Länge des Source-Folger-Transistors	cm
L_{TG}	Länge des Transfer-Gates	cm
m	Modulationsgrad	1
n	Elektronenkonzentration (allgemein)	cm ⁻³
$N_{0,bias,SF}$	Rauschzahl der Stromquelle des Source-Folger-Transistors	J Ω
$N_{0,reset}$	Rauschzahl des Reset-Rauschens	J Ω

$N_{0,SF}$	Rauschzahl des Source-Folger-Transistors	J Ω
N_A	Akzeptorkonzentration	cm ⁻³
N_D	Donatorkonzentration	cm ⁻³
NEP	Noise Equivalent Power (allgemein)	dB
NEP_{PD}	Noise Equivalent Power des <i>pn-PD APs</i>	dB
NEP_{PG}	Noise Equivalent Power des <i>PG APs</i>	dB
n_i	intrinsische Dotierstoffkonzentration von Silizium ($n_i=1,45 \cdot 10^{10}$)	cm ⁻³
N_L	effektive Zustandsdichte des Leitungsbandes	cm ⁻³
$n_{p,0}$	Elektronenkonzentration im p-Gebiet im thermodyn. Gleichgewicht	cm ⁻³
$n_{p,dunkel}$	Konzentration thermisch generierter Elektronen im p-Gebiet	cm ⁻³
$n_{p,ph}$	Konzentration photogenerierter Elektronen im p-Gebiet	cm ⁻³
N_{ph}	Photonenanzahl	1
N_{sat}	maximale Menge an Ladungsträgern	1
N_V	effektive Zustandsdichte des Valenzbandes	cm ⁻³
p	Löcherkonzentration (allgemein)	cm ⁻³
P	Rand (allgemein)	cm
P_A	Amplitude der emittierten Lichtwelle P_e	W
P_B	Offset der reflektierten Lichtwelle P_r	W
P_e	Leistung der emittierten Strahlung	W
P_{laser}	Laserleistung	W
$p_{n,0}$	Löcherkonzentration im n-Gebiet im thermodyn. Gleichgewicht	cm ⁻³
$p_{n,dunkel}$	Konzentration thermisch generierter Löcher im n-Gebiet	cm ⁻³
$p_{n,ph}$	Konzentration photogenerierter Löcher im n-Gebiet	cm ⁻³
P_{ph}	Strahlungsleistung, Strahlungsfluss, optische Leistung	W
P_r	Leistung der reflektierten Strahlung	W
q	Elementarladung ($q=1,60218 \cdot 10^{-19}$)	C
Q	elektrische Ladung (allgemein)	C
Q'_n	frei bewegliche Ladung pro Fläche	C cm ⁻²
Q'_{ox}	Oxidladung pro Fläche	C cm ⁻²
Q'_{RLZ}	ortsgebundene Ladungen der Raumladungszone pro Fläche	C cm ⁻²
Q_{FD}	Ladung in der Floating Diffusion	C
Q_n	frei bewegliche Ladung (allgemein)	C
$Q_{n,sat}$	Sättigungsladung	C

Formelzeichen und Konstanten

Q_{ph}	photogenerierte Ladung	C
Q_{reset}	„Reset“-Ladung	C
Q_{trap}	getrappte Ladung	C
r	Reflektanz	1
R	Rekombinationsrate (allgemein)	$\text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$
\mathcal{R}	Responsivität	$\text{V W}^{-1} \text{cm}^2$
$R(t), R(0)$	Autokorrelationsfunktion	1
R_{ges}	Gesamtwiderstand	Ω
r_{max}	maximale Reflektanz	1
r_{min}	minimale Reflektanz	1
R_n	Rekombinationsrate der Elektronen	$\text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$
R_p	Rekombinationsrate der Löcher	$\text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$
R_P	Parallelwiderstand der pn-Photodiode	Ω
R_{reset}	„ON“-Widerstand des Reset-Transistors	Ω
R_S	Serienwiderstand der pn-Photodiode	Ω
R_{SEL}	„ON“-Widerstand des Select-Transistors	Ω
R_{wirk}	Wirkwiderstand	Ω
R_{xx}, R_{yy}	Autokorrelationsfunktion (allgemein)	1
S	spektrale Empfindlichkeit	A W^{-1}
$S(f), S(\omega)$	spektrale Leistungsdichte, Leistungsdichtespektrum (allgemein)	W Hz^{-1}
S_x, S_y		
S_0	Geschwindigkeit der Oberflächenrekombination	cm s^{-1}
$S_{0,weiss}$	weiße, spektrale Leistungsdichte (spannungsbezogen)	V Hz^{-1}
$S_{n,weiss,CDS,ein}$	weiße, spektrale Leistungsdichte der CDS-Eingangsspannung	V Hz^{-1}
SNR	Signal-to-Noise-Ratio, Signal-zu-Rausch-Verhältnis (allgemein)	dB
SNR_{max}	maximales Signal-to-Noise-Ratio	dB
SNR_{min}	minimales Signal-to-Noise-Ratio	dB
SNR_{PD}	Signal-to-Noise-Ratio des pn-PDs	dB
SNR_{PG}	Signal-to-Noise-Ratio des PG APs	dB
$S_{PG AP}$	Spektrale Empfindlichkeit des PG APs	A W^{-1}
t	Zeit	s
$\Delta t, \Delta T$	Zeitraum, Zeitintervall	s
T	Temperatur	K

T_α	Temperaturkoeffizient	eV K ⁻¹
T_β	Temperaturoffset	K
T_D	Lichtlaufzeit, Laufzeitverzögerung	s
T_{drain}	„Draining“-Zeit	s
T_{int}	Integrationszeit	s
T_{obs}	Beobachtungszeit	s
T_{pulse}	Laserpulsbreite	s
$T_{pulse,eff}$	effektive Laserpulsbreite	s
$T_{readout}$	Auslesezeit	s
T_{RST}	Reset-Zeit	s
T_{sample}	Abtastzeit, Samplezeit	s
T_{SEL}	Select-Zeit	s
$T_{shutter}$	„Shutter“-Zeitfenster	s
T_{TG}	Transferzeit	s
u	Wechselspannung, AC-Signal (allgemein)	V
ΔU	Spannungshub (allgemein)	V
U_{aus}	Ausgangsspannung (allgemein)	V
$U_{aus,buffer}$	Ausgangsspannung am Analogbuffer	V
$U_{aus,CDS}$	Ausgangsspannung der CDS-Stufe	V
$U_{aus,dunkel}$	Ausgangsspannungspegel in Dunkelheit	V
$U_{aus,max}$	maximale Ausgangsspannung	V
$U_{aus,min}$	minimale Ausgangsspannung	V
$U_{aus,ph}$	Ausgangsspannungspegel bei Beleuchtung	V
$U_{aus,PR}$	Ausgangsspannung des Photoreceivers	V
$U_{aus,RST}$	Ausgangsspannungspegel im Reset-Zustand	V
$U_{aus,SF}$	Ausgangsspannung des Source-Folgers	V
$U_{aus,Spitze}$	Spannungsspitze am Ausgang durch Taktdurchgriff	V
$U_{bias,SF}$	Versorgungsspannung der Source-Folger Stromquelle	V
U_{CF}	Spannungsabfall über der Feedback-Kapazität C_F	V
U_{CS}	Spannungsabfall über der Sample-Kapazität C_S	V
U_d	Differenzspannung	V
U_D	Diffusionsspannung	V
U_{dd}	Versorgungsspannung	V

Formelzeichen und Konstanten

$U_{dd,pix}$	Referenzspannung des Pixelausleseknotens	V
U_{diode}	Diodenspannung	V
U_{DS}	Drain-Source-Spannung	V
$U_{ein,SF}$	Eingangsspannung des Source-Folgers	V
U_{FB}	Flachbandspannung	V
U_{FD}	Floating Diffusion-Spannung	V
$U_{FDi,RST}$	SF -Ausgangsspannung der FDi (Reset-Level)	V
$U_{FDi,SIG}$	SF -Ausgangsspannung der FDi (Signal-Wert)	V
U_{gate}	Gate-Spannung	V
U_{GS}	Gate-Source-Spannung	V
U_{int}	Integrationspannung	V
$U_{int,Hg}$	Integrationspannung durch Hintergrundlicht	V
$U_{int,Laser}$	Integrationspannung durch Laserbestrahlung	V
$\overline{u_n^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat (allgemein)	V ²
$\overline{u_{n,aus,CDS}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat am CDS -Ausgang	V ²
$\overline{u_{n,bias,SF}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat der SF -Stromquelle	V ²
$\overline{u_{n,buffer}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des Ausgangsbuffers	V ²
$\overline{u_{n,CDS,CF}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des C_F -Rauschens	V ²
$\overline{u_{n,CDS,CS}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat der C_S -Rauschens	V ²
$\overline{u_{n,CDS,th}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des thermischen Rauschens der CDS -Stufe	V ²
$\overline{u_{n,dunkel,PG,FD}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des Dunkelstromrauschens des $PG APs$	V ²
$\overline{u_{n,FD}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat an der Floating Diffusion	V ²
$\overline{u_{n,ges,aus}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat am Pixel-/Sensorausgang	V ²
$\overline{u_{n,ges,aus,PD}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat am Pixelausgang ($pn-PD$)	V ²
$\overline{u_{n,ges,aus,PG}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat am Pixelausgang ($PG AP$)	V ²
$\overline{u_{n,ges,aus,PPD}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat am Pixelausgang ($PPD AP$)	V ²
$\overline{u_{n,M}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des Transistorrauschens	V ²

$\overline{u_{n,OTA}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des <i>OTAs</i>	V^2
$\overline{u_{n,part}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des Partition-Rauschens	V^2
$\overline{u_{n,PD,dunkel}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des Dunkelstromes (<i>pn-PD</i>)	V^2
$\overline{u_{n,PD,ph}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des Photostromes (<i>pn-PD</i>)	V^2
$\overline{u_{n,photon}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des Photonenrauschens	V^2
$\overline{u_{n,reset}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des Reset-Rauschens	V^2
$\overline{u_{n,SEL}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des Select-Transistors	V^2
$\overline{u_{n,SF}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des Source-Folgers	V^2
$\overline{u_{n,SF,1/f}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des <i>1/f</i> -Rauschens des <i>SF</i>	V^2
$\overline{u_{n,SF,weiss}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des weißen Rauschens des <i>SF</i>	V^2
$\overline{u_{n,TG}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des Transfer Gates	V^2
$\overline{u_{n,th}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des thermischen Rauschens	V^2
$\overline{u_{n,Udd}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat der Versorgungsspannung	V^2
$\overline{u_{n,weiss,CDS,aus}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des weißen Rauschens am Ausgang der <i>CDS</i> -Stufe	V^2
$\overline{u_{n,weiss,CDS,ein}^2}$	äquivalentes Rauschspannungsquadrat des weißen Rauschens am Eingang der <i>CDS</i> -Stufe	V^2
$U_{offset,OTA}$	Offsetspannung am Eingang des <i>OTAs</i>	V
U_{ox}	Spannungsabfall über dem Gateoxid	V
U_{PD}	Photodiodenspannung	V
U_{PG}	Spannung am Photogate	V
$U_{ref,CDS}$	Referenzspannung der <i>CDS</i> -Stufe	V
$U_{ref,OTA}$	Referenzspannung am Eingang des <i>OTAs</i>	V
U_{RST}	Resetpotential an der Floating Diffusion	V
U_{SB}	Source-Bulk-Spannung	V
U_T	Schwellenspannung (allgemein)	V
$U_{T,RST}$	Schwellenspannung des Reset-Transistors	V
$U_{T,SF}$	Schwellenspannung des Source-Folger-Transistors	V
U_{TG}	Spannung am Transfer-Gate	V

Formelzeichen und Konstanten

W	Transistorweite (allgemein)	cm
W_{SF}	Weite des Source-Folger-Transistors	cm
W_{TG}	Weite des Transfer-Gates	cm
z	Koordinatenachse, Eindringtiefe	cm
$Z_{aus,SF}$	Ausgangswiderstand des Source-Folgers	Ω

Literaturverzeichnis

- [Abi86] “*High-frequency noise measurements on FET’s with small dimensions*”,
A. **Abidi**, IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 33, No. 11, pp. 1801-1805,
November 1986.
- [Bak05] “*CMOS – Circuit Design, Layout, and Simulation*”, R. J. **Baker**,
Second Edition, John Wiley & Sons, USA 2005.
- [Bar75] “*Imaging devices using the charge-coupled concept*”, D. F. **Barbe**,
Proceedings of the IEEE, Vol. 63, Issue 1, pp. 38-67, January 1975.
- [Bla00] “*Performance Analysis of a Color CMOS Photogate Image Sensor*”,
A. **Blanksby**, and M. J. **Loinaz**, IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 47,
No. 1, pp. 55-64, January 2000.
- [Bla04] “*Review of 20 Years of Range Sensor Development*”, F. **Blais**, Journal of
Electronic Imaging, 13(1), pp. 231-240, January 2004.
- [Blu96] „*Elektronisches Rauschen*“, A. **Blum**, Teubner Verlag Stuttgart, 1996.
- [Boy70] “*Charge Coupled Semiconductor Devices*”, W. S. **Boyle**, and **G. E. Smith**,
Bell System Technical Journal, Vol. 49, pp. 587-593, 1970.
- [Boy83] “*Radiometry and the detection of optical radiation*”, R. W. **Boyd**, John Wiley
& Sons, USA, 1983.
- [Bro01] „*Taschenbuch der Mathematik*“, I. N. **Bronstein**, K. A. **Semendjajew**,
G. **Musiol**, and H. **Mühlig**, 5. überarbeitete und erweiterte Auflage,
Verlag Harri Deutsch, 2001.
- [Buc83] “*Noise in Electronic Devices and Systems*”, M. J. **Buckingham**,
Ellis Horwood Limited Publishers, 1983.
- [Bur84] “*The Pinned Photodiode for an Interline-Transfer CCD Image Sensor*”,
B. C. **Burkey**, W. C. **Chang**, J. **Littlehale**, T. H. **Lee**, T. J. **Tredwell**,
J. P. **Lavine**, and E. A. **Trabka**, IEEE International Electron Device Meeting
(IEDM) Tech. Dig., Vol. 30, pp. 28-31, 1984.

- [Bus05] „*Charakterisierung und Optimierung elektrooptischer Bauelemente in Standard-CMOS-Prozessen*“, A. **Bußmann**, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2005.
- [Büt06] “*Demodulation Pixel Based on Static Drift Fields*”, B. **Büttgen**, F. **Lustenberger**, and P. **Seitz**, IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 53, No. 11, pp. 2741-2747, November 2006.
- [Büt08] “*Robust Optical Time-of-Flight Range Imaging Based on Smart Pixel Structures*”, B. **Büttgen**, and P. **Seitz**, IEEE Trans. On Circuits and Systems, Vol. 55, No. 6, pp. 1512-1525, July 2008.
- [Car71] “*Drift Aiding Fringing Fields in Charge-Coupled Devices*”, J. E. **Carnes**, W. F. **Kosonocky**, and E. G. **Ramberg**, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 6, Issue 5, pp. 314-322, October 1971.
- [Car72] “*Free Charge Transfer in Charge-Coupled Devices*”, J. E. **Carnes**, W. F. **Kosonocky**, and E. G. **Ramberg**, IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 19, No. 6, pp. 798-808, June 1972.
- [Cha94] “*Flicker Noise in CMOS Transistors from Subthreshold to Strong Inversion at Various Temperatures*”, J. **Chang**, A. **Abidi**, and C. R. **Viswanathan**, IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 41, Issue 11, pp. 1965-1971, November 1994.
- [Dav87] “*An Introduction to the Theory of Random Signals and Noise*”, W. B. **Davenport**, and W. L. **Root**, IEEE Press, New York, 1987.
- [Deg00] “*Analysis and Reduction of Signal Readout Circuitry Temporal Noise in CMOS Image Sensors for Low-Light Levels*”, Y. **Değerli**, F. **Lavernhe**, P. **Magnan**, and J. A. **Farré**, IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 47, No. 5, pp. 949-962, May 2000.
- [Dur09] “*Solid State Imaging in Standard CMOS Processes*”, D. **Durini**, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2009.

-
- [Dur09a] *“Lateral Drift-Field Photodetector Based on a Non-Uniform Lateral Doping Profile Photodiode for Time-Of-Flight Imaging”*, D. **Durini**, R. **Mahdi**, A. **Spickermann**, W. **Brockherde**, A. **Grabmaier**, and B. J. **Hosticka**, Fringe Poster Session at the IEEE ESSDERC/ESSCIRC Conference 2009, 14th-18th September 2009.
- [Dur09b] *“Lateral Drift-Field Photodiode for Low-Noise, High-Speed, Large Photoactive-Area CMOS Imaging Applications”*, D. **Durini**, A. **Spickermann**, R. **Mahdi**, W. **Brockherde**, A. **Grabmaier**, and B. J. **Hosticka**, Elsevier Science Publication, to be published in 2009.
- [Elk03] *“Three-dimensional CMOS Image Sensor with 4x64 Pixel Array”*, O. **Elkhalili**, O. M. **Schrey**, R. F. **Jeremias**, P. **Mengel**, M. **Petermann**, W. **Brockherde**, and B. J. **Hosticka**, Proc. International Society for Optical Engineering (SPIE), St. Etienne, France, Vol. 5251, pp. 208-216, 2003.
- [Elk05] *„Entwicklung von optischen 3D CMOS-Bildsensoren auf der Basis der Pulslaufzeitmessung”*, O. **Elkhalili**, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2005.
- [Elk06] *“A 64x8 3D CMOS time of flight image sensor for car safety applications”*, O. **Elkhalili**, O. M. **Schrey**, W. **Ulfig**, W. **Brockherde**, and B. J. **Hosticka**, Proc. IEEE European Solid-State Circuit Conference (ESSCIRC), Montreaux, Switzerland, 18-22th September 2006, pp. 568-571.
- [Fos97] *“CMOS Image Sensors: Electronic Camera on a Chip”*, E. R. **Fossum**, IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 44, Issue 10, pp. 1689-1698, October 1997.
- [Fow07] *“Charge Transfer Noise in Image Sensors”*, B. **Fowler**, and X. **Liu**, International Image Sensor Workshop 2007, Ogunquit, Maine, USA, pp. 51-54, June 2007
- [Gam01] *“Introduction to Image Sensors and Digital Cameras”*, A. **El Gamal**, Lecture Notes, 2001.
- [Gre95] *“Optical properties of intrinsic silicon at 300K”*, M. A. **Green**, and M. **Keevers**, Progress in Photovoltaics, Vol. 3, No. 3, pp. 189-192, 1995.
-

- [Grö06] *"The Effect of 1/f Noise on the Spectrum and the Jitter of a Free Running Oscillator"*, M. **Grözing**, and M. **Berroth**, Proc. IEEE Ph.D. Research in Microelectronics and Electronics (PRIME), pp. 485-488, Otranto, Italy, 12-15th June 2006.
- [Gui97] *"A 0.6 μ m CMOS Pinned Photodiode Color Imager Technology"*, R. M. **Guidash**, T.-H. **Lee**, P. P. K. **Lee**, D. H. **Sackett**, C. I. **Drowley**, M. S. **Swenson**, L. **Arbaugh**, R. **Hollstein**, F. **Shapiro**, and S. **Domer**, International Electron Devices Meeting (IEDM) Tech. Dig., Washington D.C., USA, 7-10th December 1997, pp. 927-929.
- [Hei99] *„Photomischdetektor erfasst 3D-Bilder“*, H. G. **Heinol**, und R. **Schwarte**, Elektronik, WEKA Fachzeitschriften-Verlag, Heft 12, S. 80-93, 1999.
- [Hoo97] *"On the correlation function of 1/f noise"*, F. N. **Hooge**, and P. A. **Bobbert**, Physica B, Vol. 239, Issue 3-4, pp. 223-230, August 1997.
- [Hup00] *„2-D CMOS Bildsensorik mit integrierter Signalverarbeitung“*, J. **Huppertz**, Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, 2000.
- [Ino99] *"Low dark current pinned photo-diode for CMOS image sensor"*, I. **Inoue**, H. **Ihara**, H. **Yamashita**, T. **Yamaguchi**, H. **Nozaki**, and R. **Miyagawa**, Eizo Joho Media Gakkai Gijutsu Hokoku, Vol. 23, No. 49, pp. 25-30, 1999.
- [Izh05] *"A CMOS Time-of-Flight Range Image Sensor with Gates on Field Oxide Structure"*, A. H. **Izhal**, T. **Ushinaga**, T. **Sawada**, M. **Homma**, Y. **Maeda**, and S. **Kawahito**, IEEE Sensors 2005, October 2005.
- [Jan01] *"Scientific Charge-Coupled Devices"*, J. **Janesick**, SPIE Press monograph, PM83, USA, 2001
- [Jan03] *"Charge coupled CMOS and hybrid detector arrays"*, J. **Janesick**, SPIE, Focal Plane Arrays for Space Telescope, Paper No. 5167-1, San Diego, August 2003.
- [Kaw07] *"A CMOS Time-of-Flight Range Image Sensor With Gates-on-Field-Oxide Structure"*, S. **Kawahito**, A. H. **Izhal**, T. **Ushinaga**, T. **Sawada**, M. **Homma**, and Y. **Maeda**, IEEE Sensors Journal, Vol. 7, No. 12, pp. 1578-1586, December 2007.

-
- [Kie05] „*Messtechnik – Systemtheorie für Elektrotechniker*“, U. **Kiencke**, und R. **Eger**, Springer Verlag, 2005.
- [Kir89] “*Noise in solid-state microstructure: A new perspective on individual defects, interface states and low-frequency (1/f) noise*”, M. J. **Kirton**, and M. J. **Uren**, *Advances in Physics*, Vol. 38, No. 4, pp. 367-468, January 1989.
- [Lai05] “*Reset and Partition Noise in Active Pixel Image Sensors*”, J. **Lai**, and A. **Nathan**, *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 52, Issue 10, pp. 2329-2332, October 2005.
- [Lan00] “*3D Time-of-flight distance measurement with custom solid-state image sensors in CMOS/CCD-technology*”, R. **Lange**, Ph. D. Thesis, Universität Siegen, 2000.
- [Lan01] “*Solid-State Time-of-Flight Range Camera*”, R. **Lange**, and P. **Seitz**, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 37, No. 3, pp. 390-397, March 2001.
- [Loe98] “*Sweep Photogate: Optimized Photosensors for Optical Spectrometry in CMOS*”, T. **Loeliger**, S. **Lauxtermann**, P. **Seitz**, and H. **Jäckel**, *European Optical Society Topical Meeting*, 1998.
- [Loe01] “*Large-Area Photosensing in CMOS*”, T. **Loeliger**, Ph. D. Thesis, Swiss Federal Institute of Technology Zurich, 2001.
- [Lou03] “*Leakage Current Modeling of Test Structures for Characterization of Dark Current in CMOS Image Sensors*”, N. V. **Loukianova**, H. O. **Folkters**, J. P. V. **Maas**, D. W. E. **Verbugt**, A. J. **Mierop**, W. **Hoekstra**, E. **Roks**, and A. J. P. **Theuwissen**, *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 50, No. 1, pp. 77-83, January 2003.
- [Mag03] “*Detection of visible photons in CCD and CMOS: A comparative view*”, P. **Magnan**, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A* 504, Elsevier, pp. 199-212, 2003.
- [Men93] “*A 128x128 CMOS active pixel image sensor for highly integrated imaging systems*”, S. E. **Mendis**, S. E. **Kemeny**, and E. R. **Fossum**, *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM) Tech. Dig.*, pp. 583-586, 1993.
-

- [Men94] *“Progress in CMOS Active Pixel Sensors”*, S. E. **Mendis**, S. E. **Kemeny**, R. C. **Gee**, B. **Pain**, Q. **Kim**, and E. R. **Fossum**, Proc. SPIE, Charge-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors IV, Vol. 2172, pp. 19-29, 1994.
- [Men97] *“CMOS Active Pixel Image Sensors for Highly Integrated Imaging Systems”*, S. E. **Mendis**, S. E. **Kemeny**, R. C. **Gee**, B. **Pain**, C. O. **Staller**, Q. **Kim**, and E. R. **Fossum**, IEEE International Journal of Solid-State Circuits, Vol. 32, No. 2, pp. 187-197, February 1997.
- [Mhe06] *“Operation Principles of 0.18- μm Four-Transistor CMOS Image Pixels with a Nonfully Depleted Pinned Photodiode”*, B. **Mheen**, M. **Kim**, Y.-J. **Song**, and S. **Hong**, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 53, No. 11, pp. 2735-2740, November 2006.
- [Mül79] *„Rauschen“*, R. **Müller**, Springer Verlag, 1979.
- [Nic05] *“Toward a 3-D Camera Based on Single Photon Avalanche Diodes”*, C. **Niclass**, A. **Rochas**, P.-A. **Besse**, and E. **Charbon**, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 10, No. 4, pp. 796-802, July/August 2004.
- [Nix96] *“A 256 x 256 CMOS active pixel sensor camera-on-a-chip”*, R. **Nixon**, S. **Kemeny**, B. **Pain**, C. **Staller**, and E. R. **Fossum**, ISSCC Dig., pp. 189-179, Feb. 1996.
- [Nob68] *“Self-scanned silicon image detector arrays”*, P. J. W. **Noble**, IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 15, Issue 4, pp. 202-209, April 1968.
- [Omu80] *“Charge-Transfer Noise Theory for Surface-Channel Charge-Coupled Devices”*, Y. **Omura**, and K. **Ohwada**, IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 27, Issue 9, pp. 1816-1824, September 1980.
- [Pai99] *“Analysis and Enhancement of Low-Light-Level Performance Photodiode-Type CMOS Active Pixel Imagers Operated with Sub-Threshold Reset”*, B. **Pain**, G. **Yang**, M. **Ortiz**, C. **Wrigley**, B. **Hancock**, and T. **Cunningham**, Jet Propulsion Laboratory (JPL) Technical Report, June 1999.

-
- [Ram01] *“Characterisation of Pixel Response Time and Image Lag in CMOS Sensors”*, S. **Ramaswami**, S. **Agwani**, L. **Loh**, and N. **Bossemeyer**, Image Capture Operation, Motorola Inc., Chandler, AZ, 2001.
- [Rei07] *„Elektronische Bauelemente“*, M. **Reisch**, Springer Verlag, 2007.
- [San89] *“Advances in Machine Vision”*, J. L. C. **Sanz**, Springer Verlag, 1989.
- [Sch98] *“Semiconductor Material and Device Characterization”*, D. K. **Schroder**, Second Edition, John Wiley & Sons, USA, 1998.
- [Sch99] *“Principles of 3-D Imaging Techniques”*, R. **Schwarte**, B. **Jähne**, H. **Haussecker**, and P. **Geissler**, Handbook of Computer Vision and Applications, Academic Press, 1999.
- [Sch00] *„Ein neuartiger Mikroaktor zur ein- und zweidimensionalen Ablenkung von Licht“*, H. **Schenk**, Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, 2000.
- [Sch01] *„Methoden zur Dynamikerweiterung in der zweidimensionalen CMOS-Bildsensorik“*, O. **Schrey**, Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, 2001.
- [Sch03] *“A 4x64 Pixel CMOS Image Sensor for 3D Measurement Applications”*, O. M. **Schrey**, O. **Elkhalili**, P. **Mengel**, M. **Petermann**, W. **Brockherde**, and B. J. **Hosticka**, Proc. IEEE European Solid-State Circuit Conference (ESSCIRC), Estoril, Portugal, 16-18th September 2003, pp. 333-336.
- [Sin95] *“Semiconductor Optoelectronics – Physics and Technology”*, J. **Singh**, McGraw-Hill, Inc., New York, 1995.
- [Sol96] *“Experimental results from 32x32 CMOS Photogate and Photodiode Active Pixel Image Sensors”*, J. **Solhusvik**, C. **Cavadore**, and J. **Farré**, Proc. SPIE, Vol. 2749, pp. 101-111, 1996.
- [Spi06] *„Tiefemperaturcharakterisierung von auf InP Substrat basierenden Heterostruktur-Feldeffektransistoren“*, A. **Spickermann**, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, 2006.
-

- [Spi09a] “*Performance Considerations for Photogate Based Active Pixel Sensors*”, A. **Spickermann**, B. J. **Hosticka**, and A. **Grabmaier**, Proc. IEEE Ph.D. Research in Microelectronics and Electronics (PRIME), pp. 216-219, Cork, Ireland, 12-17th July 2009.
- [Spi09b] “*Pulsed Time-of-Flight 3D-CMOS Imaging Using Photogate Based Active Pixel Sensor*”, A. **Spickermann**, D. **Durini**, S. **Bröcker**, W. **Brockherde**, B. J. **Hosticka**, and A. **Grabmaier**, Proc. IEEE European Solid-State Circuit Conference (ESSCIRC), pp. 200-203, Athens, Greece, 14-18th September 2009.
- [Sze81] “*Physics of Semiconductor Devices – Second Edition*”, S. M. **Sze**, John Wiley & Sons, USA, 1981.
- [Teg03] “*Technische Elektronik*”, F. J. **Tegude**, and W. **Brockerhoff**, Skript zur gleichnamigen Vorlesung, Universität Duisburg-Essen, 2003.
- [Ter82] “*No Image Lag Photodiode Structure in the Interline CCD Image Sensor*”, N. **Teranishi**, A. **Kohono**, Y. **Ishihara**, E. **Oda**, and K. **Arai**, IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM) Tech. Dig., pp. 324-327, 1982.
- [The95] “*Solid-State Imaging with Charge-Coupled Devices*”, A. J. P. **Theuwissen**, Kluwer Academic Publishers, 1995.
- [Thu75] “*The Standard Thermodynamic Function of the Formation of Electrons and Holes in Ge, Si, GaAs and GaP*”, C. D. **Thurmond**, Journal Electrochem. Society, 122, p. 1133, 1975.
- [Tia00] “*Analysis of 1/f noise in CMOS APS*”, H. **Tian**, and A. **El Gamal**, SPIE Proceedings of the Conference: Sensors and camera systems for scientific, industrial, and digital photography applications, pp. 168-176, 2000.
- [Tie02] „*Halbleiter-Schaltungstechnik*“, U. **Tietze**, und C. **Schenk**, 12. Auflage, Springer Verlag, 2002.
- [Tip00] „*Physik*“, P. A. **Tipler**, 3. korrigierter Nachdruck der 1. Auflage, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 2000.

-
- [Tri96] “*Thermal Noise Modeling for Short-Channel MOSFET’s*”, D. P. **Triantis**, A. N. **Birbas**, and D. **Kondis**, IEEE Trans. On Electron Devices, Vol. 43, No. 11, pp. 1801-1805, November 1986.
- [VdW76] “*Photodiode Quantum Efficiency*”, F. **Van de Wiele**, and M. **White**, Solid State Imaging, NATO Advanced Study Institute on Solid State Imaging, Leyden, 1976, pp. 47-90.
- [VdZ86] “*Noise in Solid State Devices and Circuits*”, A. **Van der Ziel**, John Wiley & Sons, Inc., 1986.
- [Wat05] “*Multi-Lorentzian Model and 1/f noise spectra*”, S. **Watanabe**, Journal of the Korean Physical Society, Vol. 46, No. 3, pp. 646-650, March 2005.
- [Wie05] “*Monolithic CMOS Detectors for Tracking and the Sticky Photo-Gate*”, H. **Wieman**, Lawrence Berkeley National Laboratory, 2005.
- [Wol83] „*Einen Beitrag zur Objekterkennung und Formprüfung in drei räumlichen Achsen*“, H. **Wolf**, Dissertation, Universität Stuttgart, 1983.
- [Yad04] “*CMOS Imagers: From Phototransduction to Image Processing*”, O. **Yadid-Pecht**, and R. **Etienne-Cummings**, Kluwer Academic Publishers, 2004.
- [Zim04] “*Silicon Optoelectronic Integrated Circuits*”, H. **Zimmermann**, Springer Verlag, 2004.