

Eindimensionale CMOS Bildsensorik mit integrierter Signalverarbeitung

Vom Fachbereich Elektrotechnik der
Gerhard - Mercator - Universität - Gesamthochschule Duisburg
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Michael Schanz

aus

Gelsenkirchen

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

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Y. Manoli

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Mai 1999

Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme und an der Gerhard - Mercator - Universität - Gesamthochschule Duisburg entstanden.

Meinen besonderen Dank möchte ich dem Leiter der Abteilung Signalverarbeitung und Systementwurf sowie Leiter des Fachgebietes Mikroelektronische Systeme, Professor Bedrich J. Hosticka, Ph. D. für die Betreuung der Arbeit aussprechen. Professor Hostickas Förderung und Engagement haben außerordentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Herrn Professor Dr. Yiannos Manoli danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferates.

Dem Institutsleiter, Herrn Professor Dr. Günter Zimmer, danke ich für die Möglichkeit, die Arbeit in seinem Institut angefertigt haben zu dürfen.

Den ehemaligen und jetzigen Kollegen, die mich unterstützt und zur Fertigstellung der Arbeit beigetragen haben, möchte ich ebenso danken, insbesondere den Herren Werner Brockherde, Dr. Roland Klinke und Arndt Bußmann.

Weiterhin danke ich der Technologieabteilung unter der Leitung von Professor Dr. Holger Vogt, die die in der Arbeit behandelten Schaltungsentwürfe als Chips gefertigt hat.

Meiner Frau Monika danke ich besonders für Ihr Verständnis und den damit verbundenen Entlastungen im privaten Bereich.

Inhaltsverzeichnis

Naturkonstanten	VI
Formelzeichen.....	VII
Weitere Indizes	XIII
1. Einleitung	1
2. CMOS-kompatible Photosensoren.....	4
2.1 Physikalische Grundlagen	6
2.2 Parameter von Photosensoren und Photosensorarrays	10
2.3 pn-Photodiode.....	19
2.3.1 Randbedingungen des Modells	19
2.3.2 Das Stromquellenmodell.....	20
2.3.3 Spektrale Empfindlichkeit.....	29
2.3.4 Rauschen, Signal-Rausch-Abstand und Dynamikbereich	31
2.3.5 Temperaturverhalten	34
2.3.6 Zusammenfassung zum Modell der pn-Photodiode	35
2.4 Bipolarer Phototransistor	36
2.4.1 Unbeleuchteter Fall (Normalbetrieb).....	36
2.4.2 Beleuchteter Fall	38
2.4.3 Weitere Eigenschaften.....	41
2.4.4 Zusammenfassung zum Modell des bipolaren Phototransistors.....	42
2.5 Photo-Feldeffekttransistor.....	43
2.5.1 Unbeleuchteter Fall (Normalbetrieb).....	44
2.5.2 Beleuchteter Fall	46
2.5.3 Rauschen	53
2.5.4 Dynamisches Verhalten	54
2.5.5 Fixed-Pattern-Noise	56
2.5.6 Temperaturverhalten	59
2.5.7 Zusammenfassung zum Photo-MOSFET	60

3. Ausleseschaltungen für Photosensoren	60
3.1 Stromauslese	64
3.1.1 Stromverstärker	64
3.1.2 Transimpedanzverstärker.....	66
3.1.3 Signal-Rausch-Abstand bei idealer Stromauslese	68
3.2 Spannungsauslese	69
3.2.1 Spannungsverstärker	69
3.2.2 Transkonduktanzverstärker	72
3.2.3 Signal-Rausch-Abstand bei idealer Spannungsauslese	75
3.3 Spezielle Ausleseschaltungen für den Photo-MOSFET	76
3.3.1 Stromverstärker mit Dunkelstromkompensation	76
3.3.2 Spannungsauslese mit Lasttransistor.....	77
3.4 Schaltungen zur Signalausgabe.....	82
3.4.1 Beispiel für serielle sukzessive Signalausgabe	83
3.4.2 Schnelle Signalausgabe mit getakteter Sourcefolgerlast	84
4. Eindimensionale Bildsignalaufnahme und Bildsignaldarstellung.....	86
4.1 Makroskopische Bildsignalaufnahme	87
4.2 Mikroskopische Bildsignalaufnahme	89
4.3 Verbesserung der Bildsignalaufnahme	94
5. Einsatz eindimensionaler Bildsensorik	95
5.1 Optoelektronische Systeme zur Vermessung geometrischer Größen.....	96
5.1.1 Triangulation.....	96
5.1.2 Winkelcodierung	98
5.2 Weitere Anwendungen	100
5.2.1 Inspektion mit eindimensionaler Bildsensorik.....	100
5.2.2 Spektroskopie	100
5.3 Beispiel: Programmierbares integriertes Bildsensorystem	102
5.3.1 Chiparchitektur	102
5.3.2 Basisoperationen.....	104
5.3.3 Möglichkeiten der Bildvorverarbeitung.....	106

5.3.4 Chipdaten.....	108
5.3.5 Systemimplementierung.....	110
5.4 Beispiel: Integriertes Autofokus-Bildsensormsystem	111
5.4.1 Benötigtes Auflösungsvermögen	111
5.4.2 Meßverfahren, Kamera und Meßsystem.....	113
5.4.3 Bildcodierung.....	116
5.4.4 Meßfehlerwahrscheinlichkeit und Anzahl der Photosensorelemente.....	117
5.4.5 Chipdaten des integrierten Bildsensormsystems	119
6. Optische Systeme zur Analyse eindimensionaler zeitlich veränderlicher Bildsignale.....	121
6.1 Optischer Fluß und Verschiebungsvektorfeld	122
6.2 Geschwindigkeitsmeßverfahren	124
6.2.1 Gradientenverfahren.....	124
6.2.2 Korrelationsverfahren.....	124
6.2.3 Ortsfrequenzfilterverfahren.....	127
6.3 Darstellung von Ortsfrequenzfiltersignalen.....	131
6.3.1 Orts- und Zeitbereich	131
6.3.2 Frequenzbereich.....	133
6.4 Beispiel: Integriertes Bildsensormsystem zur Geschwindigkeitsmessung.....	135
6.4.1 Bestimmung der Filtercharakteristik	135
6.4.2 Architektur des integrierten Bildsensormsystems	141
6.4.3 Meßergebnisse	147
7. Zusammenfassung und Ausblick.....	152
Anhang A Bestimmung der Photostromanteile der pn-Photodiode.....	155
A.1 Die Diffusionsphotoströme der vertikalen pn-Photodiode	155
A.2 Die Diffusionsphotoströme der lateralen pn-Photodiode	162
A.3 Die Driftphotoströme der vertikalen pn-Photodiode.....	163
A.4 Die Driftphotoströme der lateralen pn-Photodiode.....	168
Literaturverzeichnis	170

Naturkonstanten

Symbol:	Bezeichnung:	Wert:
###	Kreiszahl	3,141592653
### ₀	elektrische Feldkonstante	8,854188 ### 10^{-12} A s/V m
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit	2,997924 ### 10^8 m/s
e = exp(1)	Euler'sche Zahl	2,718281828
h	Planck'sches Wirkungsquantum	6,626176 ### 10^{-34} W s ²
k	Boltzmannkonstante	1,380662 ### 10^{-23} W s/K
K _m	photometrisches Strahlungsäquivalent	680 lm/W
q	Elementarladung	1,602189 · 10^{-19} A s

Formelzeichen

Symbol:	Bedeutung:	Einheit:
###	Absorptionskoeffizient	1/m
###	Kippwinkel des eindimensionalen Photosensors bei d. Triangulation	rad
###	Stromverstärkungsfaktor eines Bipolartransistors	-
### _{n,2p}	Fouriertransformierte des Dirac-Impulszug der Länge n mit Abstand 2p	-
###	Dirac'sche ###-Distribution (-Impuls)	-
### _{n,2p}	Dirac-Impulszug der Länge n mit Abstand 2p	-
### _r	relative Permittivität von Silizium	-
###	Bezeichnung für Taktphase	-
### _{gg}	Leistungsdichtespektrum des Ausgangssignals	1/Hz
### _{II}	Rauschleistungsdichtespektrum des Stromes	A ² /Hz
### _{ss}	Leistungsdichtespektrum des Eingangssignals	1/Hz
### _S	Oberflächeninversionspotential beim FET	V
###	Strahldurchschnittwinkel	rad
### _{gg}	Autokorrelationsfunktion des Ausgangssignals	-
### _{hh}	deterministische Korrelationsfunktion von h	-
### _{II}	Autokorrelationsfunktion des Rauschstromes	-
### _{ss}	Autokorrelationsfunktion des Eingangssignals	-
γ	Triangulationswinkel	rad
### _{ext}	externer Quantenwirkungsgrad	-
### _{int}	interner Quantenwirkungsgrad	-
### _{opt}	optischer Quantenwirkungsgrad	-
###	Wellenlänge elektromagnetischer Strahlung	m
###	Ladungsträgerbeweglichkeit	m ² /Vs
### _r	relative Permeabilität	-
###	Frequenz elektromagnetischer Strahlung	Hz
###	Varianz eines Zufallsprozesses	je nach phys. Größe
ρ	Abkürzung für $1 + \frac{I_{S,Wanne} + I_{Ph,Wanne}}{I_{S,SB}}$	-

Σ	Summationsknoten	
###	zeitliche Verschiebung der Autokorrelation	s
### _L	Laufzeit des Lichts	s
### _{lat}	Tiefpaß-Zeitkonstante im lateralen Driftmodell	s
### _n	Elektronen-Minoritätsladungsträger-Lebensdauer	s
### _p	Löcher-Minoritätsladungsträger-Lebensdauer	s
### _{Ladung}	Ladungs-Lebensdauer (allgemein)	s
### _{ver}	Tiefpaß-Zeitkonstante im vertikalen Driftmodell	s
###	Ortskoordinate	m
###	Kreisfrequenz	1/s
A	Fläche allgemein	m ²
A _{Diode}	optisch wirksame Fläche bei der vertikalen pn-Photodiode	m ²
A _{lat}	optisch wirksame Fläche bzgl. der Driftströme bei der lateralen pn-Photodiode	m ²
A _i	Stromverstärkung	-
A _{nG}	optisch wirksame Fläche im n-Gebiet der lateralen pn-Photodiode bzgl. der Diffusionsströme	m ²
A _{pG}	optisch wirksame Fläche im p-Gebiet der lateralen pn-Photodiode bzgl. der Diffusionsströme	m ²
A _u	Spannungsverstärkung	-
a	Abstand Objekt zum Meßsystem	m
B	Leuchtdichte	cd/m ²
B	Abstand Sensor zur optischen Achse	m
b	Basisabstand bei der Triangulation	m
b	Breite des oberen Trapezseite	m
b	wirksame Tiefe der lateralen pn-Photodiode	m
b	Abstand Optische Achse zur Abbildungsmitte	m
C' _{ox}	Kapazitätsbelag der Gateoxidschicht beim FET	F/m ²
C _{RLZ}	Sperrschichtkapazität	F
C _{D,Wanne}	Sperrschichtkapazität der n-Wanne	F
c	Unschärfekreisdurchmesser	m
D	Diffusionskonstante	m ² /s
d	Ausdehnung eines Bauelementes (allgemein)	m
d _{ia}	Dicke der optisch inaktiven Schicht	m
d _n	Ausdehnung des n-Gebietes der pn-Diode	m
d _{ox}	Gateoxidschichtdicke des FETs	m

d_p	Ausdehnung des p-Gebietes der pn-Diode	m
E	elektrische Feldstärke	V/m
E	Erwartungswertoperator	-
E'	Beleuchtungsstärke	lx
F	Lichtstrom	lm
F	Brennweite	m
F	Faktor im Frequenzbereich für Löcher im Diffusionsmodell	-
f	zeitliche Frequenz (allgemein)	1/s
f	Faktor im Zeitbereich für Löcher im Diffusionsmodell	1/s
f_0	Bandmittenfrequenz im Spektrum	1/s
f_x	Ortsfrequenz	1/m
f_{x0}	Hauptbandpaßkomponente im Spektrum	1/m
G_m	Transkonduktanz	1/ Ω
g	Kleinsignal Leitwert	1/ Ω
g	Ladungsträgerpaar-Generationsrate	1/m ³ s
g	Ausgangssignal eines Photosensorarrays	-
g	Ausgangssignal eines Ortsfilters	-
g'	Ausgangssignal eines Photosensorarrays nach rect-Multiplikation	-
g_d	diskretes Ausgangssignal eines Photosensorarrays	-
g_{eff}	wirksame Ladungsträgerpaar-Generationsrate	1/m ³ s
g_m	Vorwärtssteilheit eines Transistors	1/###
H	Bestrahlungsstärke	W/m ²
H	Fouriertransformierte der Apertur eines Ortsfilters	-
H_m	Fouriertransformierte der mikroskopischen Apertur	-
H_e	Fouriertransformierte der elementaren Apertur	-
H_0	auf die Oberfläche treffende Bestrahlungsstärke	W/m ²
H_R	dem Rauschsignal äquivalente Bestrahlungsstärke	W/m ²
h	Höhe der lateralen pn-Photodiode	m
h	Aperturfunktion eines Ortsfilters	-
h_d	diskrete Impulsantwort eines Photosensorarrays	-
h_e	elementare Apertur	-
h_m	mikroskopische Apertur eines Sensorelementes	-
Heav	Heavyside'sche Einheitssprungfunktion	-
I	Strom (allgemein)	A
I'	Lichtstärke	cd

I_+	positiv gewichteter Signalstrom	A
I_-	negativ gewichteter Signalstrom	A
I_C	Verschiebungsstrom der Sperrschichtkapazität	A
I_c	Charakteristischer Strom der schwachen Inversion	A
I_D	Drainstrom des FETs	A
I_{D0}	Dunkelstromanteil des Photo-MOSFETs	A
$I_{D,Ph}$	Photostromanteil des Photo-MOSFETs	A
I_{empf}	Strom zur Empfindlichkeitssteuerung der Ausleseschaltung	A
I_{dunkel}	Dunkelstrom des FETs	A
I_{MOS}	Strom im Kanal eines MOSFETs	A
I_{offset}	Strom zur Offsetsteuerung der Ausleseschaltung	A
I_{ort}	örtlich verteilter Momentanwert des Stroms	A
I_{ph}	photoinduzierter Strom (allgemein)	A
I_R	Rauschstrom (allgemein)	A
I_S	Sperrstrom	A
I_{Signal}	Signalstrom eines Photosensorelementes	A
i	Laufindex	-
i	Kleinsignal Strom	A
J	Strahlungsintensität	W/sterad.
j	Laufindex	-
K	Augenempfindlichkeitsfunktion	lm/W
K	Kontrastwert	-
$K_{R,Mod}$	Rauschkonstante für das Modulationsrauschen	A
k	Objektivblendenzahl	-
k_s	Substrateffektkonstante des FETs	\sqrt{V}
k_{Temp}	Konstante für linearen Temperaturanstieg der Schwellenspannung	V/K
L	Minoritätsladungsträger Diffusionslänge	m
L	Gatelänge des FETs	m
L_{eff}	effektive Gatelänge des FETs	m
L_K	Länge der Drain- und Sourcekontaktfläche des FETs	m
l_{dn}	Ortskoordinate der abschnittsweise definierten Elektronen-Driftgeschwindigkeiten	m
l_{dp}	Ortskoordinate der abschnittsweise definierten Löcher-Driftgeschwindigkeiten	m
l_n	Ausdehnung der RLZ im n-Gebiet der pn-Diode	m

l_p	Ausdehnung der RLZ im p-Gebiet der pn-Diode	m
l_p	Ausdehnung der RLZ im p-Substrat	m
M	optischer Abbildungsmaßstab	-
m	Laufindex	-
n	Laufindex	-
n	optischer Brechungsindex	-
n	Slope-Faktor der schwachen Inversion	-
N	Anzahl der Photosensorelemente	-
N	Anzahl der elementaren Aperturen	-
N	Photonenflußdichte	$1/m^2s$
N_A	Akzeptor-Ladungsträgerkonzentration (hier im Bereich der Störstellenerschöpfung, $T=300K$, stets komplett ionisiert)	$1/m^3$
N_D	Elektronen-Ladungsträgerkonzentration (hier im Bereich der Störstellenerschöpfung, $T=300K$, stets komplett ionisiert)	$1/m^3$
n	Laufindex	-
n_i	Eigenleitungs-Ladungsträgerkonzentration	$1/m^3$
n_p	n-Minoritätsladungsträgerkonzentration im p-Gebiet der pn-Diode	$1/m^3$
n_{p0}	n-Minoritätsladungsträgerkonzentration im p-Gebiet der pn-Diode, unendlich weit von der RLZ entfernt	$1/m^3$
P	Objektpunkt	-
P	Strahlungsleistung	W
p	Mittenabstand der Photosensorelemente (Pitch)	m
p_{interf}	Mittenabstand der Interferenzstreifen	m
ph+	positives Phasensignal	-
ph-	negatives Phasensignal	-
Pr	Wahrscheinlichkeitswert (Propability Function)	-
Q	Ladung (allgemein)	As
###	Auf den Signalstrom bezogene Empfindlichkeit eines Photodetektors	$1/V$
R	optischer Reflexionsfaktor	-
R'	Strahlungsdichte	W/sterad. m^2
$R_{\text{äq}}$	äquivalenter Rauschwiderstand	Ω
r	kleinsignalmäßiger Widerstand	###
$s=###+j$ ###	unabhängig veränderliche Variable im Bildbereich der Laplacetransformation	Hz
s	Eingangssignal (allgemein)	-

s'	durch mikroskopische Apertur gefiltertes Eingangssignal	-
s_0	normiertes Eingangs-Rechtecksignal	-
s_{approx}	approximiertes Signal aus einzelnen Rechtecksignalen	-
s_d	diskretes (abgetastetes) Eingangssignal	-
s_m	über y gemitteltes Eingangssignal	
T	Temperatur (allgemein)	K
T	Transistor (allgemein)	-
t	Zeitvariable (allgemein)	s
t_{ab}	Abklingzeit	s
t_{an}	Anstiegszeit	s
t_{mess}	Messzeit	s
t_s	Speicherzeit	s
t_v	Verzögerungszeit	s
U	Spannung (allgemein)	V
U_D	Diffusionsspannung einer pn-Photodiode	V
U_{DD}	Positive Versorgungsspannung	V
U_{Diode}	Sperrschichtspannung	V
U_{DS}	Drain-Source-Spannung des FETs	V
U_{GS}	Gate-Source-Spannung des FETs	V
U_{GS0}	Arbeitspunkt der Gate-Source-Spannung am FET	V
U_R	Rauschspannung (allgemein)	V
U_S	Sourcespannung am FET	V
U_{SB}	Source-Bulk (Wannen)-Spannung beim FET	V
U_{SS}	negative Versorgungsspannung	V
U_{Temp}	Temperaturspannung	V
U_T	Schwellenspannung eines FET	V
U_{T0}	Schwellenspannung eines FET ohne Substratvorspannung	V
U_{Wanne}	Wannenspannung des FET	V
u	Kleinsignal Spannung	V
v	Ladungsträger-Driftgeschwindigkeit	m/s
v	Geschwindigkeit (allgemein)	m/s
\dot{v}	Geschwindigkeitsvektorfeld	m/s
v_B	Bewegungsgeschwindigkeit über das Photosensorarray	m/s
v_x	effektive Geschwindigkeit in x-Richtung	m/s
V	relative Augenempfindlichkeitsfunktion	-

W	Gateweite des FET	m
W	Anzahl der Abtastwerte	-
W_F	Fermienergie	W_s
W_L	Leitungsbandenergie	W_s
W_{gap}	Bandlückenenergie eines Halbleiters	W_s
W_{ph}	Photonenenergie	W_s
W_V	Valenzbandenergie	W_s
w	Ausdehnung der Raumladungszone	m
w_n	Ausdehnung des feldfreien Gebiets im n-Gebiet der RLZ der pn-Diode	m
w_p	Ausdehnung des feldfreien Gebiets im p-Gebiet der RLZ der pn-Diode	m
x	Ortskoordinate (allgemein)	m
x_0	betrachtete Ortskoordinate	m
x_B	Verschiebung der Beleuchtungsfunktion	m
y	Ortskoordinate (allgemein)	m
Z_m	Transimpedanz	Ω
Z_{Last}	Lastimpedanz	Ω
z	Ortskoordinate (allgemein)	m
z	Distanzzone	-

Weitere Indizes

Index:	Bedeutung:
3dB	3dB-Grenzfrequenz-Eckwert
Δt	innerhalb von Δt
AP	arbeitspunktabhängig
aus	ausgangsbezogen
B	Basis
B	Bulk
B'	innerer Basisknoten
b	Basis, Kleinsignal
b	Bulk, Kleinsignal
b'	innerer Basisknoten, Kleinsignal
bip	auf den bipolaren Phototransistor bezogen
D	Drain
Diode	auf eine Diode als Photosensorelement bezogen
d	diskretisiert
d	Drain, Kleinsignal
diff	Diffusionsanteil
drif	Driftanteil
dunkel	Dunkelanteil
E	Emitter
e	Emitter, Kleinsignal
ein	eingangsbezogen
FET	auf den Photo-FET bezogen
FPN	bezüglich Fixed-Pattern-Noise
G	Gate
g	Gate, Kleinsignal
ges	gesamt
gen	Generation
K	Kollektor
k	Kollektor, Kleinsignal
OF	Oberflächeneinwirkung

ort	ortsbezogen
Last	als Lastelement
lat	auf die laterale pn-Photodiode bezogen
m	Mittelwert
max	Maximalwert
min	Minimalwert
mittel	Mittelwert
Mod	Modulation
n	auf Elektronen bezogen
nG	im n-Gebiet
opt	optisch
Ph	Photostromanteil
p	auf Löcher bezogen
pG	im p-Gebiet
pn	auf die pn-Photodiode bezogen
R	Rauschwert
RLZ	in der Raumladungszone
###	bezüglich der Empfindlichkeit
ref	Referenzwert
S	Source
SF	Sourcefolger
s	Source, Kleinsignal
sat	Sättigungswert
soll	Sollwert
therm	thermisch
ver	auf die vertikale pn-Photodiode bezogen
Verst	Verstärker
Wanne	auf die Wanne des Photo-MOSFET bezogen

Abkürzungen

Abkürzung:

A/D

AP

ASIC

BiCMOS

CCD

CISC

CMOS

CNN

D-FF

DoG

DR

ESB

FET

FhG

FPN

LCA

LED

LIGA

LSM

LZI

IC

IMS

I/O

MOS

MOSFET

MTF

NEP

NMOS

NIMOS

OP

Bedeutung:

Analog / Digital

Arbeitspunkt

Application Specific IC

Bipolar / CMOS

Charge Coupled Device

Complex Instruction Set Computer

Complementary MOS

Cellular Neural Network

Delay-Flip-Flop

Difference of Gaussians

Dynamic Range

Ersatzschaltbild

Feldeffekttransistor

Fraunhofer-Gesellschaft

Fixed Pattern Noise

Logic Cell Array

Light Emmiting Diode

Lithography, Galvanoforming

Laser Scan Microscope

Linear Zeitinvariant

Integrated Circuit

Institut für Mikroelektronische Schaltungen
und Systeme

Input / Output

Metal Oxide Semiconductor

MOS-Feldeffekttransistor

Modulation Transfer Function

Noise Equivalent Power

n-doped MOS

no-implanted MOS

Operationsverstärker

PC	Personal Computer
pin	p-Schicht, Isolatorschicht, n-Schicht
pn	p-Schicht, n-Schicht
pnp	p-Schicht, n-Schicht, p-Schicht
PSF	Point Spread Function
PMOS	p-doped MOS
PROM	Programmable ROM
RC	Resistor-Capacitor
RLZ	Raumladungszone
ROM	Read Only Memory
SNR	Signal to Noise Ratio
SOI	Silicon on Insulator
ÜTF	Übertragungsfunktion
VLSI	Very Large Scale Integration

1 Einleitung

Halbleiterphotosensoren, z.B. Photodioden, sind in großer Anzahl auf einem Halbleiter-Chip integrierbar. Ende der 60er Jahre wurden die ersten Photosensorarrays aus Photodioden in CMOS-Technologie, wie man sie heute noch vorfindet, entwickelt [1]. Ein Photosensorarray kann eindimensional oder zweidimensional ausgeführt sein.

Im Jahre 1970 wurde ein ladungsgekoppeltes selbstauslesendes Photosensorarray als integrierter Bildsensor, ein CCD (Charge Coupled Device), vorgestellt [2]. Wegen der zunächst besseren Homogenität der Photosensorelemente und der geringeren Pixelfläche (Pixel = Picture Element) im Vergleich zu CMOS-kompatiblen Photosensorarrays, ist die CCD-Technologie die z.Z. bevorzugte Technologie für Bildsensoren und ist z.B. in Videokameras für den Konsumermarkt äußerst stark vertreten.

Wegen der zunehmenden Prozeßminiaturisierung der CMOS-Technologie und der Möglichkeit, signalverarbeitende Elektronik zusammen mit dem Photosensorarray auf einem Chip bzw. On-Chip zu integrieren, sehen sich die CCD-Bildsensoren in den letzten Jahren der Herausforderung der CMOS-kompatiblen Bildsensoren gegenüber. Die CMOS-Technologie weist weltweit eine wesentliche größere Verfügbarkeit als die CCD-Technologie, die nur von wenigen Herstellern beherrscht wird, auf. Hinzu kommen weitere Vorteile von CMOS-Bildsensoren, wie wahlfreier Pixelzugriff, die Möglichkeit des zerstörungsfreien Auslesens, keine Ladungstransportverluste, geringere Leistungsaufnahme, keine Blooming- oder Smearingeffekte sowie die Möglichkeit, kostengünstige integrierte Bildsensoren aufzubauen. In solch einem System befindet sich zunächst die Umwandlung optischer Signale in elektrische Signale gefolgt von der Auslese der Ausgangssignale aus dem Photosensorelement bzw. aus dem Photosensorarray. Gegebenenfalls findet auch eine zusätzliche Signalaufbereitung (Verstärkung, Kennlinientransformation, A/D-Umsetzung, usw.) statt. Anschließend können die aufbereiteten Bildsignale vorverarbeitet (Bildfilterung, Merkmalextraktion, usw.) und über entsprechende Schnittstellen bzw. Treiber ausgegeben werden, wo sie dann weiterverarbeitet werden können. Das folgende Bild zeigt ein integriertes Bildsensorensystem in allgemeiner Form mit verschiedenen Beispielen möglicher On-Chip Elektronik:

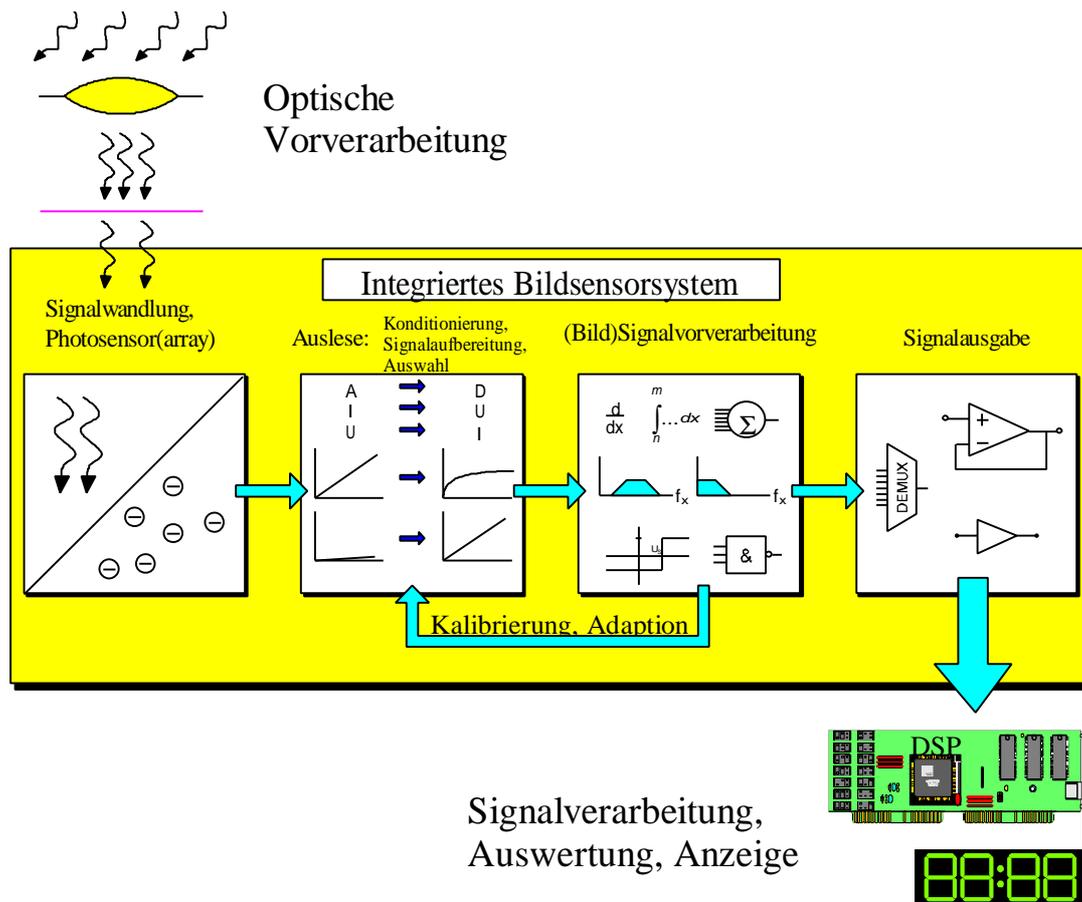


Bild 1.1: Integriertes Bildsensormsystem in allgemeiner Form mit Schnittstellen

Seit den 80er Jahren gab es zahlreiche Versuche, integrierte Bildsensormsysteme in CMOS-Technologie, deren Pixel mit enormer Funktionalität zur Signalvorverarbeitung ausgestattet sind, zu entwickeln. So wurden beispielsweise Neuronale Netze und andere parallel verarbeitende Schaltungen mit in das zweidimensionale Photosensorarray integriert. Begriffe wie "Smart Pixel", "Silicon Retina" und "Cellular Neural Network" wurden geprägt. Doch bei der hohen Leistungsfähigkeit der Elektronik eines Pixels wird die Chipfläche extrem groß, was wiederum zu Flächen- und Ausbeuteproblemen führt. Daher wird die Pixelzahl auf einem Chip bzw. die Bildauflösung entsprechend gering (4x4 [3], 16x16 [4] und 32x32 [5] Pixel). Solche Entwicklungen sind wegen der relativ geringen Anzahl der Pixel und der großen Gesamtpixelfläche nur für einen eingeschränkten Anwendungsbereich einsetzbar. Zusätzlich sinkt bei steigender Funktionalität innerhalb eines Pixels der Füllfaktor, also die Fläche des Photosensorelementes im Verhältnis zur gesamten Pixelfläche. Dabei kann es durch ortsbezogene Unterabtastung zu sogenannten Aliasing-Effekten schon bei der Bildaufnahme kommen.

Eine Möglichkeit, die Ortsauflösung integrierter Bildsensormsysteme mit zweidimensionalen Photosensorarrays zu steigern und die gesamte Chipfläche zu verringern, ist die Verwendung dreidimensionaler Technologie, bei der sich z.B. die übrige Elektronik unterhalb des Photosensorarrays befindet [6]. Solch eine Technologie ist jedoch z.Z. nicht der Stand der

Technik. Der Füllfaktor des Pixels kann hingegen vergrößert werden, indem man auf die massiv parallele Bildvorverarbeitung verzichtet, nur die nötigste Elektronik in die Pixel integriert und die Bildvorverarbeitung quasi an den Rand des Photosensorarrays verlegt. Wenn die Elektronik der Bildvorverarbeitung wesentlich schneller arbeiten kann, als das Photosensorarray selbst, ist auf diese Weise ein Hardwaremultiplex möglich.

Integrierte Bildsensoren mit eindimensionalen Photosensorarrays haben die Einschränkung der geringen Pixelanzahl und des kleinen Füllfaktors nicht. Hier kann die zweite zur Verfügung stehende Dimension zur Realisierung der On-Chip Elektronik auf dem Chip zur Bildvorverarbeitung genutzt werden.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Realisierungsmöglichkeiten CMOS-kompatibler integrierter Bildsensoren mit eindimensionalen Photosensorarrays für ein breites Anwendungsspektrum anhand von Beispielen aufzuzeigen und ihre Effizienz zu optimieren.

Einen weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Charakterisierung des photoempfindlichen MOS-Transistors, der im folgenden Photo-MOSFET genannt wird und der neben verschiedenen Photodioden und dem bipolaren Phototransistor die Möglichkeit für den Einsatz als Photosensor in einem CMOS-Prozess bietet.

Weiterhin werden im Rahmen dieser Arbeit physikalische Modelle der photoempfindlichen Anteile CMOS-kompatibler Photosensoren untersucht, auf deren Grundlage dann entsprechende analytische Simulationsmodelle entwickelt und implementiert werden, die Simulationen zusammen mit den übrigen elektronischen Bauelementen eines integrierten Bildsensoren erlauben.

2 CMOS-kompatible Photosensoren

Im Photosensor findet die Umwandlung optischer Signale, die als Strahlungsleistung oder Strahlungsenergie auftreten, in elektrische Signale in Form von elektrischer Ladung, Spannung oder elektrischem Strom statt. Daher werden in diesem Kapitel zunächst strahlungsphysikalische Grundlagen, der Photoeffekt sowie die verschiedenen in der Literatur definierten optischen Wirkungsgrade aufgearbeitet.

Beim Einsatz von Photosensoren treten in verschiedenen Anwendungen meist unterschiedliche Randbedingungen auf, z.B. hohe Anforderung an den Dynamikbereich, die Empfindlichkeit oder Ansprechgeschwindigkeit der Photosensoren. Die für verschiedene Anwendungen wichtigen charakterisierenden Parameter eines Photosensors werden in diesem Kapitel, insbesondere unter Berücksichtigung für den Einsatz innerhalb eines Photosensorarrays ausführlich behandelt.

In der Standard-CMOS-Technologie steht eine Vielzahl von nutzbaren Photosensoren zu Verfügung, wie Bild 2.1 zeigt. Als Photodioden sind der p-Substrat/n⁺-Übergang, der p⁺/n-Wannen-Übergang und der p-Substrat/n-Wannen-Übergang vorhanden. Als Photosensoren mit innerer Verstärkung sind der bipolare pnp-Phototransistor und der PMOSFET verfügbar.

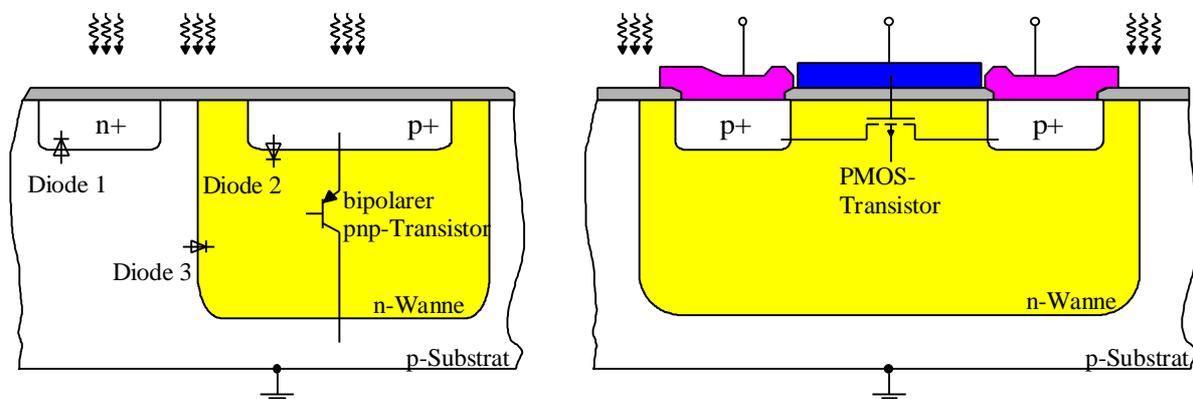


Bild 2.1: Verfügbare Photosensoren in der Standard-CMOS-Technologie

In den folgenden Unterkapiteln werden die CMOS-kompatiblen Photosensoren durch ihre statischen und dynamischen Eigenschaften charakterisiert. Diese Charakterisierung wird in ein handhabbares Modell für die Photoempfindlichkeit gefaßt, welches in das CADENCE-Design-Framework eingebunden wird. Dies ermöglicht eine äußerst komfortable Simulation der Photosensoren im sogenannten Schematic-Entry zusammen mit weiteren elektronischen Bauelementen. Darüber hinaus ist eine Modellierung für die Vorhersage der elektrooptischen Eigenschaften der Photosensorelemente (insbesondere der wellenlängenabhängigen Empfindlichkeit) für weiterentwickelte CMOS-Prozesse oder für unterschiedliche Layoutgeometrien hilfreich. Dadurch, daß im FhG-IMS eine eigene Prozeßlinie verfügbar ist

und die verschiedenen CMOS-Prozesse ständig weiterentwickelt werden, ist die Modellierung sogar bei der Lenkung der Prozeßentwicklung hinsichtlich der elektrooptischen Eigenschaften geeignet. Die statischen Modelle werden anhand von Messungen an Referenzstrukturen verifiziert oder entsprechende Parameter aufgrund der Messungen angepaßt. Die verwendeten Referenzstrukturen sind einzeln zugängliche Photosensorelemente innerhalb eines eindimensionalen Photosensorarrays mit einem Mittenabstand (Pitch) von $30\mu\text{m}$ und einer Länge von $400\mu\text{m}$. Die Referenzstrukturen sind in der FhG-IMS $1,5\mu\text{m}$ -Standard-CMOS-Technologie gefertigt.

Weitere Photosensoren, wie CCDs sowie pin- oder Lawinen-Photodioden sind zwar integrierbar, doch sind sie nicht kompatibel zum Standard-CMOS-Prozeß und seien deshalb hier nur am Rande erwähnt. Einen Überblick über weitere, nicht CMOS-kompatible Photodioden wird in [7], [8] und [9] gegeben. Umfassende Beschreibungen von CCD Photosensoren finden sich z.B. in [10], [11] und [12].

2.1 Physikalische Grundlagen

Zur physikalischen Beschreibung von optischen Prozessen werden zwei äquivalente Beschreibungsebenen verwendet. Bei der radiometrischen bzw. strahlungsphysikalischen Beschreibung elektromagnetischer Strahlung geht man von objektiven physikalischen Größen aus, die direkt aus den ablaufenden physikalischen Prozessen bestimmt werden können. Bei der photometrischen bzw. lichttechnischen Beschreibung werden die physiologischen Auswirkungen im Wellenlängenbereich sichtbarer elektromagnetischer Strahlung auf den Menschen berücksichtigt. Entscheidend ist hierbei die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit des menschlichen Auges, die durch die genormte Funktion der Augenempfindlichkeit $K(\lambda)$ beschrieben wird.

Eine anschauliche Gegenüberstellung der äquivalenten radiometrischen und photometrischen Beziehungen zeigt Tabelle 2.1.

Radiometrische Größen:	Photometrische Größen:
Strahlungsleistung P , $[P]=W$	Lichtstrom F , $[F] = \text{Lumen} = \text{lm}$
Strahlungsintensität J , $[J]=W/\text{steradian}$	Lichtstärke I' , $[I'] = \text{Candela} = \text{cd}$
Bestrahlungsstärke H , $[H]=W/m^2$	Beleuchtungsstärke E' , $[E'] = \text{lux} = \text{lx}$
Strahlungsdichte R' , $[R']=Wm^{-2}/\text{steradian}$	Leuchtdichte B , $[B] = \text{cd}/m^2$

Tabelle 2.1: Gegenüberstellung äquivalenter radio- und photometrischer Größen

Die Umrechnung radiometrischer Größen in photometrische Größen erfolgt durch Multiplikation der radiometrischen Größe mit $K(\lambda)$, welche die am menschlichen Auge meßtechnisch ermittelte Augenempfindlichkeitsfunktion darstellt. Bezieht man $K(\lambda)$ auf das photometrische Strahlungsäquivalent $K_m=680\text{lm}/W$, so erhält man die relative Augenempfindlichkeitsfunktion $V(\lambda)$.

In Tabelle 2.2 sind als äquivalente Größen die Beleuchtungsstärke E' und die Bestrahlungsstärke H für alltägliche Werte gegenübergestellt [13].

Situation:	Vollmondnacht bei klarem Himmel	Beleuchtung auf öffentlichen Straßen	Beleuchtung in öffentlichen Räumen	Beleuchtung in Wohnräumen	Arbeitsplatzbeleuchtung für hohe Ansprüche	Bedeckter Himmel im Sommer	Klarer Himmel im Sommer
E' / lux	0,1	1	10	100	10^3	10^4	$>10^5$ ($\dots 3 \cdot 10^5$)
H / Wm^{-2}	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-2}$	0,3	3	30	>300 ($\dots 1000$)

Tabelle 2.2: Alltägliche Werte für die Bestrahlungsstärke H und Beleuchtungsstärke E'

Dabei wird von einer Wellenlänge $\lambda=600\text{nm}$ (Gelblicht) ausgegangen, bei der die relative Augenempfindlichkeitsfunktion den Wert $V(\lambda)=0,5$ annimmt. Es bleibt hier unberücksichtigt, daß das Tageslicht und die meisten künstlichen Lichtquellen ein kontinuierliches Spektrum und nicht nur eine monochrome Spektralkomponente aufweisen.

Die Grundlage für die Photoempfindlichkeit von Halbleitern beruht auf der Photonenabsorption und Ladungsträgerpaargenerierung innerhalb des Halbleitermaterials, dem inneren Photoeffekt. (Wenn Elektronen eines Festkörpers durch einfallende Photonen energetisch auf das Vakuumniveau angehoben werden und aus dem Festkörper austreten, spricht man vom *äußeren* Photoeffekt.)

Damit in einem undotierten (bzw. intrinsischen) Halbleiter durch ein einfallendes Photon ein Ladungsträgerpaar, bestehend aus einem Elektron und einem Loch, erzeugt werden kann, muß die Photonenenergie W_{ph} mindestens so groß wie die Bandlückenenergie W_{gap} , gemessen zwischen Valenz- und Leitungsband des Halbleiters, sein. Bei diesem als Fundamentalabsorption bezeichneten Vorgang wird mit der Photonenenergie W_{ph} ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband gehoben, so daß ein Loch im Valenzband zurückbleibt.

Es muß gelten:

$$W_{\text{ph}} = h\nu \geq W_{\text{gap}}. \quad (2.1)$$

Für Wellenlängen kürzer als die Grenzwellenlänge λ_g findet Absorption statt, das heißt der Halbleiter wirkt undurchsichtig. Für größere Wellenlängen hingegen wird der Halbleiter transparent. Es gilt:

$$\lambda_g = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{W_{\text{gap}}}. \quad (2.2)$$

Für Silizium mit einer Bandlückenenergie von $W_{\text{gap}}=1,1\text{eV}$ bei Zimmertemperatur ergibt sich $\lambda_g=1,12\mu\text{m}$, so daß es im Wellenlängenbereich der für den Menschen sichtbaren Strahlung von etwa $\lambda=400\text{nm}$ bis $\lambda=800\text{nm}$ zur Fundamentalabsorption kommt.

Als intrinsische Photosensoren werden deshalb solche bezeichnet, bei denen die Ladungsträgerpaare durch Fundamentalabsorption entstehen.

Extrinsische Photosensoren beruhen auf der Absorption von Photonen, deren Energie zur Ladungsträgerpaargenerierung durch Ionisation von Störstellen verwendet wird, was voraussetzt, daß es sich um einen dotierten (bzw. extrinsischen) Halbleiter handelt. Für extrinsische Photosensoren gilt bei Zimmertemperatur ebenfalls die Bedingung nach Gleichung 2.2, da eine Störstellenabsorption und Ladungsträgerpaarerzeugung von langwelligerer Strahlung wegen der vorliegenden Störstellenschöpfung nicht stattfinden kann. Langwelligere Strahlung kann zwar durch die freien Ladungsträger im Valenz- und Leitungsband absorbiert werden, jedoch führt dieser Effekt nicht zur Generation von zusätzlichen Ladungsträgerpaaren [14].

Gelangen nun durch den inneren Photoeffekt erzeugte freie Ladungsträger in die Raumladungszone (RLZ) einer pn-Diode, so werden sie durch das innere Feld der Raumladungszone getrennt und lassen sich als Photostrom an den äußeren Klemmen des pn-Übergangs abgreifen. Die pn-Diode wirkt somit als Photodiode, die die Basis aller hier behandelten CMOS-kompatiblen Photosensoren bildet.

Nur ein Teil der auf den Halbleiter auftreffenden Photonen liefert einen Beitrag zum Photostrom. Daher werden zur Beschreibung des inneren Photoeffektes verschiedene Quantenwirkungsgrade η definiert. Nicht alle auf den Halbleiter auftreffenden Photonen werden absorbiert, sondern ein Teil wird an der Oberfläche reflektiert oder gelangt ohne ein Ladungsträgerpaar zu generieren durch den Halbleiter hindurch. Diese Eigenschaft des Halbleiters wird durch den optischen Quantenwirkungsgrad η_{opt} beschrieben.

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{\text{Anzahl der vom Halbleiter absorbierten Photonen}}{\text{Anzahl der auf den Halbleiter auftreffenden Photonen}}. \quad (2.3)$$

Diejenigen Ladungsträger, die im Halbleiter durch die Photonen generiert werden, können ohne zum Photostrom beizutragen, wieder rekombinieren. Diese Eigenschaft ist durch den internen Quantenwirkungsgrad η_{int} beschrieben :

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\text{Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare, die zum Photostrom beitragen}}{\text{Anzahl der vom Halbleiter absorbierten Photonen}}. \quad (2.4)$$

Der externe Quantenwirkungsgrad bezeichnet schließlich den Anteil der durch die auftreffenden Photonen generierten und zum Photostrom beitragenden Ladungsträger:

$$\eta_{\text{ext}} = \eta_{\text{opt}} \eta_{\text{int}} = \frac{\text{Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare, die zum Photostrom beitragen}}{\text{Anzahl der auf den Halbleiter auftreffenden Photonen}}. \quad (2.5)$$

Der Reflexionsfaktor R einer Halbleiteroberfläche bezüglich senkrecht einfallender Strahlung bestimmt sich nach [15] näherungsweise zu:

$$R(\lambda) = \frac{(n_{\text{Material}} - 1)^2}{(n_{\text{Material}} + 1)^2}. \quad (2.6)$$

wobei n_{Material} der optische Brechungsindex des Halbleitermaterials ist und die Strahlung aus dem Vakuum mit dem Brechungsindex 1 einfällt. Der Brechungsindex hängt im sichtbaren Wellenlängenbereich von der Wellenlänge ab. Damit ist R ebenfalls eine Funktion von λ und variiert für Silizium zwischen 0,32 (für $\lambda=800\text{nm}$) und 0,48 (für $\lambda=400\text{nm}$). Die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex bzw. des Reflexionsfaktors beruht u.a. auf der frequenzabhängigen komplexen relativen Permittivitätszahl ϵ_r , die die Eigenschaft der Polarisierbarkeit des Halbleitermaterials beschreibt (siehe auch [16]).

Bedingt durch die Absorption der Photonen im Halbleiter nimmt die Bestrahlungsstärke H nach dem Beer'schen Gesetz mit steigender Eindringtiefe z exponentiell ab, so daß gemäß [17] gilt:

$$H(z) = (1 - R(I)) H_0 \exp(-\alpha z). \quad (2.7)$$

wobei H_0 die Bestrahlungsstärke unmittelbar vor der Halbleiteroberfläche und α den Absorptionskoeffizient des Halbleitermaterials bezeichnet.

Der optische Quantenwirkungsgrad η_{opt} eines Halbleiterbereiches der Dicke $(d_1 - d_0)$, mit $d_1 > d_0$ beträgt mit Gleichung 2.7 ausgedrückt:

$$\eta_{\text{opt}} = (1 - R(\lambda)) [\exp(-\alpha d_0) - \exp(-\alpha d_1)]. \quad (2.8)$$

Bestrahlungsstärke H und Strahlungsleistung P sind über die bestrahlte Fläche dA miteinander verknüpft. Es gilt:

$$H = \frac{dP}{dA}. \quad (2.9)$$

Für den Zusammenhang zwischen der flächenbezogenen Photonenrate N (Anzahl der pro Flächen- und Zeiteinheit einfallenden Photonen) und der zugehörigen Bestrahlungsstärke H gilt:

$$N = \frac{H}{h\nu}. \quad (2.10)$$

Weiterhin gilt für die von der Eindringtiefe z abhängige Generationsrate von Ladungsträgerpaaren pro Volumen- und Zeiteinheit $g(x)$:

$$g(z) = -\frac{dN(z)}{dz} = -\frac{dH(z)}{dz} \frac{1}{h\nu} = \frac{H_0(1 - R(I)) \alpha \exp(-\alpha z)}{h\nu}. \quad (2.11)$$

Die effektive Generationsrate der Ladungsträgerpaare $g_{\text{eff}}(x)$, die zum Photostrom beitragen, läßt sich dann mit dem internen Quantenwirkungsgrad angeben:

$$g_{\text{eff}}(z) = g(z) \mathbf{h}_{\text{int}}. \quad (2.12)$$

2.2 Parameter von CMOS-kompatiblen Photosensoren und Photosensorarrays

Im folgenden werden die charakterisierenden Parameter von Photosensoren behandelt und auch die wichtigen Parameter im Hinblick auf eine Verwendung der Photosensoren innerhalb eines Photosensorarrays. Darüber hinaus beschreiben manche der hier behandelten Parameter das Verhalten eines Photosensors zusammen mit der Ausleseschaltung.

Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit eines Photosensors, auch Responsivität genannt, bei dem sich die Größe des Signalstroms I_{ph} proportional zur eingestrahlten Leistung P verhält, ist definiert als:

$$\mathfrak{R} = \frac{I_{\text{ph}}}{P}. \quad (2.13)$$

Für einen nichtlinearen Photosensor ist \mathfrak{R} vom Arbeitspunkt AP abhängig, so daß für eine Kleinsignalbetrachtung um den Arbeitspunkt gilt:

$$\mathfrak{R} = \left. \frac{dI_{\text{ph}}}{dP} \right|_{\text{AP}}. \quad (2.14)$$

Im Falle von Photodioden mit vertikalem pn-Übergang ist die Empfindlichkeit eine flächenunabhängige Größe, da sowohl I_{PH} und P bei gleichmäßiger Bestrahlungsstärke proportional zur Fläche der Photodiode sind und sie sich somit herauskürzt.

Spektrale Empfindlichkeit

Die Empfindlichkeit des Photosensors bezieht sich auf die Strahlung eines auf einer vorgegebenen Temperatur befindlichen schwarzen Strahlers oder auf eine monochromatische Strahlungsquelle. Die spektrale Empfindlichkeit ist die Abhängigkeit $\mathfrak{R}(\lambda)$, sie wird vom Halbleitermaterial sowie vom geometrischen Aufbau des Photosensors bestimmt und spielt z.B. für die farbliche Selektivität eine große Rolle.

Transfer-Charakteristik

Unter Transfer-Charakteristik wird die Kennlinienform zwischen Beleuchtungsstärke und Ausgangssignal des Photosensors oder der Ausleseschaltung verstanden. Für Anwendungen bei wechselnden Beleuchtungsverhältnissen über einige Größenordnung ist z.B. bei einer linearen Transfer-Charakteristik eine Kompression der Kennlinie durch Logarithmierung in der Ausleseschaltung sinnvoll.

Dunkelrauschen (unbeleuchteter Fall)

Statistische Vorgänge unterschiedlicher physikalischer Ursachen im Halbleitermaterial wirken als Rauschquellen auf das Ausgangssignal des Photosensors. Es werden zunächst ausschließlich dem Photosensor immanente Rauschquellen betrachtet (unbeleuchteter Fall).

Die Rauschquellen werden durch Zufallsprozesse beschrieben, deren Autokorrelationsfunktion $\phi_{II}(\tau)$ in den Frequenzbereich fouriertransformiert das Rauschleistungsdichtespektrum $\Phi_{II}(f)$ ergibt. Im folgenden wird ein Zufallsprozeß vorausgesetzt, der in Bezug auf seinen Mittelwert und seine Autokorrelationsfunktion ergodisch ist (näheres dazu in [18]). Die Einheit des Rauschleistungsdichtespektrums ist für den vorliegenden Fall des Stroms als Signalträger :

$$[\text{Rauschleistungsdichte für den Strom } \Phi_{II}] = \frac{\text{A}^2}{\text{Hz}} . \quad (2.15)$$

Damit ergibt sich ein frequenzabhängiger mittlerer quadratischer Rauschstrom als Mittelung über das betrachtete infinitesimale Frequenzintervall df:

$$d\overline{I_R^2} = \Phi_{II}(f) df . \quad (2.16)$$

Für endliche kleine Frequenzintervalle gilt näherungsweise:

$$\Delta\overline{I_R^2} = \Phi_{II}(f) \Delta f . \quad (2.17)$$

Integriert man das Rauschleistungsdichtespektrum über den gesamten Frequenzbereich, so erhält man die Varianz des Zufallsprozesses σ^2 (hier für den Strom $\overline{I_R^2}$):

$$\sigma^2 = \overline{I_R^2} = \int_{f=-\infty}^{f=+\infty} \Phi_{II}(f) df . \quad (2.18)$$

Die mittlere quadratische thermische Rauschspannung, welche auch ohne Stromfluß auftritt und von der ungerichteten thermischen Bewegung der Ladungsträger in einem Material mit dem elektrischen Widerstand R herrührt, kann durch

$$\overline{\Delta U_{R,\text{therm}}^2} = 4kTR \Delta f \quad (2.19)$$

beschrieben werden. Der resultierende mittlere quadratische thermische Rauschstrom ergibt sich dann zu:

$$\overline{\Delta I_{R,\text{therm}}^2} = \frac{4kT}{R} \Delta f . \quad (2.20)$$

Dieser Zufallsprozeß ist im Rauschleistungsdichtespektrum bezüglich f bis zur dielektrischen Relaxation (bei etwa 10^{12} Hz) konstant.

Unter dem elektrischen Widerstand R kann z.B. der elektrische Widerstand eines betrachteten Volumenelements im leitenden Kanal eines MOS-Transistors verstanden werden.

Das Schrotrauschen ist ein Rauschprozeß, mit dem man den statistischen Anteil der Bewegung von Ladungsträgern in Bereichen hoher elektrischer Feldstärken bei geringer Stromdichten relativ einfach beschreiben kann. Dies ist z.B. in pn-Übergängen der Fall. So ist z.B. beim mittleren fließenden Sperrstrom I_S (in diesem Fall entspricht er dem Dunkelstrom) der mittlere quadratische Rauschstrom von I_S abhängig:

$$\overline{\Delta I_{R,\text{Schrot}}^2} = 2q|I_S|\Delta f. \quad (2.21)$$

Da die statistischen Fluktuationen bei einem nicht vorgespannten pn-Übergang allerdings thermischer Natur sind, ist in diesem Fall das Schrotrauschen mit dem thermischen Rauschen identisch (siehe z.B. [19]).

Dieser Zufallsprozeß ist im Rauschleistungsdichtespektrum bis zur reziproken Driftzeit des Ladungsträgers durch den pn-Übergang in Bezug auf f konstant [20]. Die formale Beschreibung des Schrotrauschens (Gleichung 2.21) ist jedoch nur dann gültig, wenn die gegenseitige Beeinflussung der Ladungsträger vernachlässigbar gering ist, ansonsten ist die statistische Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung der Ladungsträger durch deren gegenseitige Abstoßung geringer. Die Bewegung der Ladungsträger z.B. im leitenden Kanal eines MOS-Transistors kann daher besser durch das thermische Rauschen beschrieben werden [21].

Die letzte hier betrachtete signifikante Rauschquelle ist das Modulationsrauschen, nach seiner Frequenzabhängigkeit auch $1/f$ -Rauschen genannt. Statistische Umladevorgänge von Oberflächen- und Zwischenschichtzuständen führen zur Änderung der Konzentration von freien Ladungsträgern im stromdurchflossenen Material. Für das Modulationsrauschen sind neben der Oberflächenbeschaffenheit des Materials, elektrische Kontakte und Kristalldefekte verantwortlich [22]. Diese Ursachen sind in der Konstante $K_{R,\text{Mod}}$ vereinigt. Das Modulationsrauschen dominiert neben dem thermischen Rauschen im stromdurchflossenen (I_{MOS}) leitenden Kanal eines MOS-Transistors. Es gilt für den mittleren quadratischen Rauschstrom:

$$\overline{\Delta I_{R,\text{Mod}}^2} = I_{\text{MOS}} \frac{K_{R,\text{Mod}}}{f} \Delta f. \quad (2.22)$$

Liegt ein Array von Photosensorelementen vor, so kommt eine weitere zu beachtende Rauschquelle hinzu: Das Ortsrauschen (im folgenden FPN). Es beschreibt die Inhomogenität der Ausgangssignale von Photosensorelementen innerhalb eines Arrays. Ursachen für das FPN sind geometrische Streuungen der Photosensorelemente und der Bauelemente der Ausleseschaltung sowie ungleichmäßige Dotierstoffkonzentrationen auf einem Wafer. Die Ausgangssignale der Photosensorelemente können durch einen diskreten Zufallsprozeß beschrieben werden. Der Zufallsprozeß ist zwar im Sinne der Zeit deterministisch (zeitlich konstant), jedoch nicht bezüglich der Ortskoordinate x . Unter FPN wird die Varianz σ^2 des Zufallsprozesses verstanden. Das FPN für den unbeleuchteten Fall hat additiven Charakter (FPN 0. Ordnung => signalunabhängig). Eine Approximation für den mittleren quadratischen Rauschstrom eines Arrays ist also die empirische Varianz der Dunkelströme $I_{S,i}$ der N Photosensorelemente im Array:

$$\overline{I_{R,\text{FPN0}}^2} \approx \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (I_{S,i} - I_S)^2, \quad (2.23)$$

mit dem mittleren Dunkelstrom I_S .

Wenn verschiedene wirksame Rauschprozesse nicht korreliert sind, lassen sie sich additiv zu einem gesamten mittleren quadratischen Rauschstrom für den unbeleuchteten Fall zusammenfassen:

$$\overline{I_{R,dunkel}^2} = \sum_i I_{R,i}^2, \quad (2.24)$$

wobei i der Laufindex für die verschiedenen Rauschprozesse ist.

Rauschäquivalente Leistung (Noise Equivalent Power, NEP) und Nachweisgrenze

Die Rauschäquivalente Leistung P_R (im folgenden NEP) ist gleich derjenigen Strahlungsleistung, die das Dunkelrauschsignal $\sqrt{\overline{I_{R,dunkel}^2}}$ am Ausgang des Sensorelements hervorruft, wobei das betrachtete Frequenzintervall Δf unendlich groß ist (andererseits wird die effektive Rauschbandbreite von vorhandenen Kapazitäten und Widerständen durch ihr Tiefpaßverhalten begrenzt):

$$P_R = H_R A_{\text{Sensorelement}} = \frac{\sqrt{\overline{I_{R,dunkel}^2}}}{\mathfrak{R}}, \quad (2.25)$$

wobei H_R die zur NEP korrespondierende Bestrahlungsstärke bezeichnet. Die Nachweisgrenze der Eingangsbestrahlungsstärke hängt davon ab, mit welcher Sicherheit das Signal im Rauschen erkannt werden soll. Es gibt daher unterschiedliche Angaben zur Nachweisgrenze, beispielsweise wird sie häufig als ein bestimmtes Vielfaches der NEP angegeben.

Signalabhängiges Rauschen

Die kohärente Emission von Photonen kann aus statistischer Sicht als diskreter binominalverteilter Zufallsprozeß beschrieben werden, was im allgemeinen als Photonenrauschen bezeichnet wird. Bei einer großen Anzahl von Beobachtungen geht die Binominalverteilung in die Poissonverteilung über. Die Wahrscheinlichkeit Pr für die Emission von n Photonen innerhalb eines Beobachtungszeitraumes Δt ist dann gegeben durch:

$$Pr_{\Delta t} \{n\} = \frac{(\bar{n})^n}{n! \exp(\bar{n})}. \quad (2.26)$$

Die mittlere Anzahl der emittierten Photonen ist \bar{n} . Diese ist abhängig vom Beobachtungszeitraum Δt sowie von der abgegebenen mittleren Strahlungsleistung.

Wenn nun die \bar{n} im Mittel emittierten Photonen im Photosensor auftreffen und im Mittel $\eta_{\text{ext}} \bar{n} = \bar{m}$ Elektronen generieren, ist auch die Wahrscheinlichkeitsverteilung für m generierte Elektronen ebenfalls poissonverteilt:

$$Pr_{\Delta t} \{m\} = \frac{(\bar{m})^m}{m! \exp(\bar{m})}. \quad (2.27)$$

Die Varianz eines poissonverteilten Zufallsprozesses ist gleich dessen Mittelwert:

$$\sigma_{\text{Poisson}}^2 = \overline{(m - \bar{m})^2} = \bar{m}. \quad (2.28)$$

Die Poissonverteilung darf strenggenommen nur bei kohärenter Emission angenommen werden. Bei inkohärenter Emission muß die sog. Bose-Einstein Statistik berücksichtigt werden, die Varianz würde dabei mit dem sog. Bose-Faktor multipliziert werden, der jedoch für den Fall $h\nu \gg kT$ (relativ kleine Wellenlängen bis $1\mu\text{m}$ und geringe Temperaturen kleiner 120°C) zu eins angenommen werden darf.

Im Zeitraum Δt fließt ein mittlerer Photostrom \bar{I}_{Ph} sowie der aktuelle Photostrom I_{Ph} mit

$$\bar{I}_{\text{Ph}} = \frac{q \bar{m}}{\Delta t} \quad \text{und} \quad I_{\text{Ph}} = \frac{q m}{\Delta t}. \quad (2.29)$$

Die Varianz des Photostromes, der im Zeitraum Δt ermittelt ist

$$\begin{aligned} \overline{\Delta I_{\text{R,Ph}}^2} &= \overline{(I_{\text{Ph}} - \bar{I}_{\text{Ph}})^2} = \overline{\left(\frac{q m}{\Delta t} - \frac{q \bar{m}}{\Delta t} \right)^2} \\ &= \left(\frac{q}{\Delta t} \right)^2 \overline{(m - \bar{m})^2} = \left(\frac{q}{\Delta t} \right)^2 \bar{m} = \frac{q \bar{I}_{\text{Ph}}}{\Delta t}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Für ein betrachtetes Frequenzintervall mit $\Delta f = \frac{1}{2\Delta t}$ ([23]) ergibt sich ein mittlerer quadratischer Rauschstrom der Photoelektronen (Photostromrauschen) für das Frequenzintervall Δf zu

$$\overline{\Delta I_{\text{R,Ph}}^2} = 2q \bar{I}_{\text{Ph}} \Delta f, \quad (2.31)$$

der, wie gezeigt, signalabhängig ist.

Analog zum Rauschen im unbeleuchteten Fall kann das FPN innerhalb eines Photosensorarrays ebenfalls signalabhängig sein. Das signalabhängige FPN hat also multiplikativen Charakter (FPN 1. Ordnung). Dies ist dann der Fall, wenn die Verstärkungen von Bauelementen in den einzelnen Ausleseschaltungen oder die inneren Verstärkungen der Photosensorelemente nicht homogen sind. Das FPN 1. Ordnung wird in der Literatur auch Pixel Response Nonuniformity (PRNU) genannt. Die empirische Varianz der Verstärkungen kann für N Photosensorelementen zu

$$\sigma_{\mathfrak{R}} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\mathfrak{R}_i - \bar{\mathfrak{R}})^2 \quad (2.32)$$

angegeben werden. Bei Photosensorelementen mit linearer Transfer-Charakteristik kann dann der mittlere quadratische Rauschstrom des Photosensorarrays, der aus dem FPN 1. Ordnung resultiert, mit

$$\overline{I_{\text{R,FPN1}}^2} \approx \sigma_{\mathfrak{R}}^2 P^2 \quad (2.33)$$

approximiert werden.

Dynamikbereich (Dynamic Range, DR)

Als Dynamikbereich DR ist das Verhältnis der maximal detektierbaren Bestrahlungsstärke H_{\max} (z.B. bis die Transfer-Charakteristik Sättigungseffekte zeigt) zur NEP-korrespondierenden Bestrahlungsstärke H_R zu verstehen. Der DR charakterisiert somit das eingangsbezogene Verhalten des Photosensors und wird üblicherweise in dB angegeben:

$$\text{DR} = 20 \log_{10} \left(\frac{H_{\max}}{H_R} \right) \text{dB}. \quad (2.34)$$

Signal-Rausch-Abstand (Signal-to-Noise Ratio, SNR)

Beim Signal-Rausch-Abstand SNR wird das jeweilige Ausgangssignal des Photosensors (hier z.B. Strom) I_{Ph} auf das Gesamtrauschsignal $\sqrt{I_{\text{R,gesamt}}^2}$, welches sich aus allen wirksamen Rauscharten (Dunkelrauschen und signalabhängiges Rauschen) zusammensetzt, bezogen. Der SNR charakterisiert somit das ausgangsbezogene Verhalten des Photosensors oder des Arrays (ggf. mit Ausleseschaltungen) und wird ebenfalls üblicherweise in dB angegeben:

$$\text{SNR} = 20 \log_{10} \left(\frac{I_{\text{Ph}}}{\sqrt{I_{\text{R,gesamt}}^2}} \right) \text{dB}. \quad (2.35)$$

Die verschiedenen Rauscharten lassen sich nach den obigen Überlegungen in signalabhängige und -unabhängige sowie zeit- und ortsbezogene unterteilen, wie Tabelle 2. 3 zeigt.

Rauscharten	signalunabhängiges Dunkelrauschen	signalabhängiges Rauschen
zeitbezogen	z.B. <ul style="list-style-type: none"> • thermisches Rauschen des leitenden Transistorkanals • Modulationsrauschen des leitenden Transistorkanals • Schrotrauschen des Diodensperrstroms 	<ul style="list-style-type: none"> • Photonenrauschen bzw.daraus resultierendes Photostromrauschen
ortsbezogen	FPN 0. Ordnung z.B. <ul style="list-style-type: none"> • ungleichmäßige Dunkelströme durch Kristalldefekte • ungleichmäßige Dunkelströme durch inhomogene Geometrien • ungleichmäßige Offsets in den Ausleseschaltungen 	FPN 1. Ordnung z.B. <ul style="list-style-type: none"> • ungleichmäßige Verstärkungen der Photo-MOSFETs

Tabelle 2.3: Unterteilung der verschiedenen Rauscharten bei Photosensoren

In Bild 2.2 ist das Verhalten eines allgemeinen Photosensors in Anlehnung an [24] bezüglich der verschiedenen Rauscharten sowie DR und SNR in einer Übersicht dargestellt. Das Eingangssignal sind hier Photonen (\bar{n}) und das Ausgangssignal Elektronen (\bar{m}), die über den Quantenwirkungsgrad η_{ext} generiert werden. Der SNR entspricht der Projektion des grauen Bereichs auf die ausgangsseitige \bar{m} -Achse für das jeweilige Signal.

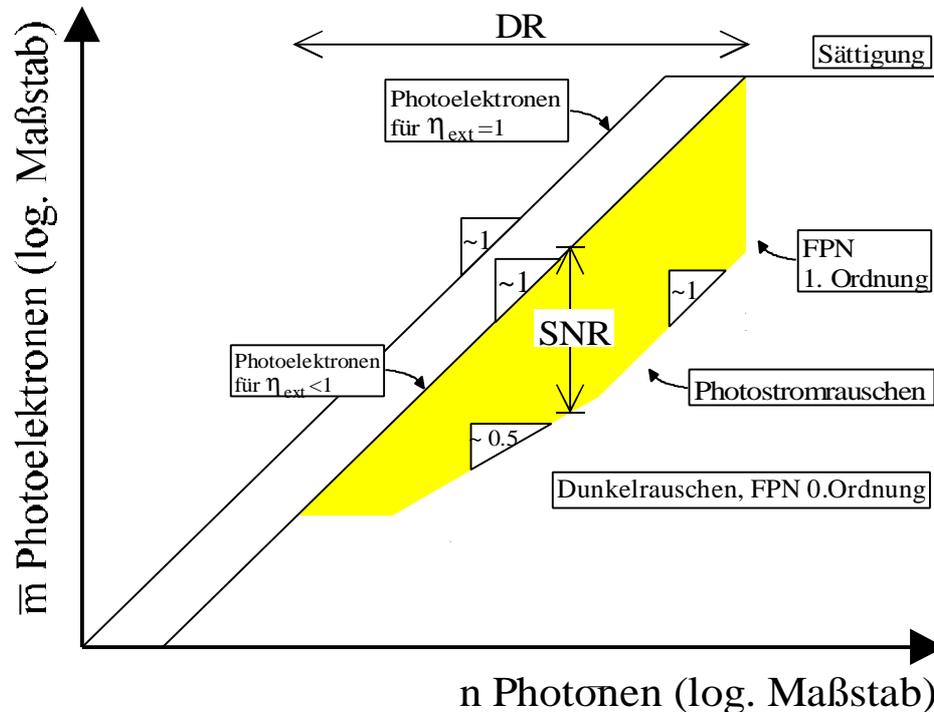


Bild 2.2: Darstellung verschiedener Rauscharten

Temperaturabhängigkeit

Im Halbleiter sind vielerlei Größen temperaturabhängig, z.B. Diodensperrstrom, Schwellenspannung von MOS-Transistoren, Ladungsträgerbeweglichkeiten, usw.. Dies gilt insbesondere auch für Photosensoren. Wird bei einer Anwendung Wert auf ein temperaturunabhängiges Verhalten gelegt, so können einige temperaturabhängige Größen schaltungstechnisch kompensiert werden. Differenzierende Verfahren, bei denen die Ausgangssignale von Photosensorelementen eines Arrays voneinander subtrahiert werden, nehmen eine Kompensation der Temperaturabhängigkeit vor. Für Photodioden reicht solch eine Kompensation bereits aus, da der Photostrom I_{ph} nahezu temperaturunabhängig ist.

Zeitkonstanten, dynamisches Verhalten

Die Antwort des Ausgangssignals eines Photosensors bei impulsförmiger Bestrahlung kann mit einer Zeitkonstanten τ ausreichend beschrieben werden, sofern der Photosensor tiefpaßförmiges Verhalten aufweist. Mit der 3dB-Eckfrequenz der Tiefpaßcharakteristik $\omega_{3\text{dB}}$ gilt dann:

$$\tau = \frac{1}{\omega_{3\text{dB}}} . \quad (2.36)$$

Zeigt der Photosensor nichtlineares Verhalten, können als geeignete Beschreibung der dynamischen Vorgänge verschiedene Zeitkonstanten definiert werden. Die Definition der verschiedenen Zeitkonstanten soll analog zu denen von digitalen Gattern gem. Bild 2.3 sein: Verzögerungszeit t_v , Anstiegszeit t_{an} , Speicherzeit t_s und Abklingzeit t_{ab} .

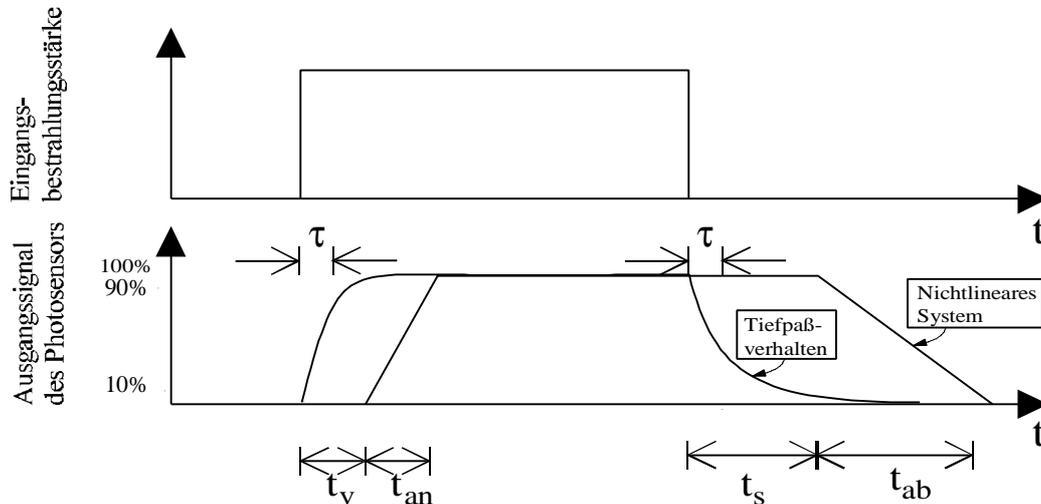


Bild 2.3: Verschiedene Zeitkonstanten eines Photosensors

Mikroskopische Apertur eines Photosensorelementes und die ortsbezogene Impulsantwort eines Photosensorarrays

Bei einigen Anwendungen ist es von Bedeutung, welche Empfindlichkeit ein Photosensorelement auf eine ortsabhängige Bestrahlung aufweist. Diese Empfindlichkeitscharakteristik wird hier als mikroskopische Apertur des Photosensorelementes bezeichnet. Die diskrete ortsbezogene Impulsantwort eines Photosensorarrays gibt demgegenüber an, wie sich die Ausgangssignale eines beleuchteten Photosensorelementes und dessen benachbarte Elemente verhalten. Aus der mikroskopischen Apertur eines Photosensorelementes kann die diskrete Impulsantwort eines Photosensorarrays bestimmt werden. Beide Größen charakterisieren die Ortsauflösung des Photosensorarrays.

Übersprechen

Das Übersprechen ist eine Eigenschaft von Photosensorarrays. Unter Übersprechen versteht man bei Bestrahlung eines Photosensorelementes das Verhältnis vom Ausgangssignal des bestrahlten Photosensorelementes zur Summe aller Ausgangssignale der übrigen Photosensorelemente des Arrays. Das Übersprechen kann aus der Apertur und dem Abstand der einzelnen Photosensorelemente (sog. Pitch) abgeleitet werden. Es sei darauf hingewiesen, daß mit Übersprechen nicht das von CCD-Photosensorarrays her bekannte Blooming gemeint ist, welches bei starker Beleuchtungsstärke ein quasi Überlaufen der Potentialtöpfe der CCD-Photosensorelemente in benachbarte Potentialtöpfe beschreibt. Das Übersprechen in Photosensorarrays entsteht i.a. durch die Diffusion photogenerierter Ladungsträger im Substratmaterial zu benachbarten Photosensorelementen hin.

2.3 pn-Photodiode

Von den in der CMOS-Technologie verfügbaren Photosensorelementen wird die pn-Photodiode zunächst ausführlich behandelt. Es werden die laterale und vertikale pn-Diode sowie die verschiedenen Stromanteile für das statische und dynamische Verhalten getrennt voneinander betrachtet. Das hier entwickelte Photodiodenmodell ist ebenso für die Modellierung der aktiven pn-Photodioden im bipolaren Phototransistor und im Photo-MOSFET verwendbar.

Bei der Photodiode spielt die Einstrahlungsrichtung des Lichts in Bezug auf die pn-Grenzschicht mitunter eine entscheidende Rolle. Fällt die Strahlung senkrecht in die RLZ ein, so spricht man von einer vertikalen und bei parallelem Einfall von einer lateralen Photodiode. CMOS-kompatible Photodioden sind stets eine Mischung aus beiden Fällen. Es kommt auf das Design an, welcher Anteil überwiegt. Die Strukturen verfügbarer CMOS-kompatiblen pn-Photodioden, die als Referenzstrukturen im FhG-IMS-1,5 μ m-Standard-CMOS-Prozeß vorhanden sind, zeigt Bild 2.4.

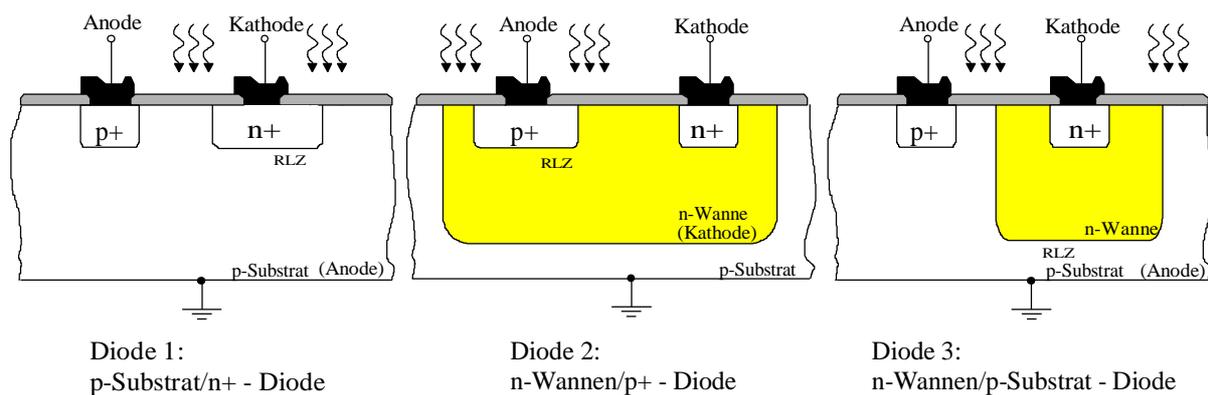


Bild 2.4: Verfügbaren pn-Photodioden des FhG-IMS-1,5 μ m-Standard-CMOS-Prozesses

Diode 1 ist diejenige mit dem geringstem Platzbedarf und daher am geeignetsten für hochauflösende Photosensorarrays. Falls es nötig ist, die Dioden innerhalb eines Arrays vollständig voneinander zu isolieren (z.B. kein gemeinsamer Anodenanschluß), sollte auf Diode 2 zurückgegriffen werden. Diode 3 ist aufgrund der größeren Dotierungstiefe (ca. 3 μ m im Vergleich zu ca. 0,5 μ m bei Diode 1) diejenige mit dem größten externen Quantenwirkungsgrad für größere Wellenlängen im sichtbaren Bereich.

2.3.1 Randbedingungen des Modells

Randbedingungen für das statische Verhalten

Die gesamte äußere Spannung der Photodiode U_{Diode} fällt über der Raumladungszone ab. Im Normalfall findet der Betrieb von Photodioden zu Detektionszwecken im Sperrbereich mit $U_{\text{Diode}} \leq 0V$ statt. Die Betrachtung im Sperrbereich rechtfertigt die Vernachlässigung der Bahnwiderstände der Photodiode, da diese nur von geringen Strömen durchflossen werden. Es

soll eine eindimensionale, querschnittsunabhängige Betrachtung der generierten Photostromdichten erfolgen und es werden sämtliche Halbleiter-Grenzschichten als ideal, das heißt als abrupt, angenommen.

Zusätzliche Randbedingungen für das dynamische Verhalten

Eine übersichtliche Modellbeschreibung zur Bestimmung des im Bauelement hervorgerufenen Photostroms ist bei beliebiger zeitlicher Modulation der Bestrahlungsstärke H nur unter geeigneten Voraussetzungen für den Gültigkeitsbereich des Modells möglich. Unberücksichtigt bleibt die Laufzeit des Lichtes im Halbleiter, da sie wesentlich geringer als alle später berechneten Zeitkonstanten ist. Eine Abschätzung liefert eine Laufzeit von etwa 0,06ps durch die RLZ einer Siliziumphotodiode mit einer Ausdehnung von $5\mu\text{m}$. Es wird davon ausgegangen, daß die betrachtete pn-Photodiode mit einer Sperrspannung im Bereich von $-5\text{V} < U_{\text{Diode}} < -4\text{V}$ betrieben wird. Dieser Betriebsbereich ist im Kurzschlußbetrieb von Photodioden bei einer Versorgungsspannung von 5V durchaus üblich.

2.3.2 Das Stromquellenmodell

Unter den oben angeführten Randbedingungen ist das Ersatzschaltbild der pn-Photodiode im Sperrbereich durch die Parallelschaltung mehrerer Stromquellen darstellbar. Diese Ströme werden zunächst für den unbeleuchteten und beleuchteten Fall getrennt behandelt.

Unbeleuchteter Fall (Dunkelstrom)

Der pn-Übergang sei mit einer Dotierstoffkonzentration von N_D auf der n-Seite und N_A auf der p-Seite dotiert. Ohne äußere Spannung U_{Diode} und ohne Beleuchtung befindet sich die pn-Diode im thermodynamischen Gleichgewicht, das Fermi-Energieniveau W_F im Energiebänder-Diagramm ist dann räumlich konstant. Durch Konzentrationsgradienten an freien Ladungsträgern von den feldfreien Gebieten zur RLZ hin bilden sich Diffusionsströme aus. Hierdurch entstehen wiederum Feldströme, da sich durch die Diffusion ein elektrisches Feld ausgebildet hat, welches den Abfall der Diffusionsspannung

$$U_D = -U_{\text{Temp}} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right), \text{ mit } U_{\text{Temp}} = \frac{kT}{q} \quad (2.37)$$

über der RLZ zur Folge hat. Diffusionsströme und Feldströme gleichen sich im zeitlichen Mittel exakt aus. Mit Hilfe der Poisson-Gleichung kann der in Bild 2.5, links qualitativ gezeigte Verlauf der Ladungsträgerkonzentrationen und der Energiebandverläufe ermittelt werden. Im folgenden soll die x-Richtung stets quer zum pn-Übergang verlaufen.

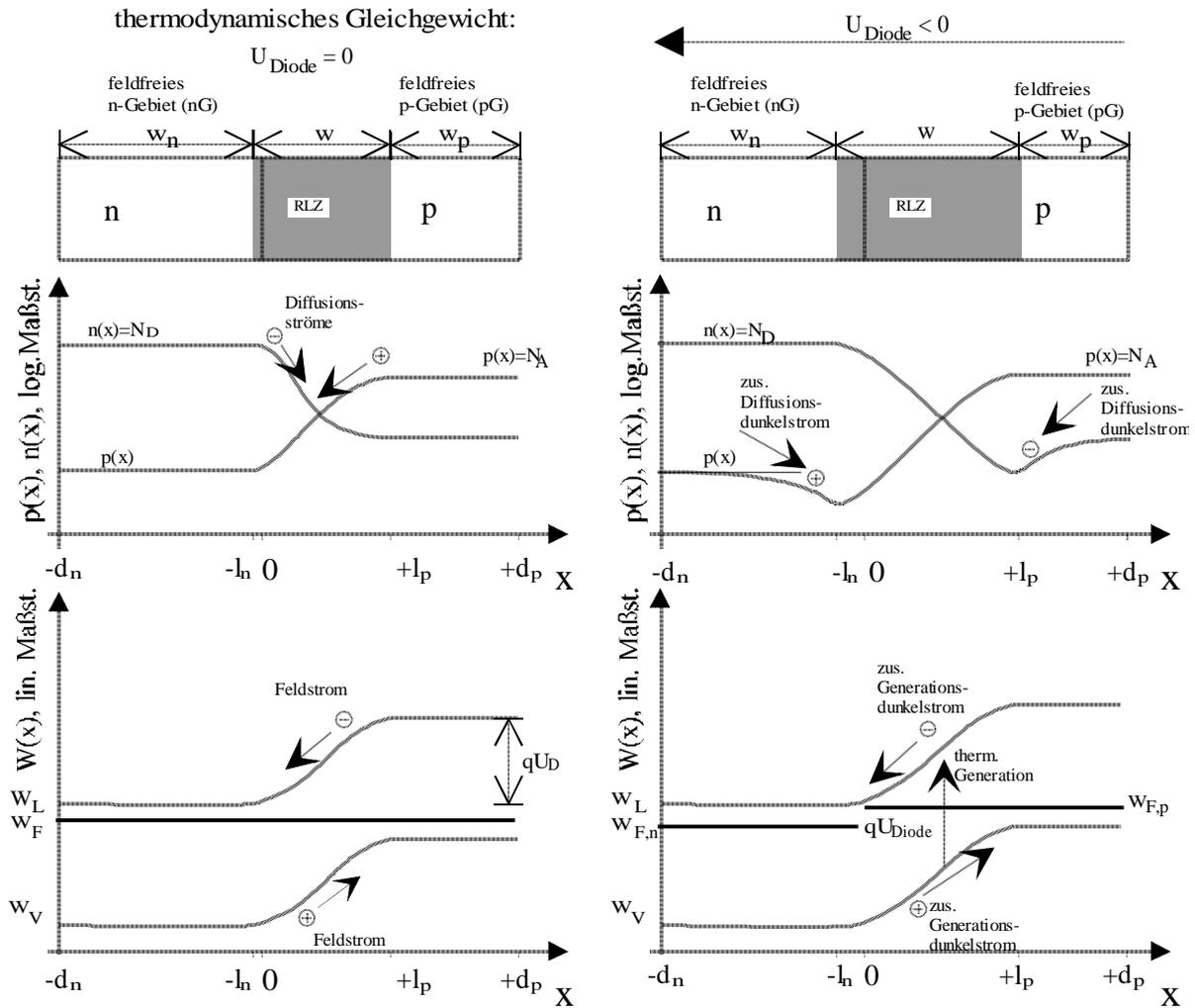


Bild 2.5: Modell des unbeleuchteten pn-Übergangs ohne und mit angelegter Sperrspannung

Wird eine Spannung U_{Diode} in Sperrichtung an den pn-Übergang gelegt, befindet sich der pn-Übergang nicht mehr im thermodynamischen Gleichgewicht und auf p- und n-Seite bilden sich unterschiedliche Fermi-Energien $W_{F,p}$ und $W_{F,n}$ (gem. Bild 2.5, rechts) aus:

$$W_{F,n} - W_{F,p} = q U_{Diode} \cdot \tag{2.38}$$

Die Ausdehnung der RLZ kann mit und ohne Berücksichtigung der äußeren Spannung, wobei U_{Diode} in Sperrichtung negativ angenommen wird, zu

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{r,Si}(N_A + N_D)(-U_{Diode} - U_D)}{qN_A N_D}} \tag{2.39}$$

angegeben werden. Zur Berechnung der Ladungsträgerkonzentrationen und der Energiebandverläufe muß zusätzlich zur Poisson-Gleichung die Kontinuitätsgleichung angesetzt werden. Es zeigt sich dann, daß es Bereiche im feldfreien p- und n-Gebiet gibt, in denen die Minoritätsladungsträgerkonzentrationen ($p(x)$ im n-Gebiet und $n(x)$ im p-Gebiet) geringer sind, als die entsprechenden Gleichgewichtswerte an den eingezeichneten Tangenten.

Dadurch entsteht ein zusätzlicher Diffusionsdunkelstrom $I_{S,diff}$, der nicht vollständig vom Feldstrom ausgeglichen wird. Es gilt dann:

$$I_{S,diff} = I_{S,diff,n} + I_{S,diff,p} = q A n_i^2 \left(\frac{D_n}{N_A L_n} + \frac{D_p}{N_D L_p} \right). \quad (2.40)$$

A ist die Querschnittsfläche des pn-Übergangs. $D_{n,p}$ sind die Diffusionskonstanten für Elektronen bzw. Löcher, sie sind über die Einstein'sche Beziehung mit den Ladungsträgerbeweglichkeiten $\mu_{n,p}$ verknüpft:

$$D_{n,p} = \mu_{n,p} U_{Temp}. \quad (2.41)$$

$\mu_{n,p}$ sind zu den mittleren Lebensdauern der Ladungsträger $\tau_{n,p}$ proportional. Auch die Diffusionslänge der Löcher im n-Gebiet L_p sowie der Elektronen im p-Gebiet L_n hängen von $\mu_{n,p}$ ab:

$$L_{n,p} = \sqrt{\tau_{n,p} \mu_{n,p} U_{Temp}}. \quad (2.42)$$

Berücksichtigt man zusätzlich die thermische Generation von Ladungsträgern innerhalb der RLZ, die in Sperrichtung vorgespannter RLZ überwiegt, so erhält man einen weiteren Stromanteil, der im Fall von Silizium eine dominante Rolle spielt: Den Generationsdunkelstrom

$$I_{S,gen} = A \frac{q w n_i}{\tau_{eff}}. \quad (2.43)$$

τ_{eff} bezeichnet die effektive Lebensdauer der Ladungsträger. Sie hängt vom Energieniveau und der Konzentration von Rekombinationszentren sowie der Temperatur ab. Da sich w mit der angelegten Spannung U_{Diode} ändert (Gleichung 2.43), ist auch $I_{S,gen}$ spannungsabhängig. Zusätzlichen Einfluß auf den Dunkelstrom haben Oberflächenzustände, die zu Oberflächenrekombinationen führen und zusätzliche Dunkelströme verursachen können. Ferner können fest im Oxid eingebaute Ladungen durch den Feldeffekt zu Verbiegungen der Energiebandverläufe an der Oberfläche führen und den Dunkelstrom ebenfalls vergrößern [25]. Alle oberflächenbedingten Dunkelströme werden in der Bezeichnung $I_{S,OF}$ zusammengefaßt.

Der gesamte Dunkelstrom I_S , der für eine allgemeine pn-Diode auch als Sperrstrom bezeichnet wird, ergibt sich also zu

$$I_S = I_{S,diff} + I_{S,gen} + I_{S,OF}. \quad (2.44)$$

Alle Einflüsse auf den Dunkelstrom getrennt zu modellieren, wäre sehr schwierig und wird in der Praxis der Bauelementmodellierung nicht durchgeführt. Es wird daher ein empirisches Modell für den Dunkelstrom verwendet und in Schaltungsimulationsprogrammen (z.B. SPECTRE) implementiert. Bild 2.6 zeigt die an Teststrukturen ermittelten Dunkelstromverläufe über der Sperrspannung. Die Meßergebnisse in Bild 2.6 [26] bestätigen die Ergebnisse von [27] im Rahmen der Meßgenauigkeit. Die empirisch ermittelten

Dunkelströme sind in Form von Modellparametern Bestandteil der SPECTRE-Diodenmodelle [28] im CADENCE-Design-Framework.

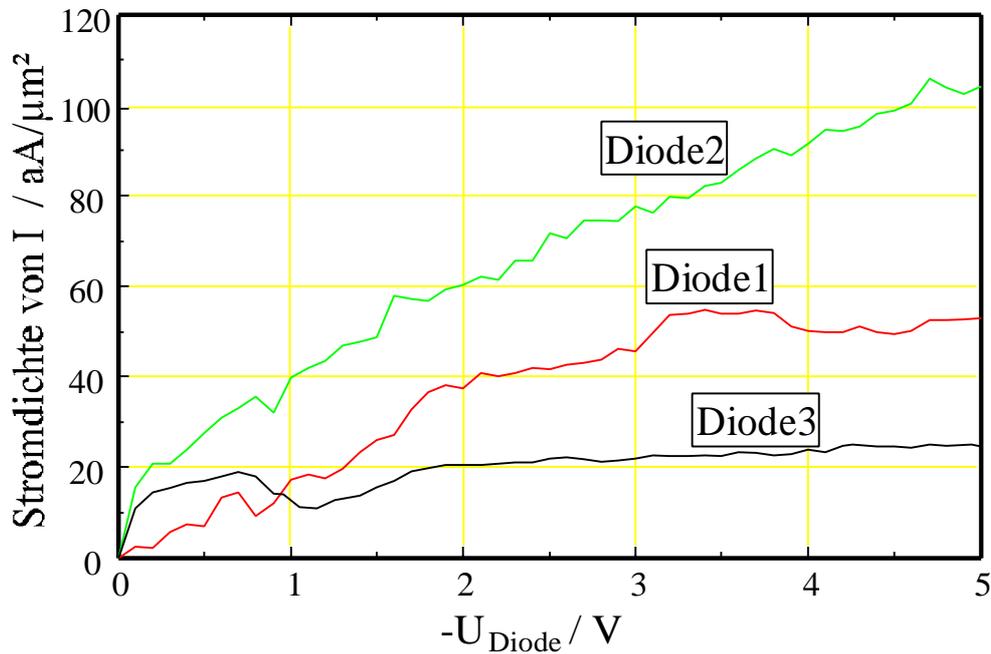


Bild 2.6: Ermittelte Dunkelströme verschiedener CMOS-kompatibler Photodioden

Beleuchteter Fall

Bei Beleuchtung der Photodiode (ohne Spannungsänderung) erhöhen zusätzliche Diffusions- und Driftphotoströme bestehend aus den in Richtung RLZ diffundierenden (Diffusionsphotostrom $I_{Ph,diff}$) und innerhalb der RLZ driftenden (Driftphotostrom $I_{Ph,drif}$) photogenerierten Elektronen und Löchern den Gesamtstrom durch die Photodiode I_{Diode} mit

$$I_{Diode} = I_S + I_{Ph}, \text{ wobei } I_{Ph} \text{ in} \quad (2.45)$$

$$I_{Ph} = I_{Ph,drif} + I_{Ph,diff} \text{ unterteilt werden kann.} \quad (2.46)$$

Diese Stromerhöhung gilt auch im (hier nicht behandelten) Durchlaßbereich der pn-Diode.

Bild 2.7 zeigt qualitativ die statische I-U-Kennlinie einer Photodiode.

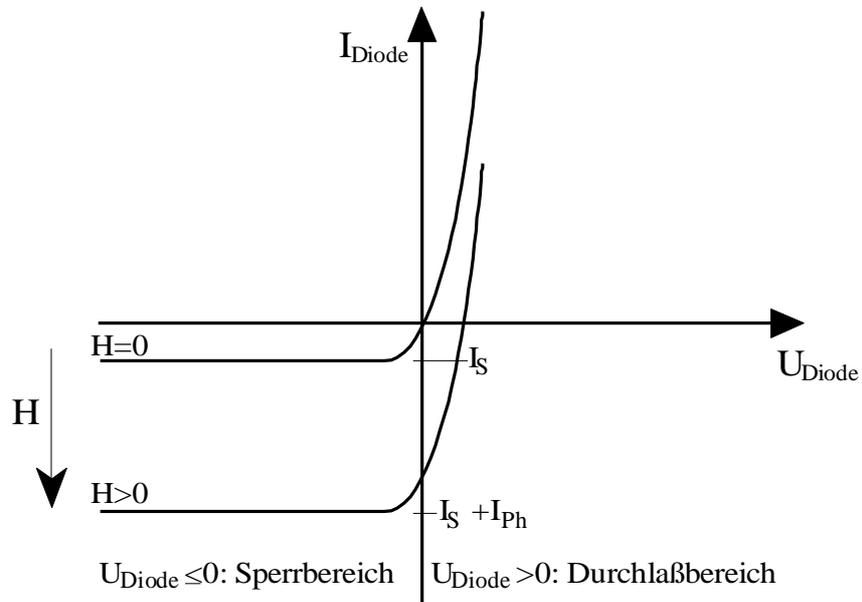


Bild 2.7: Strom-Spannungsabhängigkeit einer Photodiode mit H als Parameter

Der Photostrom einer Photodiode kann auch durch den externen Quantenwirkungsgrad ausgedrückt werden:

$$I_{\text{Ph}} = \frac{qA}{h\nu} \eta_{\text{ext}} H_0. \quad (2.47)$$

Mit $I_{\text{Ph}} = A \mathfrak{R} H_0$ gilt dann für die Empfindlichkeit der pn-Photodiode:

$$\mathfrak{R} = \frac{q}{h\nu} \eta_{\text{ext}}. \quad (2.48)$$

Da \mathfrak{R} in weiten Bereichen von H_0 unabhängig ist, bedeutet dies, daß die Photodiode eine lineare Transfer-Charakteristik aufweist.

Betrachtet sei nun Bild 2.8, es zeigt den schematischen Aufbau eines beleuchteten eindimensionalen vertikalen pn-Übergangs, sowie den Bestrahlungsstärke- und den Energiebandverlauf.

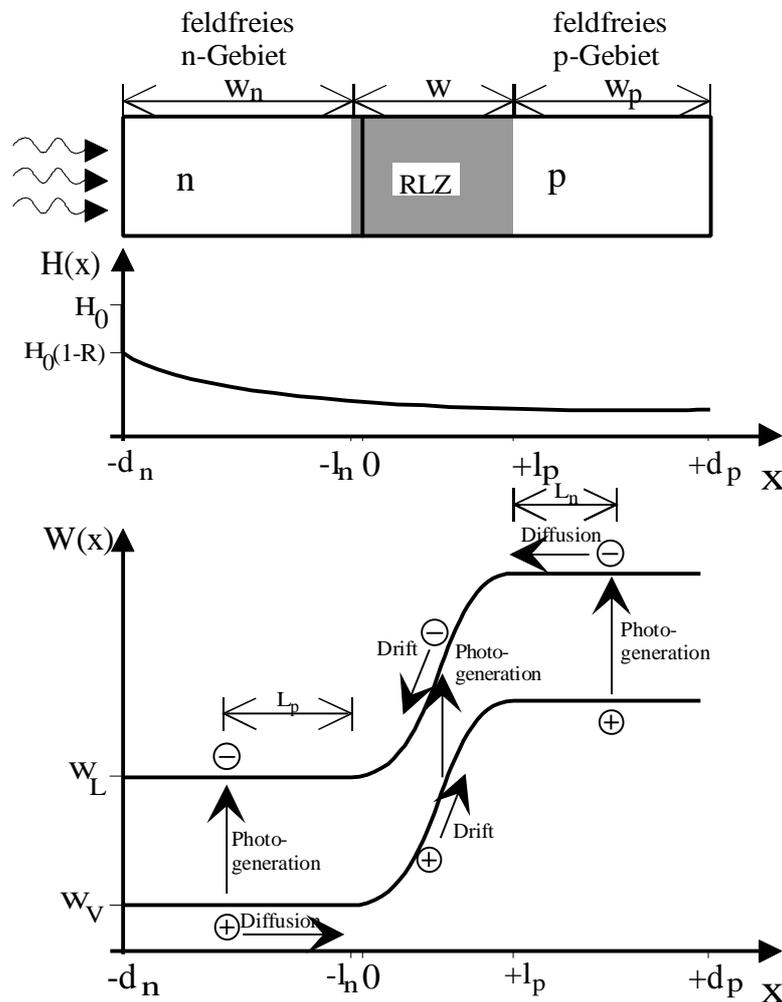


Bild 2.8: Eindimensionales Modell eines beleuchteten pn-Übergangs

Diffusionsphotoströme photogenerierter Ladungsträger entstehen aufgrund des Konzentrationsgefälles der Minoritätsladungsträgerdichten in den feldfreien Gebieten links und rechts neben der RLZ. Dabei bewegen sich die Ladungsträger aus den Diffusionsgebieten in die RLZ, wo sie dann vom elektrischen Feld in der RLZ abgesaugt werden. Die photogenerierten Elektronen diffundieren im feldfreien p-Gebiet der Länge w_p rechts neben der RLZ während ihrer Lebensdauer τ_n , die durch Gleichung 2.42 mit der Diffusionslänge L_n verknüpft ist, zur RLZ. Die teilweise Rekombination der generierten Ladungsträger wird mit den endlichen Lebensdauern der Ladungsträger berücksichtigt. Die analoge Betrachtung gilt für die im feldfreien n-Gebiet der Länge w_n generierten Löcher, die in die Richtung des linken Randes der RLZ diffundieren. Dabei rufen die Löcher einen Diffusionsphotostrom $I_{Ph,diff,nG}$ und die Elektronen einen Diffusionsphotostrom $I_{Ph,diff,pG}$ im äußeren Stromkreis der Photodiode hervor.

Driftphotoströme entstehen durch Ladungsträgerpaare, die innerhalb der RLZ der pn-Photodiode photogeneriert und dort direkt vom elektrischen Feld getrennt werden. Für die

Dauer des Driftvorganges bildet ein generiertes Ladungsträgerpaar einen Strom, der im äußeren Stromkreis der Photodiode einen Influenzstrom hervorruft, dessen Zeitintegral laut [29] den Betrag der Einheitsladung q pro generiertem Elektronen-Loch-Paar aufweist. Es soll stets davon ausgegangen werden, daß die Lebensdauern $\tau_{n,p}$ der generierten Ladungsträger größer als ihre Driftzeiten in der RLZ sind, so daß die teilweise Rekombination der driftenden Ladungsträger in der RLZ vernachlässigbar wird.

Die Photodrift- und Photodiffusionsströme einer realen pn-Photodiode, also $I_{Ph,drif}$ und $I_{Ph,diff}$ können jeweils den vertikalen und lateralen Übergängen zugeordnet werden. Bild 2.9 zeigt die Bezeichnungen für die geometrischen Abmessungen der o.g. Referenzstrukturen im FhG-IMS-1,5 μ m-Standard-CMOS-Prozeß. Dies entspricht der Anordnung für die Dioden 1 und 3, die zur Berechnung der verschiedenen Photostromanteile zugrunde gelegt werden.

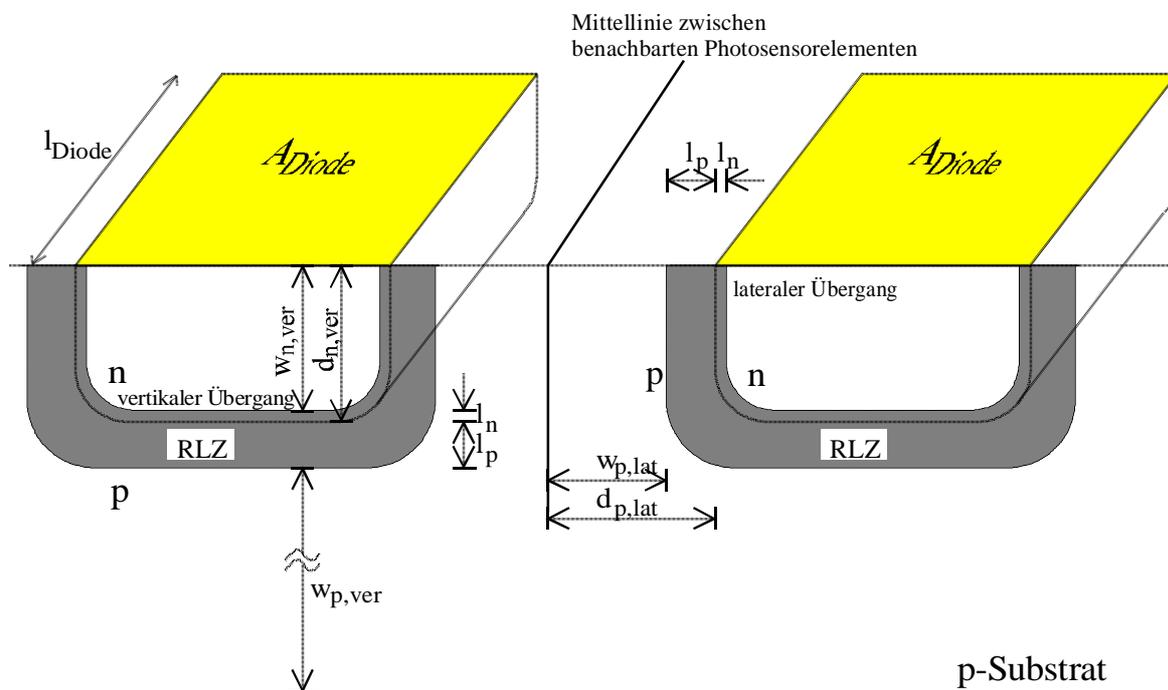


Bild 2.9: Bezeichnungen der Abmessungen für den vertikalen und lateralen pn-Übergang

Die Diodenfläche der Referenzstrukturen besitzen eine Rechteckform, wobei von einem Photosensorelement innerhalb eines Arrays mit einem Pitch, d.h. Abstand der Mittellinien zwischen benachbarten Photosensorelementen, von 30 μ m ausgegangen wird. Weitere geometrische Abmessungen der Referenzstrukturen sind:

$$I_{Diode} = 400\mu\text{m}, A_{Diode} = 6700\mu\text{m}^2, \quad (2.49)$$

$$w_{p,ver} \approx 600\mu\text{m}, d_{p,lat} = 6,5\mu\text{m}, d_{d,ver} = \begin{cases} 0,5\mu\text{m}(\text{Diode1}) \\ 3\mu\text{m}(\text{Diode2}) \\ 0,5\mu\text{m}(\text{Diode3}) \end{cases}. \quad (2.50)$$

Die lateralen Diffusionsströme im feldfreien n-Gebiet bleiben unberücksichtigt, da sie dem vertikalen Diffusionsstrom im feldfreien n-Gebiet zugeordnet werden. A_{Diode} hat normalerweise einen größeren Anteil an der gesamten wirksamen Fläche als die seitlichen Querschnittsflächen.

Für eine Modelleinbindung des gesamten Photostroms der pn-Photodiode in das CADENCE-Design-Framework müssen die Photostromanteile bei statischer Beleuchtung ($I_{\text{Ph,stat}}$) und bei wechselnder Beleuchtung in Form einer gewöhnlichen Differentialgleichung 1. Ordnung beschrieben werden. Damit ist das Verhalten bei wechselhafter Beleuchtung durch einen Tiefpaß erster Ordnung mit der Zeitkonstante $1/\omega_{3\text{dB}}$ angenähert. Dieses zeitliche Verhalten kann insbesondere dann dominieren, wenn die pn-Photodiode im sog. Kurzschlußbetrieb niederohmig angeschlossen ist, d.h. wenn die Spannungsänderung sehr gering und damit die Umladeströme vernachlässigbar sind.

Die allgemeine Beschreibung der Differentialgleichung 1. Ordnung im Zeitbereich lautet dann:

$$I_{\text{Ph}}(t) = \frac{q A}{h \nu} n_{\text{ext}} H_0(t) - \frac{1}{\omega_{3\text{dB}}} \frac{d}{dt} I_{\text{Ph}}(t). \quad (2.51)$$

Die statischen Photoströme der einzelnen Photostromanteile werden im Anhang A ermittelt. Für die verschiedenen Zeitkonstanten bzw. 3dB-Eckfrequenzen werden im Anhang A Abschätzungen gemacht.

Die statischen Anteile der verschiedenen Photoströme gemäß Gleichung 2.52 faßt Tabelle 2.4 zusammen.

$$I_{\text{Ph}}(\omega = 0) = I_{\text{Ph,diff,pG,ver}}(\omega = 0) + I_{\text{Ph,diff,nG,ver}}(\omega = 0) + I_{\text{Ph,diff,pG,lat}}(\omega = 0) + I_{\text{Ph,drif,ver}}(\omega = 0) + I_{\text{Ph,drif,lat}}(\omega = 0) \quad (2.52)$$

Hierbei bedeuten die Indizes "diff" Diffusion, "drif" Drift, "ver" vertikal, "lat" lateral, "nG" n-Gebiet und "pG" p-Gebiet.

Bei allen statischen Photostromanteilen wird der Term $H_0q/h\nu$, der eine Stromdichte bezeichnet, mit der jeweils gültigen Fläche und dem jeweiligen optischen Quantenwirkungsgrad multipliziert. Der verbleibende Multiplikator repräsentiert den internen Quantenwirkungsgrad, der für den Driftstromanteil 100% ausmacht.

	vertikaler - pn Übergang	lateral pn-Übergang
Driftanteil	$I_{\text{Ph,drif,ver}} = \frac{H_0 q}{h\nu} A \eta_{\text{opt,RLZ,ver}} \quad (2.53)$ <p>mit</p> $A = A_{\text{Diode}} + l_{\text{Diode}} l_p \quad (2.54)$	$I_{\text{Ph,drif,lat}} = \frac{H_0 q}{h\nu} A \eta_{\text{opt,lat}} \quad (2.55)$ <p>mit</p> $A = 2l_{\text{Diode}} w \quad (2.56)$
Diffusionsanteil	$I_{\text{Ph,diff,pG,ver}} = \frac{H_0 q}{h\nu} A h_{\text{opt,pG,ver}} \left(\frac{a L_n}{1 + a L_n} \right) \quad (2.57)$ <p>mit</p> $A = A_{\text{Diode}} + 2l_p l_{\text{Diode}} \quad (2.58)$	$I_{\text{Ph,diff,pG,lat}} = \frac{H_0 q}{h\nu} A h_{\text{opt,lat}} \left[\frac{L_n}{2 w_{p,lat}} \left(1 - \exp\left(\frac{-2 w_{p,lat}}{L_n} \right) \right) - \exp\left(\frac{-2 w_{p,lat}}{L_n} \right) \right] \quad (2.61)$ <p>mit</p> $A = (d_{n,ver} + l_p) l_{\text{Diode}} \quad (2.62)$

Tabelle 2.4: Zusammenfassung der im Anhang hergeleiteten Stromanteile

Die optischen Wirkungsgrade der einzelnen Stromanteile ergeben sich aus den Verhältnissen in Bild 2.9:

$$h_{\text{opt,ver}} = (1 - R) \exp(-a (d_{n,ver} + l_p)), \quad (2.63)$$

$$h_{\text{opt,nG,ver}} = \frac{A_{\text{Diode}} - (2l_p l_{\text{Diode}})}{(1 - R) \left[1 - \exp(-a (w_{n,ver})) \right]}, \quad (2.64)$$

$$\eta_{\text{opt,RLZ,ver}} = (1 - R) \left[\exp(-\alpha w_{n,ver}) - \exp(-\alpha (d_{n,ver} + l_p)) \right], \quad (2.65)$$

$$h_{\text{opt,lat}} = (1 - R) \left[1 - \exp(-a d_{n,ver}) \right]. \quad (2.66)$$

Befindet sich die pn-Photodiode (im Gegensatz zum Kurzschlußbetrieb) im Leerlaufbetrieb, wird ein weiter Stromanteil in der Photodiode im Fall von Änderung der äußeren Spannung durch mögliche Umladevorgänge der Raumladungszonenkapazität C_{RLZ} verursacht, die einen Verschiebungsstrom I_C hervorrufen. Es gilt:

$$I_C = C_{\text{RLZ}} \frac{dU_{\text{Diode}}}{dt}, \quad (2.67)$$

wobei laut [30] für C_{RLZ} gilt:

$$C_{\text{RLZ}} = \frac{A \epsilon_0 \epsilon_{r,\text{Si}}}{\sqrt{\left(\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_{r,\text{Si}}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (-U_D - U_{\text{Diode}}) \right)}}. \quad (2.68)$$

Wie anhand des Ausdrucks für die Raumladungszonenkapazität C_{RLZ} erkennbar wird, ist diese selbst von der äußeren Spannung U_{Diode} abhängig, so daß sich für I_C ein nichtlinearer Ausdruck ergibt. Auch die spannungsabhängige Raumladungszonenkapazität ist Bestandteil des CADENCE-Design-Frameworks in Form von Modellparametern.

Das Ersatzschaltbild der pn-Photodiode im Sperrbereich läßt sich demnach, wie in Bild. 2.10, durch die Parallelschaltung aus mehreren Stromquellen und einer Kapazität darstellen. Der Bahnwiderstand der Diode, der in der Praxis in der Größenordnung von 10Ω – 50Ω liegt [31], [32], spielt nur eine untergeordnete Rolle. Mit einer Raumladungszonenkapazität von beispielsweise 100fF ergibt sich eine zu vernachlässigende RC-Zeitkonstante von 10ps. Im Gleichstromfall würde ein Photostrom von beispielsweise 1nA lediglich einen Spannungsabfall von 10nV am Bahnwiderstand bewirken.

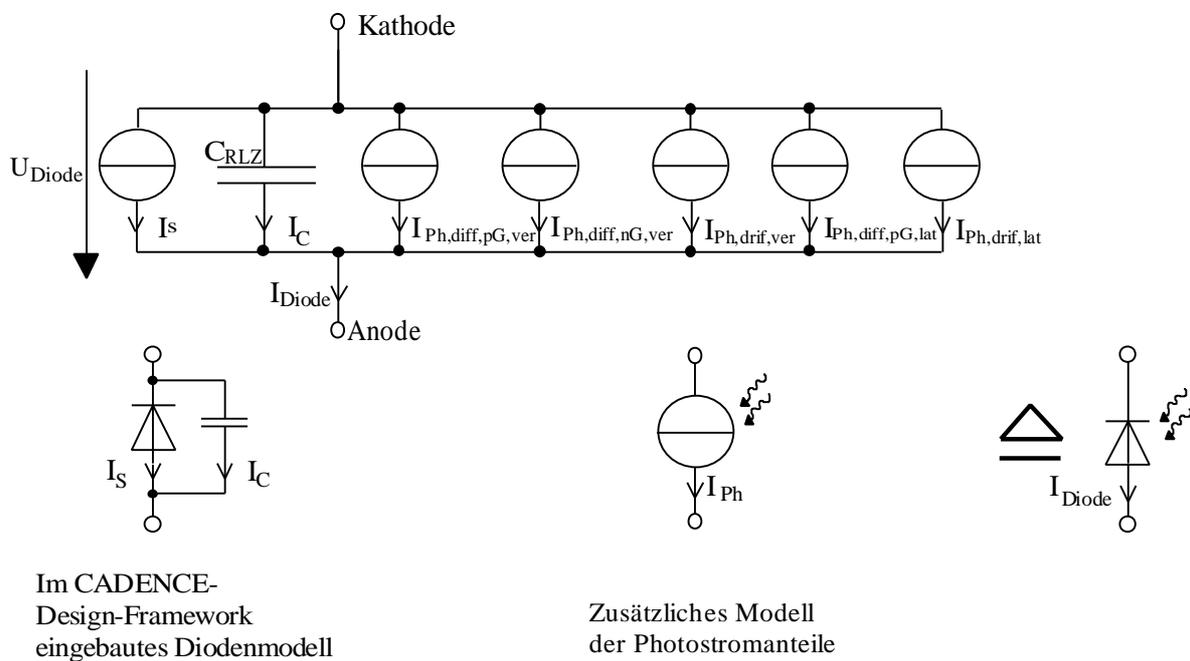


Bild 2.10: Stromquellenmodell als Ersatzschaltbild für die pn-Photodiode im Sperrbereich.

2.3.3 Spektrale Abhängigkeit

Da R und α wellenlängenabhängige Parameter sind (siehe Anhang A), läßt sich aus den ermittelten Modellen für den Photostrom der pn-Photodioden auch dessen Wellenlängenabhängigkeit angeben. Als repräsentative Größe ist aus Gründen der Anschaulichkeit der externe Quantenwirkungsgrad gewählt. Die in Kap. 2.3.2 erwähnten Oberflächenrekombinationszentren sowie Oberflächenladungen im Oxid können eine lokale Verringerung des externen Quantenwirkungsgrades bewirken. Dies kann hier durch die Einführung einer optisch inaktiven Schicht mit einer effektiven Schichtdicke d_{ia} im bestehenden Modell nachgebildet werden. Dies bedeutet, daß alle zuvor getroffenen geometrischen und physikalischen Annahmen ihre Gültigkeit behalten, jedoch das Volumen der inaktiven Schicht nicht mehr zum optischen Wirkungsgrad beiträgt. In Bild 2.11 ist der spektrale Verlauf des externen Quantenwirkungsgrades mit d_{ia} als Parameter (Diode 1) aufgetragen. Die durch Rechtecke

markierten Punkte sind Meßwerte, die mit optischen Interferenzfiltern verschiedener Durchlaßbereiche ermittelt wurden.

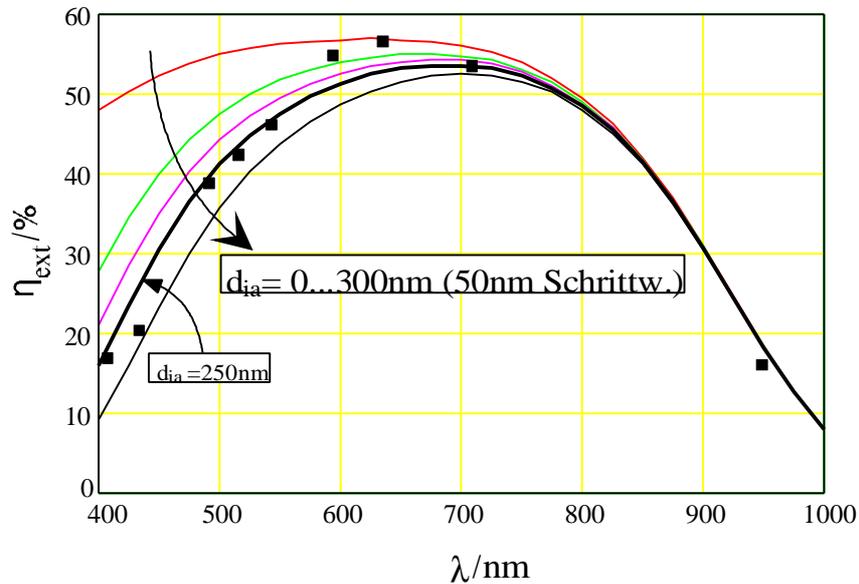


Bild 2.11: Spektrale Abhängigkeit von η_{ext} (Diode 1): Messungen und Modell

Aus Bild 2.11 wird ersichtlich, daß das Modell $d_{\text{ia}}=250\text{nm}$ am besten mit den Meßergebnissen übereinstimmt.

Im Wellenlängenbereich zwischen $600\text{nm} < \lambda < 750\text{nm}$ beträgt der externe Quantenwirkungsgrad etwa 55% und gemäß Gleichung 2.48 kann man für diesen Bereich eine Empfindlichkeit von näherungsweise $\mathfrak{R}=0,33\text{A/W}$ annehmen.

Je nach Wellenlängenbereich ist keiner der behandelten statischen Teilphotoströme zu vernachlässigen. Für die gewählte Schichtdicke $d_{\text{ia}}=250\text{nm}$ ist im folgenden Bild jeder Teilphotostrom über der Wellenlänge des Modells aufgetragen.

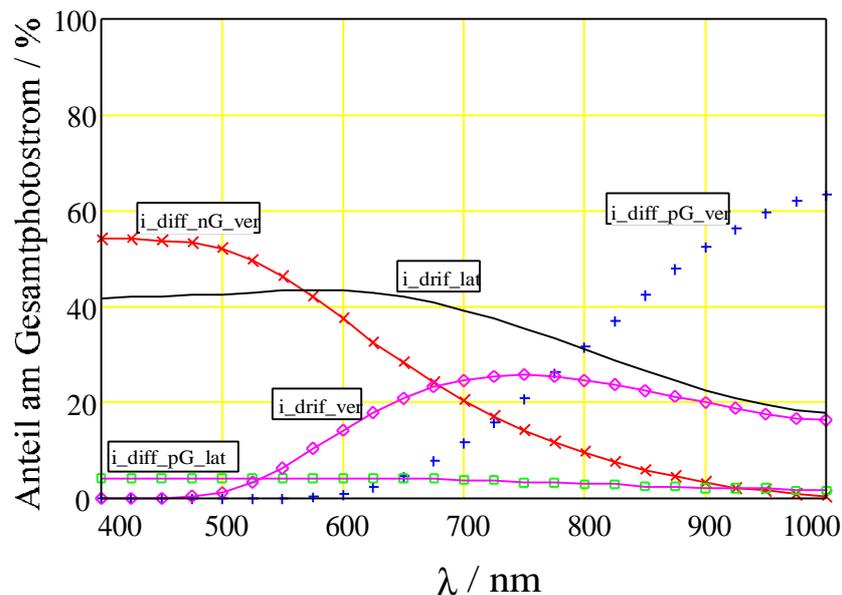


Bild 2.12: Spektrale Abhängigkeit der Teilphotoströme der pn-Photodiode (Diode 1)

2.3.4 Rauschen, Signal-Rausch-Abstand und Dynamikbereich

Es sei zunächst angemerkt, daß das im Kapitel 2.2 eingeführte Schrotrauschen des unbeleuchteten pn-Übergangs und das weiße Widerstandsrauschen bei thermodynamischem Gleichgewicht zwei unterschiedliche Sichtweisen desselben Phänomens sind, nämlich der thermisch bedingten statistischen Fluktuation von Ladungsträgern im Halbleitermaterial. Dies konnte 1993 in [33] gezeigt werden. Es ist für den Fall des thermodynamischen Gleichgewichtes nur zulässig, eine Rauschart für eine Zustandsgröße (Strom oder Spannung) eines elektrischen Bauelementes ins Kalkül zu ziehen.

Im der folgenden Betrachtung wird zwischen dem Kurzschlußbetrieb und dem Leerlaufbetrieb sowie dem unbeleuchteten und dem beleuchteten Fall unterschieden.

Kurzschlußbetrieb

Im Kurzschlußbetrieb dient der Strom der Photodiode als Signalträger und wird niederohmig ausgekoppelt. Die Photodiode ist dabei in Sperrichtung vorgespannt. Im *unbeleuchteten Fall* wirkt sich nur der Dunkelstrom auf den mittleren quadratischen Rauschstrom aus:

$$\overline{\Delta I_{R,dunkel}^2} = \overline{\Delta I_{R,Schrot}^2} = 2q|I_S|\Delta f. \quad (2.69)$$

Mit *Beleuchtung* muß der Photostrom mitberücksichtigt werden und dominiert für starke Beleuchtung. Da der Zufallsprozeß der Fluktuation photogenerierter Ladungsträger auch als Schrotrauschen aufgefaßt werden kann, können Dunkelstrom und mittlerer Photostrom $\overline{I_{Ph}}$ (I_S sei hier ebenfalls als Mittelwert verstanden) zu einem gesamten mittleren Strom und damit beide Rauschanteile aufaddiert werden.

$$\overline{\Delta I_{R,gesamt}^2} = 2q|I_S + \overline{I_{Ph}}|\Delta f. \quad (2.70)$$

Der maximal erreichbare Signal-Rausch-Abstand SNR_{max} ist ebenso wie der Dynamikbereich DR vom maximal detektierbarem Photostrom $I_{Ph,max}$ abhängig:

$$SNR_{max} = 20\log_{10}\left(\frac{I_{Ph,max}}{\sqrt{2q|I_S + I_{Ph,max}}|\Delta f}\right) \text{dB und} \quad (2.71)$$

$$DR = 20\log_{10}\left(\frac{I_{Ph,max}}{\sqrt{2q|I_S}|\Delta f}\right) \text{dB}, \quad (2.72)$$

wobei Δf die für den jeweiligen Fall gültige effektive Rauschbandbreite ist.

In der Praxis wird der Dynamikbereich als Verhältnis der maximal detektierbaren Bestrahlungsstärke zur rauschäquivalenten Bestrahlungsstärke H_R ausgedrückt. Beide Formulierungen sind für eine konstante Empfindlichkeit \mathfrak{R} gleichwertig.

Leerlaufbetrieb

Im Leerlaufbetrieb wird die Photodiode zunächst auf eine Sperrspannung $U_{Diode}(t_0)$ aufgeladen,

dann werden die äußeren Klemmen geöffnet und der Strom der Photodiode kann deren Raumladungszonenkapazität C_{RLZ} entladen. Dieser Vorgang soll im Zeitraum Δt stattfinden, d.h.:

$$U_{\text{Diode}}(t_0 + \Delta t) = U(t_0) - \frac{I_{\text{Diode}}}{C_{RLZ}} \Delta t. \quad (2.73)$$

Nach dem Öffnen der äußeren Klemmen ist im *unbeleuchteten Fall* der Momentanwert der mittleren quadratischen Rauschspannung von den Ladungsfluktuationen am gesperrten pn-Übergang der Photodiode bestimmt. Je nach Sperrspannung der Diode sind unterschiedliche Stromanteile am Gesamttrauschstrom beteiligt. Zunächst soll $U_{\text{Diode}} \rightarrow 0V$ betrachtet werden: In diesem Fall ist C_{RLZ} vollständig entladen, der Halbleiter befindet sich im thermodynamischem Gleichgewicht und es verschwindet I_S . Jedoch fließen zwei im Mittel entgegengesetzt gleich große Ströme $+I_{S,diff}$ und $-I_{S,diff}$ (siehe Kap. 2.3.2) [34],[35], die beide zum Gesamttrauschen beitragen. Als Schrotrauschen formuliert, gilt dann für $\overline{\Delta I_{R,dunkel}^2}$:

$$\overline{\Delta I_{R,dunkel}^2} \Big|_{U_{\text{Diode}} \rightarrow 0} = 2q |2I_{S,diff}| \Delta f. \quad (2.74)$$

$\overline{I_{R,dunkel}^2}$ ergibt sich aus der Multiplikation mit der effektiven Rauschbandbreite

$$\Delta f = \int_{f=0}^{\infty} \frac{df}{1 + (2\pi f r_{\text{Diode}} C_{RLZ})^2} = \frac{1}{4r_{\text{Diode}} C_{RLZ}} \quad \text{zu} \quad (2.75)$$

$$\overline{I_{R,dunkel}^2} \Big|_{U_{\text{Diode}} \rightarrow 0} = 4q |I_{S,diff}| \frac{1}{4r_{\text{Diode}} C_{RLZ}}. \quad (2.76)$$

wobei r_{Diode} den differentiellen Widerstand der Diode repräsentiert

$$r_{\text{Diode}} = \frac{\partial U_{\text{Diode}}}{\partial I_{\text{Diode}}} \Big|_{U_{\text{Diode}} \rightarrow 0} = \frac{U_{\text{Temp}}}{I_{S,diff}}. \quad (2.77)$$

Für die gesamte mittlere quadratische Rauschspannung $\overline{U_{R,dunkel}^2}$ gilt:

$$\overline{U_{R,dunkel}^2} = \overline{I_{R,dunkel}^2} r_{\text{Diode}}^2 \quad \text{und damit} \quad (2.78)$$

$$\overline{U_{R,dunkel}^2} = q \frac{U_{\text{Temp}}}{C_{RLZ}} = \frac{k T}{C_{RLZ}}. \quad (2.79)$$

Dasselbe Ergebnis erhält man, wenn man das thermische Widerstandsrauschen an einem RC-Tiefpaß bestehend aus r_{Diode} und C_{RLZ} ansetzt und mit der effektiven Rauschbandbreite multipliziert.

Nun soll $U_{\text{Diode}} \ll 0$ gelten, jetzt befindet sich der Halbleiter nicht mehr im thermodynamischen Gleichgewicht.

In diesem Fall liefern sämtliche in Kapitel 2.3.2 behandelten Dunkelströme einen Beitrag zum Gesamttrauschstrom im unbeleuchteten Fall, wobei der Diffusionsdunkelstrom nur einen einfachen Anteil liefert:

$$I_S = I_{S,diff} + I_{S,gen} + I_{S,OF}. \quad (2.80)$$

Wird die Photodiode *beleuchtet*, werden Dunkelstrom und Photostrom zu Diodenstrom aufaddiert:

$$I_{Diode} = I_S + I_{Ph}. \quad (2.81)$$

Nach Verstreichen eines Zeitintervalls Δt ist eine Änderung der Diodenspannung ΔU_{Diode} eingetreten:

$$\Delta U_{Diode} = \frac{I_{Diode}}{C_{RLZ}} \Delta t. \quad (2.82)$$

Innerhalb von Δt wird die Kapazität im Mittel von \bar{m} Elektronen entladen. Entweder sind diese photogenerated oder repräsentieren den Dunkelstrom. (Beide statistischen Prozesse sind poissonverteilt).

Es gilt für die Spannungsänderung dann:

$$\Delta U_{Diode} = \frac{q\bar{m}}{C_{RLZ}}. \quad (2.83)$$

Wenn ΔU_{Diode} die aktuelle und $\overline{\Delta U_{Diode}}$ die mittlere Spannungsänderung zum Zeitpunkt $t_0 + \Delta t$ ist, dann ist die Varianz der Spannungsänderung an der Diode bzw. die mittlere quadratische Rauschspannung zum Zeitpunkt $t_0 + \Delta t$:

$$\overline{U_{R,gesamt}^2} = \overline{(\Delta U_{Diode} - \overline{\Delta U_{Diode}})^2} = \overline{\left(\frac{q m}{C_{RLZ}} - \frac{q \bar{m}}{C_{RLZ}} \right)^2} = \frac{q^2}{C_{RLZ}^2} \overline{(m - \bar{m})^2}. \quad (2.84)$$

Wegen der Poissonverteilung des Dunkelstromrauschens und der poissonverteilten Fluktuation der Photogeneration, ist lt. Gleichung 2.28 die Varianz von m gleich dem Mittelwert \bar{m} :

$$\overline{(m - \bar{m})^2} = \bar{m}. \quad (2.85)$$

Damit ergibt sich für die beleuchtungsabhängige und dunkelstromabhängige mittlere quadratische Rauschspannung an der Photodiode:

$$\overline{U_{R,gesamt}^2} = \frac{q \overline{\Delta U_{Diode}}}{C_{RLZ}}, \text{ da gilt} \quad (2.86)$$

$$\bar{m} = \frac{C_{RLZ} \overline{\Delta U_{Diode}}}{q}. \quad (2.87)$$

Damit ergibt sich mit der maximal erreichbaren Spannungsänderung $\Delta U_{Diode,max}$ für SNR_{max} :

$$\text{SNR}_{\max} = 20 \log \left(\sqrt{\frac{\Delta U_{\text{Diode,max}} C_{\text{RLZ}}}{q}} \right) \text{dB und} \quad (2.88)$$

$\sqrt{U_{\text{R,dunkel}}^2}$ repräsentiert die kleinste erreichbare mittlere Rauschspannung der Photodiode und definiert zusammen mit $\Delta U_{\text{Diode,max}}$ den Dynamikbereich:

$$\text{DR} = 20 \log \left(\frac{\Delta U_{\text{Diode,max}}}{\sqrt{U_{\text{R,dunkel}}^2}} \right) \text{dB} = 20 \log \left(\frac{\Delta U_{\text{Diode,max}}}{\sqrt{\frac{kT}{C_{\text{RLZ}}}}} \right) \text{dB}. \quad (2.89)$$

2.3.5 Temperaturverhalten

Die Abhängigkeit der Dunkelstromanteile $I_{\text{S,gen}}$ und $I_{\text{S,diff}}$ sind wie folgt:

$$I_{\text{S,gen}} \sim n_i \sim \exp \left(\frac{-W_{\text{gap}}}{2kT} \right) \quad (2.90)$$

und für den Diffusionsdunkelstrom gilt mit Gleichung 2.40:

$$I_{\text{S,diff}} \sim n_i^2 \sim \exp \left(\frac{-W_{\text{gap}}}{kT} \right). \quad (2.91)$$

Der Diffusionsdunkelstrom steigt damit schneller mit der Temperatur an, als der Generationsdunkelstrom. Bei Raumtemperatur dominiert für Silizium zwar der Generationsdunkelstrom, aber bei ausreichend hohen Temperaturen überwiegt der Diffusionsdunkelstrom [36].

Durch das exponentielle Verhalten verdoppelt sich der Dunkelstrom alle 8-9°C oder verzehnfacht sich alle 30°C im Bereich der Raumtemperatur.

Der Photostrom ist von der Temperatur unabhängig, solange $w_{\text{n,p}}$ kleiner als die Diffusionslängen der Ladungsträger, die durchaus temperaturabhängig sind, angenommen werden können und der vertikale Diffusionsphotostrom unterhalb des pn-Übergangs gegenüber den anderen Photostromanteilen vernachlässigt werden kann.

2.3.6 Zusammenfassung zum Modell der pn-Photodiode

Die Photodiode besitzt in weiten Bereichen eine konstante Empfindlichkeit, die durch den externen Quantenwirkungsgrad bestimmt wird. Wie eine Auswertung der Modelle zeigt, befinden sich die verschiedenen Photostromanteile der betrachteten pn-Photodiodenstruktur in Bild 2.12 in ähnlichen Größenordnungen. Dabei können die lateralen oder die vertikalen Photostromanteile überwiegen. Das bedeutet, daß sich der Verlauf der spektralen Empfindlichkeit je nach Wahl der Photosensorgeometrie signifikant verändern kann.

Wird die pn-Photodiode im Kurzschluß betrieben, weist sie ein sehr schnelles Ansprechverhalten auf. In der Literatur [37] werden Angaben für die 3dB-Eckfrequenzen gemacht, die in den Größenordnungen der im Anhang A modellierten Werte liegen. Bei

hochohmiger Beschaltung ist das zeitliche Ansprechverhalten der pn-Photodiode für kleine Photoströme durch die Umladevorgänge der Raumladungszonenkapazität bestimmt und für große Photoströme durch die RC-Zeitkonstante von C_{RLZ} und dem Lastwiderstand. Aufgrund des geringen Platzbedarfs ist die Photodiode das favorisierte Photosensorelement in CMOS-kompatiblen zweidimensionalen integrierten Photosensorarrays [38], [39] und [40].

Die in diesem Kapitel entwickelten Modelle für den statischen Photostrom und das zeitliche Verhalten sowie der spektrale Verlauf der Empfindlichkeit sind in das CADENCE-Design-Framework eingebunden. Damit ist es möglich, Photoelemente und Lichtquellen zusammen mit elektronischen Bauelementen und elektrischen Quellen zu simulieren. Dies geschieht auf einer gemeinsamen Ebene, dem sog. Schematic-Entry eines Programms zur Schaltungssimulation. Es muß nicht auf eine wesentlich aufwendigere Device-Simulation zurückgegriffen werden. Weiterhin bildet das optoelektronische Modell der pn-Photodiode die Grundlage für die optoelektronischen Modelle des bipolaren pnp-Phototransistors sowie des Photo-MOSFET.

2.4 Bipolarer Phototransistor

Im FhG-IMS-Standard-CMOS Prozeß ist ein parasitärer vertikaler pnp-Bipolartransistor auf Grund der Folge von p⁺-Implantation, n-Wanne und p-Substrat verfügbar. Aus diesem Bauelement läßt sich durch Ausbildung des Kollektor-Basis pn-Übergangs als pn-Photodiode der bipolare pnp-Phototransistor herstellen. Die Struktur des parasitären vertikalen pnp-Phototransistors ist in Bild 2.13 gezeigt. Wegen der Substratkontaktierung des Kollektors kann der pnp-Phototransistor ausschließlich in Kollektorschaltung betrieben werden.

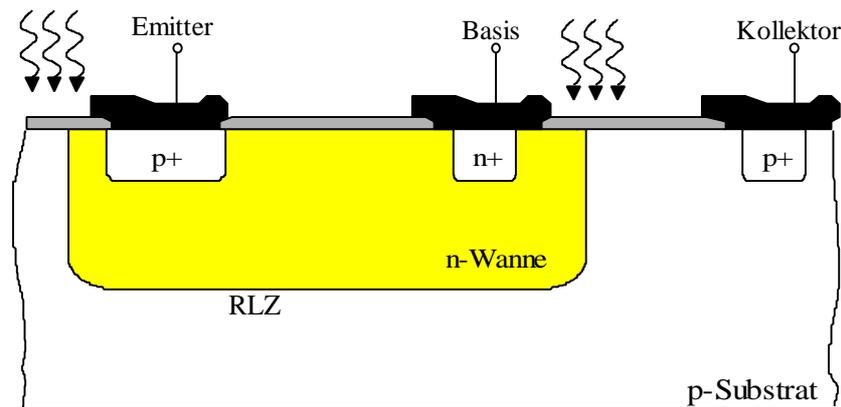


Bild 2.13 : Struktur des bipolaren pnp-Phototransistors

2.4.1 Unbeleuchteter Fall (Normalbetrieb)

Durch Anlegen einer positiven Spannung U_{EB} ist die Emitter-Basis Diode in Flußrichtung vorgespannt. Diese Spannung bestimmt nun hauptsächlich den Emitterstrom (analog zur Einzeldiode). Die in die Basiszone gelangenden Ladungsträger diffundieren innerhalb ihrer Lebensdauer durch das Basisgebiet und erreichen so den gesperrten Basis-Kollektor-Übergang, dessen elektrisches Feld die Ladungsträger zum Kollektor hin absaugt, so daß nur ein geringer Anteil des Emitterstroms durch die Basis wieder austreten kann. Voraussetzung für diesen Transistoreffekt ist allerdings, daß die Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger größer sein muß als die Ausdehnung des feldfreien Basisgebiets vom Emitter zum Kollektor. Das Verhältnis des Kollektorstroms zum verbleibendem Basisstrom ist die Stromverstärkung im sog. Verstärkerbetrieb.

In Bild 2.14 sind die Ströme und Spannungen des Bipolartransistors bezeichnet.

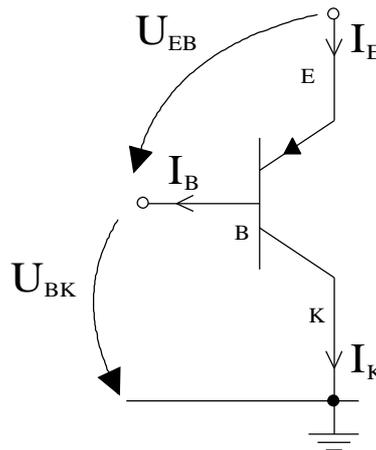


Bild 2.14 : Strom- und Spannungsbezeichnungen des pnp-Bipolartransistors

Bestimmt man die Ladungsträgerkonzentrations- und Energiebandverläufe der pnp-Dotierungsfolge mit Hilfe der Poisson- und Kontinuitätsgleichung (z.B. [41]), erhält man die Strom-Spannungsbeziehungen des pnp-Bipolartransistors, die auch unter dem Namen Ebers-Moll Gleichungen bekannt sind. Aus den Ebers-Moll Gleichungen können dann die Zusammenhänge für den Basis- und Emittterstrom für die Kollektorschaltung in vereinfachter Form abgeleitet werden:

$$I_B = \frac{1}{1 + \beta} I_{S,E} \left[\exp\left(\frac{U_{EB}}{U_{Temp}}\right) - 1 \right] + I_{Rest1}, \quad (2.92)$$

$$I_E = (1 + \beta) (I_B + I_{Rest2}) \text{ und} \quad (2.93)$$

$$I_K = I_E - I_B \approx \beta I_B. \quad (2.94)$$

I_{Rest1} ist ein Reststrom, der wesentlich kleiner ist als der Sperrstrom der Basis-Kollektor-Diode $I_{S,K}$. I_{Rest2} ist ein Reststrom, der etwas kleiner als $I_{S,K}$ ist. $I_{S,E}$ ist der Sperrstrom der Emittter-Basis-Diode. Beide Restströme sind für übliche Arbeitspunkte des pnp-Bipolartransistors in erster Näherung vernachlässigbar.

In Kollektorschaltung kann man mit einem Bipolartransistor nur Stromverstärkung zwischen I_B und I_E bzw. I_K erzielen. Spannungsverstärkung, beispielsweise mit einem Lastwiderstand am Emittter, ist nicht möglich, da eine positive Spannungsänderung am Lastwiderstand sofort eine negative Änderung von U_{EB} zur Folge hätte, was den Emittterstrom verringert und damit die positive Spannungsänderung am Lastwiderstand wieder umkehrt.

Für den Bipolartransistor läßt sich das folgende stark vereinfachte Kleinsignal-Ersatzschaltbild (ESB) angeben: r_b modelliert den quasi ohmschen Basisbahnwiderstand, r_e den arbeitspunktabhängigen differentiellen Widerstand des Emittters mit

$$r_e = \frac{U_{Temp}}{I_{S,E}} \exp\left(-\frac{U_{EB}}{U_{Temp}}\right). \quad (2.95)$$

Weiterhin enthält das Kleinsignal-ESB die Kollektorstromquelle, die den durch β verstärkten Basisstrom liefert, sowie die Emitter-Basis- und die Basis-Kollektor-Kapazität. Der differentielle Widerstand zwischen Emitter und Kollektor, der den geringen Anstieg des Emitterstroms bei steigender Emitter-Kollektor-Spannung repräsentiert, ist sehr viel größer als r_b bzw. r_e und wird hier der Einfachheit halber vernachlässigt. Im Kleinsignal-ESB wird ein weiterer Knoten b' eingeführt, der die innere Basis beschreibt.

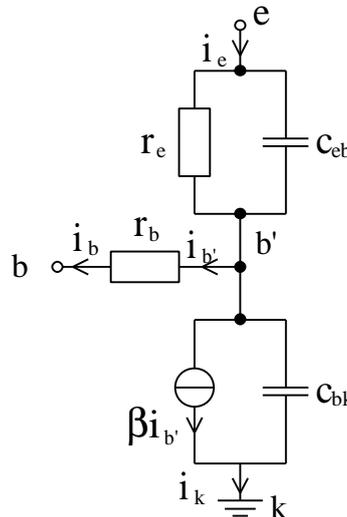


Bild 2.15 : Kleinsignal-Ersatzschaltbild des pnp-Bipolartransistors im Verstärkerbetrieb

2.4.2 Beleuchteter Fall

Der gesperrte Übergang zwischen Basis und Kollektor wirkt beim pnp-Phototransistor als aktiver pn-Übergang. Zunächst soll die Basis nicht angeschlossen, also floatend, sein. Der primäre durch den inneren Photoeffekt generierte Photostrom füllt die Basis mit einer Überschussladung an Elektronen. Diese können wegen des fehlenden Basisanschlusses nicht aus der Basis abfließen. Das Basispotential sinkt also herab. Dies hat demnach dieselbe Wirkung wie das Anlegen einer äußeren Spannung U_{BE} . Es kommt zu einem leitenden Emitter-Basis-Übergang, durch den zusätzlich Löcher in die Basis injiziert werden. Wenn die Voraussetzung des Transistoreffektes erfüllt ist (siehe Kapitel 2.4.1), gelangen diese zusätzlichen Löcher durch das feldfreie Gebiet in die RLZ der gesperrten Basis-Kollektor-Diode und werden dort zum Kollektor hin abgesaugt. Dieser zusätzliche Löcherstrom kann demnach als der um β verstärkte (primäre) Photostrom aufgefaßt werden. Der Dunkelstrom des Basis-Kollektor-Übergangs $I_{S,K}$ wird mit demselben Mechanismus verstärkt.

Bild 2.16 gibt ein Großsignal-ESB des beleuchteten pnp-Phototransistors und dessen Implementierung in das CADENCE-Design-Framework an. Da eine unkontaktierte, also "floatende" Basis angenommen wird, ist der Emittorstrom gleich dem Kollektorstrom und es gilt:

$$I_E = I_K = (\beta + 1) (I_{ph} + I_{S,K}). \quad (2.96)$$

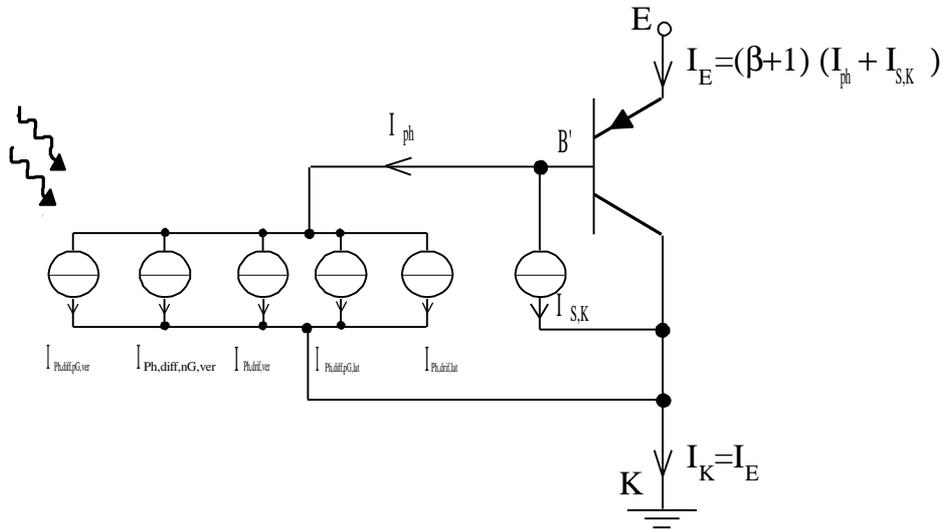


Bild 2.16: Großsignal-ESB des bipolaren pnp-Phototransistors mit floatender Basis

Im Kleinsignal-ESB wirkt sich der Photostrom durch eine zusätzliche Stromquelle gemäß Bild 2.17 aus:

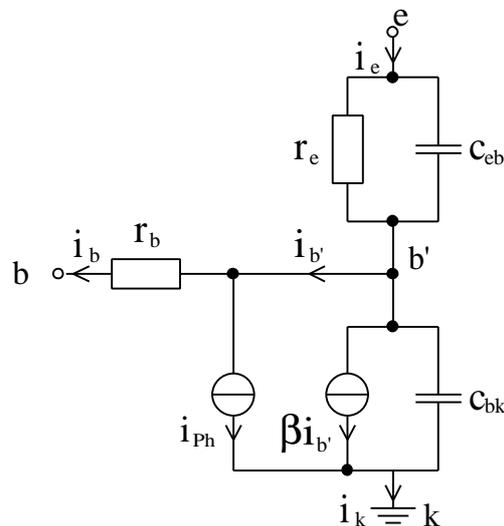


Bild 2.17 : Kleinsignal-ESB des beleuchteten pnp-Bipolartransistors

Das Verhalten des bipolaren Phototransistors kann nun durch Anschließen einer Strom- oder Spannungsquelle an die Basisklemme verändert werden. Bei Anschluß einer Gleichstromquelle ($I_B = \text{const.}$ und damit $i_b = 0$ bzw. $i_{b'} = i_{Ph}$) ist unmittelbar zu erkennen, daß die kleinsignalmäßige Photostromverstärkung für kleine Frequenzen $i_e/i_{Ph} = 1 + \beta$ formal unverändert bleibt. Jedoch ist

β für kleine I_E von I_B abhängig. D.h. die Photostromverstärkung läßt sich für kleine I_E durch das Einprägen eines konstanten Basisstroms einstellen.

Wird eine ideale Spannungsquelle, bei der r_b quasi als Innenwiderstand wirkt, an die Basis angeschlossen und der Emitteranschluß ebenso auf konstantem Potential gehalten (niederohmige Auskopplung von I_E), so ergibt sich die kleinsignalmäßige Photostromverstärkung für kleine Frequenzen zu:

$$\frac{i_e}{i_{ph}} = \frac{1}{\frac{1}{\beta+1} + \frac{r_c}{r_b}} \quad (2.97)$$

Für den ersten Extremfall einer idealen Spannungsquelle mit $r_b=0$ würde die Photostromverstärkung verschwinden. Der andere Extremfall $r_b \rightarrow \infty$ würde einer "floatenden" Basis und damit einer differentiellen Photostromverstärkung von $\beta+1$ entsprechen (siehe Großsignal-ESB, Bild 2.16). Für alle anderen Werte von r_b ist die differentielle Photostromverstärkung stets kleiner als $\beta+1$.

β ist nur für einen begrenzten Bereich von I_E bzw. I_K konstant. Für große Emitter-Basis Spannungen U_{BE} (also für hohe Stromdichten) überwiegt der Diffusionsstromanteil, der durch die photogenerierten Elektronen zusätzlich injizierten Löcher. Für kleine Spannungen können diese Löcher eher im Basisgebiet rekombinieren oder andererseits die photogenerierten Elektronen das Basisgebiet über die Basis-Emitter-Barriere verlassen. Beide Mechanismen bewirken bei kleinem U_{BE} eine geringere Stromverstärkung.

Bild 2.18 zeigt die gemessene Emitterstromdichte über der Bestrahlungsstärke, wobei die Empfindlichkeit bzw. die Stromverstärkung β mit der Bestrahlungsstärke ansteigt, wie im anschließenden Bild 2.19 zu sehen ist, was bedeutet, daß der bipolare pnp-Phototransistor keineswegs eine lineare Transfer-Charakteristik hat.

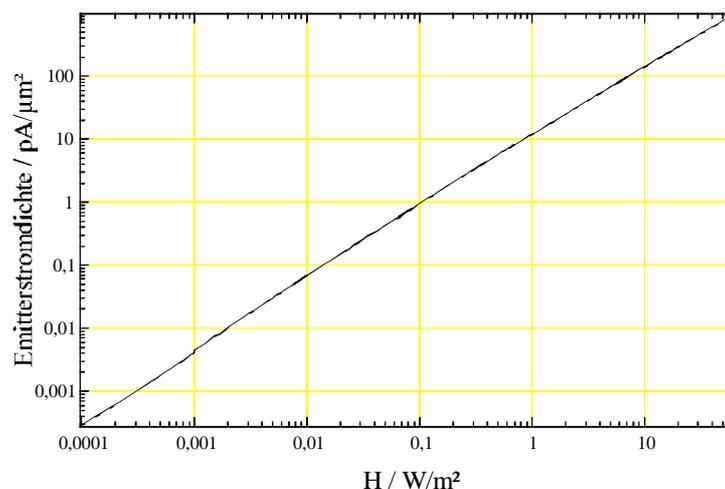


Bild 2.18 : Emitterstromdichte eines bipolaren pnp-Phototransistors

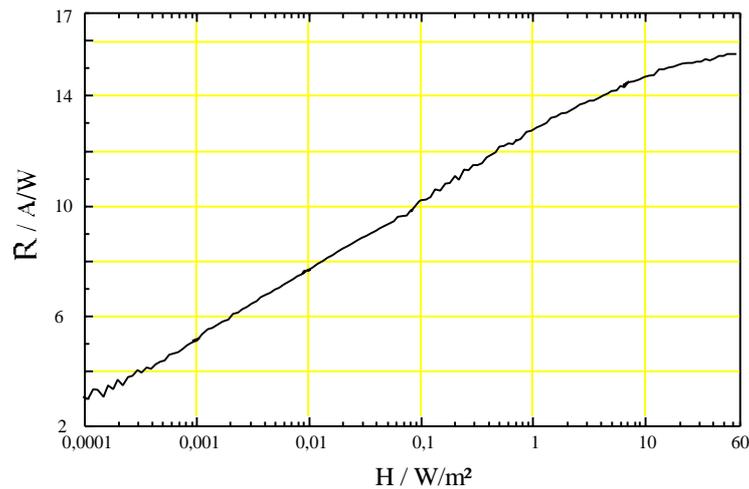


Bild 2.19 : Photoempfindlichkeit eines bipolaren pnp-Phototransistors

Für kleinste Bestrahlungsstärken ist die Photostromverstärkung etwa 10, d.h. β beträgt nur ungefähr 9. Bei der maximal gemessenen Bestrahlungsstärke ist die in Emitterstromdichte ca. $1\text{nA}/\mu\text{m}^2$ und β beträgt nur 50 und in der $1,5\mu\text{m}$ -FhG-IMS-Standard-CMOS-Technologie wird in [42] $\beta=80$ angegeben, dieser Wert gilt allerdings für eine Kollektorstromdichte von $100\text{nA}/\mu\text{m}^2$ und wird daher für $I_E'=1\text{nA}/\mu\text{m}^2$ noch nicht erreicht.

2.4.3 Weitere Eigenschaften

Dynamisches Verhalten

Die Zeitkonstanten bzw. die 3dB Eckfrequenzen der Photogeneration sind im dynamischen Modell der Kollektor-Basis-Photodiode enthalten (siehe ESB), jedoch spielen sie beim bipolaren Phototransistor nicht die entscheidende Rolle. Für genügend große Emitterstromdichten dominiert das Kleinsignalverhalten bzw. die aus dem Kleinsignal-ESB ableitbare 3dB-Eckfrequenz $f_{3\text{dB}}=1/2\pi\tau_e(C_{\text{eb}}+C_{\text{bk}})$. Für sprunghafte Änderungen der Bestrahlungsstärke und kleine Emitterstromdichten dominieren die Umladevorgänge der Sperrschichtkapazitäten (Großsignalverhalten). Zunächst muß der primäre Photostrom die Kapazitäten C_{eb} und C_{bk} umladen, bevor der Transistoreffekt überhaupt wirksam werden kann. Die Sperrschichtkapazitäten sind im Modell des pnp-Transistors üblicherweise enthalten. Die Zeitkonstanten der Umladevorgänge können durch Anlegen von Gleichspannungsquellen an der Basis und am Emitter abgeschwächt werden, allerdings verringert sich dadurch die Photostromverstärkung bis hin zu 0. Man muß also ein schnelleres dynamisches Verhalten durch eine geringere Stromverstärkung erkaufen.

Bild 2.20 zeigt die verschiedenen Zeitkonstanten Anstiegszeit t_{an} , Abklingzeit t_{ab} und Verzögerungszeit t_v der Sprungantwort des Emitterstroms eines bipolaren pnp-Phototransistors mit "floatender" Basis bei verschiedenen Bestrahlungsstärken.

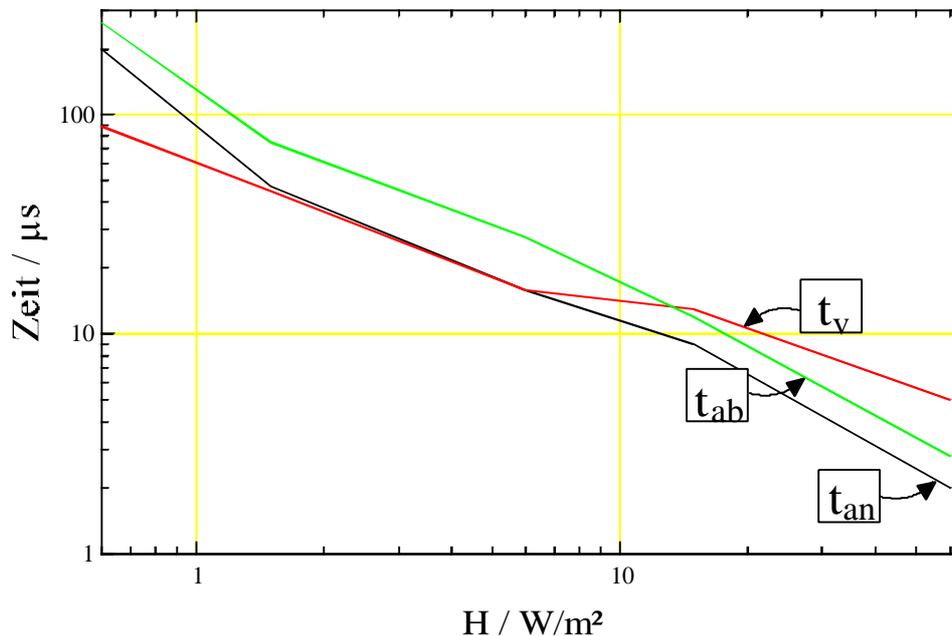


Bild 2.20 : Dynamisches Verhalten des bipolaren pnp-Phototransistors

Temperaturabhängigkeit und Rauschverhalten

Die Temperaturabhängigkeit und das Rauschverhalten sind ähnlich wie bei der Photodiode, wenn die Verstärkung des primären Photostroms mitberücksichtigt wird.

Anders als beim MOS-Transistor weist der bipolare Phototransistor keine zusätzliches dominierendes $1/f$ Rauschen auf [43].

2.4.4 Zusammenfassung zum Modell des bipolaren Phototransistors

Zusammenfassend ist festzustellen, daß der bipolare Phototransistor zur Detektion schnell modulierten Lichts gegenüber der Photodiode ungeeignet erscheint. Der bipolare Phototransistor zeichnet sich jedoch wegen einer möglichen Arbeitspunkteinstellung am Basisanschluß durch eine gewisse Flexibilität aus. Durch das Beschalten der Basis lassen sich Verhältnisse zwischen den Extremfällen einer hohen Verstärkung des Photostromes (jedoch langsames dynamisches Verhalten) und einem schnellen dynamischen Verhalten (jedoch ohne Verstärkung des Photostroms) erreichen.

CMOS-kompatible bipolare Phototransistoren wurden vereinzelt in integrierten Bildsensordsystemen eingesetzt [44], [45], [46]. Weitere Literatur zu bipolaren Phototransistoren findet man in [47] und [48].

2.5 Photo-Feldeffekttransistor

Beim Photo-Feldeffekttransistor, im folgenden Photo-MOSFET, handelt es sich wie bei der Photodiode und beim parasitären bipolaren Phototransistor um ein 100% Standard-CMOS-kompatibles Bauelement, das in einer Wanne innerhalb des Substrates liegt. Ist die Wanne nicht mit einem festen Potential kontaktiert, also das Wannepotential "floatend", so reagiert das Bauelement auf Licht, welches in die Nähe des Wannensubstrat-Übergangs einfällt. Im FhG-IMS-Duisburg sind u.a. z.Z. ein $1,5\mu\text{m}$ und ein $1\mu\text{m}$ Prozeß mit p-dotiertem Substrat Standardprozesse. Aus diesem Grund kommt hier nur ein PMOSFET als Photo-MOSFET in Frage.

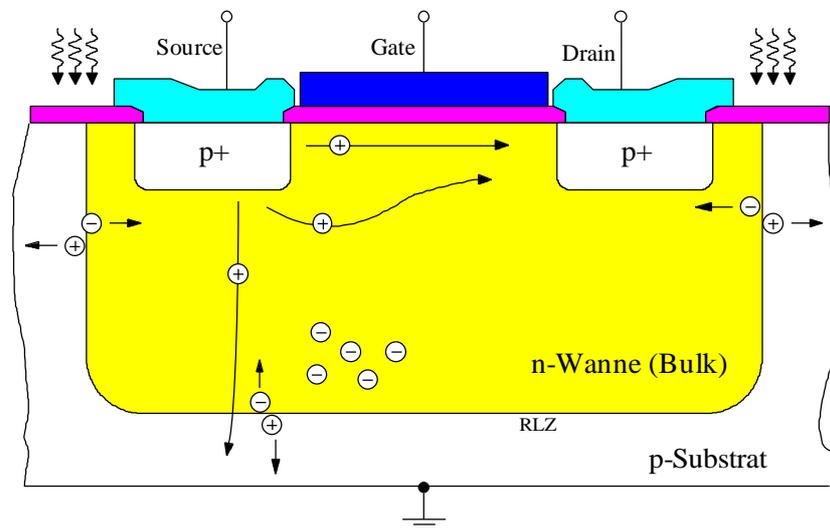


Bild 2.21: Struktur des Photo-MOSFET

Die Photoempfindlichkeit beim MOSFET in SOI (Silicon On Insulator) Technologie wurde zunächst in [49] und [50] untersucht. In [51] wurde vorgeschlagen, Photo-MOSFETs in Bulk-CMOS Technologie als Photosensorelemente zu nutzen.

Folgende Varianten für Photo-MOSFETs sind in der CMOS-Technologie grundsätzlich möglich:

Bulk-CMOS oder BiCMOS		SOI
n-Wannen-Prozeß	p-Wannen-Prozeß	
PMOSFET	NMOSFET	NMOS-,PMOSFET

Tabelle 2.5: Mögliche Photo-MOSFETs in CMOS-Technologie

2.5.1 Unbeleuchteter Fall (Normalbetrieb)

Durch Anlegen einer negativen Gate-Source-Spannung U_{GS} bildet sich beim PMOSFET aufgrund des Feldeffektes in der n-dotierten Wanne unterhalb des Gates ein p-leitender Kanal (Löcherleitung) durch Inversion aus. Der leitende Kanal und damit der durch den Kanal fließende Strom I_D wird zusätzlich durch die Drain-Source-Spannung U_{DS} und die Source-Bulk-Spannung (bzw. Source-Wannen-Spannung) U_{SB} beeinflusst. In Bild 2.22 sind die Ströme und Spannungen des PMOSFET bezeichnet. Die Wanne ist hier floatend.

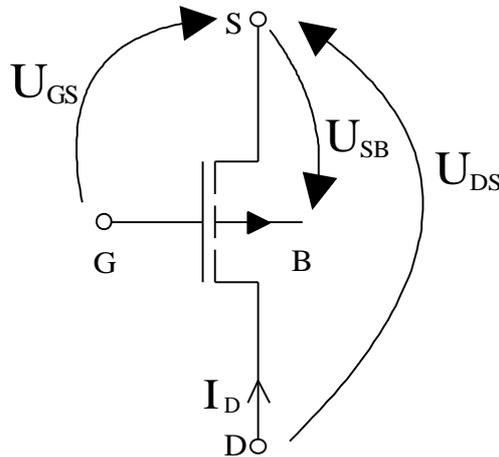


Bild 2.22: Strom- und Spannungsbezeichnungen des PMOSFET

In der einfachen Modellbeschreibung (z.B. [52]) kann für I_D in starker Inversion unterhalb der sog. Abschnürgrenze (der MOSFET befindet sich dann im Anlaufgebiet) angegeben werden:

$$I_D = \mu_p C'_{ox} \frac{W}{L_{eff}} \left[(U_{GS} - U_T) U_{DS} - \frac{U_{DS}^2}{2} \right]. \quad (2.98)$$

U_T bezeichnet die Schwellenspannung des Transistors, die näherungsweise die Schwelle für U_{GS} zur starken Inversion bildet und technologisch beeinflussbar ist. U_T liegt in der aktuellen FhG-IMS-CMOS-Technologie bei -1V (1,5 μ m-Prozeß) bzw. bei -0.8V (1 μ m-Prozeß). C'_{ox} ist die spezifische Kapazität des Oxids unterhalb des Gates und beträgt 0.85fF/ μ m² (1,5 μ m-Techn.). W und L_{eff} sind die Gateweite und effektive Gatelänge, wobei L_{eff} durch die Unterdiffusion von Drain und Source ($F_L \approx 0,2\mu$ m) immer etwas kleiner ausfällt, als die durch das Layout vorgegebene Gatelänge L :

$$L_{eff} = L - 2F_L. \quad (2.99)$$

Die Abschnürgrenze des leitenden Kanals ist für U_{DS} mit

$$U_{DS} = U_{GS} - U_T \quad (2.100)$$

gegeben und für I_D gilt dann:

$$I_D = \frac{\mu_p C'_{ox} W}{2L_{eff}} (U_{GS} - U_T)^2. \quad (2.101)$$

Liegt U_{DS} oberhalb der Abschnürgrenze, befindet sich der MOSFET in Sättigung und I_D nimmt nur noch schwach mit U_{DS} wegen der eintretenden Kanalverkürzung und dem damit geringer

werdenden Kanalwiderstand zu. Diese Abhängigkeit ist um so geringer, je kleiner U_{GS} betragsmäßig ist.

Gleichung 2.101 ist nur für den Arbeitsbereich der starken Inversion gültig. Durch Verringerung von I_D , z.B. mit betragsmäßiger Herabsetzung von U_{GS} , kann der MOSFET in das Arbeitsgebiet der schwachen Inversion gebracht werden. Der Übergang zwischen starker und schwacher Inversion wird nur sehr ungenau durch U_{GS} und U_T beschrieben. Eine genauere Abgrenzung liefert der charakteristische Strom I_c mit

$$\text{schw. Inv.: } I_D < I_c = 2n\mu_p C'_{ox} \frac{W}{L_{eff}} U_{Temp}^2 \quad (2.102)$$

n ist der sog. Slope-Faktor, dessen Wert technologisch nur schwer kontrollierbar ist. In der schwachen Inversion wird der Sättigungsbereich des MOSFET sehr früh (U_{DS} bereits unterhalb von 100mV) erreicht. Für I_D wird in [53] folgende Gleichung für die schwache Inversion angegeben:

$$I_D = I_c \exp\left(\frac{U_G - U_{T0}}{nU_{Temp}}\right) \left[\exp\left(-\frac{U_S}{U_{Temp}}\right) - \exp\left(-\frac{U_D}{U_{Temp}}\right) \right] \quad (2.103)$$

U_{T0} ist die Schwellenspannung für den Fall, daß zwischen Bulk (B) und Source (S) kein Spannungsabfall vorliegt. U_D , U_G , und U_S sind die auf Bulk bezogenen Potentiale. Werden diese Spannungen durch U_{GS} , U_{DS} und U_{SB} ausgedrückt, (wie z.B. in [54]) erhält man für den PMOSFET in schwacher Inversion:

$$I_D = I_c \exp\left(-\frac{U_{GS} - U_{T0} - U_{SB}}{nU_{Temp}}\right) \left[\exp\left(\frac{U_{SB}}{U_{Temp}}\right) - \exp\left(\frac{U_{SB} + U_{DS}}{U_{Temp}}\right) \right] \quad (2.104)$$

Die Schwellenspannung kann durch das Anlegen einer Spannung zwischen Bulk und Source beeinflusst werden. Dieses Verhalten beschreibt der Substrateffekt:

$$U_T = U_{T0} + k_S \left(\sqrt{U_{SB} + \Phi_S} - \sqrt{\Phi_S} \right) \quad (2.105)$$

Dabei bezeichnet k_S die Substrateffektkonstante ($k_S \approx 0,8 \sqrt{V}$) und Φ_S ist das Oberflächeninversionspotential ($\Phi_S \approx 0,95V$).

Die o.a. Gleichungen für den MOSFET sind in vollständiger Analogie für den NMOSFET und PMOSFET zu betrachten, wenn man berücksichtigt, daß beim PMOSFET Löcherleitung statt Elektronenleitung zugrunde gelegt wird und sich die Vorzeichen der Spannungen U_{GS} , U_{DS} und U_T umkehren. Ebenso ist das folgende Kleinsignal-ESB des PMOSFET gleichermaßen für den NMOSFET gültig, wenn man die eingezeichnete Richtung von i_D umkehrt.

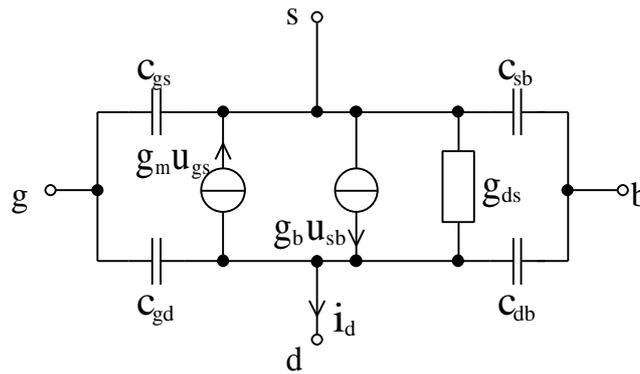


Bild 2.23: Kleinsignal-ESB des PMOSFET

g_m bezeichnet hier die Vorwärtssteilheit, also die Wirkung von u_{gs} auf i_d . g_s bezeichnet die Substratsteilheit und beschreibt die Wirkung von u_{sb} auf i_d . g_{ds} ist der Ausgangsleitwert. Alle kleinsignalmäßigen Leitwerte werden durch Linearisierung bzw. durch partielle Differentiation gewonnen:

$$g_m = \frac{\partial i_d}{\partial u_{gs}}, g_b = \frac{\partial i_d}{\partial u_{sb}}, g_{ds} = \frac{\partial i_d}{\partial u_{ds}}. \quad (2.106)$$

Das Kleinsignal-ESB des PMOSFET enthält weiterhin die wirksamen differentiellen Kapazitäten zwischen den äußeren Anschlüssen.

2.5.2 Beleuchteter Fall

Das "floatende" Bulk-Potential, welches beim PMOSFET gleich dem Wannepotential ist, liegt ohne Lichteinstrahlung im Normalbetrieb auf dem Source-Potential. Bei Lichteinstrahlung werden die durch den inneren Photoeffekt generierten Elektronen-Loch Paare in der Raumladungszone der Substrat-Wannen-Diode voneinander getrennt (Bild 2.21). Die Elektronen können zunächst nicht aus der Wanne abfließen. Dadurch sinkt das Bulk-Potential herab und es werden somit zusätzliche Löcher in den leitenden Kanal des Photo-MOSFET injiziert, so daß und I_D ansteigt.

Nach Bild 2.21 fließen die weit vom Sourcegebiet injizierten Löcher über den parasitären bipolaren pnp-Transistor zum Substrat hin ab. Bei kleinen Sourcegebieten wird dieser parasitäre Effekt jedoch erst ab einer Spannung $U_{SB} > 0.65V$ dominant [55], was einer Beleuchtungsstärke von $\gg 10^6 W/m^2$ und somit keiner realistischen Situation entspricht (vergl. Tabelle 2.2).

Durch das herabsinkende Bulk-Potential beginnt die Source-Wannen-Diode, die jetzt in Vorwärtsrichtung vorgespannt ist, mehr und mehr zu leiten. Hierdurch entsteht ein Gleichgewicht zwischen generiertem Photostrom und abfließendem Strom in Durchlaßrichtung über die Source-Wannen-Diode, welches zur Berechnung der Abhängigkeit zwischen U_{SB} und der Bestrahlungsstärke heranzuziehen ist. Bild 2.24 zeigt das Großsignal-ESB des beleuchteten Photo-MOSFET, welches auch im CADENCE-Design-Framework eingebunden ist.

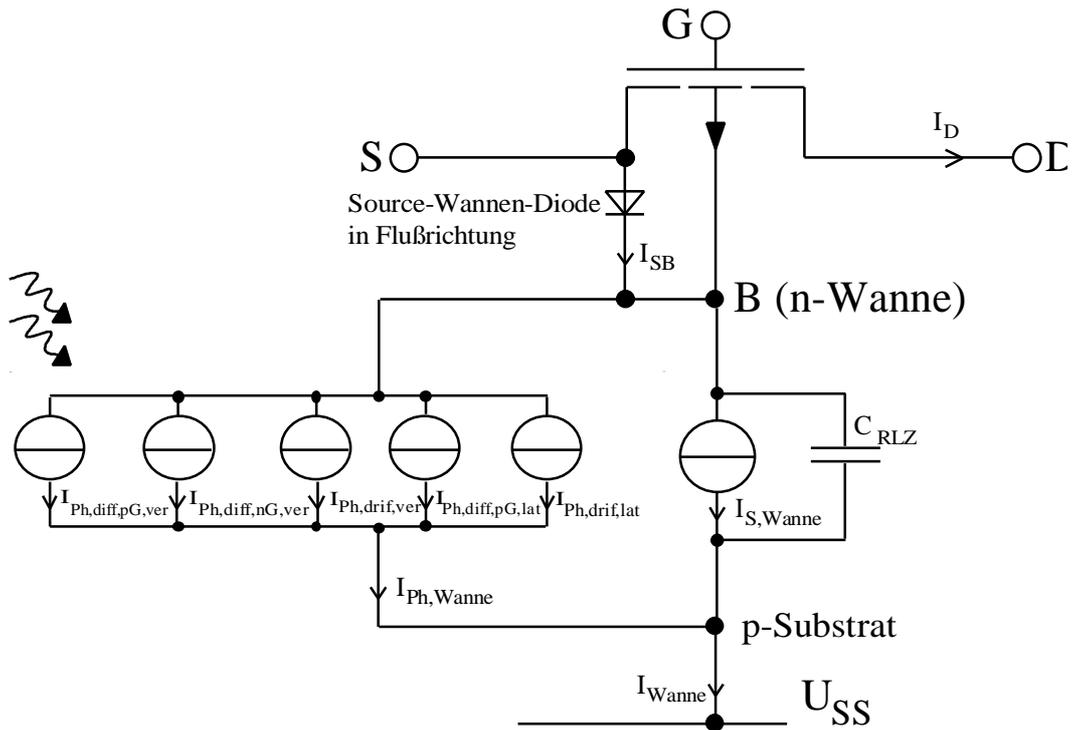


Bild 2.24: Großsignal-ESB des Photo-MOSFET

Die Source-Wannen-Diode verhindert das von CCDs her bekannte Blooming, wobei bei äußerst starker Beleuchtung eines Pixels die Potentialtöpfe zur Ladungsspeicherung quasi überlaufen und die überschüssige Ladung durch benachbarte Pixel aufgenommen wird.

Voraussetzung für die folgende Berechnung des statischen Übertragungsverhaltens vom Photo-MOSFET ist, daß kein anderer pn-Übergang, als der zwischen Substrat und n-Wanne, beleuchtet wird. Zunächst müssen die o.a. Ströme gleichgesetzt werden:

$$I_{\text{Wanne}} = I_{\text{Ph,Wanne}} + I_{\text{S,Wanne}} = I_{\text{SB}} = I_{\text{S,SB}} \left[\exp\left(\frac{U_{\text{SB}}}{U_{\text{Temp}}}\right) - 1 \right] \Leftrightarrow \quad (2.107)$$

$$U_{\text{SB}} = U_{\text{Temp}} \ln \left[1 + \frac{I_{\text{S,Wanne}} + I_{\text{Ph,Wanne}}}{I_{\text{S,SB}}} \right]. \quad (2.108)$$

Setzt man Gleichung 2.108 in Gleichung 2.105 ein, die die Änderung der Schwellenspannung durch den Substrateffekt beschreibt, so erhält man:

$$\begin{aligned} U_{\text{T}} &= U_{\text{T0}} + k_{\text{s}} \left(\sqrt{U_{\text{Temp}} \ln(\rho) + \Phi_{\text{s}}} - \sqrt{\Phi_{\text{s}}} \right) \\ &= U_{\text{T0}} + k_{\text{s}} \left(\sqrt{\Phi_{\text{s}}} \sqrt{1 + \frac{U_{\text{Temp}}(\rho)}{\Phi_{\text{s}}}} - \sqrt{\Phi_{\text{s}}} \right). \end{aligned} \quad (2.109)$$

mit der Abkürzung

$$\rho = 1 + \frac{I_{\text{S,Wanne}} + I_{\text{Ph,Wanne}}}{I_{\text{S,SB}}} \approx \frac{I_{\text{Ph,Wanne}}}{I_{\text{S,SB}}}, \text{ für } I_{\text{Ph,Wanne}} \gg I_{\text{S,SB}}, I_{\text{S,Wanne}}. \quad (2.110)$$

Gleichung 2.109 beschreibt das betragsmäßige Absinken der Schwellenspannung und somit eine Verschiebung der Übertragungskennlinie des Photo-MOSFET. Bild 2.25 zeigt die Änderung der Schwellenspannung anhand der durch den Lichteinfluß verschobenen Übertragungskennlinie. Für eine konstante Gate-Source-Spannung U_{GS0} steigt der Drainstrom I_{D0} also bei Lichteinfall auf $I_{D,Ph}$ an.

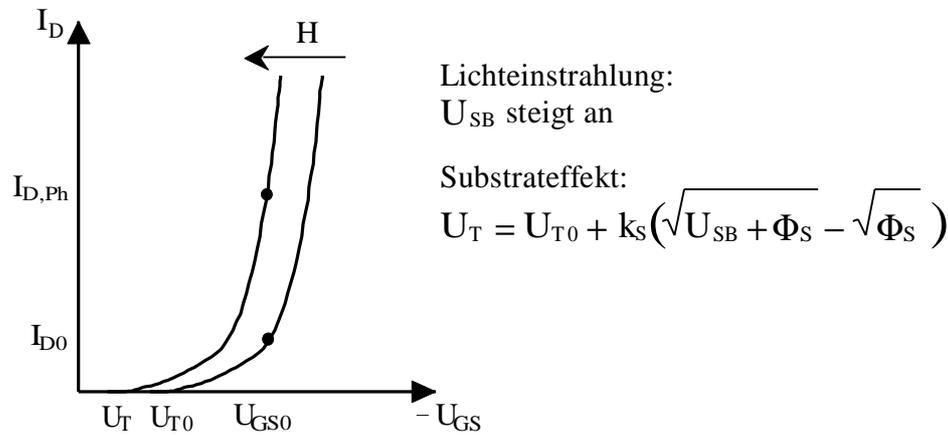


Bild 2.25: Herabsinken der Schwellenspannung durch den Substrateffekt

Für kleine und mittlere Bestrahlungsstärken gilt:

$$\Phi_s \gg \ln(\rho). \quad (2.111)$$

Mit Gleichung 2.111 kann der Term $\sqrt{1 + \frac{U_{Temp} \ln(\rho)}{\Phi_s}}$ mit den ersten zwei Gliedern einer

Reihenentwicklung um den Wert 1 approximiert werden und man erhält aus Gleichung 2.109:

$$U_T = U_{T0} + k_s \frac{k_s \ln(\rho)}{2\sqrt{\Phi_s}}. \quad (2.112)$$

Anlaufgebiet

Im Anlaufgebiet gilt für den unbeleuchteten Fall Gleichung 2.98, in die Gleichung 2.112 im beleuchteten Fall einzusetzen ist:

$$I_D = \mu_p C'_{ox} \frac{W}{L_{eff}} \left[\left(U_{GS} - U_{T0} - \frac{k_s \ln(\rho)}{2\sqrt{\Phi_s}} \right) U_{DS} - \frac{U_{DS}^2}{2} \right]. \quad (2.113)$$

Damit ist im Anlaufgebiet

$$I_D \sim k_1 \ln(\rho) \sim k_1 \ln(I_{Ph,Wanne}), \text{ für } I_{Ph,Wanne} \gg I_{S,SB}, I_{S,Wanne}. \quad (2.114)$$

Sättigung

Im Sättigungsgebiet gilt für den unbeleuchteten Fall Gleichung 2.101, in die Gleichung 2.112 im beleuchteten Fall einzusetzen ist:

$$\begin{aligned}
I_D &= \frac{\mu_p C'_{ox} W}{2L_{eff}} \left[(U_{GS} - U_{T0}) - \frac{k_S U_{Temp} \ln(\rho)}{2\sqrt{\Phi_S}} \right]^2 \\
&= \frac{\mu_p C'_{ox} W}{2L_{eff}} \left[(U_{GS} - U_{T0})^2 - (U_{GS} - U_{T0}) \frac{k_S U_{Temp} \ln(\rho)}{\sqrt{\Phi_S}} + \left(\frac{k_S U_{Temp} \ln(\rho)}{2\sqrt{\Phi_S}} \right)^2 \right].
\end{aligned} \quad (2.115)$$

Mit $2(U_{GS} - U_{T0}) \gg \frac{k_S U_{Temp} \ln(\rho)}{2\sqrt{\Phi_S}}$, was im Sättigungsbereich in den meisten Fällen

angenommen werden kann, wird der quadratische Summand in der eckigen Klammer der rechten Seite von Gleichung 2.115 gegenüber den anderen Summanden verschwindend klein.

Es gilt daher näherungsweise:

$$I_D \approx \frac{\mu_p C'_{ox} W}{2L_{eff}} \left[(U_{GS} - U_{T0})^2 - (U_{GS} - U_{T0}) \frac{k_S U_{Temp} \ln(\rho)}{\sqrt{\Phi_S}} \right]. \quad (2.116)$$

Damit weist I_D auch im Sättigungsbereich eine logarithmische Abhängigkeit auf:

$$I_D \sim \ln(\rho) \sim \ln(I_{Ph,Wanne}), \text{ für } I_{Ph,Wanne} \gg I_{S,SB}, I_{S,Wanne}. \quad (2.117)$$

Ein wichtiger Effekt ist die Beeinflussung der Schwellenspannung durch die Drain-Source-Spannung. Bei großer Drain-Source-Spannung kommt es im Sättigungsbereich am Ende des leitenden Kanals zur Lawinenmultiplikation (auch Avalanche-Multiplikation oder Stoßionisation genannt). Diese Erhöhung des Drainstroms erzeugt einen zusätzlichen Strom aus Elektronen in der Source-Wannen-Diode, der dort wiederum einen zusätzlichen Spannungsabfall zur Folge hat und sich somit U_{SB} vergrößert (im unbeleuchteten Fall) einstellt. Steigt ab einer bestimmten Drain-Source-Spannung die Lawinenmultiplikation stark an, so geht die Ausgangskennlinie für U_{T0} zur Ausgangskennlinie einer betragsmäßig geringeren Schwellenspannung über und ein Stufeneffekt wird wirksam. Der beschriebene Stufeneffekt überdeckt damit den Effekt der Lichteinstrahlung. Man muß also darauf bedacht sein, U_{DS} nicht zu groß werden zu lassen. Bild 2.26 zeigt ein gemessenes Ausgangskennlinienfeld des Photo-MOSFET ohne und mit starker Bestrahlungsstärke ($H=50W/m^2$). Das W/L-Verhältnis des Photo-MOSFET ist hier $400\mu m/3,2\mu m$, wobei der Photo-MOSFET eine Fläche von $12\mu m^2$ einnimmt. Der Stufeneffekt und die Überdeckung der Lichteinwirkung durch den Stufeneffekt sind deutlich zu erkennen.

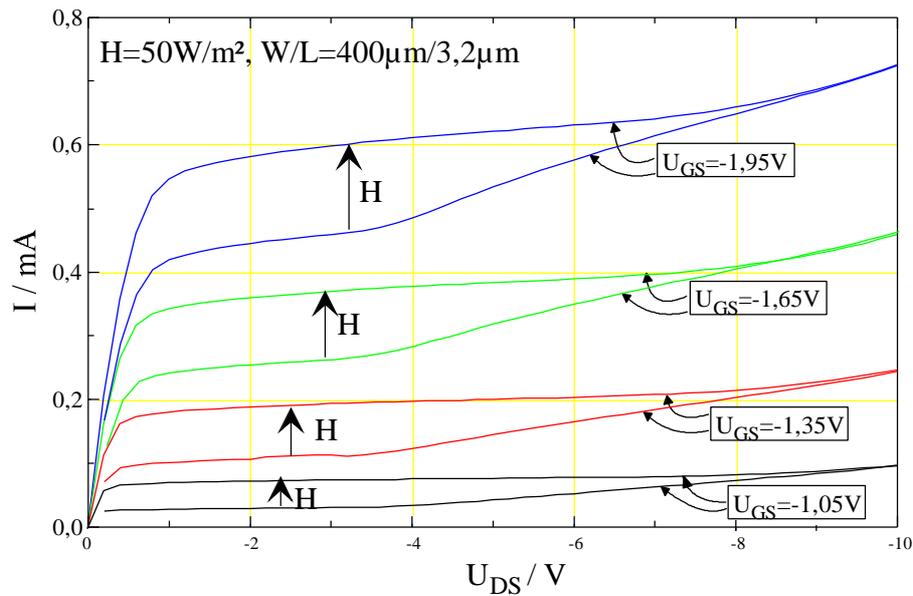


Bild 2.26: Ausgangskennlinienfeld des Photo-MOSFET und Stufeneffekt

Bild 2.27 zeigt die gemessene statische Abhängigkeit des Drainstroms über der Bestrahlungsstärke im Sättigungsbereich der starken Inversion. Um einen Vergleich mit der pn-Photodiode herstellen zu können, ist Drainstromdichte über der Bestrahlungsstärke aufgetragen. Die zuvor hergeleitete logarithmische Abhängigkeit ist deutlich erkennbar.

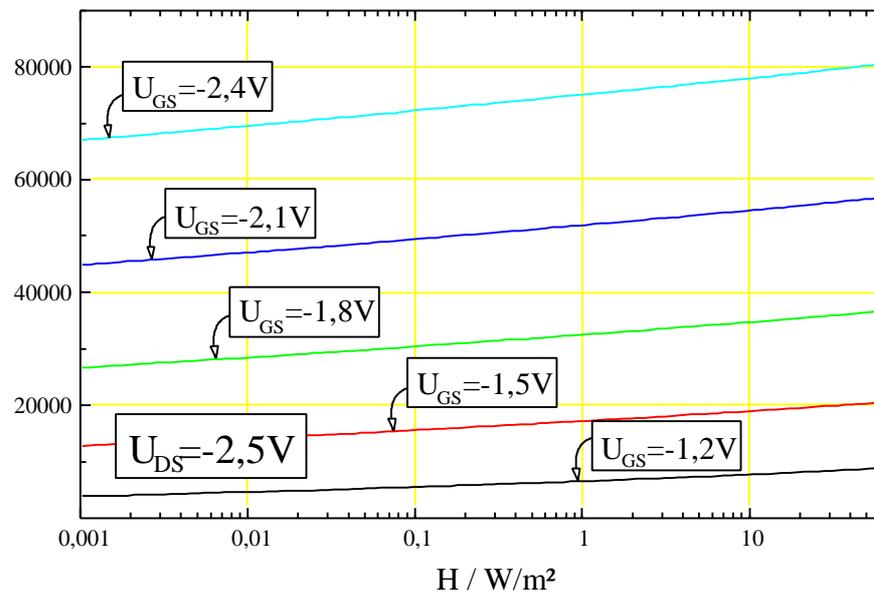


Bild 2.27: Abhängigkeit des Drainstroms von der Bestrahlungsstärke in starker Inversion

Bild 2.28 zeigt die gemessene Photoempfindlichkeit des Photo-MOSFET, die hier zu $\mathfrak{R} = \partial I_D / \partial H$ definiert ist.

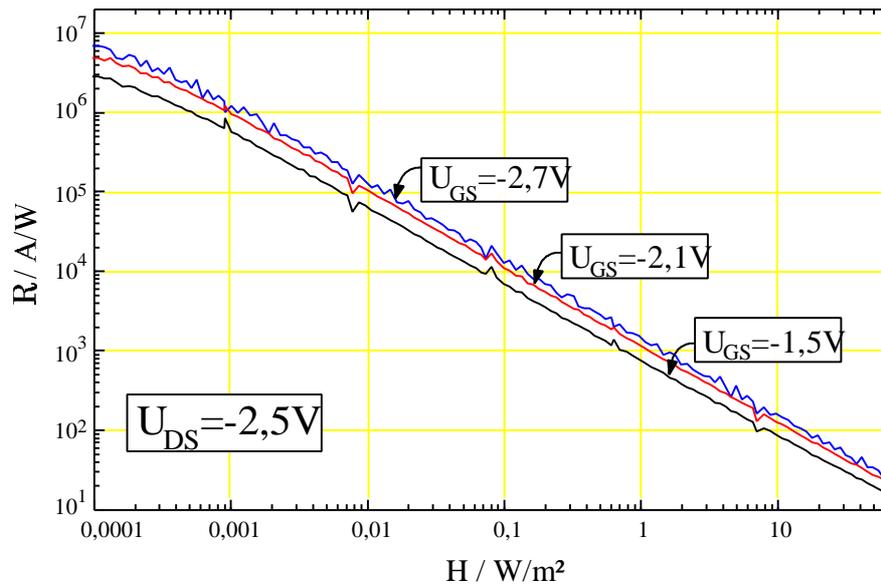


Bild 2.28: Photoempfindlichkeit des Photo-MOSFET in starker Inversion

Schwache Inversion

Im Arbeitspunkt $U_{DS} = -2,5V$, $0 < U_{SB} < 0,45V$ gilt:

$$\left| \exp\left(\frac{U_{SB}}{U_{Temp}}\right) \right| \gg \left| \exp\left(\frac{U_{DS} + U_{SB}}{U_{Temp}}\right) \right|. \quad (2.118)$$

Setzt man nun Gleichung 2.109 in Gleichung 2.104 ein und verwendet Gleichung 2.111 und Gleichung 2.118, so gilt für die schwache Inversion:

$$\begin{aligned} I_D &\approx I_c \exp\left(-\frac{U_{GS} - U_{T0} - U_{SB}}{nU_{Temp}}\right) \exp\left(\frac{U_{SB}}{U_{Temp}}\right) \\ &= I_c \exp\left(-\frac{U_{GS} - U_{T0}}{nU_{Temp}}\right) \exp\left(\frac{(1+n)}{n} \ln(\rho)\right) \\ &= I_c \exp\left(-\frac{U_{GS} - U_{T0}}{nU_{Temp}}\right) \rho^{\frac{1+n}{n}}. \end{aligned} \quad (2.119)$$

Damit ist in schwacher Inversion:

$$I_D \sim \rho^{\frac{1+n}{n}}. \quad (2.120)$$

Bild 2.29 zeigt die gemessene Abhängigkeit des Drainstroms I_D und Bild 2.30 die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Bestrahlungsstärke in schwacher Inversion. Da ein lineares Verhalten deutlich zu erkennen ist, muß $n \gg 1$ in dem Arbeitspunkt bei linearer Abhängigkeit sein. Weiterhin ist auffällig, daß ein geringerer Dunkelstrom als bei einer pn-Photodiode gleicher Fläche fließt.

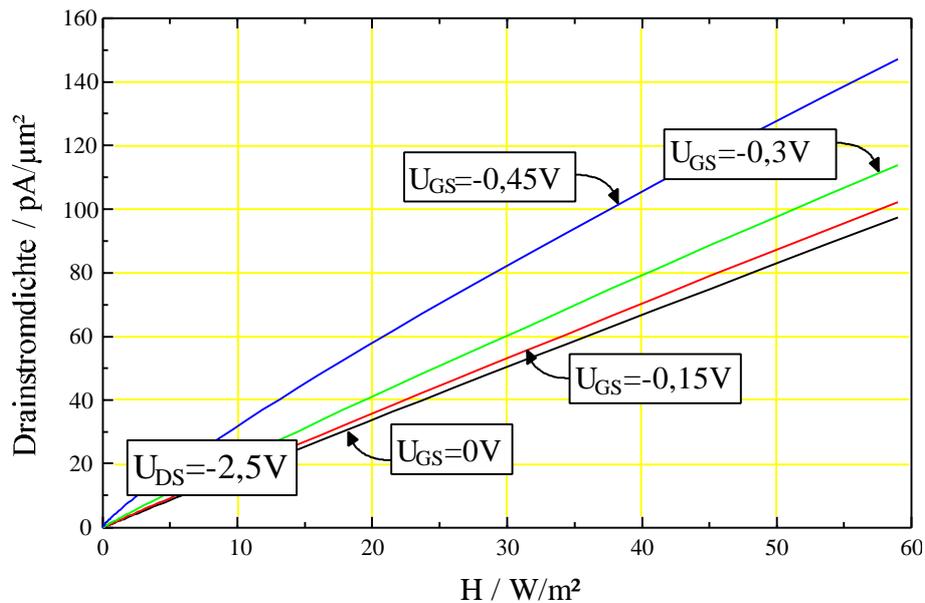


Bild 2.29: Abhängigkeit des Drainstroms von der Bestrahlungsstärke in schwacher Inversion

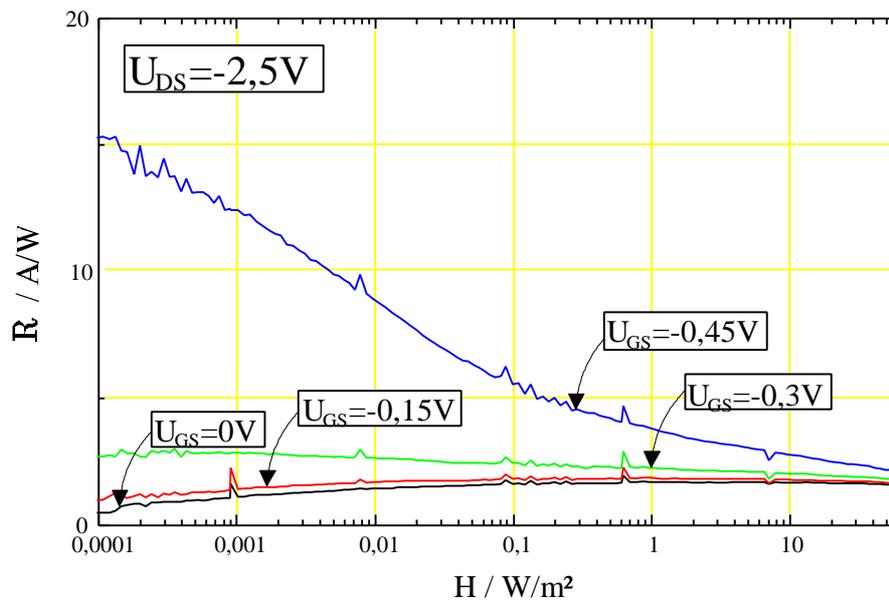


Bild 2.30: Photoempfindlichkeit des Photo-MOSFET in schwacher Inversion.

2.5.3 Rauschen

Der aktive Wannen-Substrat-Übergang stellt im beleuchteten Fall eine in Sperrichtung vorgespannte pn-Photodiode im Kurzschlußbetrieb dar, bei der ein mittlerer quadratischer Rauschstrom im Frequenzintervall Δf von

$$\overline{\Delta I_{R,Wanne}^2} = 2q |I_{S,Wanne} + I_{Ph,Wanne}| \Delta f \quad (2.121)$$

angenommen wird.

Weiterhin dominieren im leitenden Kanal des MOS-Transistors 2 Rauschquellen: Das 1/f proportionale Modulationsrauschen im Kanal (siehe Gleichung 2.22) und das thermische weiße

Kanalrauschen (siehe Gleichung 2.19), bei dem der leitende Kanal durch einen äquivalenten Rauschwiderstand repräsentiert werden kann:

$$R_{\text{äq}} = \frac{3}{2g_m}. \quad (2.122)$$

Beide Rauschteile des Kanals überlagern sich wegen der Unkorreliertheit zu:

$$\overline{\Delta I_{R,\text{Kanal}}^2} = \overline{\Delta I_{R,\text{Therm}}^2} + \overline{\Delta I_{R,\text{Mod}}^2} = \left(\frac{4kT}{R_{\text{äq}}} + I_D \frac{K_{R,\text{Mod}}}{f} \right) \Delta f. \quad (2.123)$$

Beide Rauschquellen können in das Kleinsignal-ESB übernommen werden. Es wird angenommen, daß der Photo-MOSFET in Source-Schaltung betrieben wird, und daß der Arbeitspunkt durch ein konstantes Gatepotential eingestellt wird. Der Rauschstrom, der resultierend den Drainstrom überlagert, kann mit Hilfe des folgenden Kleinsignal-ESB für den eingestellten Arbeitspunkt ermittelt werden.

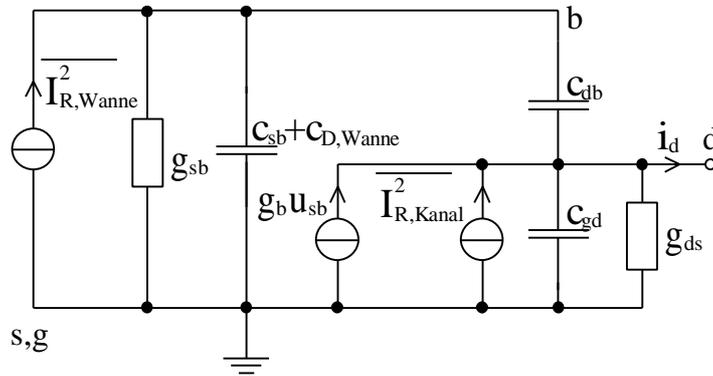


Bild 2.31: Rauschquellen des Photo-MOSFET im Kleinsignal-ESB in Source-Schaltung

g_{sb} repräsentiert den differentiellen Leitwert der Source-Wannen-Diode in Flußrichtung:

$$g_{sb} = \frac{\partial I_{SB}}{\partial U_{SB}} = \frac{I_{S,SB}}{U_{Temp}} \exp\left(\frac{U_{SB}}{U_{Temp}}\right). \quad (2.124)$$

Der Serienwiderstand der Source-Wannen-Diode wird hier ebenso vernachlässigt wie zuvor bei der Photodiode im Sperrbereich, weil er für den betrachteten Spannungsbereich von U_{SB} immer noch wesentlich kleiner ist als $1/g_{sb}$. $C_{D,Wanne}$ ist die Sperrschichtkapazität des Wannen-Substrat-Übergangs.

Für das Großsignalverhalten, beispielsweise bei sich änderndem U_{SB} analog zum Leerlaufbetrieb der Photodiode, ist keine geschlossene Darstellung des resultierenden Rauschens möglich, da sich g_{sb} mit der Bestrahlungsstärke sehr stark ändert.

2.5.4 Dynamisches Verhalten

Im Gegensatz zur pn-Photodiode lassen sich die Klemmen des lichtempfindlichen pn-Übergangs nicht schaltungstechnisch auf konstantem Potential halten, da ansonsten der Effekt der inneren Verstärkung des Photo-MOSFET verloren geht. Man sollte jedoch zumindest die

Drain- und Source-Klemmen möglichst niederohmig anschließen, um die maximale Anstiegs- und Abklinggeschwindigkeit für den Drainstrom zu erhalten. Steigt die Bestrahlungsstärke sprungförmig an, so muß c_{SB} und $c_{D,Wanne}$ mit dem Photostrom umgeladen werden. Für kleine Bestrahlungsstärken, also für geringen Photostrom, ist die Anstiegszeit dieses Vorgangs größer als die dominierende RC-Zeitkonstante $1/(g_{sb}(c_{SB}+c_{D,Wanne}))$. Der Umladevorgang bei sprungförmigem Abklingen der Bestrahlungsstärke ist deutlich langsamer als bei ansteigender Bestrahlungsstärke. Die Kapazitäten können nur noch mit dem Strom der Source-Wannen-Diode in Flußrichtung umgeladen werden, der für $U_{SB} \rightarrow 0V$ die Größenordnung eines Dunkelstroms hat. Eine Beschleunigung des Abklingvorgangs läßt sich durch ein dynamisches Reset der Wanne mittels zusätzlichem Schalter nach U_{DD} hin erreichen. Dies ist allerdings nur innerhalb synchron getakteter Systeme möglich. In beiden der oben genannten Fälle dominiert das Großsignalverhalten.

Bild 2.32 und Bild 2.33 zeigen die verschiedenen gemessenen Zeitkonstanten des Anstiegs- und Abklingverhalten des Photo-MOSFET in Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke bei verschiedenen Gate-Source-Spannungen.

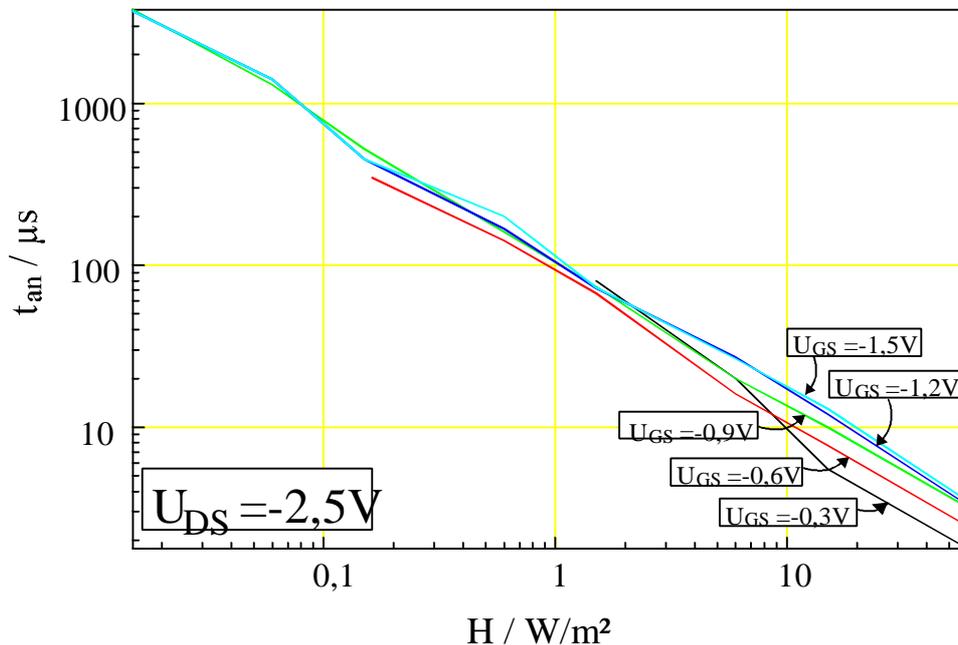


Bild 2.32: Anstiegszeit des Photo-MOSFET in Abhängigkeit der Bestrahlungsstärke

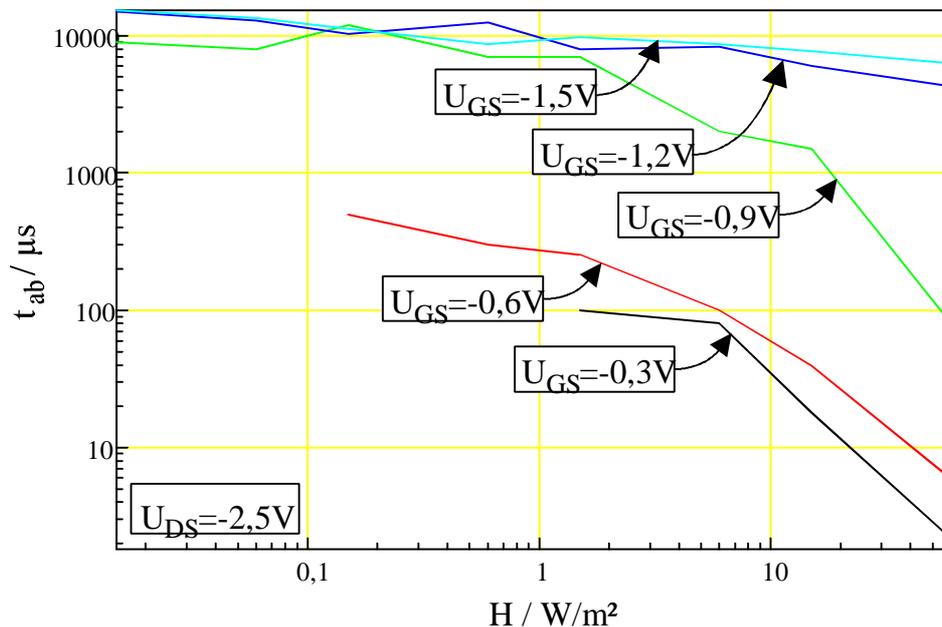


Bild 2.33: Abklingzeit des Photo-MOSFET in Abhängigkeit der Bestrahlungsstärke

2.5.5 Fixed-Pattern-Noise

Die relative Standardabweichung der Drainströme verschiedener gleichartiger MOS-Transistoren eines Arrays bezüglich des FPN ist $\sqrt{I_{R,FPN}^2} / I_D$, also ist der Kehrwert des SNR, der wegen Parameterschwankungen auftritt, laut [56] proportional zu $1/\sqrt{WL}$. Bild 2.34 zeigt die relativen Standardabweichungen für große I_D von verschiedenen realisierten

Photosensorarrays, deren Photo-MOSFET jeweils verschiedene W und L Parameter besitzen. Die gezeigten Ergebnisse wurden durch Mittelwertbildung aus vielen Messungen gewonnen, um den Einfluß des zeitlichen Rauschens zu unterdrücken. Die Meßergebnisse bestätigen die in [56] hergeleitete Proportionalität.

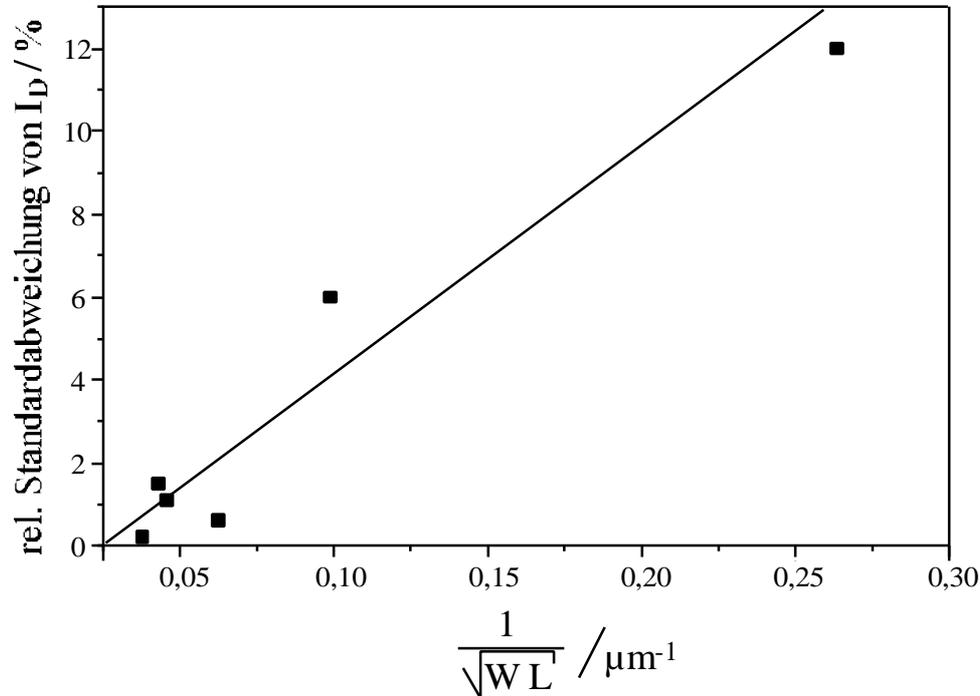


Bild 2.34: FPN 0. Ordnung in Abhängigkeit von W L

Für das Signal/Rausch-Verhältnis SNR bezüglich FPN kann gemäß Kapitel 2.2

$$\text{SNR} = 20 \log_{10} \left(\frac{I_D}{\sqrt{I_{R,\text{FPN}}^2}} \right) \text{dB} = 20 \log_{10} \left(\frac{I_D}{\sqrt{I_{R,\text{FPN}0}^2 + I_{R,\text{FPN}1}^2}} \right) \text{dB}. \quad (2.125)$$

geschrieben werden.

Im Fall geringer Drainströme I_D wird das SNR vom FPN 0. Ordnung bestimmt. Für große I_D dagegen konvergiert das SNR unter der Voraussetzung einer linearen Transfer-Charakteristik des Photo-MOSFET, also $I_D = \mathfrak{R}P$, zu einer Konstanten:

$$\text{SNR} \approx 20 \log_{10} \left(\frac{I_D}{\sqrt{I_{R,\text{FPN}1}^2}} \right) \text{dB} = 20 \log_{10} \left(\frac{I_D}{\sigma_{\mathfrak{R}} P} \right) \text{dB} = 20 \log_{10} \left(\frac{\mathfrak{R}}{\sigma_{\mathfrak{R}}} \right) \text{dB}. \quad (2.126)$$

Im folgendem Bild und folgender Tabelle sind gemessene SNR zweier Arrays aus Photo-MOSFET mit jeweils unterschiedlichen W und L Abmessungen in Abhängigkeit von I_D gezeigt:

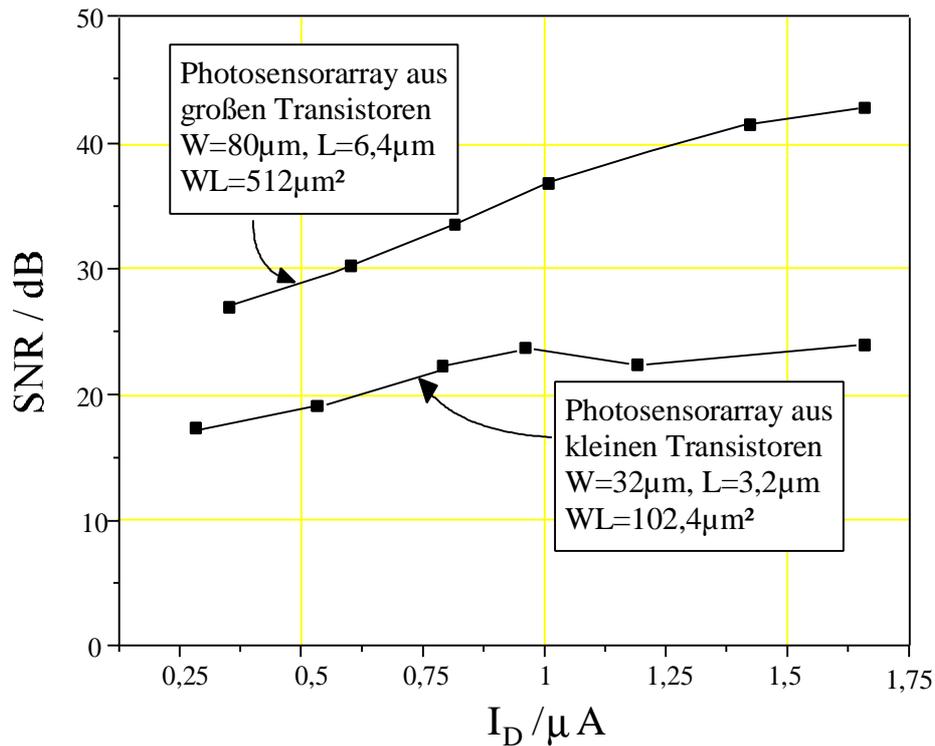


Bild 2.35: FPN bezügliches SNR von Photosensorarrays verschiedener Geometrien

	Photosensorarray 1	Photosensorarray 2
W,L	$W=32\mu\text{m}$, $L=3,2\mu\text{m}$	$W=80\mu\text{m}$, $L=6,4\mu\text{m}$
WL	$102,4\mu\text{m}^2$	$512\mu\text{m}^2$
SNR_{max} (bezgl. FPN)	23dB	43dB
relative Standardabweichung		
$\frac{\sigma_{\mathfrak{R}}}{\mathfrak{R}}$	6,6%	4,7%

Tabelle 2.6: Parameter zweier Photosensorarrays bzgl. FPN

Die in Bild 2.35 und obiger Tabelle gezeigten Meßergebnisse belegen, daß bei den verwendeten Geometriegrößen von $W=80\mu\text{m}$, $L=6,4\mu\text{m}$ ein SNR erzielt werden kann, der eine On-Chip Vorverarbeitung mit 7 Bit Auflösung ohne zusätzliche FPN Korrektur zuläßt. Weiterhin zeigen die Ergebnisse, daß für kleine Abmessungen W und L das FPN 1. Ordnung schon für geringere I_D dominiert, da das SNR relativ früh zu einer Konstanten konvergiert. Bei größeren W und L steigt das SNR bezüglich FPN weiter an, d.h. das FPN 0. Ordnung kann noch nicht vernachlässigt werden.

2.5.6 Temperaturverhalten

Wegen des komplexeren Aufbaus des Photo-MOSFET gegenüber der pn-Diode finden sich vielfältige temperaturabhängige Größen. Die wichtigsten sind im folgenden zusammengefaßt:

Dunkelströme der Substrat-Wannen-Diode bzw. Source-Wannen-Diode

Diese Dunkelströme haben analog zur pn-Photodiode die in Kapitel 2.3.7 beschriebenen Temperaturabhängigkeiten.

Photoströme der Substrat-Wannen-Diode

Solange das Bahngebiet des lichtempfindlichen Substrat-Wannen-Übergangs kleiner ist als die Diffusionslänge der Ladungsträger, ist der Photostrom temperaturunabhängig.

Durchlaßstrom der Source-Wannen-Diode

Der Strom in Flußrichtung I_{SB} der Source-Wannen-Diode

$$I_{SB} = I_{S,SB} \left[\exp\left(\frac{U_{SB}}{U_{Temp}}\right) - 1 \right]. \quad (2.127)$$

ist exponentiell von der inversen Temperaturspannung U_{Temp} abhängig. Diese wiederum steigt linear mit der Temperatur an.

Schwellenspannung

Die Temperaturabhängigkeit der Schwellenspannung ist dominierend. Dies gilt vor allem im Bereich der starken Inversion. Die Temperaturabhängigkeit der Schwellenspannung des Photo-MOSFET kann im Bereich von $T=300K...450K$ mit einem Polynom 1. Ordnung beschrieben werden

$$U_T(T) = U_T(300K) + k_{Temp} T. \quad (2.128)$$

Dabei sind $U_T(300K)$ und die Proportionalitätskonstante k_{Temp} für den Photo-MOSFET in FhG-IMS-1,5 μ -Standard-CMOS-Technologie angegeben zu $U_T(300K)=1V$ und $k_{Temp}=-2mV/K$.

Ladungsträgerbeweglichkeit

Die Ladungsträgerbeweglichkeit μ_p nimmt aufgrund der erhöhten Bewegung der Atome des Kristallgitters ab, diese Abnahme kann durch

$$\mu_p(T) = \mu_p(300K) \left(\frac{T}{300K} \right)^{-1.5}, \quad \text{mit } \mu_p(300K) = 0,018 \frac{m^2}{Vs} \quad (2.129)$$

beschrieben werden.

Die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit wirkt derjenigen der Schwellenspannung entgegen. In [57] ist beispielsweise ein Arbeitspunkt mit geringster Temperaturabhängigkeit innerhalb des Temperaturbereiches $T_1...T_2$ für MOSFET angegeben:

$$\text{Sättigungsbereich: } U_{GS} = \frac{k_{Temp}}{6} (T_2 + T_1) + U_T(300K) \quad \text{und} \quad (2.130)$$

$$\text{Anlaufgebiet: } U_{GS} = -\frac{k_{\text{Temp}}}{6}(T_2 + T_1) + U_T(300\text{K}). \quad (2.131)$$

2.5.7 Zusammenfassung zum Photo-MOSFET

Mit dem Photo-MOSFET steht ein äußerst flexibles Photosensorelement zur Verfügung. Er zeigt lineares Verhalten in schwacher Inversion und eine logarithmische Transfer-Charakteristik in starker Inversion über viele Dekaden einfallender Bestrahlungsstärke. Die erreichbare Photoempfindlichkeit ist um Größenordnungen höher als die der Photodiode (bis zu mehr als 10^6 -fach bei geringer Bestrahlungsstärke) und des bipolaren Phototransistors, während der Dunkelstrom in schwacher Inversion im Vergleich zur Photodiode sogar niedriger ausfällt. Nachteilig wirkt sich jedoch der verhältnismäßig große Dunkelstrom in starker Inversion aus, der den möglichen Dynamikbereich erheblich einschränken kann, wenn keine zusätzlichen schaltungstechnischen Maßnahmen getroffen werden. Der Platzbedarf eines Photo-MOSFET, mit dem für eine On-Chip Vorverarbeitung ein genügend kleines FPN erreichbar ist, ist jedoch so groß, daß der Photo-MOSFET nur für eindimensionale Bildsensorik sinnvoll einsetzbar ist. Das Anstiegs- und Abklingverhalten des Photo-MOSFET ist deutlich langsamer als das der Photodiode im Kurzschlußbetrieb, so daß er für extrem schnelle Bildaufnahme ungeeignet ist.

3 Ausleseschaltungen für Photosensoren

Die Umwandlung von Lichteinstrahlung in elektrische Signale innerhalb des Photosensors wurde in Kapitel 2 für CMOS-kompatible Photosensoren untersucht. Ist der Photosensor Teil eines Photosensorarrays, so wird im folgenden von einem Photosensorelement gesprochen. In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt zwar bei eindimensionalen Photosensorarrays, jedoch können die in diesem Kapitel behandelten Schaltungen selbstverständlich auch für zweidimensionale Arrays verwendet werden.

Alle in Kapitel 2 behandelten CMOS-kompatiblen Photosensoren lassen sich allgemein durch einen Zweipol als Kleinsignal-ESB repräsentieren, wobei beim Photo-MOSFET eine konstante Gate-Source-Spannung und beim bipolaren pnp-Phototransistor eine floatende Basis vorausgesetzt wird:

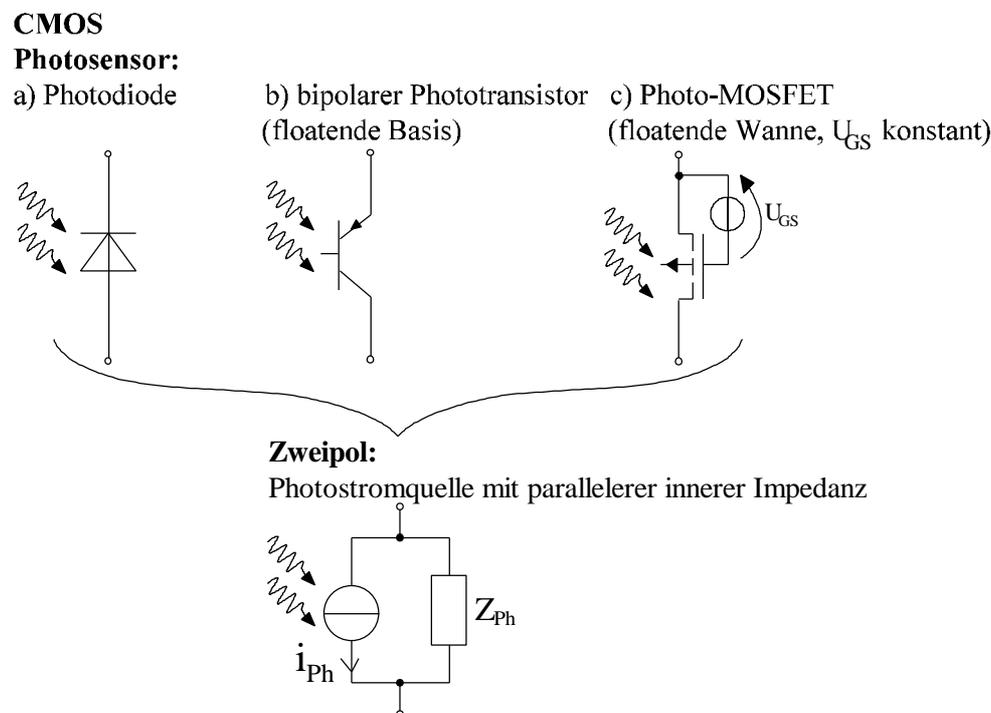


Bild 3.36: Kleinsignal-ESB eines allgemeinen Photosensors

Z_{Ph} beschreibt die innere Impedanz des allgemeinen Photosensors und i_{Ph} bezeichnet den kleinsignalmäßigen Photostrom.

Schaltungsmaßnahmen, die den Photosensor oder das Photosensorelement konditionieren (z.B. Arbeitspunkteinstellung, Kompensation des Dunkelstroms, Rauschunterdrückung, usw.), das elektrische Signal in bestimmter Weise aufbereiten (z.B. Logarithmierung, Verstärkung, Impedanzwandlung, usw.) oder das Photosensorelement eines Arrays auswählen (z.B. Schalter) werden im folgenden verallgemeinert Ausleseschaltungen genannt, da all diese Maßnahmen dazu beitragen, das elektrische Signal in geeigneter Form aus dem Photosensor

auszulesen und es einer darauffolgenden Schaltung zu Verfügung zu stellen. Im einfachen Fall kann die darauffolgende Schaltung eine Treiberschaltung für die Ausgabe des Signals an den Chipausgang sein. Im Fall eines komplexeren integrierten Bildsensorelements ist dies eine Schaltung zur Vorverarbeitung der vom Photosensorarray gelieferten elektrischen Signale (z.B. Kantenextraktion, Maximalwertdetektor, usw.). Bild 3.2 zeigt Beispiele von möglichen Ausleseschaltungen für Photosensorelemente in allgemeiner Form.

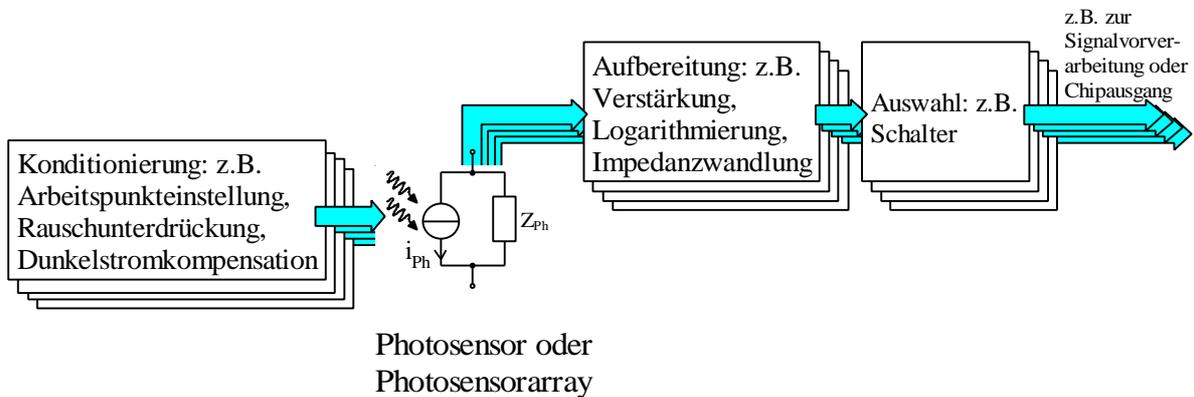


Bild 3.37: Beispiele von Ausleseschaltungen für Photosensoren

Durch geeignete Wahl des Photosensors und der Ausleseschaltung lassen sich verschiedene Transfer-Charakteristiken realisieren. Lineare und logarithmische Transfer-Charakteristiken werden üblicherweise verwendet. Bild 3.3 zeigt die Zusammenhänge bei der Photokonversion einer Photodiode mit anschließender Verstärkung durch die Ausleseschaltung (siehe dazu auch Bild 2.2). Die Verstärkung ist beispielsweise linear oder logarithmisch.

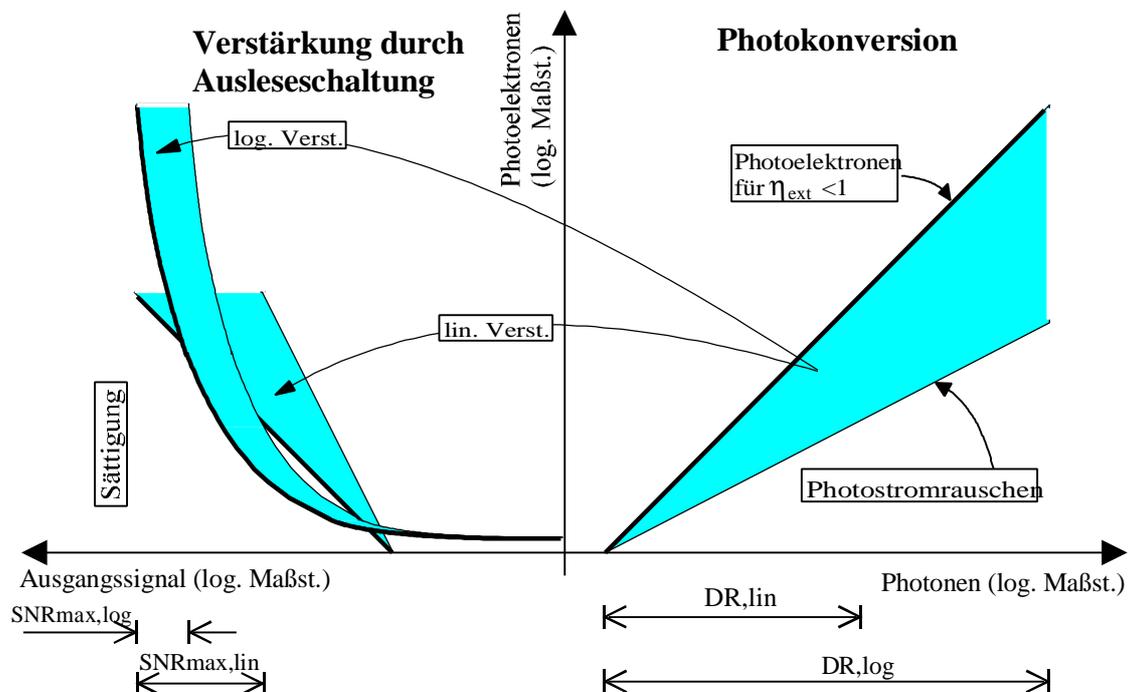


Bild 3.38: Photokonversion und anschließende Verstärkung

Verwendet man eine logarithmische Transfer-Charakteristik, so kann ein sehr großer Dynamikbereich der einfallenden Bestrahlungsstärke erfaßt werden. Jedoch wird ein für viele Anwendung zufriedenstellender Signal-Rausch-Abstand erst für relativ große Bestrahlungsstärken erreicht. Bei linearer Transfer-Charakteristik lassen sich die Ausgangssignale mit weniger Aufwand verrechnen (z.B. externe Korrektur des Fixed-Pattern-Noise) und der Signal-Rausch-Abstand ist bereits für kleine Bestrahlungsstärken relativ hoch. Aber das maximale Ausgangssignal, also der Sättigungsfall, wird schon bei weniger einfallenden Photonen erreicht. Dies ergibt folglich einen geringeren Dynamikbereich als bei logarithmischer Transfer-Charakteristik.

Dieses Kapitel beginnt zunächst mit einer allgemeinen kleinsignalmäßigen Beschreibung von Ausleseschaltungen für Photosensorelemente. Es wird zunächst zwischen der Auslese des Photostroms (Stromauslese) und der vom Photostrom an einem Lastelement erzeugten Spannung (Spannungsauslese) unterschieden. In vielen Fällen liegt das Ausgangssignal der Ausleseschaltung in Form von Spannung vor. Für bestimmte Anwendungen ist es jedoch günstiger, den Ausgangsstrom der Ausleseschaltung direkt weiterzuverarbeiten. Entsprechende Schaltungen bezeichnet man als "Current-Mode" Schaltungen, diese arbeiten normalerweise im zeitkontinuierlichen Betrieb. Es können damit z.B. sehr leicht globale additive Operationen (z.B. Mittelwertbildung) auf dem Chip durchgeführt werden. Für jede vorgestellte Art von Ausleseschaltung werden Schaltungsbeispiele gezeigt, die aufgrund ihres geringen Flächenbedarfs für eine Integration direkt beim Photosensorelement eines Arrays gut geeignet sind, da sie mit wenigen Transistoren auskommen. Es folgen spezielle Beispiele von Ausleseschaltungen für den Photo-MOSFET. Architekturen von Schaltungen zur Signalausgabe sowie ein Schaltungsbeispiel werden zum Ende dieses Kapitels vorgestellt.

3.1 Stromauslese

Der Photostrom des Photosensors kann über einen Stromverstärker mit Stromausgang oder einen Transimpedanzverstärker mit Spannungsausgang ausgelesen werden. Für beide Verstärkerarten stellt eine verschwindende Eingangsimpedanz Z_{ein} des Verstärkers den Idealfall dar, so daß Z_{Ph} keinen Einfluß auf das Verhalten der Schaltung hat. Dies kann erreicht werden, wenn der Eingangsknoten des Photosensors durch eine Rückkopplungsmaßnahme auf konstantem Potential gehalten wird.

3.1.1 Stromverstärker

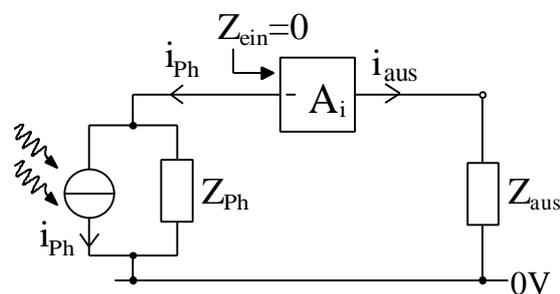


Bild 3.39: Kleinsignal-ESB eines idealen Stromverstärkers

Da die Eingangsimpedanz des idealen Stromverstärkers 0 ist, fließt durch Z_{Ph} kein Strom. Der gesamte kleinsignalmäßige Photostrom i_{Ph} wird daher mit dem Faktor A_i zum Ausgang hin verstärkt und ist bei einer idealen Stromquelle am Ausgang unabhängig von Z_{aus} :

$$i_{\text{aus}} = A_i i_{\text{Ph}}. \quad (3.98)$$

Beispiel

In [58] wird von Temes eine Stromverstärkerschaltung vorgeschlagen (Bild 3.5), womit der Spannungsabfall am Photosensor über eine Referenzspannungsquelle eingestellt werden kann.

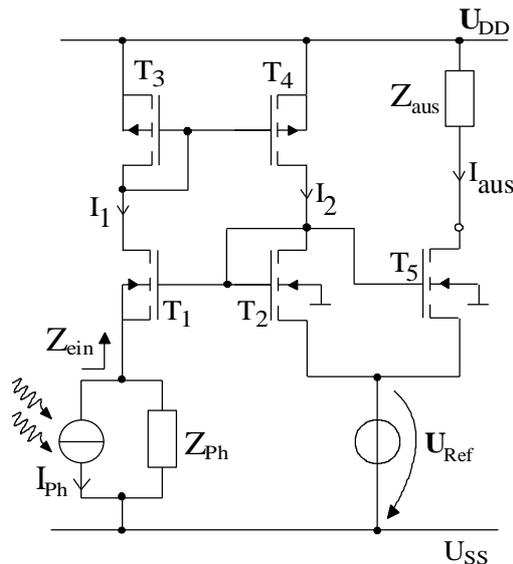


Bild 3.40: Stromverstärker nach [58] (5 Transistoren)

Steigt der Strom I_1 an, so erhöht sich die Spannung über T_3 . I_1 wird über den Stromspiegel T_3 , T_4 in den mittleren Zweig gespiegelt. I_2 , und damit der Spannungsabfall über T_2 , steigt daher ebenso an. T_1 fungiert als Sourcefolger und versucht entgegengesetzt zum Anstieg der Spannung über T_3 das Potential des Eingangsknotens nahezu konstant zu halten. Es stellt sich am Eingangsknoten etwa das Potential $U_{G,2}-U_{T,1}$, also etwa U_{Ref} ein. Der Strom I_2 wird letztlich über den Stromspiegel T_2 , T_5 zum Ausgang gespiegelt. Die Stromverstärkung A_i läßt sich über das Stromspiegelverhältnis von T_3, T_4 oder T_2, T_5 bestimmen.

Führt man eine Kleinsignalbetrachtung durch, kann man die kleinsignalmäßige Eingangsimpedanz am Eingangsknoten Z_{ein} für kleine Frequenzen unter den vereinfachenden Annahmen

$$g_{m,i} \gg g_{d,i}, \frac{1}{R_{ph}}, \quad i = 1..5 \quad (3.99)$$

und

$$g_{m,2}g_{m,3} = g_{m,1}g_{m,4} \quad (3.100)$$

durch

$$Z_{ein} \approx \frac{1}{g_{m,1}} \left[\frac{g_{d,1} + g_{d,3}}{g_{m,3}} + \frac{g_{d,2} + g_{d,4}}{g_{m,2}} \right] \quad (3.101)$$

ausdrücken. Durch geeignete Dimensionierung der Transistoren und Einhaltung obiger Bedingungen lassen sich für Z_{ein} einige hundert Ohm realisieren.

Würde I_1 ohne Rückkopplungsmaßnahme mittels eines einfachen Stromspiegels in den Ausgangszweig gespiegelt, so wäre dann der kleinsignalmäßige Widerstand für niedrige Frequenzen am Eingangsknoten deutlich größer und läge in der Größenordnung von etwa $20k\Omega$.

3.1.2 Transimpedanzverstärker

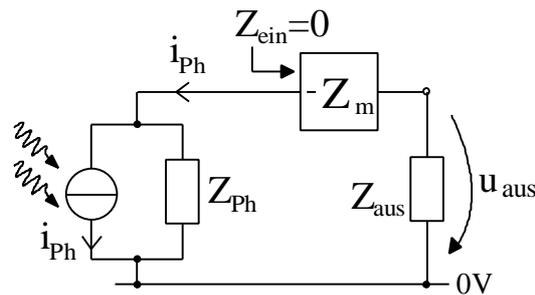


Bild 3.41: Kleinsignal-ESB eines idealen Transimpedanzverstärkers

Wie beim idealen Stromverstärker fließt der gesamte kleinsignalmäßige Photostrom i_{Ph} ebenfalls in den Transimpedanzverstärker und wird mit der Transimpedanz Z_m zu einer Ausgangsspannung u_{aus} konvertiert, die bei einer idealen Spannungsquelle am Ausgang unabhängig von Z_{aus} am Ausgangsknoten abfällt:

$$u_{\text{aus}} = Z_m i_{\text{Ph}} \quad (3.102)$$

Beispiel

Dieses Beispiel eines linearen Transimpedanzverstärkers besteht aus zwei Transistoren mit minimaler Gateweite W und Gatelänge L (Bild 3.7). T_1 wird dabei von einer Referenzstromquelle gespeist, mit der Z_m sowie eine Verschiebung der Transfer-Charakteristik zwischen I_{ein} und U_{aus} einstellbar ist.

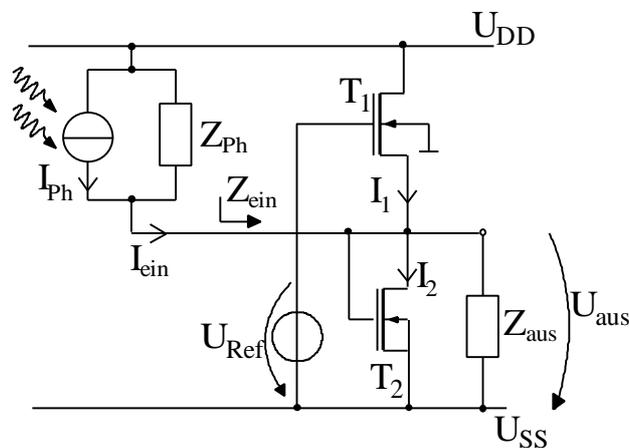


Bild 3.42: Beispiel für Transimpedanzverstärker (2 Transistoren)

T_1 und T_2 müssen in Sättigung arbeiten. Setzt man die Großsignalgleichungen des Photo-MOSFET für den Sättigungsbereich in die Knotengleichung

$$I_{\text{ein}} = I_2 - I_1 \quad (3.103)$$

ein, so erhält man für große Ausgangsimpedanzen Z_{aus} eine lineare Transfer-Charakteristik zwischen U_{aus} und I_{ein} , da sich die quadratischen Terme der Gleichungen aufheben. Es gilt dann für U_{aus} unter der Bedingung gleicher Gatelängen und -weiten von T_1 und T_2 :

$$\begin{aligned}
 U_{\text{aus}} &= I_{\text{ein}} \left(\frac{L_{\text{eff}}}{W \mu_n C'_{\text{ox}} (U_{\text{Ref}} - U_{T1} - U_{T2})} \right) + U_{\text{Ref}} - U_{T,1} + U_{T,2} \\
 &= I_{\text{ein}} Z_m + U_{\text{ref}} - U_{T,1} + U_{T,2} .
 \end{aligned} \tag{3.104}$$

Das reelle Z_m für kleine Frequenzen ist damit zu

$$Z_m = \frac{L_{\text{eff}}}{W \mu_n C'_{\text{ox}} (U_{\text{Ref}} - U_{T,1} - U_{T,2})} \tag{3.105}$$

bestimmt.

Eine wichtige Bedingung für die Linearität des Transimpedanzverstärkers ist, daß T_1 und T_2 eingeschaltet sind bzw. in starker Inversion arbeiten:

$$U_{\text{Ref}} > U_{T,1} + U_{T,2} . \tag{3.106}$$

Dies gewährleistet auch, daß der Nenner im Term für Z_m nicht Null werden kann.

In diesem Beispiel sind beide verwendete Transistoren nichtimplantierte NMOSFETs (auch NIMOSFET genannt), die in der FhG-IMS-1,5 μ m-Standard-CMOS-Technologie eine Schwellenspannung von lediglich -0,2V besitzen.

Durch U_{Ref} läßt sich Z_m variieren und der Schnittpunkt der Transfer-Charakteristik mit $I_{\text{ein}}=0$ verschieben. Da die Summe der Schwellenspannungen $U_{T,1}+U_{T,2}$ für NIMOSFETs negativ ist bzw. unterhalb von U_{DD} liegt, läßt sich die Referenzspannung U_{Ref} von U_{DD} bis U_{SS} variieren.

Bild 3.8 zeigt die simulierte Transfer-Charakteristik zwischen I_{ein} und U_{aus} für verschiedene Referenzspannungen.

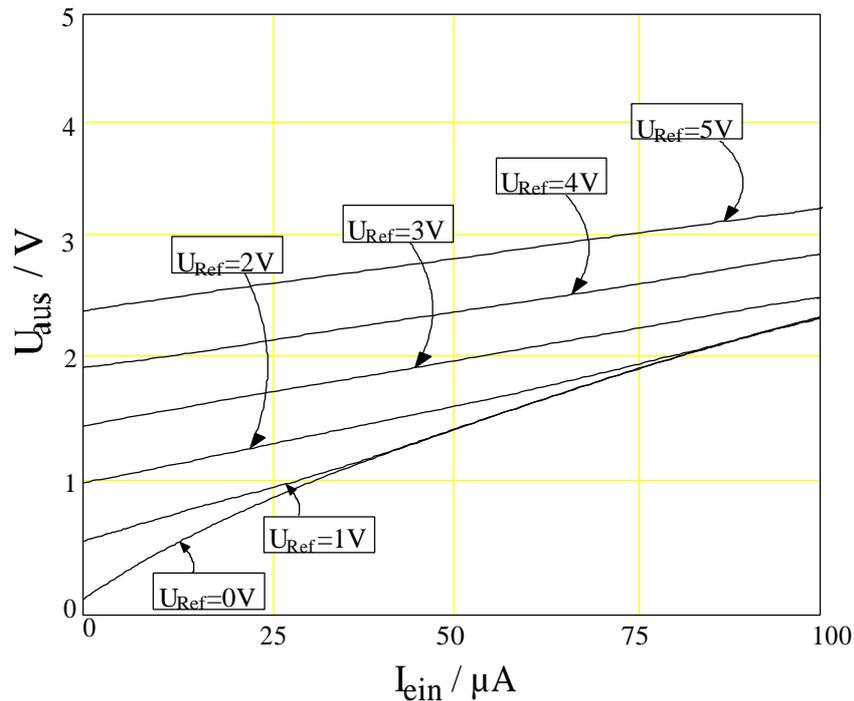


Bild 3.43: Simulationsergebnisse der Transfer-Charakteristik des Transimpedanzverstärkers

Aus einer Kleinsignalbetrachtung ergibt sich die Eingangsimpedanz Z_{ein} für den Arbeitspunkt unter Vernachlässigung des Substrateffektes mit der Bedingung:

$$\frac{1}{Z_{\text{aus}}} \ll g_{m,1} + g_{m,2} \quad \text{zu} \quad (3.107)$$

$$Z_{\text{ein}} = \frac{1}{g_{m,1} + g_{m,2}}. \quad (3.108)$$

3.1.3 Signal-Rausch-Abstand bei idealer Stromauslese

Für den idealen Strom- und Transimpedanzverstärker erhält man den folgenden Signal-Rausch Abstand :

$$\text{SNR} = 20 \log_{10} \frac{I_{\text{Ph}}}{\sqrt{I_{\text{R,Photosensor}}^2 + I_{\text{R,Verst.}}^2}}, \quad (3.109)$$

wobei $\overline{I_{\text{R,Sensor}}^2}$ den mittleren quadratischen Rauschstrom des Photosensors und $\overline{I_{\text{R,Verst.}}^2}$ den eingangsbezogenen mittleren quadratischen Rauschstrom der Verstärker bezeichnet (hier darf keine Rauschspannung angenommen werden, da die Verstärker als ideal mit verschwindender Eingangsimpedanz angenommen werden).

3.2 Spannungsauslese

Der Photosensor kann einen Spannungsabfall z.B. mit Hilfe eines Lastelementes Z_{Last} erzeugen, der dann entweder über einen Spannungsverstärker mit Spannungsausgang oder einen Transkonduktanzverstärker mit Stromausgang ausgelesen werden kann. Für beide Verstärkerarten stellt eine gegen unendlich strebende Eingangsimpedanz des Verstärkers den Idealfall dar, so daß die Spannung am Photosensor ausschließlich von Z_{Ph} und Z_{Last} bestimmt wird.

3.2.1 Spannungsverstärker

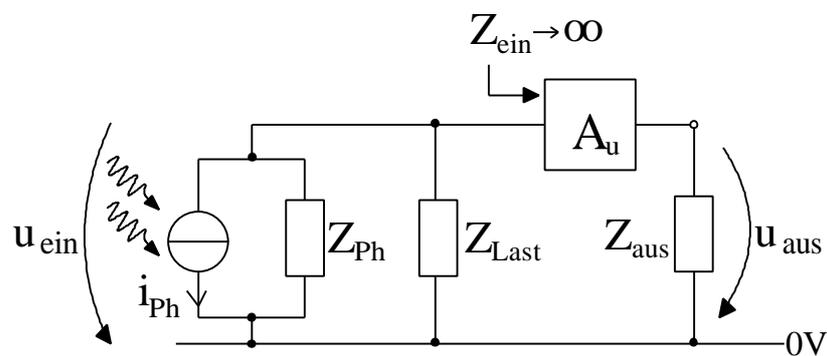


Bild 3.44: Kleinsignal-ESB eines idealen Spannungsverstärkers

Wegen der unendlich großen Eingangsimpedanz des idealen Spannungsverstärkers, verteilt sich der kleinsignalmäßige Photostrom i_{Ph} über Z_{Ph} und Z_{Last} . Die damit an Z_{Ph} abfallende Spannung u_{ein} wird mit dem Faktor A_u zum Ausgang hin verstärkt und fällt bei einer idealen Spannungsquelle am Ausgang unabhängig von Z_{aus} am Ausgangsknoten ab:

$$u_{\text{aus}} = A_u i_{\text{Ph}} \frac{Z_{\text{Ph}} Z_{\text{Last}}}{Z_{\text{Ph}} + Z_{\text{Last}}} \quad (3.110)$$

und für den Fall $Z_{\text{Ph}} \gg Z_{\text{Last}}$:

$$u_{\text{aus}} = A_u i_{\text{Ph}} Z_{\text{Last}} \quad (3.111)$$

Beispiel 1

Im folgenden Beispiel wird ein Transistor als nichtlineares Lastelement verwendet, um eine logarithmische Transfer-Charakteristik zwischen I_{Ph} und U_{ein} zu realisieren. Hierzu muß der Lasttransistor T_{Last} in schwacher Inversion arbeiten, was geringe bis mittlere Photoströme voraussetzt.

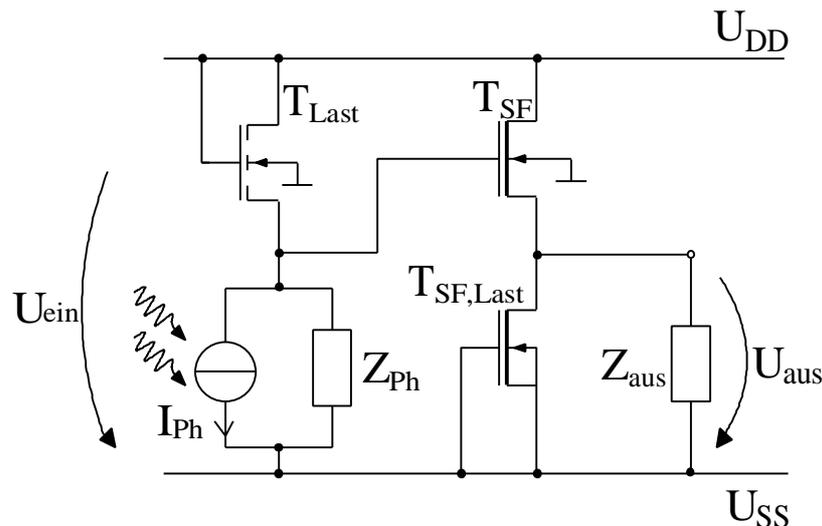


Bild 3.45: Spannungsausleseschaltung mit log. Transfer-Charakteristik (3 Transistoren)

Setzt man die Großsignalgleichung für die schwache Inversion (Gleichung 2.119) an, so erhält man U_{ein} für den Fall $Z_{\text{Ph}} \gg Z_{\text{Last}}$:

$$U_{\text{ein}} = U_{\text{DD}} + \frac{U_{\text{DD}} - U_{\text{T,Last}}}{n} - U_{\text{Temp}} \ln\left(\frac{I_{\text{Ph}}}{I_{\text{C}}}\right). \quad (3.112)$$

Die nachfolgende Sourcefolger-Stufe bestehend aus T_{SF} und $T_{\text{SF,Last}}$ eignet sich als Spannungsquelle aufgrund der Impedanzwandlung zwischen U_{ein} und U_{aus} , was einen hochohmigen Eingangsknoten und niederohmigen Ausgangsknoten bedeutet. Als Sourcefolgertransistor T_{SF} dient hier ein NIMOSFET mit der Schwellenspannung von $-0,2\text{V}$, dadurch bleibt der Potentialversatz zwischen U_{ein} und U_{aus} sehr gering. Als Lasttransistor für den Sourcefolger $T_{\text{SF,Last}}$ wird in diesem Beispiel ebenfalls ein NIMOSFET verwendet, da hier kein zusätzlicher Referenzspannungsanschluß zur Arbeitspunkteinstellung nötig ist, wenn man das Gate von $T_{\text{SF,Last}}$ direkt an U_{SS} anschließt.

Unter Vernachlässigung des Substrateffektes und bei der Bedingung

$$g_{\text{m,SF}} \gg g_{\text{ds,SF}} + g_{\text{ds,SF,Last}} + \frac{1}{Z_{\text{aus}}} \quad (3.113)$$

wird eine Spannungsverstärkung von $A_{\text{v}} \cong 1$ erreicht. Gelten obige Bedingungen nicht, so ist die Verstärkung stets kleiner als 1.

Beispiel 2

Ein Spezialfall der Spannungsauslese, wie sie allgemein in Bild 3.9 gezeigt ist, stellt die zeitliche Integration von I_{Ph} auf einer Lastkapazität dar, die in diesem Beispiel die Raumladungskapazität einer Photodiode C_{RLZ} ist (dieses Prinzip wurde bereits 1967 von Weckler vorgeschlagen [59]).

Die innere Impedanz des Photosensors Z_{Ph} ist dann also:

$$Z_{\text{Ph}} = \frac{1}{s C_{\text{Diode}}}, \quad (3.114)$$

wobei s die komplexe Kreisfrequenz ist.

Die zeitliche Integration beginnt mit dem Rücksetzen des Kathodenpotentials der Photodiode U_{ein} (bezgl. U_{SS}) über den geschlossenen MOSFET-Schalter ($U_{\text{reset}}=U_{\text{DD}}$). Zum Zeitpunkt t_0 wird der Schalter geöffnet ($U_{\text{reset}}=U_{\text{SS}}$) und die Photodiode wird im Leerlauf betrieben. C_{RLZ} wird vom Diodenstrom I_{Diode} ($I_{\text{Diode}} = I_{\text{Ph}} + I_{\text{S}}$) mit der Zeit entladen und es stellt sich nach Verstreichen von Δt die Spannung

$$U_{\text{ein}}(t_0 + \Delta t) = U_{\text{DD}} - \frac{I_{\text{Diode}}}{C_{\text{RLZ}}} \Delta t \quad (3.115)$$

ein (siehe auch Gleichung 2.82). Zur Impedanzwandlung wird wie in Beispiel 1 ebenfalls eine Sourcefolgerschaltung aus zwei NIMOSFETs verwendet. Für konstantes Δt ist die Transfer-Charakteristik zwischen I_{Diode} und U_{aus} damit linear.

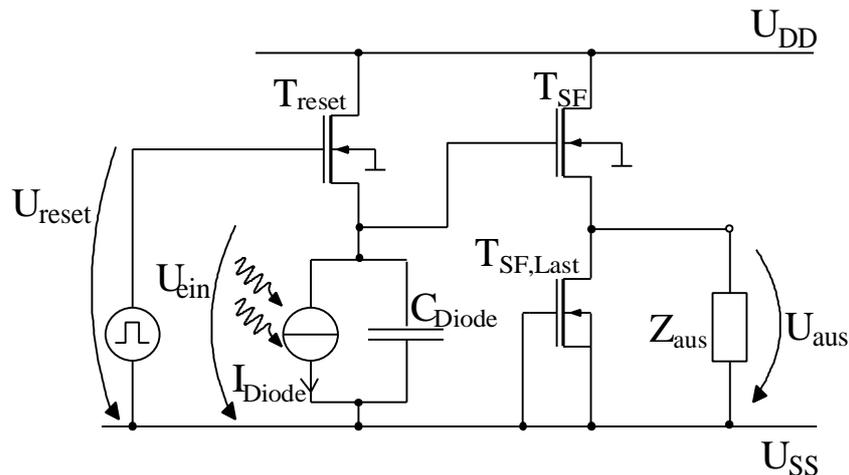


Bild 3.46: Zeitdiskrete Ausleseschaltungen mit Spannungsausgang (3 Transistoren)

Es empfiehlt sich, auch für T_{reset} einen NIMOSFET zu verwenden, da er einerseits beim "Reset" das Kathodenpotential U_{ein} nahezu auf U_{DD} anhebt (dies kann man zwar auch mit einem PMOSFET realisieren, jedoch hat dieser aufgrund der benötigten n-Wanne einen wesentlich größeren Flächenbedarf). Andererseits kann U_{ein} während der Integrationsphase Δt bei sehr großen Bestrahlungsstärken nicht unterhalb U_{SS} absinken, weil der NIMOSFET im ausgeschalteten Zustand in diesem Fall wieder zu leiten beginnt und seinerseits das Kathodenpotential wiederum anhebt.

Dieses Beispiel läßt sich im Gegensatz zu allen anderen vorgestellten Beispielen nur zeitdiskret betreiben, während die übrigen Beispiele sowohl zeitdiskret durch Abtastung des Ausgangssignals als auch zeitkontinuierlich betreibbar sind.

3.2.2 Transkonduktanzverstärker

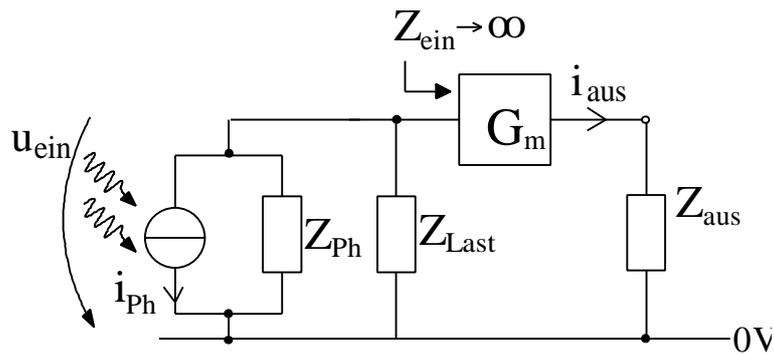


Bild 3.47: Kleinsignal-ESB eines idealen Transkonduktanzverstärkers

Wie beim idealen Spannungsverstärker verteilt sich der kleinsignalmäßige Photostrom i_{Ph} über Z_{Ph} und Z_{Last} . Die damit an Z_{Ph} abfallende Spannung u_{ein} wird mit der Transkonduktanz G_m in einen Ausgangsstrom konvertiert, der bei einer idealen Stromquelle am Ausgang unabhängig von Z_{aus} in den Ausgangsknoten abfließt:

$$i_{\text{aus}} = G_m i_{\text{Ph}} \frac{Z_{\text{Ph}} Z_{\text{Last}}}{Z_{\text{Ph}} + Z_{\text{Last}}} \quad (3.116)$$

bzw. für $Z_{\text{Ph}} \gg Z_{\text{last}}$:

$$i_{\text{aus}} = G_m i_{\text{Ph}} Z_{\text{Last}} \cdot \quad (3.117)$$

Beispiel 1

Ein einfacher linearer Transkonduktanzverstärker kann durch das Ausnutzen des linearen Verhaltens im Anlaufgebiet eines MOSFET realisiert werden.

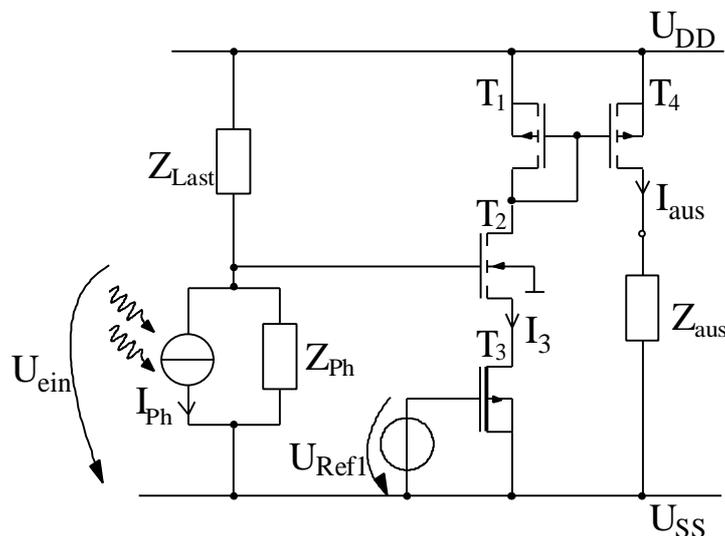


Bild 3.48: Einfacher Transkonduktanzverstärker mit einstellbarem G_m (4 Transistoren)

Die Drain-Source-Spannung von T_3 wird näherungsweise linear mit U_{ein} über T_2 variiert, da T_2 als Sourcefolger arbeitet. I_3 wird über den Stromspiegel T_1, T_4 in den Ausgangszweig gespiegelt. Der Substrateffekt von T_2 führt zu einer geringen Nichtlinearität.

Wenn die Bedingung

$$U_{DS,3} < U_{GS,3} - U_{T,3} \quad (3.118)$$

was auch etwa bedeutet daß

$$U_{\text{ein}} < U_{\text{Ref1}} + U_{T,2} - U_{T,3} \quad (3.119)$$

erfüllt ist, arbeitet T_3 im Anlaufgebiet und es gilt dann mit

$$U_{DS,3} = U_{\text{ein}} - U_{GS,2} : \quad (3.120)$$

$$I_3 \cong \mu_n C'_{\text{ox}} \frac{W_3}{L_3} (U_{GS,3} - U_{T,3}) (U_{\text{ein}} - U_{GS,2}) . \quad (3.121)$$

Mit $W_2 \gg L_2$ gilt

$$U_{GS,2} \cong U_{T,2} . \quad (3.122)$$

Aus Gleichung 3.25 folgt dann für G_m :

$$G_m = \mu_n C'_{\text{ox}} \frac{W_3}{L_3} (U_{\text{Ref1}} - U_{T,3}) . \quad (3.123)$$

Für T_3 sollte ein NIMOSFET verwendet werden, da obige Bedingung wegen der geringeren Schwellenspannung für einen größeren Bereich von U_{ein} erfüllt ist als bei einem NMOSFET. Mit U_{Ref1} ist G_m gemäß Gleichung 3.27 einstellbar. Für eine lineare Transfer-Charakteristik muß weiterhin gelten, daß alle Transistoren eingeschaltet sind bzw. in starker Inversion arbeiten, und damit muß folgende Bedingung für U_{ein} ebenfalls erfüllt sein:

$$U_{\text{ein}} > U_{T,1} , \quad (3.124)$$

$$U_{\text{ref1}} > U_{T,3} \text{ und} \quad (3.125)$$

$$U_{\text{ein}} < (U_{DD} - U_{SS}) - U_{T,1} . \quad (3.126)$$

Die Transfer-Charakteristik zwischen U_{ein} und I_{aus} läßt sich durch Verändern von $U_{T,2}$ verschieben, wenn man für T_2 auch einen NIMOSFET statt einen NMOSFET wählt.

Bild 3.14 zeigt die Simulation der Transfer-Charakteristiken zwischen U_{ein} und I_{aus} , wobei die Transistorweiten und -längen minimal gewählt wurden.

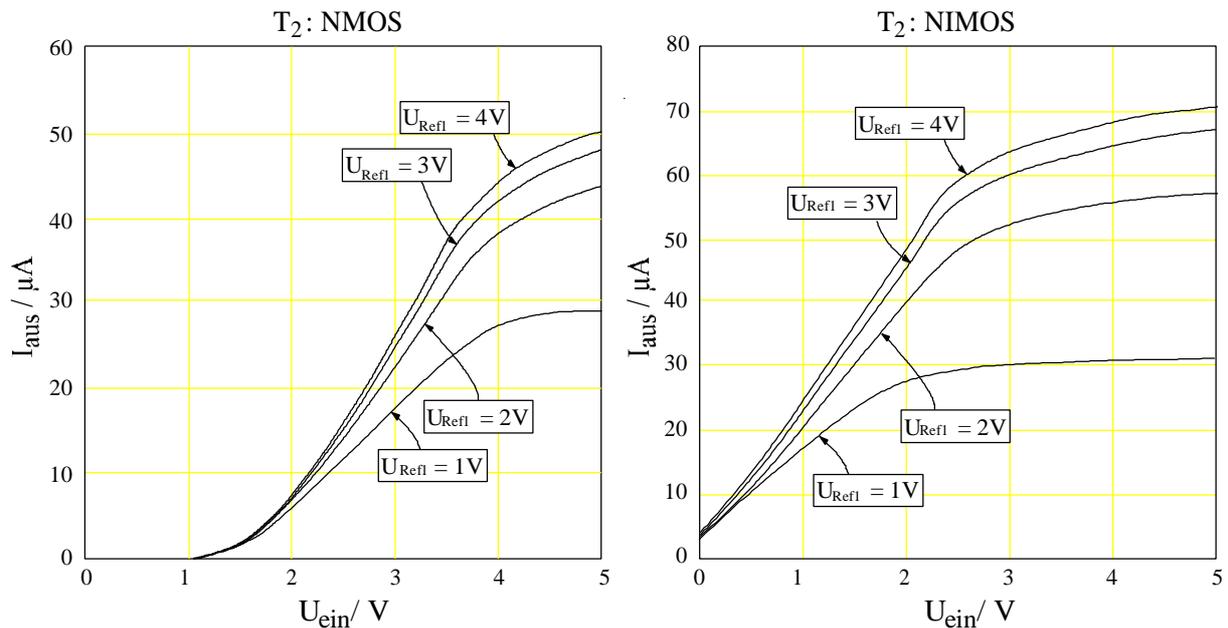


Bild 3.49: Transfer-Charakteristiken des einfachen Transkonduktanzverstärkers

Beispiel 2

Dieses Beispiel für einen Transimpedanzverstärker stellt eine Erweiterung des ersten Beispiels dar. Mit dieser Schaltung besteht die Möglichkeit, eine Verschiebung der Transfer-Charakteristik zwischen I_{ein} und U_{aus} mit einer zweiten Referenzspannung U_{Ref2} einzustellen. T_1, T_4, T_7, T_8 bilden einen Stromsubtrahierer, der jedoch nur dann den Strom $I_2 - I_5$ in den Ausgangszweig herausspiegelt, sofern $I_2 > I_5$ ist. Dies ist dann gleichbedeutend mit $U_{\text{ein}} > U_{\text{Ref2}}$.

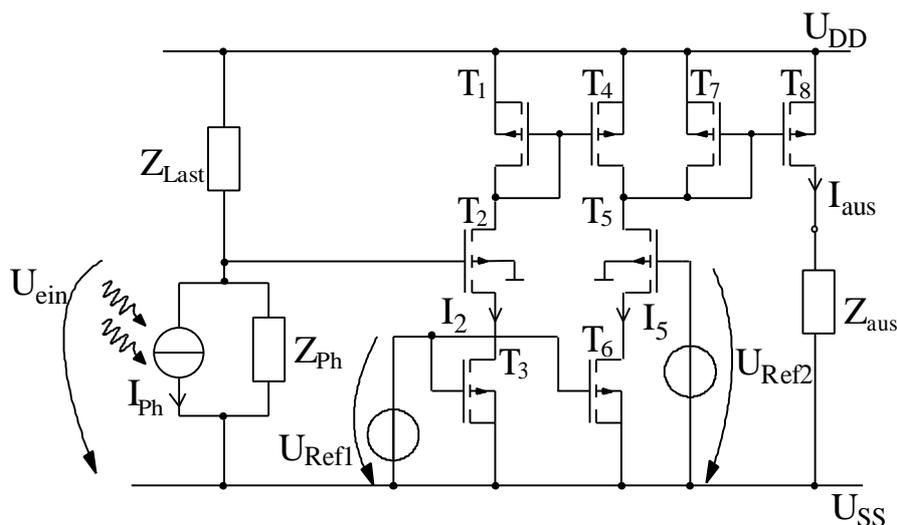


Bild 3.50: Erweiterter Transkonduktanzverstärker mit einstellbarem G_m und verschiebbarer Transfer-Charakteristik (8 Transistoren)

Bild 3.16 zeigt die simulierte Transfer-Charakteristik des erweiterten Transkonduktanzverstärkers, wobei auch hier T_2, T_5 jeweils vom Typ NMOS bzw. vom Typ NIMOS gewählt wurden.

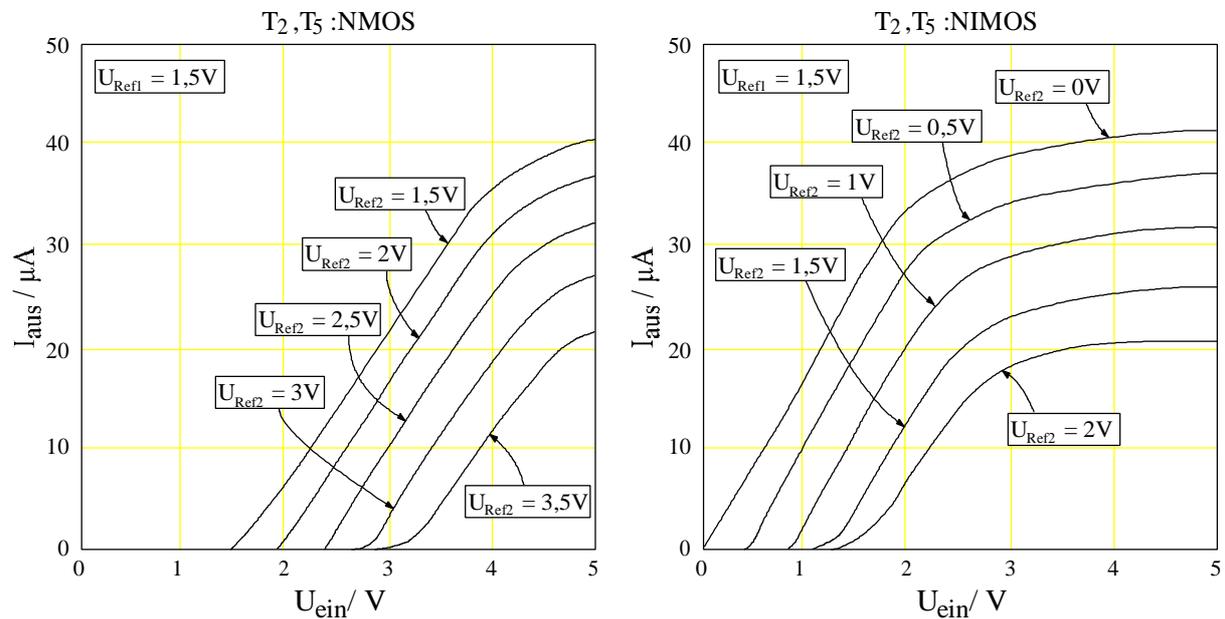


Bild 3.51: Transfer-Charakteristiken des erweiterten Transkonduktanzverstärkers

3.2.3 Signal-Rausch-Abstand bei idealer Spannungsauslese

Für den idealen Spannungs- und Transkonduktanzverstärker erhält man den folgenden Signal-Rausch Abstand SNR:

$$\begin{aligned} \text{SNR} &= 20 \log_{10} \frac{I_{\text{Ph}} \frac{Z_{\text{Ph}} Z_{\text{Last}}}{Z_{\text{Ph}} + Z_{\text{Last}}}}{\sqrt{I_{\text{R, Photosensor}}^2 \left(\frac{Z_{\text{Ph}} Z_{\text{Last}}}{Z_{\text{Ph}} + Z_{\text{Last}}} \right)^2 + \overline{U_{\text{R, Verst.}}^2}}} \\ &= 20 \log_{10} \frac{I_{\text{Ph}}}{\sqrt{I_{\text{R, Photosensor}}^2 + \overline{U_{\text{R, Verst.}}^2} \left(\frac{Z_{\text{Ph}} + Z_{\text{Last}}}{Z_{\text{Ph}} Z_{\text{Last}}} \right)^2}}, \end{aligned} \quad (3.127)$$

wobei $\overline{U_{\text{R, Verst.}}^2}$ die eingangsbezogene mittlere quadratische Rauschspannung der Verstärker bezeichnet.

Dies zeigt, daß der Signal-Rausch-Abstand für eine komplexe Sensorimpedanz $Z_{\text{Ph}}(s) = R_{\text{Ph}} \parallel \frac{1}{sC_{\text{Ph}}}$ (Beispiel 1 aus Kapitel 3.2.1) bei hohen Frequenzen als Folge der Sensorkapazität sinkt. Für den zeitkontinuierlichen Fall ist die Stromauslese demgegenüber hinsichtlich des SNR vorzuziehen.

3.3 Spezielle Ausleseschaltungen für den Photo-MOSFET

Wie in Kapitel 2.5 gezeigt wurde, zeichnet sich der Photo-MOSFET durch seine hohe Flexibilität aus: Der Arbeitspunkt des Photo-MOSFET und damit dessen Photoempfindlichkeit sowie Transfer-Charakteristik (logarithmisch oder linear) kann mit einer konstanten Gate-Source-Spannung U_{GS0} wahlfrei eingestellt werden. Dieser Freiheitsgrad wirkt sich in den folgenden vorgestellten Ausleseschaltungen für den Photo-MOSFET vorteilhaft aus.

3.3.1 Stromverstärker mit Dunkelstromkompensation

Bild 2.25 beschreibt den Anstieg des Drainstroms aufgrund der bestrahlungsstärkeabhängigen Verschiebung der Übertragungskennlinie. Hieraus wird deutlich, daß der Dunkelstromanteil des Drainstroms I_{D0} am gesamten Drainstrom des Photo-MOSFETs $I_{D,Ph}$ wesentlich größer sein kann, als der Dunkelstromanteil einer Photodiode I_S am gesamten Diodenstrom I_{Diode} .

I_{D0} wird hier wegen des Vergleichs mit der Photodiode als Dunkelstrom bezeichnet, ansonsten wäre "Ruhestrom" die geeignetere Bezeichnung für I_{D0} .

Will man die hohe Photoempfindlichkeit des Photo-MOSFET ausnutzen, so muß u.U. ein Dunkelstromanteil in Kauf genommen werden, der über 90% des gesamten Drainstroms ausmachen kann. Der Photo-MOSFET kann beispielsweise als Stromverstärker aufgefaßt werden, bei dem der Diodenstrom der Wannensubstrat-Diode durch den Drainstrom $I_{D,Ph}$ verstärkt wird (siehe Kapitel 2.5). Der Dunkelstrom des Photo-MOSFET sollte kompensiert werden, da der hohe Dunkelstromanteil den erzielbaren Dynamikbereich erheblich reduziert. Hierzu wird (auch im Fall eines Photosensorarrays) mindestens ein photounempfindliches Referenzelement T_{Ref} benötigt, dessen Wanne entweder mit U_{DD} kontaktiert wird oder aber z.B. durch eine Metallage abgeblendet ist und das den Dunkelstromanteil I_{D0} liefert. Mit der in Bild 317 gezeigten Stromspiegel-Schaltung kann I_{D0} auf einfache Weise durch Subtraktion

$$I_{aus} = I_{D,Ph} - I_{D0} \quad (3.128)$$

kompensiert werden. Somit stellt diese Schaltung ein weiteres Beispiel für einen Stromverstärker dar, der den Vorteil einer einstellbaren Transfer-Charakteristik (linear oder logarithmisch, siehe Kapitel 2.5) aufweist.

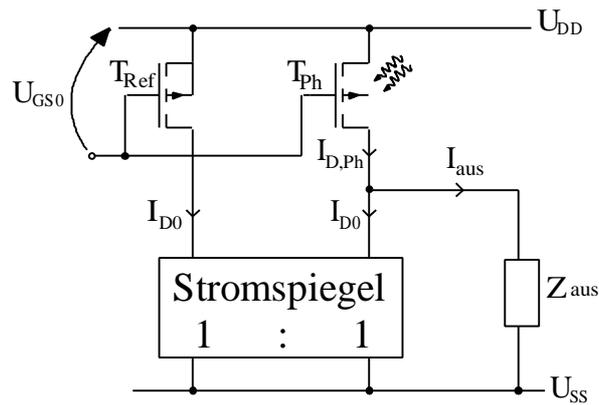


Bild 3.52: Dunkelstromkompensation

Bei einer Verwendung der Schaltung als Photosensorarray reicht pro Pixel lediglich ein zusätzlicher Transistor für den Stromspiegel aus. Durch die Dunkelstromkompensation wird die Temperaturabhängigkeit des Ausgangsstroms aufgrund des Dunkelstroms ebenfalls kompensiert. Der Arbeitspunkt und damit die Photoempfindlichkeit des Photo-MOSFET verbleibt jedoch temperaturabhängig.

3.3.2 Spannungsauslese mit Lasttransistor

Verwendet man einen NMOSFET als Lastelement T_{Last} zur Spannungsauslese für den Photo-MOSFET T_{Ph} , so erhält man einen weiteren Freiheitsgrad durch die einstellbare Gate-Source-Spannung des Lastelementes $U_{\text{GS,Last}}$. Wie im folgenden gezeigt wird, kann man mit dieser Ausleseschaltung die Art der Transfer-Charakteristik zwischen Bestrahlungsstärke H und U_{aus} (linear oder logarithmisch) bestimmen, sowie Steigung und Verschiebung der Transfer-Charakteristik unabhängig voneinander einstellen. Bild 3.18 zeigt die Spannungsauslese mit NMOS-Lasttransistor.

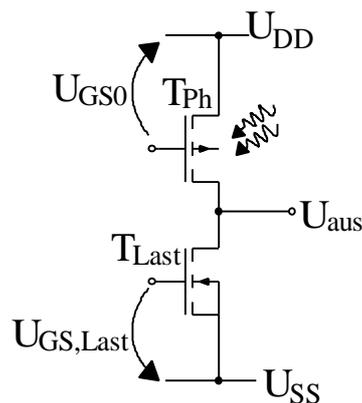


Bild 3.53: Spannungsauslese mit aktivem Lastelement

Bild 3.19 zeigt schematisch die Ausgangskennlinien des Photo-MOSFET T_{Ph} bei Lichteinfall (Bestrahlungsstärke $H > 0$) und bei Dunkelheit ($H = 0$) sowie die Ausgangskennlinie des Lasttransistor T_{Last} , die mit $U_{GS,Last}$ fest eingestellt ist.

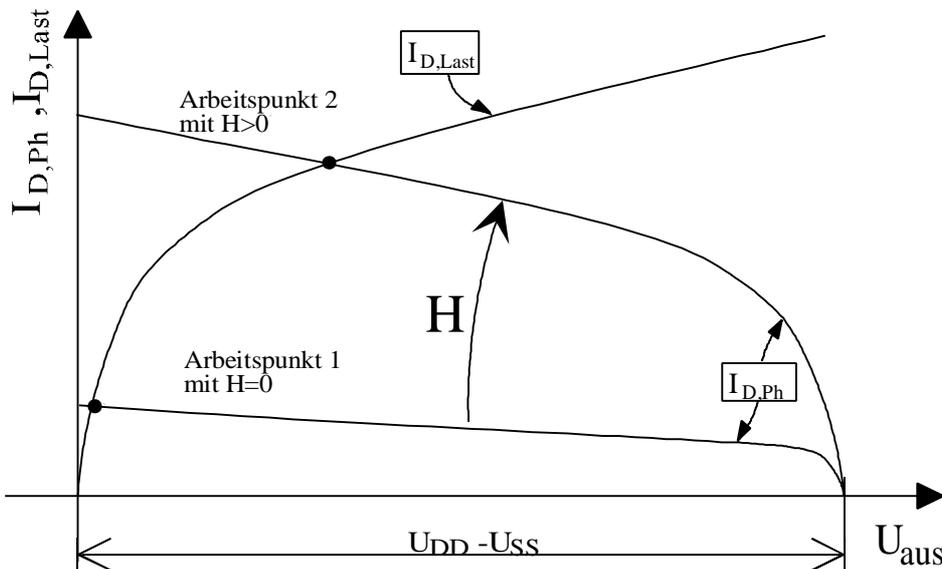


Bild 3.54: Ausgangskennlinien des Photo-MOSFET und des Lastelementes

Die kleinsignalmäßige Änderung des Drainstroms vom Photo-MOSFET soll mit i_{Ph} bezeichnet werden. Die kleinsignalmäßige Änderung der Ausgangsspannung u_{aus} ist dann durch

$$u_{aus} = \frac{i_{Ph}}{g_{ds,Ph} + g_{ds,Last}} \quad (3.129)$$

gegeben.

Im Arbeitspunkt 1 mit $H=0$ befindet sich T_{Last} noch im Anlaufgebiet, in dem $g_{ds,Ph}$ relativ groß ist und u_{aus} wird damit vergleichsweise gering. Steigt die Bestrahlungsstärke an, so daß T_{Ph} die Sättigung erreicht (Arbeitspunkt 2 mit $H > 0$), sind $g_{ds,Ph}$ und $g_{ds,Last}$ relativ klein und für einen großen Bereich von U_{aus} nahezu konstant. Dieser Bereich soll hier als Verstärkungsbereich bezeichnet werden. Innerhalb des Verstärkungsbereichs ist der Zusammenhang zwischen U_{aus} und I_{Ph} nahezu linear. Die Transfer-Charakteristik dieser Ausleseschaltung ist demnach und nach den Ergebnissen von Kapitel 2.5 linear, wenn T_{Ph} in schwacher Inversion arbeitet, und logarithmisch, wenn sich T_{Ph} in starker Inversion befindet.

Durch die Wahl von $U_{GS,Last}$ ist $g_{ds,Last}$ und damit auch das relevante $g_{ds,Ph}$ im Verstärkungsbereich vorgegeben. Mit $U_{GS,Last}$ läßt sich also außer der Transfer-Charakteristik auch noch die Photoempfindlichkeit der Ausleseschaltung bestimmen.

Wählt man U_{GS0} so, daß zunächst eine gewisse Bestrahlungsstärke auftreten muß, bis die Schaltung im Verstärkungsbereich arbeitet, so kann abhängig von U_{GS0} eine "Parallelverschiebung" der Transfer-Charakteristik erreicht werden. Damit ist der Bereich der Bestrahlungsstärke wählbar, für den der Verstärkungsbereich gilt. Bild 3.20 zeigt gemessene Kennlinien bei einer Betriebsspannung $U_{DD}-U_{SS}$ von 5V.

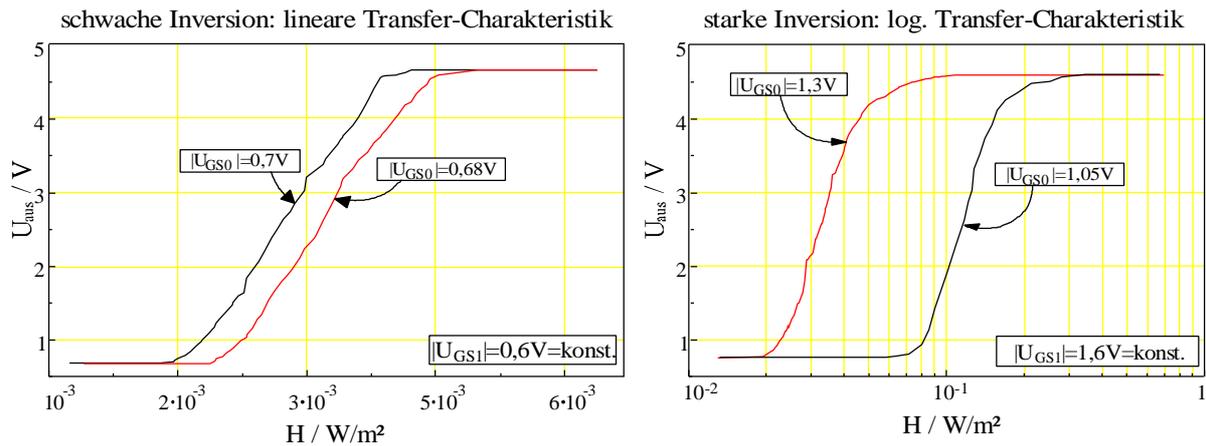


Bild 3.55: Kennlinien für schwache und starke Inversion bei 5V Versorgungsspannung

Bei großen Betriebsspannungen ergibt sich auf Grund des Kink-Effektes für große Drain-Source-Spannungen, die für den Photo-MOSFET wegen der Variation von U_{aus} auftreten können, ein Knick innerhalb des Verstärkungsbereichs (siehe auch Bild 2.26). Bild 3.21 zeigt die gemessenen Transfer-Charakteristik in starker Inversion für 10V Versorgungsspannung mit der Auswirkung des Kink-Effektes. Die gestrichelten Kennlinien deuten den Wechsel der Kennlinien an, die bei verschiedenen Schwellenspannungen des Photo-MOSFET ohne den Kink-Effekt gültig sind.

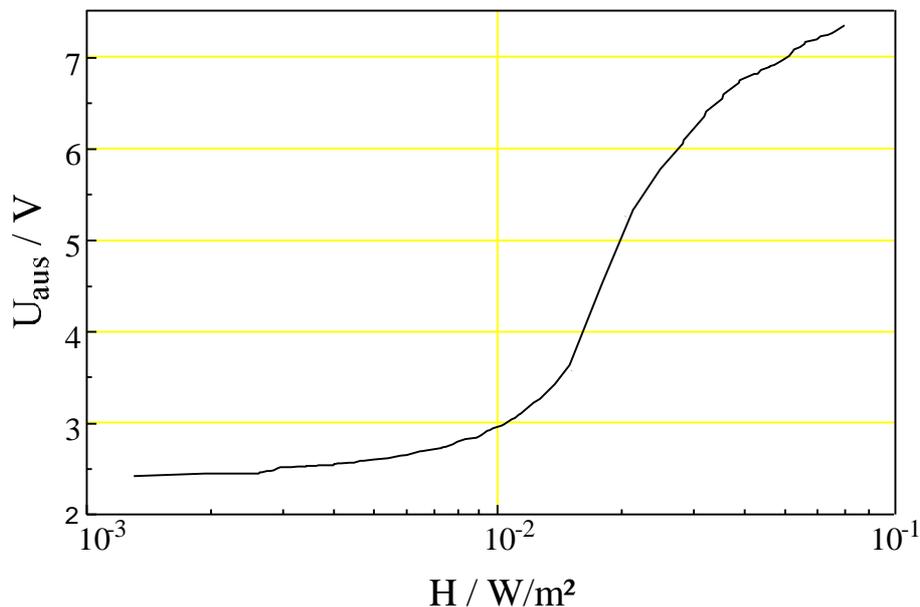


Bild 3.56: Kennlinie der Ausleseschaltung für 10V Versorgungsspannung in starker Inversion

Die Temperaturabhängigkeit der Schwellenspannung von PMOS- und NMOSFET beträgt etwa $2\text{mV}/^\circ\text{C}$. Dies hat je nach Arbeitspunkt der Ausleseschaltung eine starke Temperaturabhängigkeit der Ausgangsspannung zur Folge.

Bild 3.22 zeigt die gemessene Temperaturabhängigkeit der Ausgangsspannung für zwei beispielhafte Arbeitspunkte (schwache und starke Inversion).

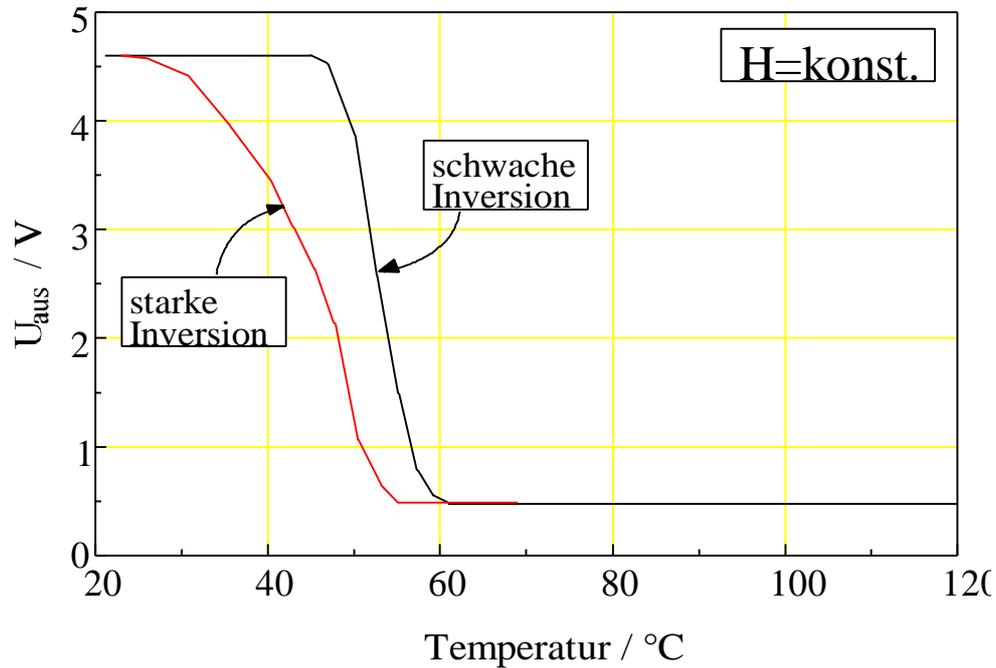


Bild 3.57: Ausgangsspannung über der Temperatur (schwache und starke Inversion)

Stellt man $U_{\text{GS}0}$ und $U_{\text{GS,Last}}$ über Stromspiegel ein, so sind die eingestellten Arbeitspunkte in erster Näherung nur noch von den Strömen $I_{\text{Ref,Ph}}$ und $I_{\text{Ref,Last}}$ abhängig. Leitet man $I_{\text{Ref,Ph}}$ und $I_{\text{Ref,Last}}$ aus einem einzigen Strom $I_{\text{Ref,Ph}}$ ab, so verbleibt die Temperaturabhängigkeit von $I_{\text{Ref,Ph}}$. $I_{\text{Ref,Ph}}$ kann z.B. extern von einer temperaturkompensierten Stromquelle eingespeist werden. Befindet sich die Stromquelle für $I_{\text{Ref,Ph}}$ auf dem Chip und ist $I_{\text{Ref,Ph}}$ temperaturabhängig, so kann der Temperatureinfluß minimiert werden, wenn beide Referenzströme etwa denselben Betrag aufweisen. In diesem Fall verbleibt nur noch die Temperaturabhängigkeit des Diodenstroms der aktiven Wannensubstrat-Photodiode als dominanter Anteil (siehe Kapitel 2.3.7).

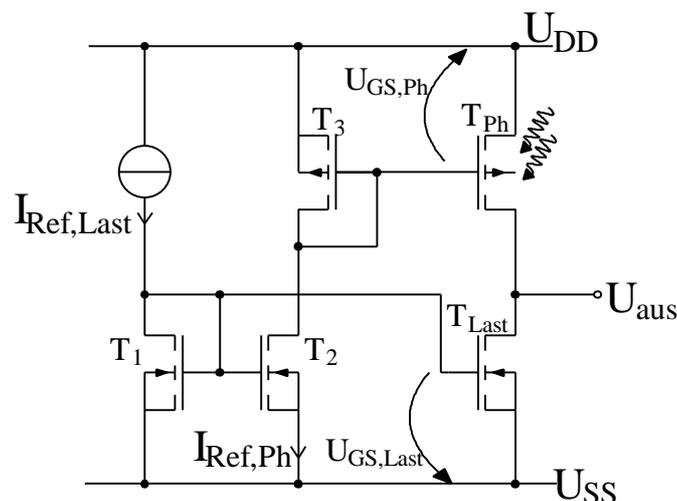


Bild 3.58: Ausleseschaltung mit aktiver Last

Bild 3.24 zeigt die verbleibende gemessene Temperaturabhängigkeit für das Ausgangssignal bei verschiedenen Bestrahlungsstärken H bei konstant eingespeistem Referenzstrom I_{Ref} .

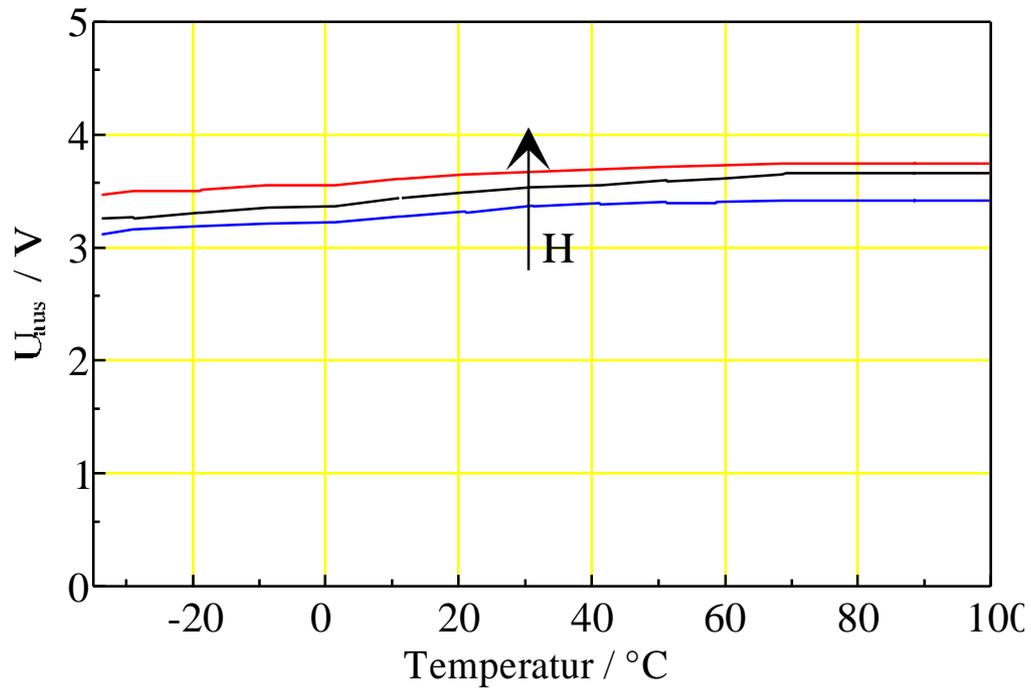


Bild 3.59: Ausgangsspannung über der Temperatur bei konstantem Referenzstrom

3.4 Schaltungen zur Signalausgabe

Die Ausgangssignale der Ausleseschaltungen eines Photosensorarrays werden in der CMOS-Technologie über Auswahlschalter zur Signalausgabe adressiert bzw. ausgewählt. Bei den in der Einleitung erwähnten CCD-Photosensorarrays hingegen gelangen die Ausgangssignale der Photosensorelemente durch sukzessiven Transport von Ladungen zum Chipausgang.

In der CMOS-Technologie besteht die Möglichkeit, verschiedene Architekturen zur Signalausgabe auszuwählen und zu kombinieren. Es kann eine Aufteilung der Architekturen in wahlfreie Ausgabe oder sukzessiven Ausgabe erfolgen. Diese kann dann parallel oder seriell ausgeführt sein. Bild 3.25 zeigt die schematisch möglichen Architekturen. Welche Methode ausgewählt wird, hängt vom Designaufwand, der Chipfläche, Geschwindigkeitsanforderungen, der Option zur Bereichsauswahl und von der Umgebung des integrierten Bildsensorsystems (z.B. Anzahl der Chipausgänge) ab.

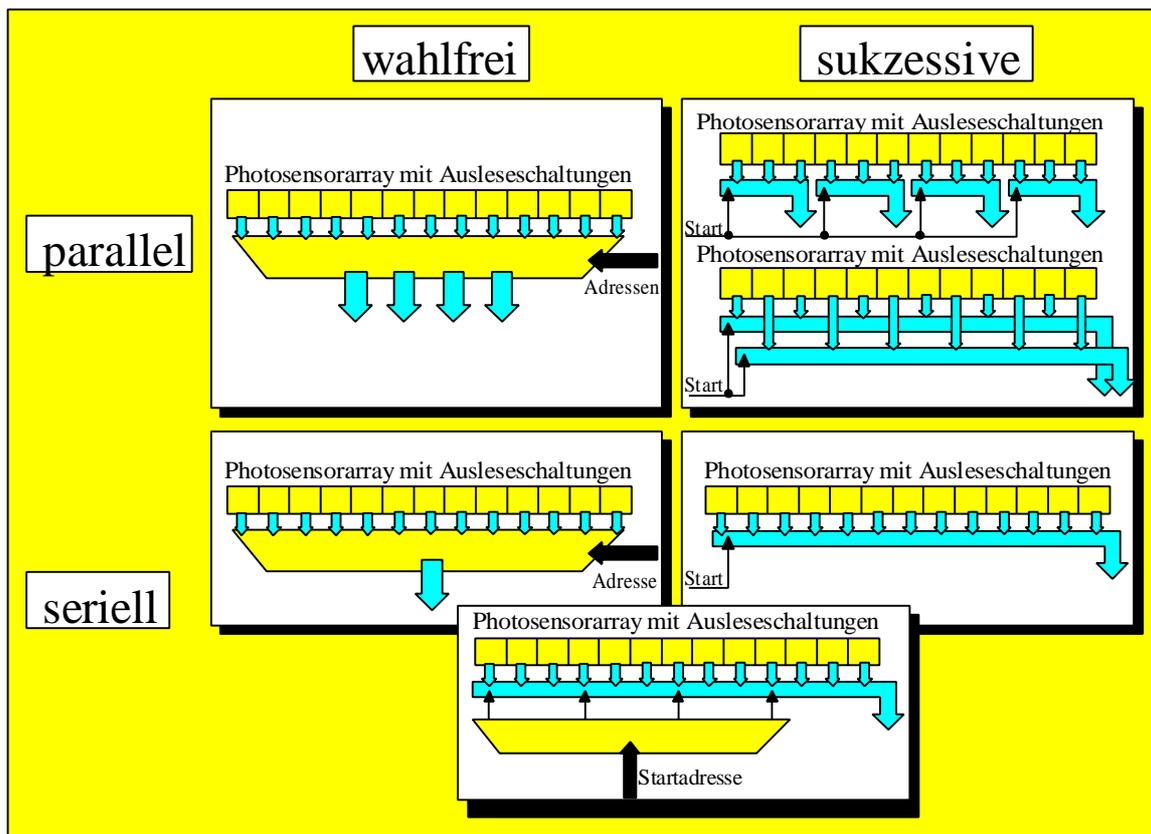


Bild 3.60: Aufteilung der Architekturen zur Signalausgabe

Wahlfreie serielle Signalausgabe wird z.B. in [60] verwendet, weil dort die Option zur Ausgabe eines Teilbereichs des Arrays gegeben sein soll. Die Signalausgabe ist in [61] und [62] seriell und sukzessiv realisiert, da für die dort bestehenden Anwendungen die Bereichsauswahl nicht unbedingt notwendig ist. In [63] ist die Signalausgabe beispielsweise 4fach parallel und sukzessive ausgeführt, da bei der gegebenen Systemumgebung eine schnelle A/D-Umsetzung,

die dort ebenfalls parallel erfolgt, erforderlich ist. Gleichzeitig wurde für diese Anwendung keine Bereichsauswahl benötigt. Eine serielle und kombinierte wahlfreie/sukzessive Signalausgabe wurde in [64] verwendet, bei der eine blockweise Adressierung für den Start der sukzessiven Signalausgabe realisiert wurde, um eine Bereichsauswahl mit relativ geringem Designaufwand zu ermöglichen.

3.4.1 Beispiel für serielle sukzessive Signalausgabe

In vielen Fällen ist die sukzessive parallele Signalausgabe die geeignetste Variante auf Grund des geringen Flächenbedarfs und Designaufwands. Dies gilt z.B. dann, wenn stets die Ausgangssignale des gesamte Photosensorarrays ausgegeben werden sollen und der Chip aufgrund der Systemumgebung nur einen Ausgang besitzt.

Für diesen Fall ist ein Schieberegister zur sukzessiven Adressierung bzw. als Komponente eines Demultiplexers geeignet. Ein für eine Taktperiode am Eingang des ersten D-Flip-Flop anliegender High-Puls durchläuft das Schieberegister und betätigt, wie in Bild 3.26 gezeigt, die Auswahlshalter an den Ausgängen der Ausleseschaltungen des Photosensorarrays. Dieses Verfahren zeichnet sich durch geringen Designaufwand wegen der hochregulären Struktur sowie durch geringen Flächenbedarf und hohe Zugriffsgeschwindigkeit aufgrund der wenigen Gatterdurchläufe der Auswahl aus.

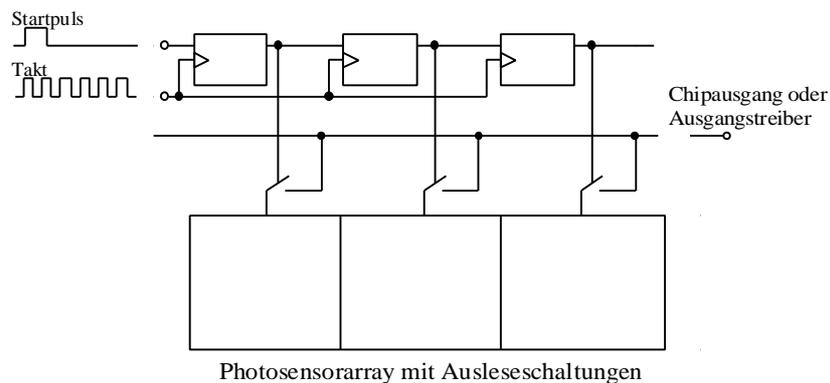


Bild 3.61: Schaltungsprinzip der seriellen sukzessiven Signalausgabe mit Schieberegister

Bild 3.27 zeigt ein D-Flip-Flop, welches aus relativ wenigen MOSFETs besteht. Es wird ein nichtüberlappendes zweiphasiges Takt (Φ_1, Φ_2) benötigt, der mit wenig Designaufwand auf dem Chip bereitgestellt werden kann (siehe [65]). Die jeweiligen logischen Zustände in der Master- und Slave-Zelle des D-Flip-Flops werden über einen rückgekoppelten Inverter durch einen einzelnen Schalttransistor stabilisiert, der dann bei einer Übernahme eines neuen Signals abgeschaltet wird. Zum "reset" ist ebenso nur ein einziger Schalttransistor nötig, während die als ideal eingezeichneten Schalter aus Geschwindigkeitsgründen als Transmission-Gates (2 komplementäre parallele MOSFETs) ausgeführt sind. Insgesamt kommt das D-Flip-Flop mit nur 15 MOSFETs mit minimaler Gatelänge und -weite aus.

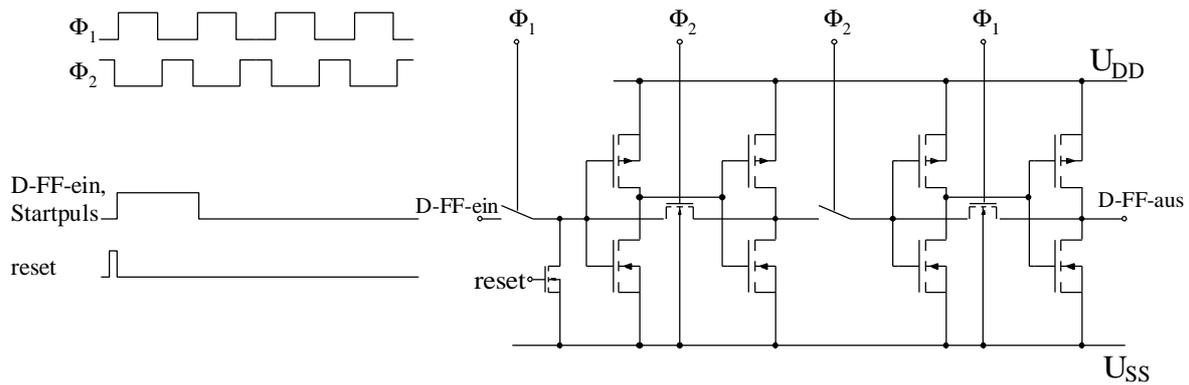
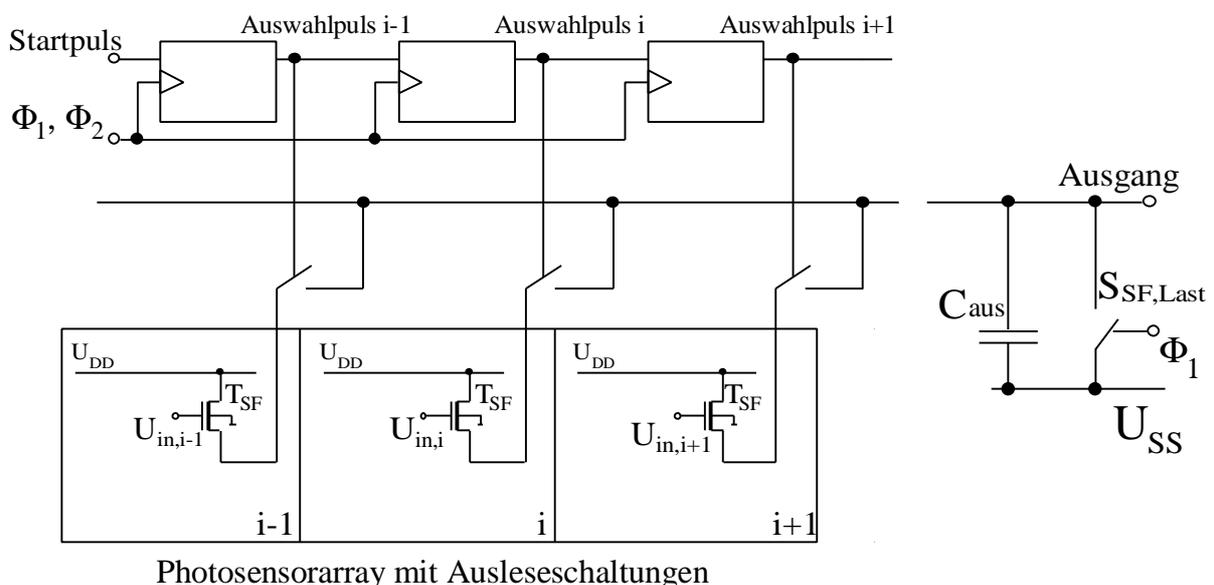


Bild 3.62: D-Flip-Flop mit nichtüberlappendem zweiphasigen Takt

Der Auslesezyklus beginnt gemäß Schema aus Bild 3.27 mit einem einzelnen Puls, der mit der fallenden Clock-Flanke im Master gültig wird.

3.4.2 Schnelle Signalausgabe mit getakteter Sourcefolgerlast

Bei einer schnellen sukzessiven Signalausgabe kommt es mitunter darauf an, daß die parasitäre Kapazität C_{aus} der gemeinsame Ausgangsleitung schnell von den Ausgängen der Ausleseschaltungen des Arrays aufgeladen oder entladen wird. Daher muß jeder Ausleseschaltung ein Treiber für die Ausgangsleitung zu Verfügung gestellt werden. Hierzu eignet sich ein Sourcefolger mit einem nichtimplantierten NIMOSFET. Verwendet man einen Lasttransistor, welcher einen nahezu konstanten Strom aufnimmt, wie in Kapitel 3.2.1, so muß ein Kompromiß zwischen Spannungsverstärkung (ideal wäre 1) und geringem Ausgangswiderstand, der für ein schnelles Auf- und Entladen von C_{aus} wichtig ist, eingegangen werden. Dieser Kompromiß läßt sich umgehen, wenn man den Lasttransistor als getakteten Schalter betreibt, was hier ohne weiteres möglich ist, da die Ausgabeschaltung ohnehin getaktet ist. Das Lastelement des Sourcefolgers T_{Last} kann dabei entfallen und von einem einzelnen Schalter $S_{\text{SF,Last}}$ für das gesamte Array ersetzt werden (siehe Bild 3.28).



Photosensorarray mit Ausleseschaltungen

Bild 3.63: Auslesevorgang

Eine Ausleseschaltung ist jeweils für eine Taktperiode Φ_1 adressiert. In der ersten Hälfte von Φ_1 wird C_{Last} von $S_{\text{SF,Last}}$ sehr schnell entladen. Während dieser Phase bildet $1/g_{\text{ds}}$ des adressierten Sourcefolger-Transistores zusammen mit dem Widerstand des eingeschalteten Schalters $S_{\text{SF,Last}}$ einen Spannungsteiler. Die Spannung, die sich auf der gemeinsamen Ausgangsleitung und damit an C_{aus} einstellt, ist damit vom Signal $U_{\text{in},i}$ sowie dem o.g. Widerstandsverhältnis abhängig und beträgt nicht notwendigerweise U_{SS} . In der zweiten Hälfte von Φ_1 wird $S_{\text{SF,Last}}$ geöffnet. Nun soll die Schaltung großsignalmäßig betrachtet werden. T_{SF} ist nur noch in der Lage, C_{aus} auf einen höheren Spannungswert aufzuladen, da sich keine resistive Last mehr am Ausgangsknoten befindet. Diese Bedingung ist stets erfüllt und T_{SF} kann seinen gesamten Strom zum schnellen Aufladen von C_{aus} zur Verfügung stellen, wobei $U_{\text{in},i}$ nahezu mit eins zum Ausgang hin verstärkt wird. Bild 3.29 zeigt das zeitliche Schema des oben beschriebenen Vorgangs (bezogen auf die Schaltung in Bild 3.28) sowie einen beispielhaften Verlauf von U_{aus} .

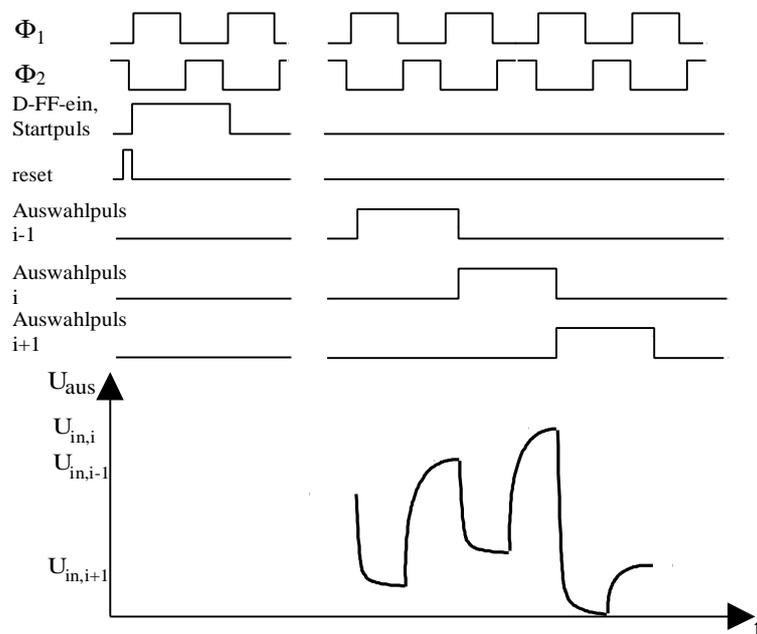


Bild 3.64: Verlauf der Spannung auf der gemeinsamen Ausgangsleitung

Schon bei relativ kleinen W/L-Verhältnissen von T_{SF} können bereits so große Ausgangslasten C_{aus} getrieben werden, daß T_{SF} zusammen mit $S_{\text{SF,Last}}$ den Ausgangstreiber des Chips ersetzen kann. In [66] z.B. wird der Chipausgang, der mit einem A/D-Umsetzer belastet ist, direkt mit einer oben beschriebenen Sourcefolgerschaltung, die den Ausgang für eine Spalte eines zweidimensionalen Arrays bildet, getrieben. Das W/L-Verhältnis von T_{SF} beträgt dabei $80\mu\text{m}/4\mu\text{m}$. Bei einer gesamte Lastkapazität des Ausgangs C_{aus} von etwa 25pF ist die Taktfrequenz des Schieberegisters 5MHz . In einem weiteren Beispiel [67] wird von einer in Bild 3.28 dargestellten Sourcefolger-Signalausgabe eine kapazitive Last von ca. 20pF getrieben. Der Sourcefolgertransistor hat in diesem Beispiel ein W/L-Verhältnis von $80\mu\text{m}/2,4\mu\text{m}$ und das Schieberegister wird mit einer Frequenz von 16MHz getaktet.

4 Eindimensionale Bildsignalaufnahme und Bildsignaldarstellung

Die Übertragungseigenschaften eines optischen Systems, z.B. einer Linse, werden durch die Punktantwort für den ortskontinuierlichen Fall PSF charakterisiert (engl. PSF, Point Spread Function) [68]. Analog dazu kann die Bildsignalaufnahme ein- oder zweidimensionaler Photosensorarrays mittels diskreter Impulsantwort $h_d(x)$ bzw. $h_d(x,y)$ des Photosensorarrays charakterisiert werden. Die diskrete Impulsantwort eines Photosensorarrays ist eine makroskopische Größe. Sie kann nur diskret gemessen werden, da die Ausgangssignale der Photosensorelemente an diskreten Orten vorliegen.

Eine weitere Möglichkeit, genaue Information über den Charakter der Bildsignalaufnahme eines Photosensorarrays zu erhalten, bietet die Antwort eines einzelnen Photosensorelementes auf Eingangsimpulse an jedem beliebigen Ort. Diese Antwort ist der ortsabhängige Empfindlichkeitsverlauf des Photosensorelementes und wird im folgenden mit mikroskopischer Apertur $h_m(x)$ bezeichnet, womit eine begriffliche Trennung gegenüber der (numerischen) Apertur, z.B. der eines Kameraobjektiv, beabsichtigt ist.

Weiterhin wird nur noch der eindimensionale Fall eines Photosensorarrays betrachtet, wobei die folgenden Betrachtungen formal auf den zweidimensionalen Fall erweitert werden können.

Für Photosensorarrays kann die Theorie der linearen ortsinvarianten Systeme in Analogie zur Theorie der linearen zeitinvarianten Systemen (LZI-Systeme) angewandt werden. Dies gilt sowohl für den orts(zeit)diskreten Fall als auch für den orts(zeit)kontinuierlichen Fall. Ein wichtiger Unterschied zu den realen LZI-Systemen besteht darin, daß lineare ortsinvariante Systeme nicht zwingend der Bedingung der Kausalität unterliegen.

4.1 Makroskopische Bildsignalaufnahme

Zunächst sei der Fall betrachtet, daß nur die diskrete Impulsantwort $h_d(n \cdot \Delta x)$ des gesamten Photosensorarrays bekannt ist. Das Photosensorarray sei als unendlich ausgedehnt angenommen und die Photosensorelemente befinden sich an den Orten $n \cdot \Delta x$. Das diskrete Ausgangssignal eines unendlich ausgedehnten Photosensorarrays $g_d(n \cdot \Delta x)$ an der Stelle x_0 setzt sich aus der Überlagerung der um $m \Delta x$ verschobenen Anteile der mit dem Eingangssignal $s_d(n \cdot \Delta x)$ gewichteten diskreten Impulsantwort zusammen:

$$g_d(x_0) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} s_d(m \cdot \Delta x) h_d(x_0 - m \cdot \Delta x). \quad (4.69)$$

Bild 4.1 macht dies deutlich:

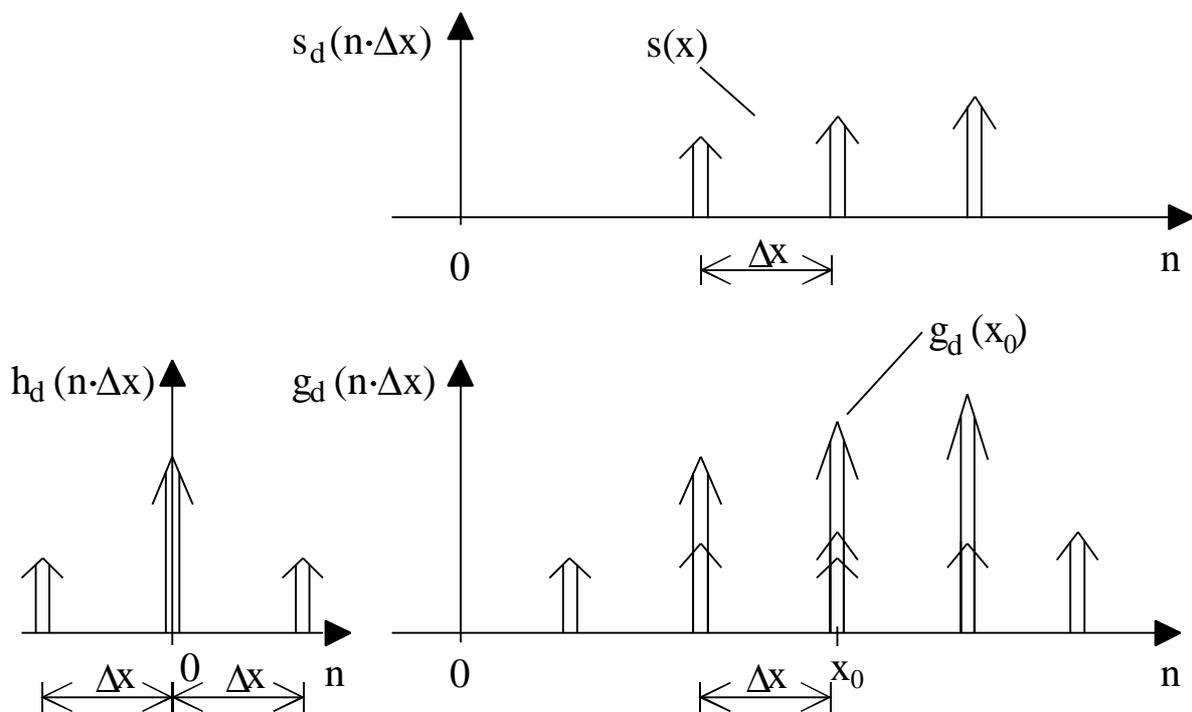


Bild 4.70: Aus der diskreten Impulsantwort gewonnenes Ausgangssignal

oder für beliebige Stellen $n \cdot \Delta x$:

$$g_d(n \cdot \Delta x) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} s_d(m \cdot \Delta x) h_d(n \cdot \Delta x - m \cdot \Delta x). \quad (4.71)$$

Das diskrete Ausgangssignal $g_d(n \cdot \Delta x)$ des gesamten Photosensorarrays wird damit analog zum diskreten LZI-System durch die diskrete Faltung gewonnen:

$$g_d(n \cdot \Delta x) = s_d(n \cdot \Delta x) * h_d(n \cdot \Delta x). \quad (4.72)$$

Das Eingangssignal der Bildaufnahme, also die Bestrahlungsstärkeverteilung, ist in der Realität nicht ortsdiskret sondern ortskontinuierlich. Die ortskontinuierliche Eingangsfunktion $s(x)$ muß daher für die Berechnung des Ausgangssignals mit Hilfe der diskreten Impulsantwort zunächst

in das diskrete Eingangssignal $s_d(n \Delta x)$ überführt werden. Dies geschieht durch Abtastung, allerdings ist die Abtastung mit finiten Aperturfunktionen sehr schwierig zu beschreiben. Um einfache Lösungen zu erhalten, nimmt man meistens an, daß das abgetastete Signal durch den innerhalb der Aperturfunktion ermittelten Mittelwert approximiert werden kann. Man nimmt bei der Mittelwertbildung an, daß das Photosensorelement innerhalb seiner Ausdehnung gleichermaßen empfindlich ist. Damit wird $s_d(n \Delta x)$ wie folgt approximiert [73].

$$s_d(n \Delta x) = \frac{1}{\Delta x} \int_{x=(n-\frac{1}{2})\Delta x}^{(n+\frac{1}{2})\Delta x} s(\xi) d\xi. \quad (4.74)$$

An dieser Stelle wird deutlich, daß sich das diskrete Ausgangssignal des Photosensorarrays $g_d(n \Delta x)$ mit Hilfe der diskreten Impulsantwort $h_d(n \Delta x)$ nur approximieren läßt, da die mikroskopische Information über die Empfindlichkeit innerhalb der Ausdehnung des Photosensorelementes fehlt.

4.2 Mikroskopische Bildsignalaufnahme

Nun sei der Fall betrachtet, daß die mikroskopische Apertur eines Photosensorelementes $h_m(x)$ bekannt sei. $h_m(x)$ läßt sich näherungsweise durch Einstrahlen mit einem verfahrbaren Laser auf das Photosensorelement und der Messung des entsprechenden Ausgangssignals bestimmen. Bild 4.2 zeigt dies an dem Beispiel einer n+/p-Substrat Photodiode. Die eingesammelten photogenerierten Ladungsträger sind für jede Laserposition x als Photostrom an der Ausgangsklemme meßbar.

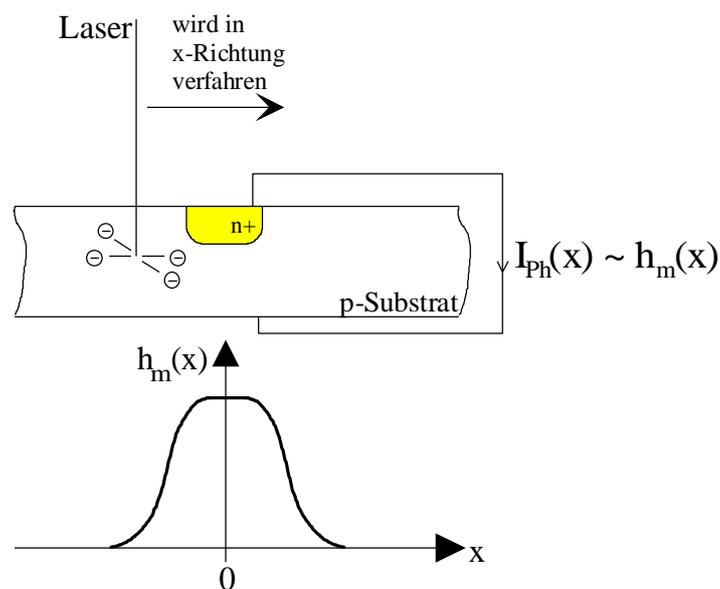


Bild 4.75: Bestimmung der mikroskopischen Apertur eines Photosensorelementes

Es ist zu beachten, daß die mikroskopische Apertur eines Photosensorelementes nicht nur von dessen Form und Sammlungseigenschaften photogenerierter Ladungsträger abhängt, sondern auch in Zusammenhang mit der Lage benachbarter Photosensorelemente betrachtet werden muß. Beispielsweise wird innerhalb eines bestimmten Photosensorarrays, dessen Photosensorelemente den Abstand p_1 aufweisen, $h_m(x)$ gemessen. Man kann nicht zwangsläufig für ein zweites Photosensorarray mit Photosensorelementen gleicher Form aber anderen Abständen p_2 annehmen, daß die mikroskopischen Aperturen dieselben sind. Die Sammlungseigenschaften photogenerierter Ladungsträger der benachbarten Photosensorelemente bezüglich des betrachteten Photosensorelementes sind durch den veränderten Abstand unterschiedlich.

Die Fouriertransformierte von $h_m(x)$ in den Ortsfrequenzbereich ist $H_m(\omega_x)$. Der Betragsverlauf von $H_m(\omega_x)$ wird mit MTF (Modulation Transfer Function) bezeichnet. Die MTF gibt an, wie gut ein Photosensorarray mit $h_m(x)$ charakterisierten Photosensorelementen bestimmte Helligkeitsmodulationen bzw. Ortsfrequenzen aufnehmen kann. Mit der Kenntnis von $h_m(x)$ läßt sich die Bildsignalaufnahme anhand gezielter Manipulation (z.B. Änderung der Geometrie

des Photosensorelementes oder gezielte Abdeckung von Teilbereichen) hinsichtlich des Verlaufes der MTF optimieren.

Als nächstes soll das Ausgangssignal eines Sensorelementes als Antwort auf ein beliebiges Eingangssignal mit Kenntnis von $h_m(x)$ bestimmt werden. Hierfür wird als unabhängige Variable ξ gewählt. Die mikroskopische Apertur eines Photosensorelementes, welches sich an der Stelle x_0 befindet, wird dann mit $h_m(\xi - x_0)$ bezeichnet.

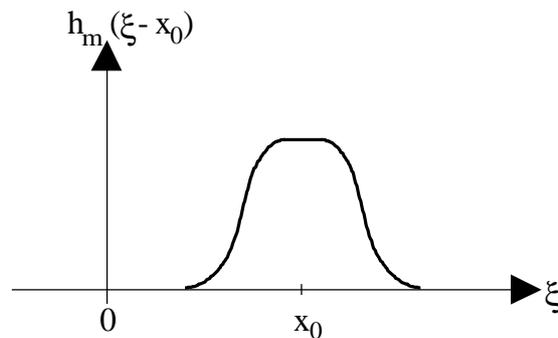


Bild 4.76: Mikroskopische Apertur eines Photosensorelementes an der Stelle x_0

Das Eingangssignal ist ein Verlauf der Helligkeit oder Bestrahlungsstärke und wird allgemein mit $s(x)$ bezeichnet. Das Photosensorelement gewichtet die eingehende Bestrahlungsstärke mit der mikroskopischen Apertur über den Ort und sammelt die photogenerierten Ladungsträger an der Stelle x_0 ein. Das Ausgangssignal eines Photosensorelementes an der diskreten Position x_0 , welches allgemein mit $g(x_0)$ bezeichnet wird, kann dann durch das folgende Integral ausgedrückt werden:

$$g(x_0) = \int_{\xi=-\infty}^{+\infty} s(\xi) h_m(\xi - x_0) d\xi. \quad (4.77)$$

Es sei nun das ganze Photosensorarray betrachtet, welches als unendlich ausgedehnt angenommen wird. Das Ausgangssignal des Photosensorarrays ist ortsdiskret, weil die Photosensorelemente an den diskreten Positionen $n \cdot \Delta x$ vorliegen. Das Ausgangssignal des Photosensorarrays kann also als Abtastung der Ausgangssignale eines Photosensorelementes an den Stellen $n \cdot \Delta x$ verstanden werden. Die Abtastung wird mit der Ausblendeigenschaft eines Dirac'schen δ -Impulszuges an den Stellen $n \cdot \Delta x$ vorgenommen.

$$g(n \cdot \Delta x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\delta(x - n \cdot \Delta x) \int_{\xi=-\infty}^{+\infty} s(\xi) h_m(\xi - n \cdot \Delta x) d\xi \right]. \quad (4.78)$$

Die oben beschriebene Eigenschaft des Photosensorelementes der gewichteten Integration und anschließender Abtastung innerhalb eines Photosensorarrays wird in [79] "averaging sampling" genannt.

Durch die Ausblendeigenschaft des δ -Impulszuges kann man im Integral der Gleichung 4.6

$$x = n \cdot \Delta x \quad (4.80)$$

setzen und das Integral aus der Klammer herausnehmen, dies führt zu

$$g(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - n \cdot \Delta x) \int_{\xi=-\infty}^{+\infty} s(\xi) h_m(\xi - x) d\xi. \quad (4.81)$$

Im Normalfall handelt es sich um spiegelsymmetrische Funktionen $h_m(x)$, d.h.:

$$h_m(x) = h_m(-x). \quad (4.82)$$

Dies ist allerdings nur möglich, da die betrachteten Systeme nicht kausal sind. Unter der Bedingung der Gleichung 4.9 läßt sich Gleichung 4.8 als

$$g(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - n \cdot \Delta x) \int_{\xi=-\infty}^{+\infty} s(\xi) h_m(x - \xi) d\xi \quad (4.83)$$

bzw.

$$g(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - n \cdot \Delta x) [s(x) * h_m(x)] \text{ schreiben.} \quad (4.84)$$

Die Eingangsfunktion $s(x)$ wird also zunächst mit $h_m(x)$ gefaltet, was einer Filterung entspricht, und dann abgetastet. Dieser Zusammenhang läßt sich in das folgende Modell fassen.

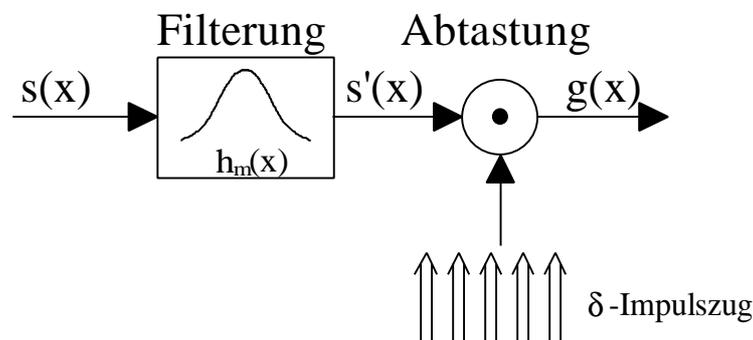


Bild 4.85: Modell zur mikroskopischen Bildsignalaufnahme

In der Realität sind Photosensorarrays endlich ausgedehnt. Man erhält das Ausgangssignal eines Photosensorarrays $g'(x)$ durch Multiplikation von $g(x)$ mit einer Rechteck-Funktion von der Breite des Photosensorarrays. Der komplette Vorgang der mikroskopisch betrachteten Bildsignalaufnahme ist in Bild 4.5 im Originalbereich (Ort) und im Bildbereich (Ortsfrequenz) wiedergegeben.

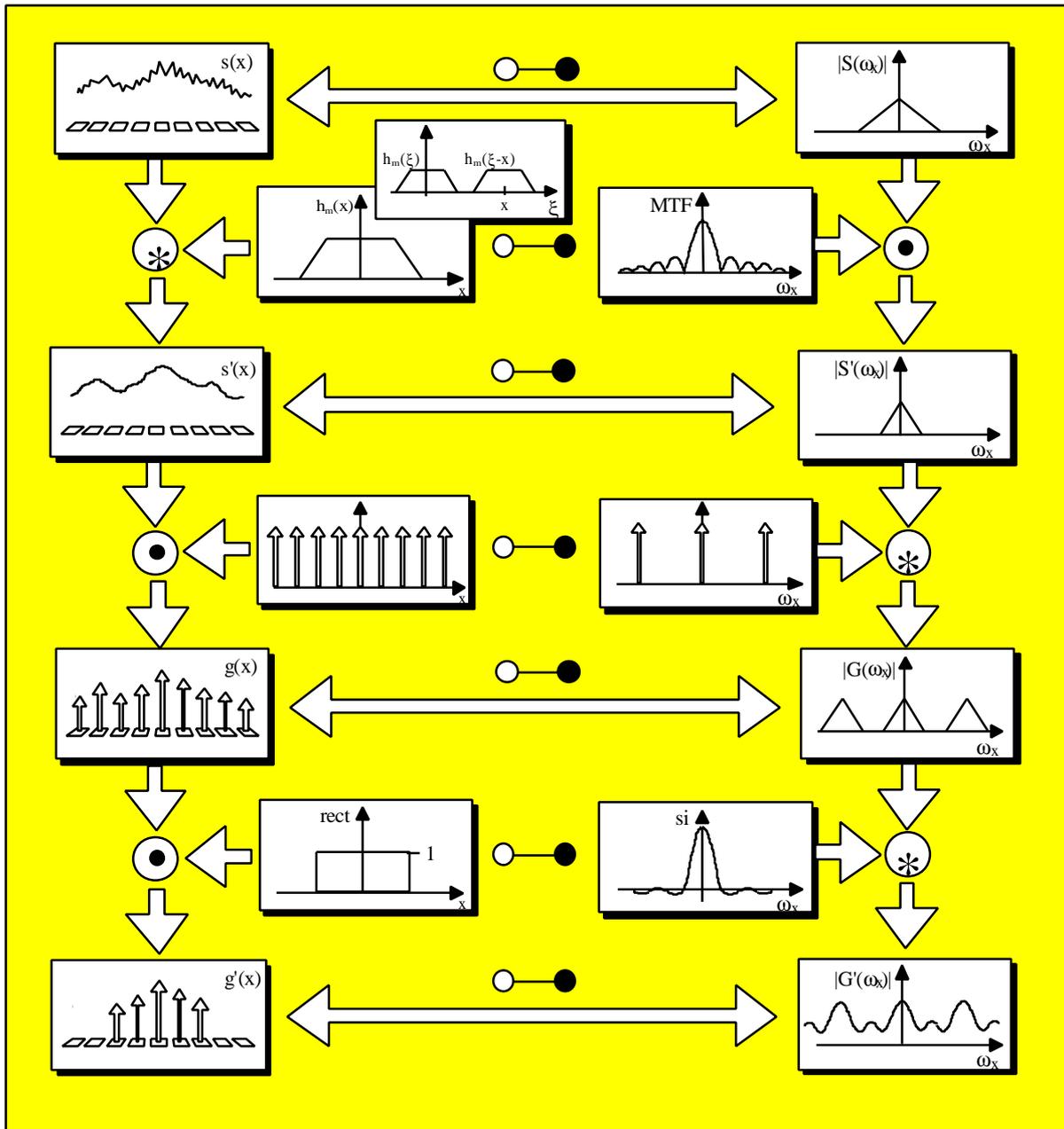


Bild 4.86: Mikroskopisch betrachtete Bildsignalaufnahme

Die makroskopische diskrete Punktantwort kann, wie das folgende Bild 4.6 verdeutlicht, aus $h_m(x)$ ermittelt werden.

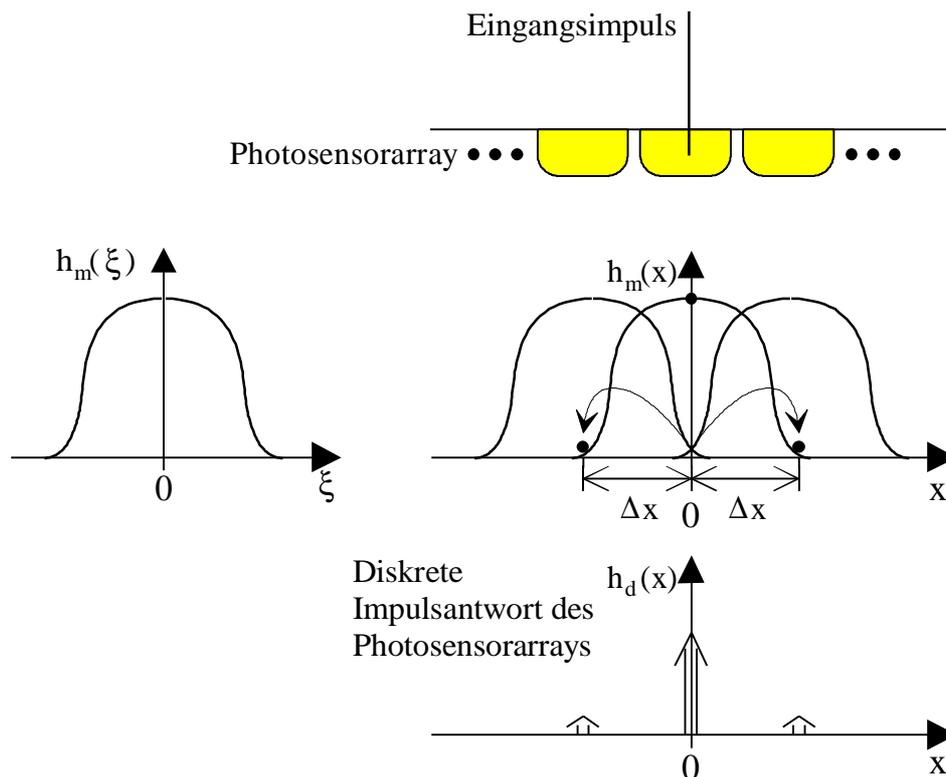


Bild 4.87: Zusammenhang zwischen $h_d(x)$ und $h_m(x)$

Die benachbarten Photosensorelemente (im Grenzfall unendlich viele) leisten einen Beitrag zur diskreten Impulsantwort, welche der an der Stelle $x=0$ abgetasteten und um $n \cdot \Delta x$ verschobenen mikroskopischen Apertur entspricht. Es gilt also:

$$h_d(n \cdot \Delta x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x) h_m(x - n \cdot \Delta x). \quad (4.88)$$

Da die diskrete Impulsantwort aus einer Abtastung der mikroskopischen Apertur hervorgeht, kann umgekehrt die mikroskopische Apertur nur dann aus der diskreten Impulsantwort rekonstruiert werden, wenn der Abstand der Photosensorelemente Δx , also das Abtastintervall, genügend klein ist und das Abtasttheorem im Ortsbereich erfüllt. Je kleiner der Abstand der Photosensorelemente ist, desto geringer ist jedoch auch die Ausdehnung der Photosensorelemente und damit breiter der MTF im Ortsfrequenzbereich und desto unwahrscheinlicher die Möglichkeit zur Rekonstruktion. Das bedeutet, daß in praktischen Fällen die Rekonstruierbarkeit der mikroskopischen Apertur aus der diskreten Impulsantwort nicht gegeben ist.

4.3 Verbesserung der Bildsignalaufnahme

Ein Photosensorarray kann, wie in Kapitel 4.1 und 4.2 gezeigt, als ein abgetastetes System interpretiert werden. In der Frequenzbereichsdarstellung eines abgetasteten Signals $|G(\omega_x)|$ wiederholen sich die Spektren des ursprünglichen Signals mit $2\pi/\Delta x$ mal inversem Abtastintervall Δx (bzw. Abstand der Photosensorelemente). Bei zu großem Abtastintervall oder zu schmaler mikroskopischer Apertur, z.B. bei geringem Füllfaktor des Pixels, kann es vorkommen, daß sich breitbandige Eingangssignale im Basisband des Frequenzspektrums überlappen. Das Abtasttheorem im Ortsbereich ist dann nicht erfüllt. Das Eingangssignal wird also unterabtastet und man spricht vom sog. Aliasing, welches aus der Theorie der linearen zeitinvarianten Systeme (LZI- Systeme) her bekannt ist.

Kommt es andererseits zu starken Überlappungen der mikroskopischen Aperturen im Ortsbereich aufgrund der Photosensorgeometrie oder Übersprechen zwischen Photosensorelementen, so ist die MTF im Frequenzbereich sehr schmalbandig und das Eingangssignal erfährt eine starke Tiefpaßfilterung, die sich als Unschärfe des im Photosensorarray repräsentierten Bildes bemerkbar macht.

Die CMOS-Technologie bietet eine Auswahl verschiedener Photosensorelemente, sowie die Gestaltung der Geometrie der Photosensorelemente. Weiterhin bietet die CMOS-Technologie die Möglichkeit, mit gezielten Ablendungen durch Metall oder teilreflektierendes Polysilizium (etwa 70%ige Reflexion) eine Manipulation der mikroskopischen Apertur durchzuführen und auf diese Weise eine Anpassung an ggf. bekannte Ortsfrequenz- eigenschaften auftreffender Eingangssignale vorzunehmen.

Wegen der endlichen Ausdehnung des Photosensorarrays in der Praxis kann es ggf. auch zu Aliasing im Ortsfrequenzbereich kommen wie Bild 4.5 (unten, rechts) zeigt. In diesem Fall kann man dem Photosensorarray eine Fensterfunktion als Gewichtungsfunktion aufprägen. Entsprechende Methoden sind aus der Theorie der LZI-Systeme bekannt (u.a. Hanning-, Hamming-Fensterfunktion)

5 Einsatz eindimensionaler Bildsensorik

Der Einsatz eindimensionaler Bildsensorik bietet sich in dem Fall an, wenn die gegebene Meß- oder Überwachungsaufgabe nicht die Auswertung der gesamten im einzelnen Bild enthaltenen Information erfordert, sondern die Auswertung von Bildausschnitten oder nur richtungsabhängigen Bildinformationen benötigt. Wird andernfalls eine zweidimensionale Bildinformation erforderlich, kann die Information der zweiten Dimension durch eine Bewegung der Lichtquelle oder des Meßobjektes bereitgestellt werden.

Neben der Bildaufnahme beispielsweise durch Scanner ist die Vermessung geometrischer Größen ein wichtiges Anwendungsfeld der eindimensionalen Bildsensorik. Die Abstandsmessung mittels Triangulation ist eines der am häufigsten angewandten Verfahren.

Weitere in diesem Kapitel vorgestellte Anwendungen sind Winkelmessung, optische Inspektion, Spektroskopie und automatische Fokussierung. Die Geschwindigkeitsmessung wird in Kapitel 6 gesondert behandelt.

Für alle Anwendungen der eindimensionalen Bildsensorik lassen sich mit Hilfe der CMOS-Technologie spezielle, auf die Anwendung zugeschnittene integrierte Bildsensoren entwickeln, die zu preiswerten und kompakten Gesamtsystemen führen können. Zwei beispielhafte integrierte Bildsensoren werden abschließend in diesem Kapitel vorgestellt. Ein weiteres Beispiel eines integrierten Bildsensoren zur Geschwindigkeitsmessung wird in Kapitel 6.4 gezeigt.

5.1 Optoelektronische Systeme zur Vermessung geometrischer Größen

Das nachfolgende Bild 5.1 ist aus [71] entnommen und gibt einen Überblick über Verfahren zum Vermessen geometrischer Größen mittels Bildsensoren, die in die Anzahl der Dimensionen der Meßanordnung unterteilt wurden.

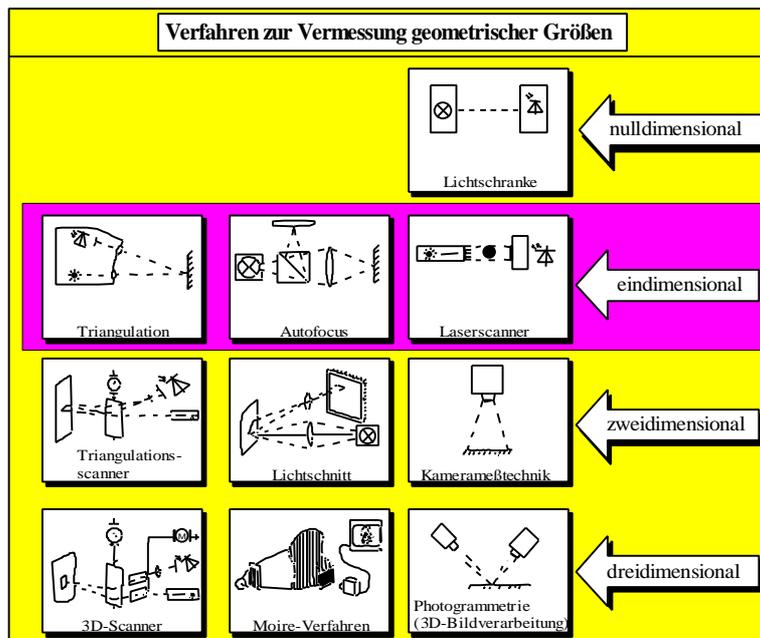


Bild 5.65: Optoelektronische Meßverfahren für verschiedene Dimensionen

5.1.1 Triangulation

In der im Bild 5.1 gezeigten Aufstellung sind die eindimensionalen Meßverfahren u.a. mit der Triangulation vertreten. Das einfache Triangulationsverfahren bestimmt den Abstand des mit einem Sendestrahle anvisierten Objektes. Es kann zur Lageerkennung von Objekten, zur reinen Abstandsmessung oder zur mehrdimensionalen Vermessung von Objekten verwendet werden, wobei entweder der Sendestrahle oder der Bildsensor beweglich sein muß.

Durch die Weiterentwicklung der Lasertechnik und durch die Verbreitung von Bildsensoren wurden die Geräte wesentlich vereinfacht und so kamen im industriellen Bereich Triangulationssysteme in den letzten Jahren vermehrt zum Einsatz. Der Meßbereich für Triangulationssysteme liegt von einigen mm bis zu etwa 10m, wobei Genauigkeiten von bis zu 0,01% erreicht werden.

Bild 5.2 zeigt eine mögliche Anordnung (sog. "Scheimpfluganordnung", [72]) zur Triangulation, in der sich zwei ähnliche Dreiecke ergeben. Die Auflösung der Entfernungsmessung kann durch Vergrößern von Kippwinkel α erreicht werden.

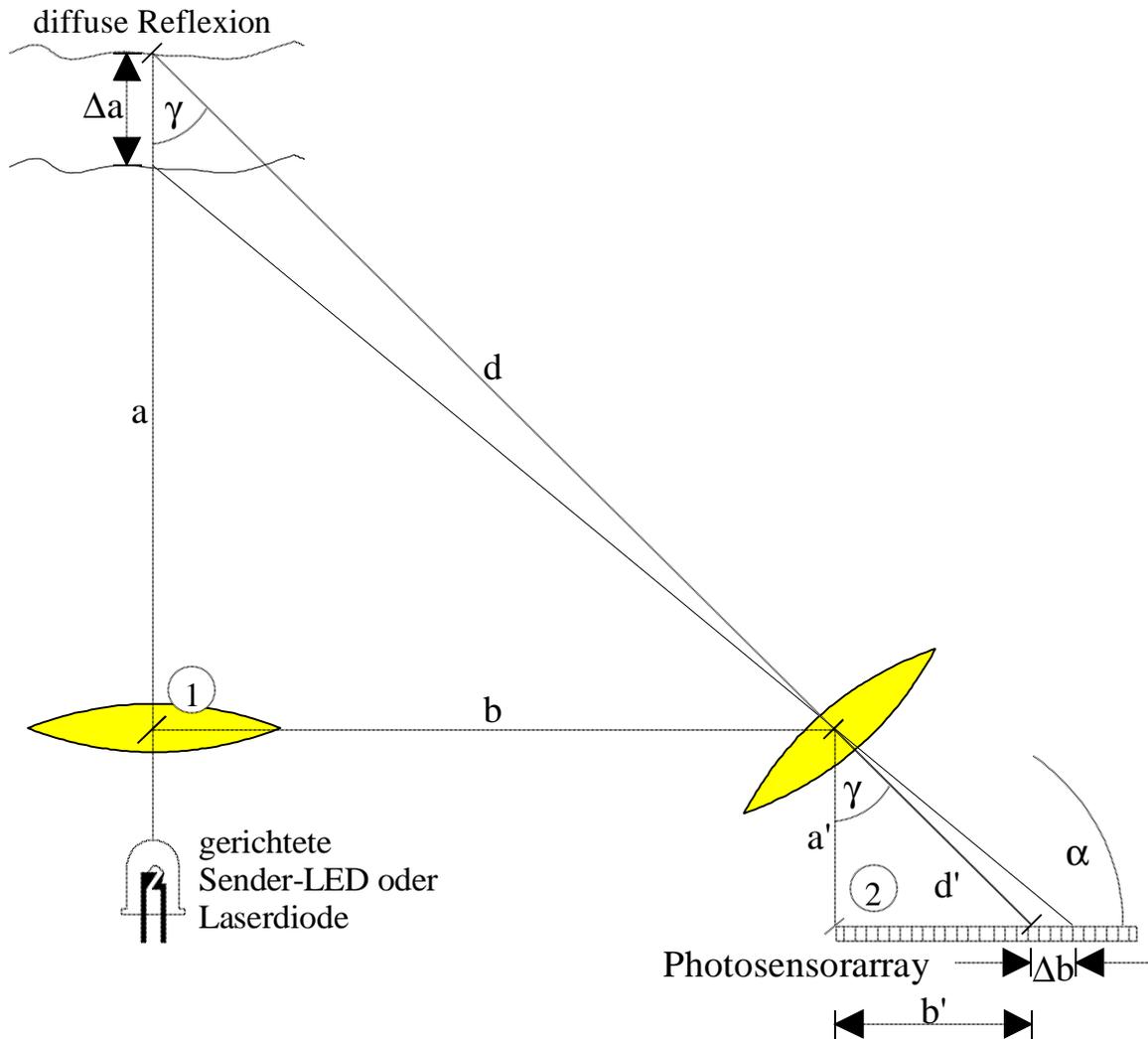


Bild 5.66: "Scheimpfluganordnung" zur Triangulation

Geht man von einer gerichteten Abstrahlung der LED oder einer Laserdiode als Lichtquelle sowie einer diffusen Reflexion auf der Objektoberfläche aus, wird das Maximum der Abstrahlcharakteristik der Lichtquelle in Abhängigkeit von a auf den Bildsensor in der lateralen Entfernung von der Lichtquelle $b+b'$ projiziert. Voraussetzung ist allerdings, daß das Maximum gleichzeitig die Mitte der Abstrahlcharakteristik der Lichtquelle ist.

Für den gezeigten Kippwinkel α ergibt sich für den Absolutwert von a auf Grund der gezeigten Anordnung wegen der Ähnlichkeit der Dreiecke ① und ② :

$$a = a' \frac{b}{b'} \quad (5.130)$$

Die Bildverschiebung auf dem Bildsensor Δb kann bei bekanntem Triangulationswinkel γ und Abbildungsmaßstab d/d' sowie Objektversatz Δa zu

$$\Delta a = \Delta b \cos \alpha \frac{d}{d' \sin \gamma} \quad (5.131)$$

angegeben werden.

Bild 5.3 zeigt eine Triangulationssonde mit eindimensionalem Photosensorarray. Zur zweidimensionalen Vermessung wird eine bewegliche Spiegeloptik verwendet, deren Vermessungsbereich hier angedeutet ist.

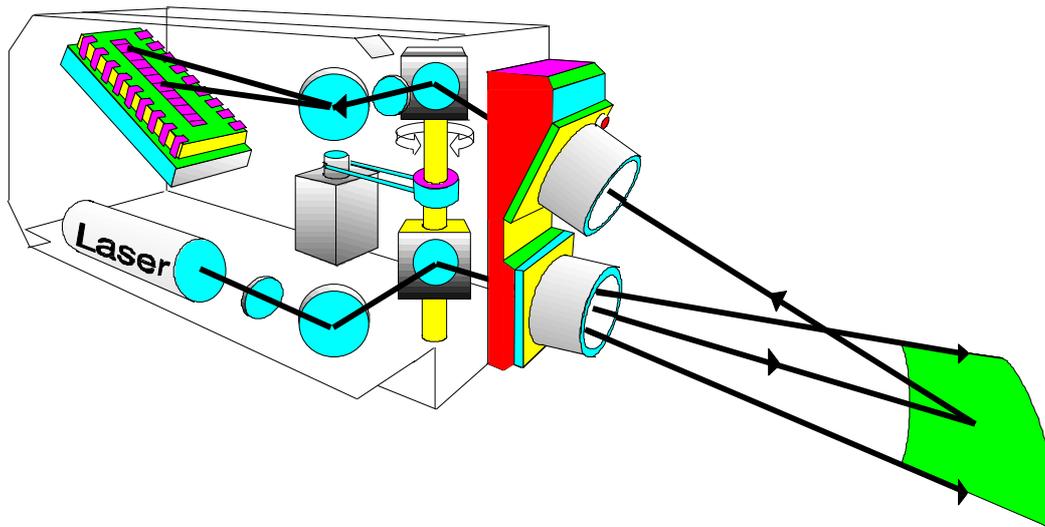


Bild 5.67: Triangulationssonde [73]

Bei der Bildaufnahme kann eine sog. korrelierte Doppelabtastung vorgenommen werden. Das bedeutet, daß das Bild zunächst ohne Einsatz der Lichtquelle aufgenommen und gespeichert wird und anschließend mit aktivierter Lichtquelle. In der Differenz der Bildinformation wird dann das Maximum der Abstrahlcharakteristik ermittelt. Dies ermöglicht eine Auswertung, die wegen der Differenzbildung nahezu unabhängig vom Restlicht ist, und entschärft auch die Forderung an das Photosensorarray nach geringem Fixed-Pattern-Noise. Für größere Entfernungen, also bei geringer reflektierter Bestrahlungsstärke, werden an die Empfindlichkeit und an den Signal-Rausch-Abstand der Photosensorelemente hohe Anforderungen gestellt. Für den Einsatz bei verschiedenen Beleuchtungsverhältnissen sollte deren Dynamikbereich möglichst groß sein.

5.1.2 Winkelcodierung

Eine Spezialanwendung für eindimensionale Photosensorarrays ist die Winkelmessung durch codierte Scheiben. Die Segmente einer Scheibe werden mit einem Graycode versehen und die Scheibe dreht sich mit dem zu vermessenden Objekt. Ein starres Lichtquellenarray z.B. aus LEDs und ein Empfänger-Photosensorarray sind vor bzw. hinter der Graycode-Scheibe angebracht. Der Winkel ist durch das projizierte Graycode-Wort bestimmt. Bild 5.4 zeigt eine

3-Bit codierte Graycode-Scheibe. Moderne Graycode-Scheiben besitzen eine Winkelauflösung von ca. 11 Bit.

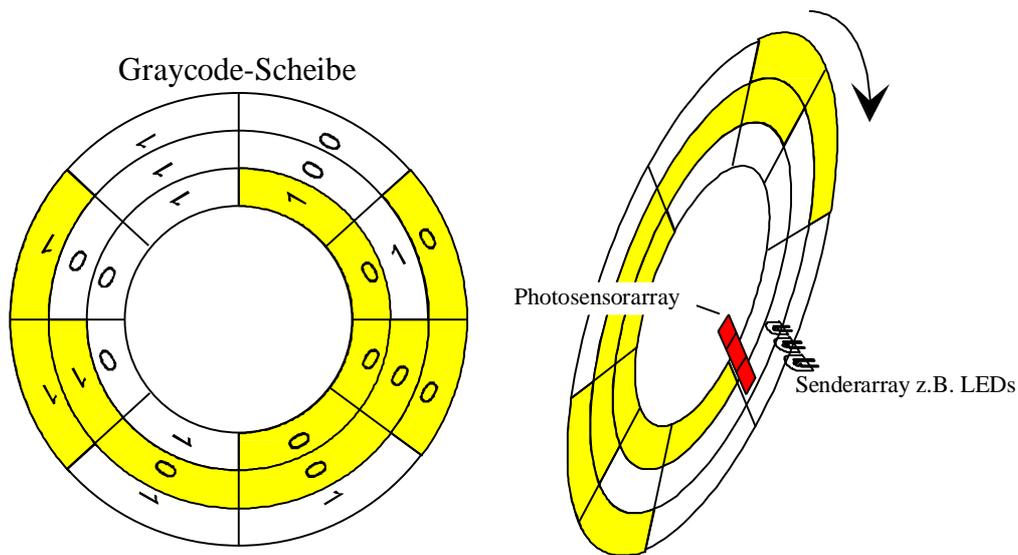


Bild 5.68: Graycode-Scheibe zur Winkelcodierung

Die CMOS-Technologie bietet Vorteile für einen Bildsensor bei einer Anwendung als Winkelsensor, da die Photosensorelemente mit Ausleseelektronik auf hohe Ansprechgeschwindigkeit für hohe Drehzahlen optimiert werden können (z.B. Photodiode und Stromverstärker mit niederohmigem Eingang). Da auf dem Bildsensor-Chip nur wenige Photosensorelemente vorhanden sein müssen, ist genug Chipfläche für eine angepasste Ausleseelektronik auch mit Einsatz von schnellen Operationsverstärkern vorhanden. Weiterhin bietet die CMOS-Technologie die Möglichkeit zur Anpassung der Photosensorgeometrie. Bei geschickter Anordnung der Photosensorelemente, z.B. durch die Einbringung von redundanten Photosensorarrays, kann eine weitere Leistungssteigerung erzielt werden. Die Anforderungen für die Photosensorelemente hinsichtlich hohem Signal-Rausch-Abstand und geringem Fixed-Pattern-Noise sind für diese Anwendung nahezu vernachlässigbar, weil ausschließlich digitale Signale ausgegeben werden müssen.

5.2 Weitere Anwendungen

5.2.1 Inspektion mit eindimensionaler Bildsensoren

Viele Aufgaben der industriellen Inspektion lassen sich durch die Verwendung eindimensionaler Bildsensoren abdecken. Bild 5.5 enthält eine Aufzählung verschiedener Anwendungen von Zeilenkameras für Inspektionsaufgaben [74].

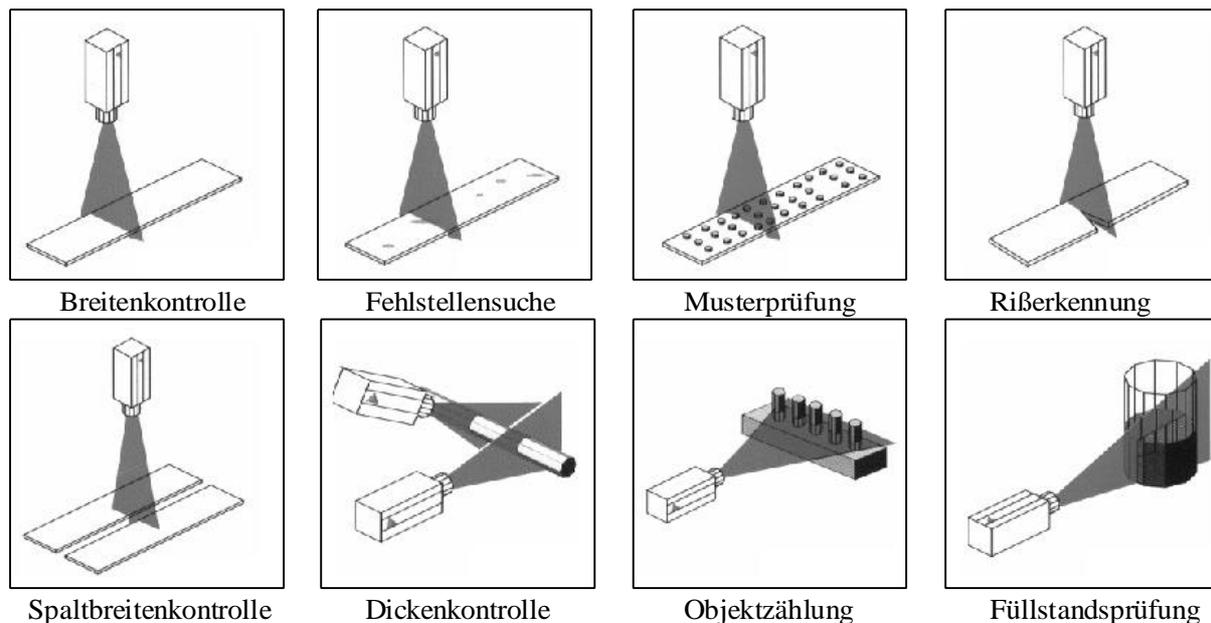


Bild 5.69: Optische Inspektion mit Zeilenkameras

Durch den vermehrten Einsatz von Inspektionssystemen, u.a. wegen der Verbreitung des Qualitätssicherungsstandards ISO 9000 ff., sind ein niedriger Preis und Kompaktheit der Systeme wichtige Kriterien. Diese Forderungen können gerade mit Hilfe der CMOS-Technologie erfüllt werden, da man hier u.a. durch intelligente On-Chip Elektronik weitere Systemkomponenten und Kosten einsparen kann. Beispielsweise kann die in Bild 5.5 gezeigte Aufgabenpalette auf die Detektion von Kanten zurückgeführt werden. Hierfür können geeignete Vorverarbeitungsalgorithmen auf dem Chip mitintegriert werden.

5.2.2 Spektroskopie

Eine weitere industrielle Anwendung ist die Spektroskopie. Bild 5.6 zeigt den Einsatz eines Photosensorarrays mit einem Mikrospektrometer [75]. Dieses Mikrospektrometer ist in der sog. LIGA-Technik, ein Verfahren zur hochgenauen Strukturierung von Komponenten der Mikrosystemtechnik (siehe dazu Übersichtsartikel [76] und [77]), hergestellt worden und weist eine Kantenlänge von nur ca. 1cm auf. Es ist daher z.B. für Diagnoseaufgaben in der minimal invasiven Therapie oder Chirurgie geeignet [78].

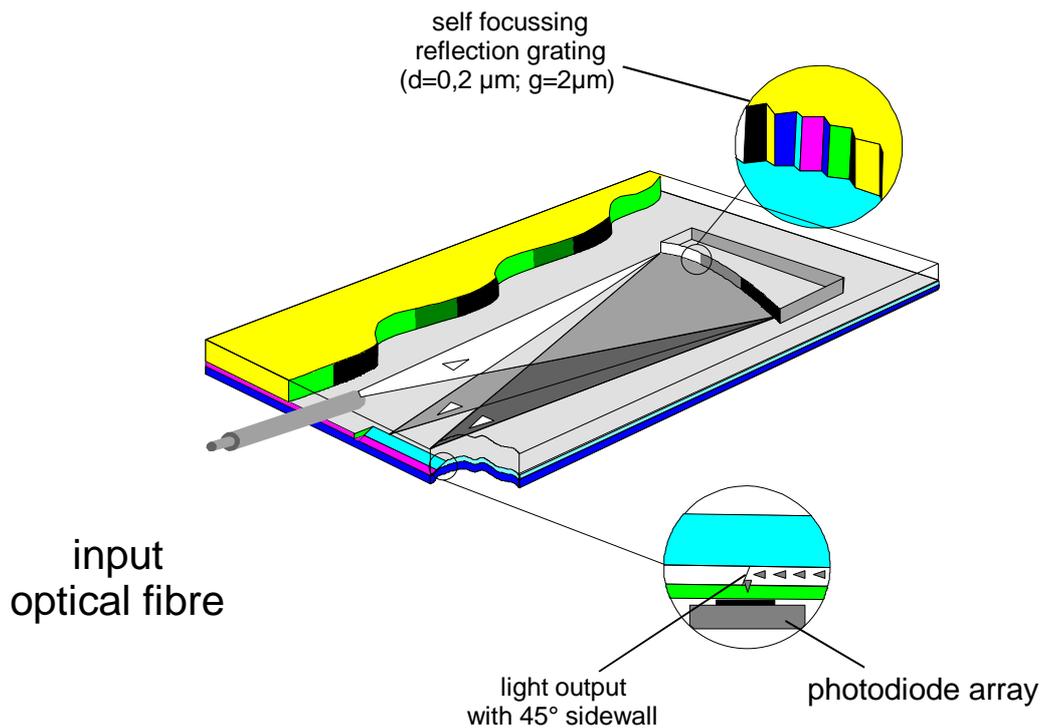


Bild 5.70: Mikrospektrometer in LIGA-Technik

Bei der Spektroskopie ist insbesondere eine niedrige Nachweisgrenze von Bedeutung, da u.U. kleinste Konzentrationen der gesuchten Stoffe zu detektieren sind. Weiterhin kann ein hoher Dynamikbereich der Photosensorelemente erforderlich sein, weil neben den gering konzentrierten auch weitere hochkonzentrierte und ebenfalls zu quantifizierende Stoffe im Material enthalten sein können. Diese Forderungen können durch Wahl von länglicher Geometrie der Photosensorelemente erfüllt werden, da für die zweite Dimension in der Regel kein Anspruch an hohe Ortsauflösung in y-Richtung besteht (im Gegensatz zu Scannern mit eindimensionalen Photosensorarrays, bei denen hohe Ortsauflösung auch in Bewegungsrichtung des Scanners sehr wichtig ist).

5.3 Beispiel: Programmierbares integriertes Bildsensorysystem

Um Vorteile der Integration von Bildsensorik und Signalverarbeitungsschaltungen zu demonstrieren, wurde ein integriertes Bildsensorysystem entwickelt und in [79] und [80] vorgestellt, welches verschiedene Meß- und Überwachungsaufgaben für eindimensionale Bildsensorik bewältigen kann. Der Chip sollte flexibel programmierbar sein sowie in einem kompakten und möglichst autonomen System zusammen mit der Steuerelektronik implementiert werden. Als mögliche serielle Basisoperationen zur Bildvorverarbeitung stehen Bildausgabe und Maximalwertdetektion und als parallele Basisoperationen stehen globale Mittelwertbildung, Orts- und Zeitdifferentiation, Medianfilterung und Schwellenwertdetektion mit Zählung zur Verfügung.

5.3.1 Chiparchitektur

Das Ergebnis der Entwicklung war ein Chip mit einem Photosensorarray aus 128 Photo-MOSFETs als Photosensorelemente. Jedes Photosensorelement mit Ausleseschaltung besitzt eine flexibel programmierbare analoge Prozessoreinheit. Dadurch werden zeitlich parallel ausgeführte Operationen ermöglicht. Innerhalb der analogen Prozessoreinheit werden teilweise der Strom und teilweise die Spannung als Signalträger verwendet, je nachdem, ob die Operation effizienter ausgeführt werden kann. In erster Linie ist der Platzbedarf der Schaltung das Auswahlkriterium für die Art des Signalträgers.

Als Ausleseschaltung für den Photo-MOSFET wurde aufgrund der hohen Flexibilität die Spannungsauslese mit Lasttransistor ausgewählt (in Kapitel 3.3.2 vorgestellt). Die Referenzspannungen für Photo-MOSFET und Lasttransistor sind über Stromspiegel eingestellt und können mittels programmierbarem Stromspiegelnetzwerk extern ausgewählt werden, so daß verschiedene Kennlinien mit unterschiedlicher Transfer-Charakteristik einstellbar sind. Gleichzeitig besitzt die Ausleseschaltung damit die in Kapitel 3.3.2 gezeigte Temperaturkompensation. Das erzeugte Spannungssignal der Ausleseschaltung kann auf einer Kapazität gespeichert und bei Bedarf über einen Treiber-Sourcefolger an verschiedene Stellen weitergeschaltet oder an den Ausgang mit der Ausgabeschaltung aus Kapitel 3.4.1 ausgegeben werden.

Eine Prozessoreinheit ist in 3 Hauptabschnitte unterteilt: Der erste Hauptabschnitt, der der Ausleseschaltung folgt, besteht aus einem Multiplexer und zwei Komparatoren. Mit den Komparatoren können erstens die Vorzeichen der Differenzen für die Orts- und Zeitdifferentiation bestimmt, zweitens die Vergleiche für die Medianfilterung und drittens die Schwellenwertvergleiche durchgeführt werden.

Die Baugruppen des zweiten Hauptabschnittes sind ein Multiplexer, zwei Transkonduktanzverstärker und ein Stromsubtrahierer. Der Transkonduktanzverstärker zur Spannungs-

Stromwandlung besitzt eine einstellbare Transkonduktanz G_m und verschiebbare Transfer-Charakteristik gem. Beispiel 2 aus Kapitel 3.2.2. Die von den Transkonduktanzverstärkern gelieferten Ströme werden von der in Bild 5.7 gezeigten Schaltung betragsmäßig voneinander subtrahiert. Die Eingangsströme müssen dafür doppelt bereitgestellt werden, wobei zunächst sowohl $I_1 - I_2$ (falls $I_1 > I_2$, sonst Null) als auch $I_2 - I_1$ (falls $I_2 > I_1$, sonst Null) mittels Stromspiegel erzeugt werden. So ist sichergestellt, daß der Betrag der Stromdifferenz $\Delta I = |I_2 - I_1|$ in den Ausgangszweig fließt.

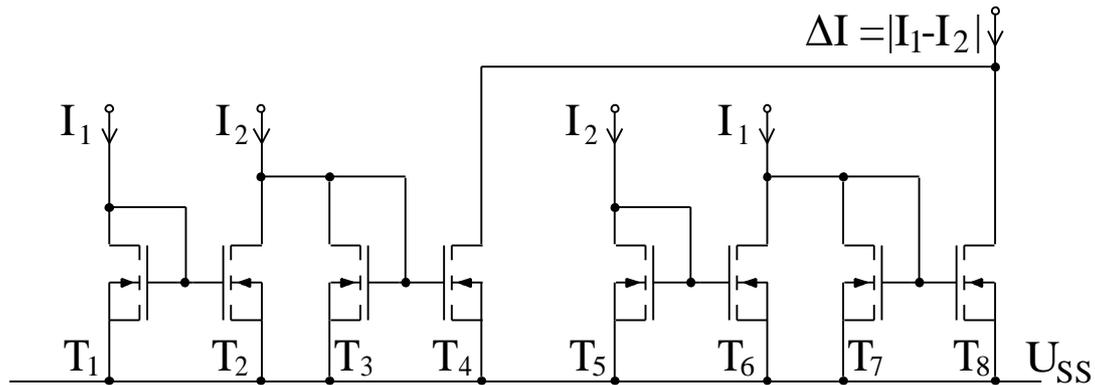


Bild 5.7: Stromsubtrahierer und Betragsbildung

Der dritte Hauptabschnitt besteht aus einem weiteren Multiplexer und einem Transimpedanzverstärker, der aus dem Differenzstrom eine proportionale Spannung generiert. Dieser oder ein weiterer vom Multiplexer ausgewählter Spannungswert kann dann in den Speicher zurückgeschrieben werden.

Weitere Einzelkomponenten des Chip sind:

- Maximalwertdetektor, der den maximale Spannungswert und dessen Ort bei der Ausgabe der gespeicherten Spannungen aus dem Speicher ermittelt.
- Schwellenwertzähler, der die in Ströme umgewandelten Ausgangsspannungen der Komparatoren der Prozessoreinheiten aufsummiert und erneut in eine repräsentative Spannung umwandelt. Gleichzeitig kann dieser auch eine globale Mittelwertbildung vornehmen.
- programmierbares Stromspiegelnetzwerk für die Referenzspannungen
- digitales Steuerwerk.

Bild 5.8 zeigt den Schematischen Aufbau der Prozessoreinheit und des Gesamtchips.

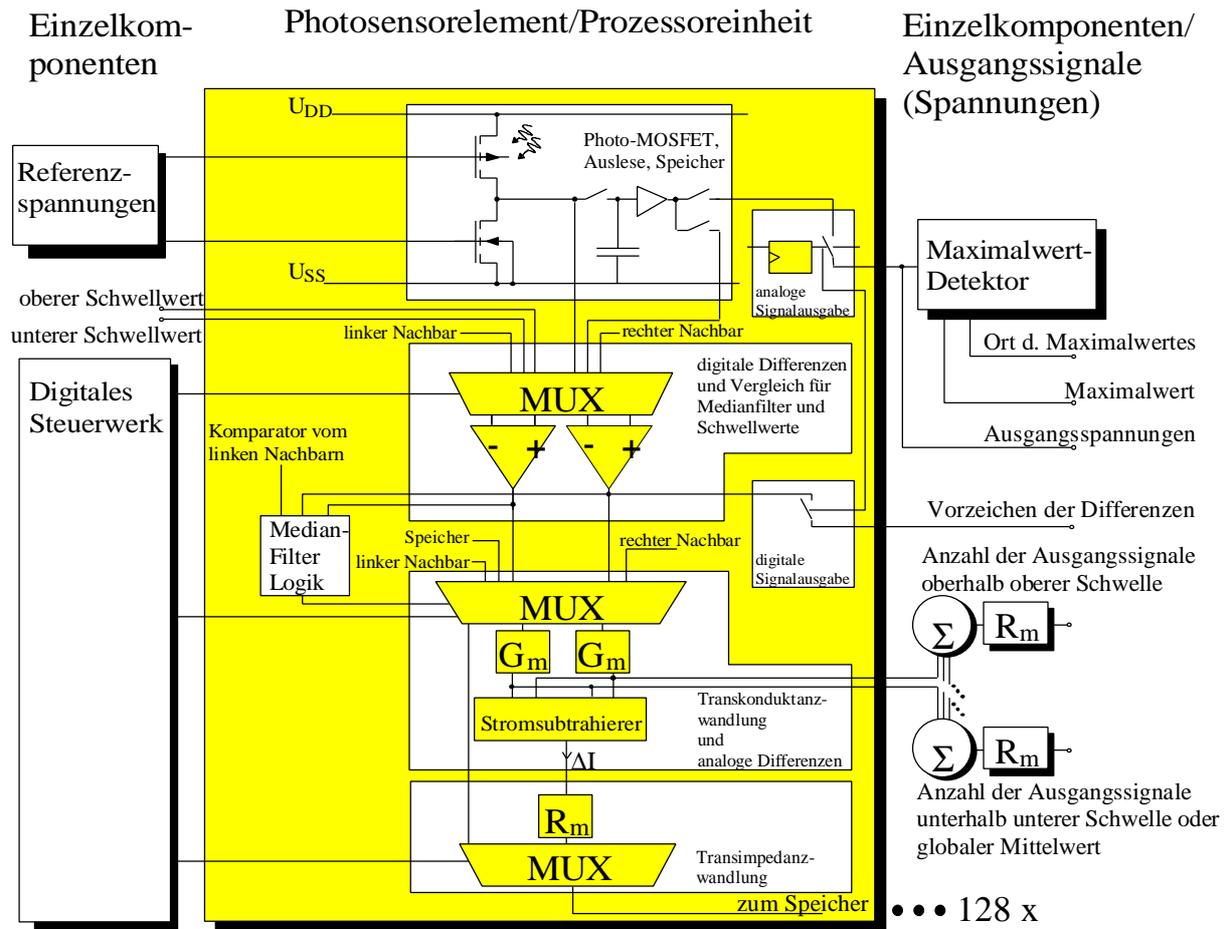


Bild 5.8: Architektur des integrierten Bildsensorsystems

5.3.2 Basisoperationen

Der Chip besitzt verschiedene sog. Basisoperationen zur eindimensionalen Bildvorverarbeitung, deren Abfolge über die verschiedenen Multiplexer vom digitalen Steuerwerk gelenkt wird. Einige Basisoperationen werden seriell vorgenommen. Der Großteil der Basisoperationen ist jedoch aufgrund der Flexibilität und Parallelität der Chiparchitektur parallel ausführbar. Die im folgenden vorgestellten Basisoperationen sind in Analogie zum digitalen CISC Mikroprozessor mit den dort verwendeten Mikrobefehlen vergleichbar.

Serielle Basisoperationen

Analoge und digitale Signalausgabe

Die Ausgabe der Spannungswerte in den Speicherelementen bzw. der digitalen Spannungswerte eines Komparatorausgangs geschieht mit der in Kapitel 3.4.1 vorgestellten Methode zur seriellen sukzessiven Signalausgabe mittels Scanner-Register.

Maximalwertdetektion

Während der Signalausgabe werden die Spannungswerte der Speicherelemente dem Maximalwertdetektor zugeführt. Dieser speichert den größten vorkommenden Spannungswert, der am Ende der Signalausgabe vorliegt. Weiterhin wird jedesmal, wenn ein neues Maximum auftritt, ein digitaler Impuls ausgegeben. Auf diese Weise läßt sich der Ort des

Maximums von der digitalen Steuerung mittels Zähler bestimmen. Der serielle Maximalwertdetektor ist daher zusammen mit dem Photosensorarray und den Ausleseschaltungen bereits für Triangulationsaufgaben einsetzbar. Bild 5.9 zeigt eine Oszilloskopaufnahme einer Ausgabe der Spannungswerte und die Arbeitsweise des Maximalwertdetektors. Zwei Lichtflecke wurden auf das Photosensorarray projiziert. Auf dem ersten Oszilloskopkanal werden die Spannungswerte unverarbeitet ausgegeben. Ein zweiter Kanal zeigt die festgehaltene Maximumspannung und ein dritter Kanal zeigt die ausgegebenen Impulse bei Übernahme des eines neuen Maximums.

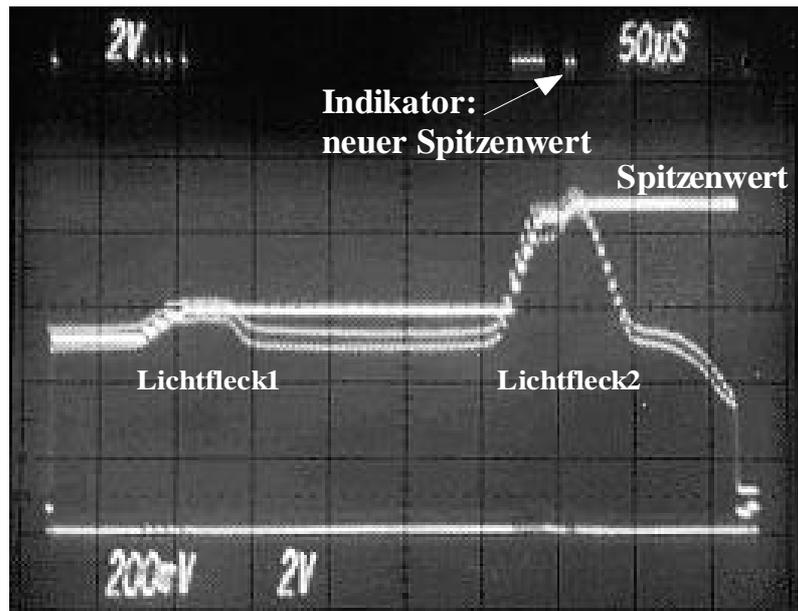


Bild 5.9: Serielle Maximalwertdetektion

Parallele Basisoperationen

Ortsdifferentiation

Zwei benachbarte ausgelesene Spannungswerte werden voneinander subtrahiert. Hierzu wird zusätzlich zum aktuellen Spannungswert der benachbarte Spannungswert mittels Multiplexer zum Transkonduktanzverstärker geführt. Der Stromsubtrahierer gemäß Bild 5.7 ermittelt den Betrag der Differenzen und das Vorzeichen wird von einem Komparator bestimmt. Der Differenzstrom ΔI wird anschließend in eine proportionale Spannung gewandelt und in den Speicher geschrieben. Auf das Zeilenbild wird somit eine Faltungsmaske von (1,-1) angewendet, was einem einfachen Hochpaß entspricht.

Zeitdifferentiation

Der Signalfluß der zeitlichen Differentiation ist ähnlich zu dem der Ortsdifferentiation, bis auf daß die Subtraktion auf zeitlich benachbarte Werte angewendet wird. Der vom Photosensor ausgelesene Bildsignalwert und der in der Taktphase zuvor im Pixelspeicher abgelegte Bildsignalwert werden also voneinander subtrahiert.

Medianfilterung 3. Ordnung

Die Medianfilterung 3. Ordnung ist eine nichtlineare Ortsfilterung [81], bei der der betrachtete Spannungswert durch den mittleren Wert (Medianwert) einer Dreiergruppe substituiert wird. Auf diese Weise werden Spitzen (z.B. Ausreißer) geglättet. Die im Bild auftretenden Kanten bleiben erhalten, da die Glättung nicht im Sinne von Tiefpaßfilterung vorgenommen wird. Das Fixed-Pattern-Noise wird ebenso reduziert. Das Medianfilter läßt sich nicht mit einer Faltungsmaske, sondern mit dem oben beschriebenen Austauschalgorithmus beschreiben. Um die Sortierung dreier benachbarter Werte vorzunehmen, muß jeder der Spannungswerte mit jedem anderen in der Dreiergruppe verglichen werden. Um dies parallel durchzuführen, bedarf es in jederessoreinheit lediglich zweier Komparatoren. Der dritte benötigte Vergleich geschieht in einem Nachbarprozessorelement. Eine Decoderlogik entscheidet dann, welcher Spannungswert vom Speicher in den Transimpedanzverstärker, der ebenfalls einen analogen Speicher besitzt, gelangt. Der ermittelte Medianwert wird anschließend in den Pixelspeicher zurückgeschrieben.

Mittelung

Die Spannungswerte der Ausleseschaltungen werden zunächst in Ströme gewandelt und auf einen gemeinsamen Ausgangsknoten gespiegelt. Der am Stromspiegelausgang erzeugte mittlere Strom wird dann zurück in eine Spannung gewandelt und ausgegeben.

Schwellenwertvergleich und Zählung

Dadurch daß die Prozessoreinheit zwei Komparatoren enthält, können alle Pixel gleichzeitig mit jeweils einer oberen und einer unteren analogen Schwellenspannung verglichen werden. Die Spannungen der beiden Komparatorausgänge werden in Ströme gewandelt. Alle so erzeugten Ströme werden auf zwei gemeinsame Knoten gespiegelt. Die so entstandene Mittelung entspricht auch einer Summation. Beide aufsummierte Ströme werden dann in Spannungen gewandelt und ausgegeben. Die ermittelten Spannungen sind also proportional zur Anzahl von Ausgangsspannungen von Photosensorelementen, die eine obere bzw. untere Schwellenspannung über- bzw. unterschreiten.

5.3.3 Möglichkeiten der Bildvorverarbeitung

Die meisten Basisoperationen sind zu komplexeren Operationen kombinierbar (Analogie zum digitalen Mikroprozessor: Mikroprogramm). Ist beispielsweise eine Medianfilterung durchgeführt, wird das Ergebnis in den Pixelspeicher zurückgeschrieben. Dort kann es ausgelesen oder weiterverarbeitet werden. Durch Nichtidealitäten in der analogen Verarbeitung (Fixed-Pattern-Noise, Rauschen, Offsets der Komparatoren, Nichtlinearitäten der Transimpedanzverstärker sowie Transkonduktanzverstärker) ergeben sich bei jeder weiteren Operation Genauigkeitsverluste. Bei Spannungs-Strom-Wandlung und anschließender Strom-Spannungs-Wandlung eines Zeilenbildes ohne eine weitere Operation durchzuführen, wurde ein Anstieg der Inhomogenität des zurückgeschriebenen Signals von etwa 4% pro Operation ermittelt. Diese Verluste bei jeder Operation können jedoch durch die immer stärkere

Herauskristallisierung der Merkmale, die man aus dem aufgenommenen Zeilenbild extrahiert hat, kompensiert werden.

Kantendetektion

Das Hervorheben bzw. die Detektion von Kanten im Bild mittels einfacher Hochpaßfilterung reicht im Normalfall nicht aus, da hochfrequenten Rauschen (z.B. FPN) und Störsignale im Bild unterdrückt werden müssen. Deswegen wird das Bild zur Kantendetektion zunächst einer Medianfilterung unterworfen und anschließend hochpaßgefiltert. Diese Methode unterdrückt unerwünschte Störungen und hochfrequenten Fixed-Pattern-Noise unter Beibehaltung der Kanteninformation.

Das oben genannte Verfahren soll an einem Beispiel verdeutlicht werden: Sind z.B. innerhalb eines Produktionsprozesses bestimmte Objekte anhand ihrer Kanten zu detektieren, so müßten diese zunächst hervorgehoben werden. Die Steilheit der Kanten kann dann mittels Schwellwertdetektion beurteilt und anschließend gezählt werden. Der im Bild 5.10 links gezeigte Helligkeitsverlauf enthält die eindimensionale Bildinformation von 2 Objekten mit Hintergrundbeleuchtung. Bei einfacher Hochpaßfilterung mit der Faltungsmaske (1,-1) würden z.B. Störungen oder starkes Fixed-Pattern-Noise in die Kanteninformation mit eingehen und eine Kantendetektion wäre sehr unsicher (Bild 5.10 rechts). Eine Verbesserung der Verhältnisse ergibt die Median-Vorfilterung, wie Bild 5.11 zeigt.

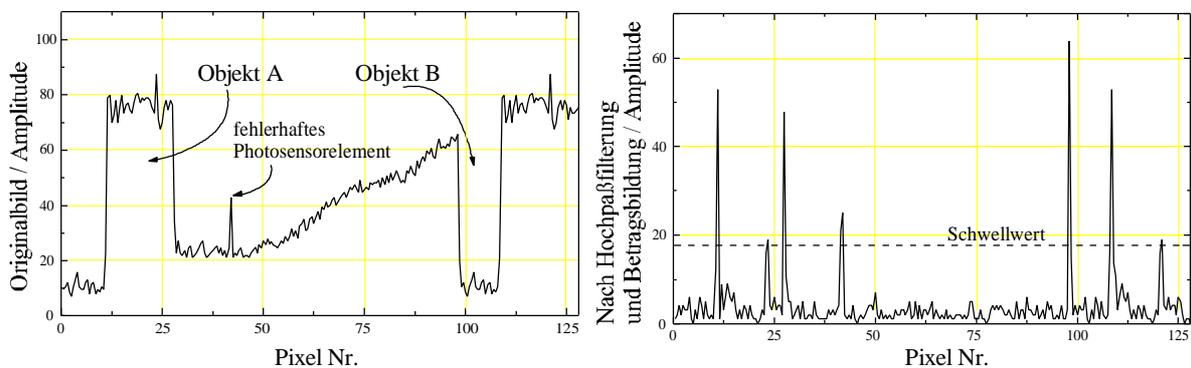


Bild 5.10: Ausgangspannungswerte: Eingangsbild und Hochpaßfilterung

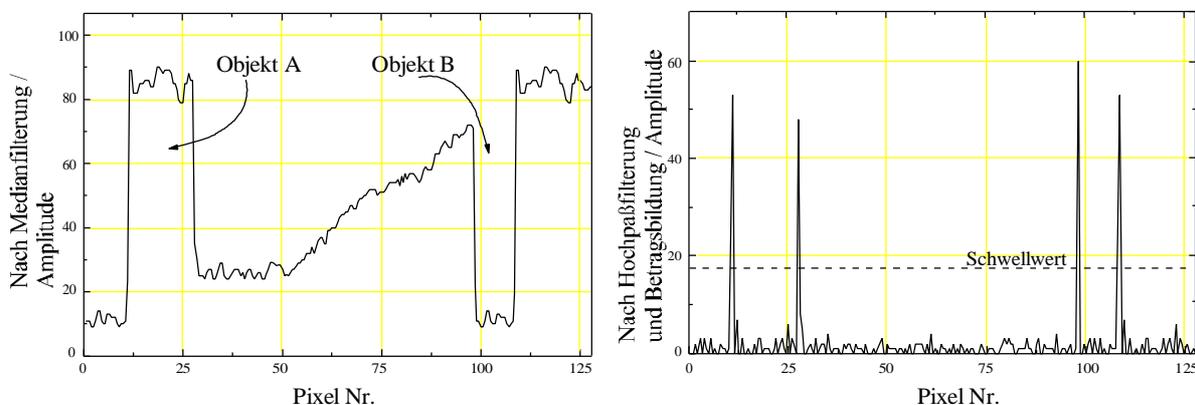


Bild 5.11: Ausgangspannungswerte: Mediangefiltertes Eingangsbild und Hochpaßfilterung

Ist z.B. der Ort eines Objektes gesucht, so können zunächst die Kanten durch Median- und Hochpaßfilterung bestimmt werden. Anschließend wird das Bild ausgegeben und eine Detektion des Maximalwertes mit Ortsbestimmung findet statt. Der Ort der rechten Kante gibt den Ort des Objektes an.

Bewegungsmelder

Eine einfache Form von Bewegungsmeldung ließe sich mittels zeitlicher Differentiation und anschließender Schwellenwertdetektion realisieren. Die Objektgröße kann durch die Zählung der überschrittenen Schwellenwerte ermittelt werden.

Sensorregelung

Da die Transfer-Charakteristik und damit Empfindlichkeit sowie der Helligkeitsbereich des Photosensorarrays über ein Referenzspannungsnetzwerk programmierbar ist, ergibt sich die Möglichkeit, das Photosensorarray anhand bestimmter Kriterien selbständig zu regeln. Solch ein geregeltes System könnte sich dadurch auf fast beliebige Beleuchtungsverhältnisse anpassen, das bedeutet auch, daß sich der Dynamikbereich der Photosensorelemente drastisch vergrößert. Die möglichen Kriterien für eine selbständige Sensorregelung könnten z.B. lauten:

- Der Mittelwert der Pixel muß in der Mitte der Dynamik des Ausgangssignals liegen.
- Der Kontrast muß maximal werden.
- Eine vorgegebene Anzahl von Ausgangssignalen des Photosensorarrays darf höchstens gesättigt sein.

Die nötigen Daten hierzu liefern die Mittelwertbildung und der Schwellenwertvergleich mit anschließender Zählung. Der mittlere Kontrast ist mittels Ortsdifferentiation und anschließender Mittelwertbildung bestimmbar.

5.3.4 Chipdaten

Das folgende Bild 5.12 zeigt das Chipfoto des integrierten Bildsensorsystems. Es befinden sich zwei reguläre Strukturen auf dem Chip: Das Photosensorarray und das Array aus Prozessoreinheiten. Wegen des relativ großen Platzbedarfs einer Prozessoreinheit war es zweckmäßig, zwei verschiedene Abstände zu wählen und nicht das Photosensorelemente mit den Prozessoreinheiten in einer regulären Struktur zu vereinen. Links vom Photosensorarray befindet sich das programmierbare Referenzspannungsnetzwerk zur Auswahl der Transfer-Charakteristik der Photosensorelemente und zur Temperaturkompensation. Rechts vom Array aus Prozessoreinheiten befinden sich digitale Treiber zur Ansteuerung der horizontal verlaufenden Steuerleitungen. Weiterhin befinden sich auf der linken Seite die Transimpedanzverstärker, der Maximalwertdetektor und die Schaltungen zur Mittelwertbildung sowie analoge Ausgangstreiber.

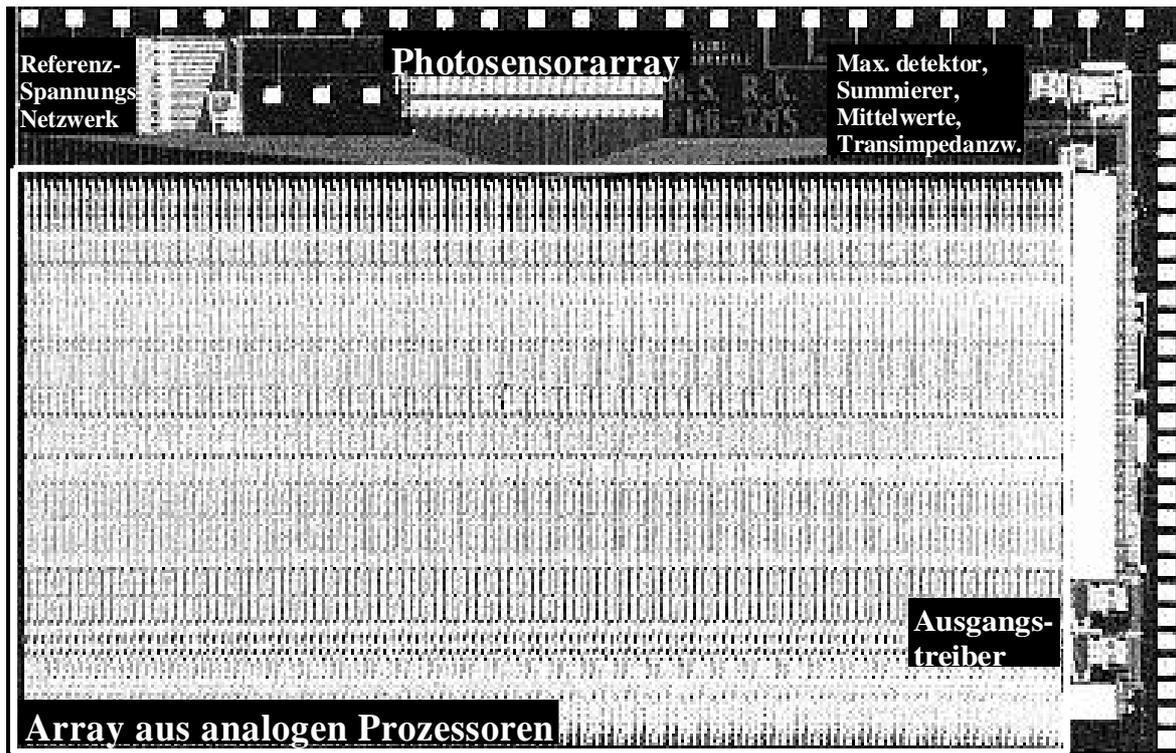


Bild 5.12: Chipfoto des programmierbaren integrierten Bildsensorsystems

Tabelle 5.1 enthält die wichtigsten Daten des integrierten Bildsensorsystems.

Chipdaten	
CMOS-Prozeß	FhG-IMS-2µm-12V
Betriebsspannung, $U_{DD} - U_{SS}$	5V...12V
Temperaturbereich	-35°C...120°C
max. Temperaturdrift	8mV/K
Chipfläche	6mm x 9mm
Fläche einer Prozesseinheit	64µm x 4500µm
Abstand der Photosensorelemente	16µm
typ. Leistungsaufnahme	25mW
typ. Taktfrequenz	200kHz
serielle Basisoperationen	Signalausgabe, Maximalwertdetektion
Zeit zur Ausführung serieller Basisoperationen	0,64ms
parallele Basisoperationen	Mittelwertbildung, Orts-, Zeitdifferentiation, Medianfilterung, Schwellenwertvergleich mit Zählung
zusätzliche Inhomogenität bei der Durchführung einer parallelen Basisoperation	typ. 4%
Zeit zur Ausführung parallele Basisoperationen	5µs

Tabelle 5.1: Chipdaten des programmierbaren integrierten Bildsensorsystems

5.3.5 Systemimplementierung

Da der Chip in einem flexiblen System (siehe Bild 5.13) implementiert werden soll, kommt ein LCA Baustein zur Chipsteuerung in Frage. Ein LCA vom Typ XILINX 3030C besitzt 100 frei konfigurierbare Zellen, bestehend aus einem Flip-Flop und mehreren logischen Gattern. Die Programmierung und Verschaltung wird in internen RAM-Zellen abgelegt und beim Systemstart beispielsweise aus einem seriellen PROM ausgelesen. In der ersten Version stellt das LCA die Taktschemata für 15 verschiedene komplexere Operationen (Kombinationen aus Basisoperationen) und damit auch Anwendungen zur Verfügung, die über Schalter selektiert werden. Die Steuerung der analog/digitalen Datenübertragung kann auch wahlweise ein PC übernehmen. Die seriell ausgegebenen Ausgangssignale und die parallel ermittelten Ausgangsspannungen lassen sich dann entweder mit einem Oszilloskop oder am PC visualisieren bzw. auswerten.

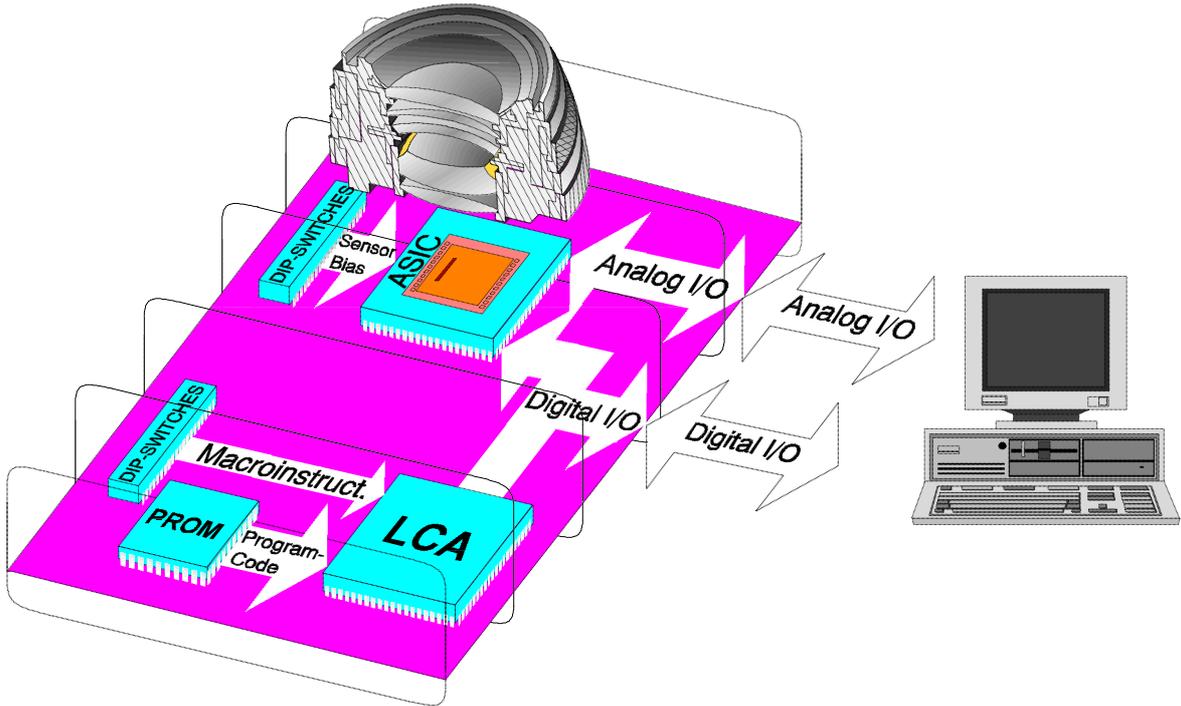


Bild 5.13: Systemimplementierung

5.4 Beispiel: Integriertes Autofokus-Bildsensormsystem

Das Ziel der hier vorgestellten Entwicklung war ein integriertes Bildsensormsystem zur automatischen Fokussierung von Kameras [82], [83]. Hierzu muß entweder die Entfernung des anvisierten Objektes direkt gemessen oder (oftmals in Spiegelreflexkameras hinter dem Kameraobjektiv) der Abstand der Fokusebene von der Filmebene bestimmt werden. Beim zweiten Verfahren ist die Realisierung des benötigten Regelkreises leichter, weil hier die Bildschärfe unmittelbar beurteilt werden kann. Mit dem realisierten Chip sind beide Prinzipien möglich.

Zur automatischen Fokussierung von Kameraobjektiven dient ein Verfahren zur Abstandsmessung, welches wie die Triangulation auf der Berechnung der Seitenlängen eines Dreiecks beruht. Diese Variante arbeitet auch passiv, sie kommt also bei ausreichender Umgebungsbeleuchtung und Umgebungsstruktur ohne zusätzlichen Lichtsender aus. Allerdings sind hier zwei Photosensorarrays notwendig, auf die jeweils ein gegeneinander verschobenes Zeilenbild projiziert wird. Diese Verschiebung ist ein Maß für den Abstand des anvisierten Objektes.

Die Verschiebung auf den Photosensorarrays kann mit Hilfe eines integrierten Bildsensormsystems ermittelt werden, welches eine Korrelation beider Zeilenbilder vornimmt. Das Maximum der Korrelationsfunktion ist dann das Maß für die Verschiebung. Die Korrelation geschieht digital auf dem Chip. Dazu müssen die Zeilenbilder zunächst 1-Bit codiert werden.

5.4.1 Benötigtes Auflösungsvermögen

Um das notwendige Auflösungsvermögen der Entfernungsmessung für eine Kamera-Fokussierung zu bestimmen sind Kenntnisse über die Brennweite des verwendeten Kameraobjektivs F , die eingestellte Blendenzahl k und den maximal tolerierbaren Unschärfekreisdurchmesser c_{\max} auf dem Film (in der Regel 1% der Bilddiagonale) nötig. Innerhalb einer Distanzzone z liegen diejenigen Entfernungen, innerhalb derer der Unschärfekreisdurchmesser c_{\max} unterhalb der erlaubten Toleranz liegt, ohne daß das Objektiv verstellt werden muß. Aus der Herleitung in [84] ergibt sich eine Näherung für die Grenzen der einzelnen Distanzzonen, die mit der Entfernung a expandieren. Man wählt als Maß für das benötigte Auflösungsvermögen die Differenz der reziproken Grenzen der Distanzzonen $\Delta \frac{1}{a}$, weil diese Größe über den gesamten Meßbereich konstant ist. Bild 5.14 zeigt qualitativ den Unschärfekreisdurchmesser c über der Entfernung a bei linearem und bei reziprokem Maßstab sowie c über z bei reziprokem Maßstab.

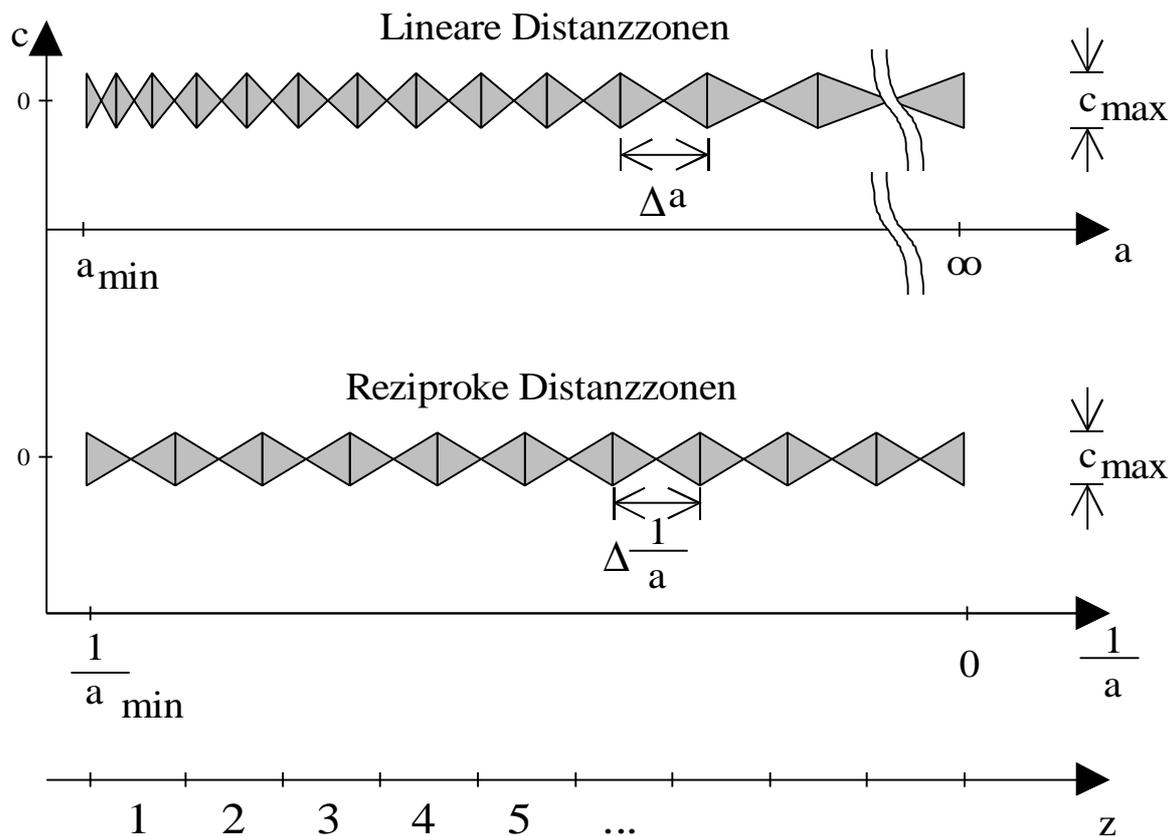


Bild 5.14: Unschärfekreisdurchmesser über der Entfernung und den Distanzzonen

Es gilt dann für das benötigte Auflösungsvermögen:

$$\Delta \frac{1}{a} = 2 \frac{c \cdot k}{F^2}. \quad (5.3)$$

Die Anzahl der aufzulösenden Distanzzonen z erhält man mit dem minimalen Objektabstand a_{\min} zu:

$$z = \frac{1/a_{\min}}{\Delta \frac{1}{a}}. \quad (5.4)$$

Tabelle 5.2 enthält für Beispiele verschiedener Kombinationen aus Filmformat, minimaler Blendenzahl, minimalem Abstand a_{\min} und dem gewählten Objektiv, das benötigte Auflösungsvermögen $\Delta \frac{1}{a}$ und Distanzzonenanzahl z .

Filmformat	Kameratyp	c / mm	F / mm	k _{min}	a _{min} / m	D1/a / m ⁻¹	z
90 x 120	Groß	0,1	100-300	5,6	2,5	0,012	34
60 x 90	Mittel	0,075	100-300	5,6	2,5	0,009	45
60 x 70	Mittel	0,067	100-300	5,6	2,5	0,008	50
60 x 60	Mittel	0,06	35-105	3,5-4,5	2,5	0,049	9
45 x 60	Mittel	0,05	100-300	4,5	2,5	0,006	67
24 x 36	Klein	0,033	35-70	3,5-4,5	1	0,061	63
18 x 24	Halb	0,025	35-70	3,5-4,5	1	0,046	22
13 x 17	Kleinst	0,017	35-105	3,5-4,5	2,5	0,014	29

Tabelle 5.2: Beispiele verschiedener Kamerakombinationen mit benötigtem Auflösungsvermögen

5.4.2 Meßverfahren, Kamera und Meßsystem

Direkte Entfernungsmessung

Die direkte Entfernungsmessung wird häufig in Sucherkameras eingesetzt. Dabei wird der Objektpunkt P auf beide Photosensorarrays um die Strecken b_1 und b_2 verschoben projiziert. Bild 5.15 zeigt eine mögliche Anordnung zur direkten Entfernungsmessung, in der der Strahlengang von P und eines unendlich entfernten Objektpunktes eingezeichnet ist. Aufgrund der Ähnlichkeit der Dreiecke ergibt sich für die Entfernung a:

$$a = \frac{b f}{b_1 + b_2}. \quad (5.5)$$

Die in Bild 5.15 gezeigten Hilfsspiegel werden zur virtuellen Vergrößerung von b verwendet. Dies ermöglicht einen geringeren Abstand der Photosensorarrays voneinander.

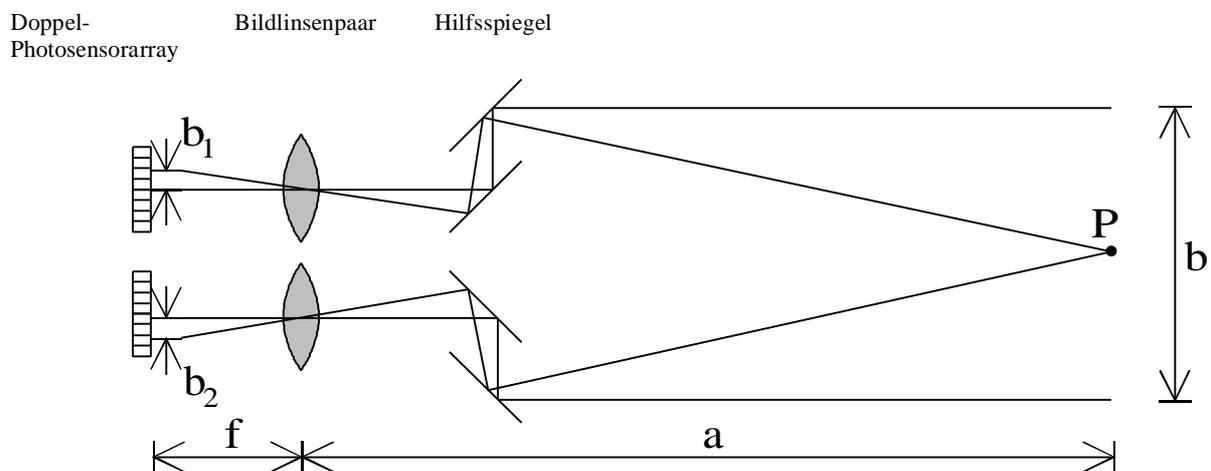


Bild 5.15: Verfahren zur direkten Entfernungsmessung

Messung durch das Objektiv

Bei einer Messung durch das Objektiv für die Autofokussierung ist das Meßsystem hinter dem Kameraobjektiv angebracht (TTL, through the lens). Dieses Verfahren wird in Spiegelreflexkameras verwendet. Die Abbildung eines Objektpunktes P in der Fokussierebene kann erneut als Objektpunkt P' behandelt werden. Die Entfernung der Fokussierebene von der Bildebene kann ebenso gemessen werden wie die Objektebene und stellt ein direktes Maß für die Bildschärfe dar, ohne von einer gemessenen Objektentfernung über die Objektivdaten auf die Bildschärfe schließen zu müssen. Bild 5.16 zeigt die prinzipielle Anordnung, in der eine Feldlinse zur virtuellen Vergrößerung des Abstandes der Fokussierebene eingebracht wurde. Die benötigten Blenden wurden in der Darstellung weggelassen.

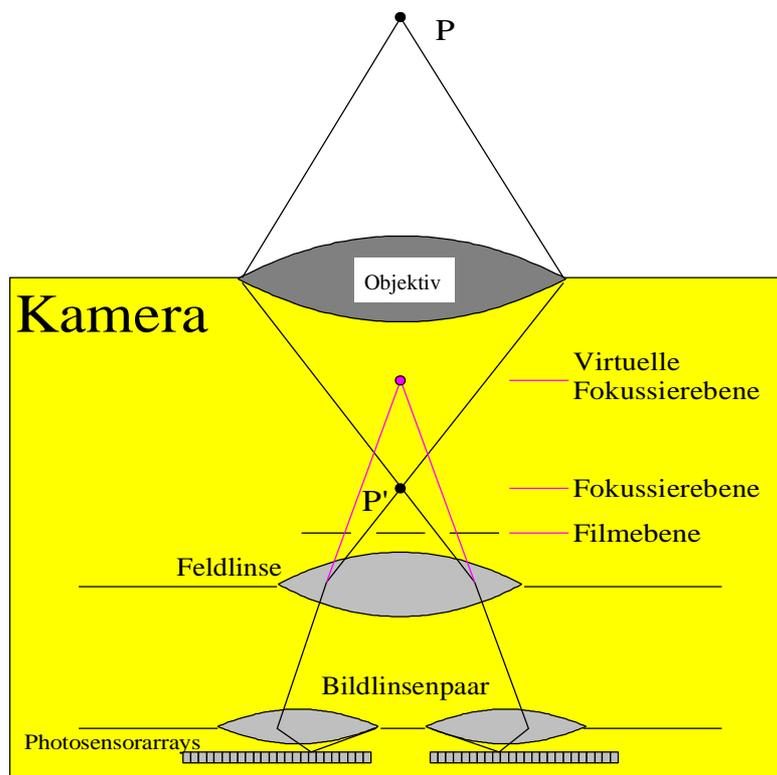


Bild 5.16: Prinzipielle Anordnung der Messung durch das Kameraobjektiv

Innerhalb einer Spiegelreflex-Kamera wird der Strahlengang umgelenkt und trifft auf das Autofokus-Meßsystem, wie Bild 5.17 schematisch zeigt.

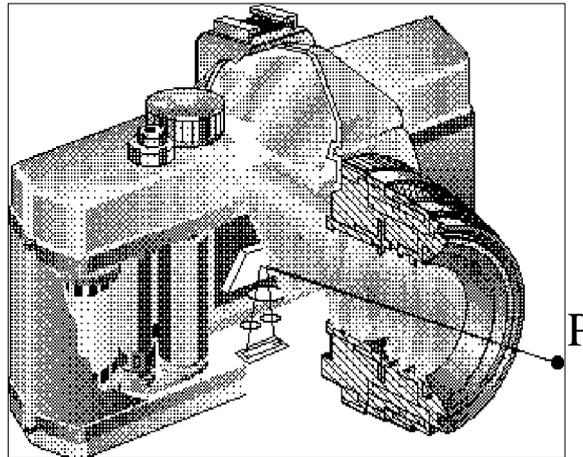


Bild 5.17: Anordnung eines Autofokus-Meßsystems in einer Spiegelreflex-Kamera

Meßsystemdaten

Die Vorgabe war eine Kamera mit den in Tabelle 5.3 aufgeführten Daten, wobei eine Messung durch das Objektiv vorgenommen werden soll.

Kameradaten für die Messung durch das Objektiv	
Kameratyp	Spiegelreflex, Kleinbild
maximale Brennweite F_{\max}	135 mm
minimale Blendenzahl k_{\min}	4,5
minimaler Abstand a_{\min}	1 m
erforderliche Tiefenauflösung $\Delta 1/a$	$0,016 \text{ m}^{-1}$
Anzahl aufzulösender Distanzzonen z	64

Tabelle 5.3: Vorgegebene Kameradaten

Die Geometrien des Meßsystems sowie die Brennweiten der verwendeten Linsen spielen eine wichtige Rolle für das Auflösungsvermögen. Mit wachsendem für das Meßsystem zu Verfügung stehendem Raum läßt sich das Auflösungsvermögen steigern. Dies widerspricht natürlich der Forderung nach Kompaktheit für den Einbau in ein Kameragehäuse. Ein Meßaufbau, der das geforderte Auflösungsvermögen von $0,016 \text{ m}^{-1}$ erreicht, wurde in [85] ermittelt. Wesentlich größere Auflösungen kann man durch Interpolation der Zeilenbilder erreichen. Dies ist z.B. dann möglich, wenn die Zeilenbilder zunächst Off-Chip verarbeitet werden.

Tabelle 5.4 enthält die ermittelten Daten des Meßsystems. Bild 5.18 zeigt einen schematischen Querschnitt durch das Meßsystem aus dem die Chiplänge und die Position der Photosensorarrays hervorgeht.

Berechnete Daten des Meßsystems für geforderte Randbedingungen	
Abstand Filmebene - Feldlinse	19mm
Abstand Bildlinsen - Feldlinse	14mm
Abstand Bildlinsen	7mm
Brennweite Feldlinse	35mm
Brennweite Bildlinse	4mm
Abstand Sensor - Bildlinsen	4,45mm
Platzbedarf	10mm x 20mm x 8mm

Tabelle 5.4: Daten des Meßsystems

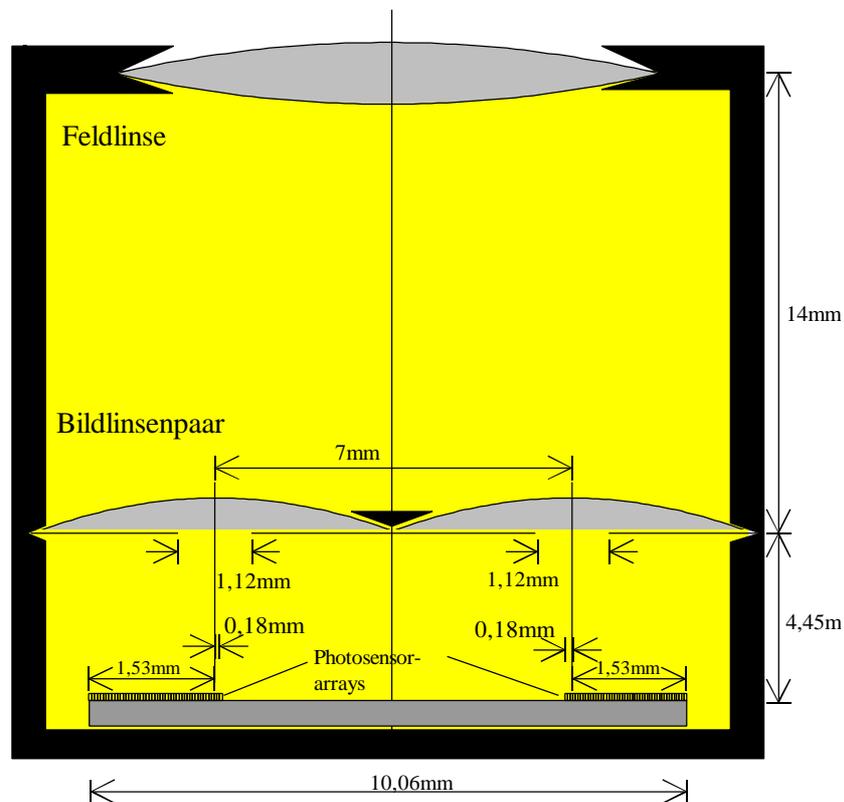


Bild 5.18: Schematischer Querschnitt des Meßaufbaus

5.4.3 Bildcodierung

Das Meßverfahren sieht eine Bestimmung der Ortsverschiebung zweier Zeilenbilder vor. Eine Möglichkeit, diese zu bestimmen, ist die Ermittlung des Maximums der Korrelationsfunktion beider Zeilenbilder. Da es sich nahezu um dieselben Zeilenbilder handelt, ist es ausreichend, die Bilder mit nur einem Bit zu codieren, was eine On-Chip Korrelation wesentlich vereinfacht. Dies kann z.B. durch Differenzbildung benachbarter Photosensorausgangssignale erfolgen. Durch die Differenzbildung ist das codierte Signal vom Gleichanteil des auftreffenden Helligkeitsverlaufes unabhängig. Die Subtraktion benachbarter Photosensorausgangssignale

entspricht einer Filterung oder Faltung mit der Faltungsmaske von (+1, -1, 0, 0, ...) in der diskreten Bildsignal-darstellung. Durch die Hochpaßcharakteristik wird jedoch auch das hochfrequente Fixed-Pattern-Noise des Photosensorarrays verstärkt. Also ist es günstiger, nicht die Differenzen der direkt benachbarten Photosensorsignale zu bilden, sondern einige Photosensorelemente bei der Differenzbildung zu überspringen. Welche Faltungsmaske die geeignetste ist, hängt letztlich vom Bild selbst ab, ob es mehr hochfrequente oder mehr niederfrequente Anteile im Ortsfrequenzspektrum besitzt. Bild 5.19 zeigt die Ortsfrequenzspektren verschiedener möglicher Faltungsmasken einer Differenzbildung und das Ortsrauschen eines Photosensorarrays aus Photo-MOSFETs im typischen Arbeitspunkt (Orts- und Ortsfrequenzbereichsdarstellung), welches durch die Unkorreliertheit der Photosensorelemente einen großen hochfrequenten Anteil zeigt. Die beste Unterdrückung des hochfrequenten Ortsrauschens erhält man mit der Faltungsmaske (-1, 0, +1). Die Ortsfrequenz ist normiert über $2/p$ aufgetragen, wobei p dem Abstand der Photosensorelemente entspricht.

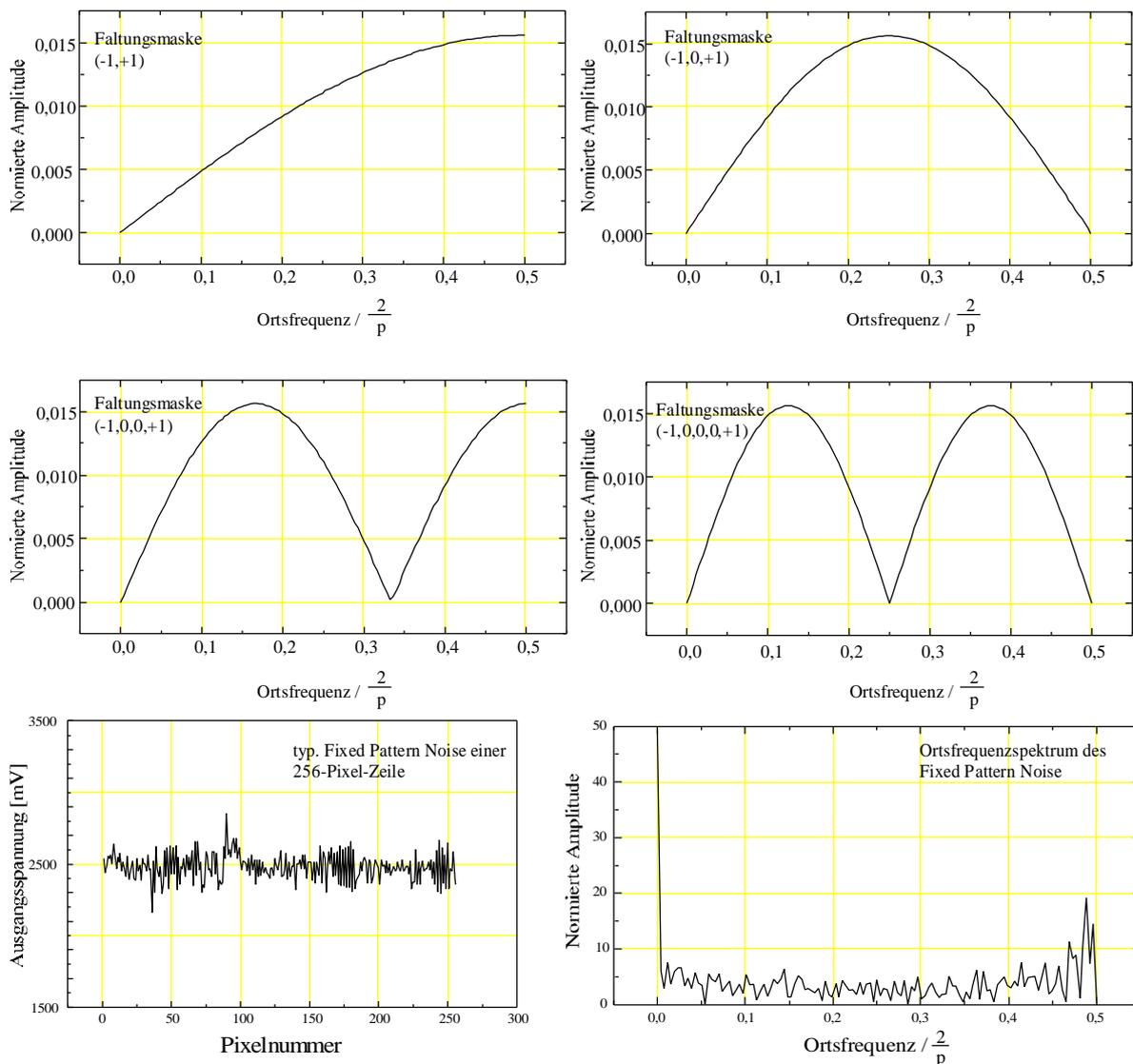


Bild 5.19: Ortsfrequenzspektrum verschiedener Faltungsmasken und typ. Fixed-Pattern-Noise

5.4.4 Meßfehlerwahrscheinlichkeit und Anzahl der Photosensorelemente

Die aufgenommenen Bildsignale der benachbarten Photosensorarrays sind auch bei ideal homogener Abbildung auf die Photosensorarrays nicht völlig gleich, sondern sie enthalten jeweils Bereiche, die nicht im benachbarten Bild vorkommen. Je geringer die Objektentfernung a , desto kleiner werden auch die übereinstimmenden Bereiche und desto geringer wird die Wahrscheinlichkeit für eine Berechnung des richtigen Maximums der Korrelationsfunktion. Bild 5.20 zeigt das Zustandekommen verschiedener übereinstimmender Bereiche auf den Photosensorarrays für unterschiedliche Objektentfernungen.

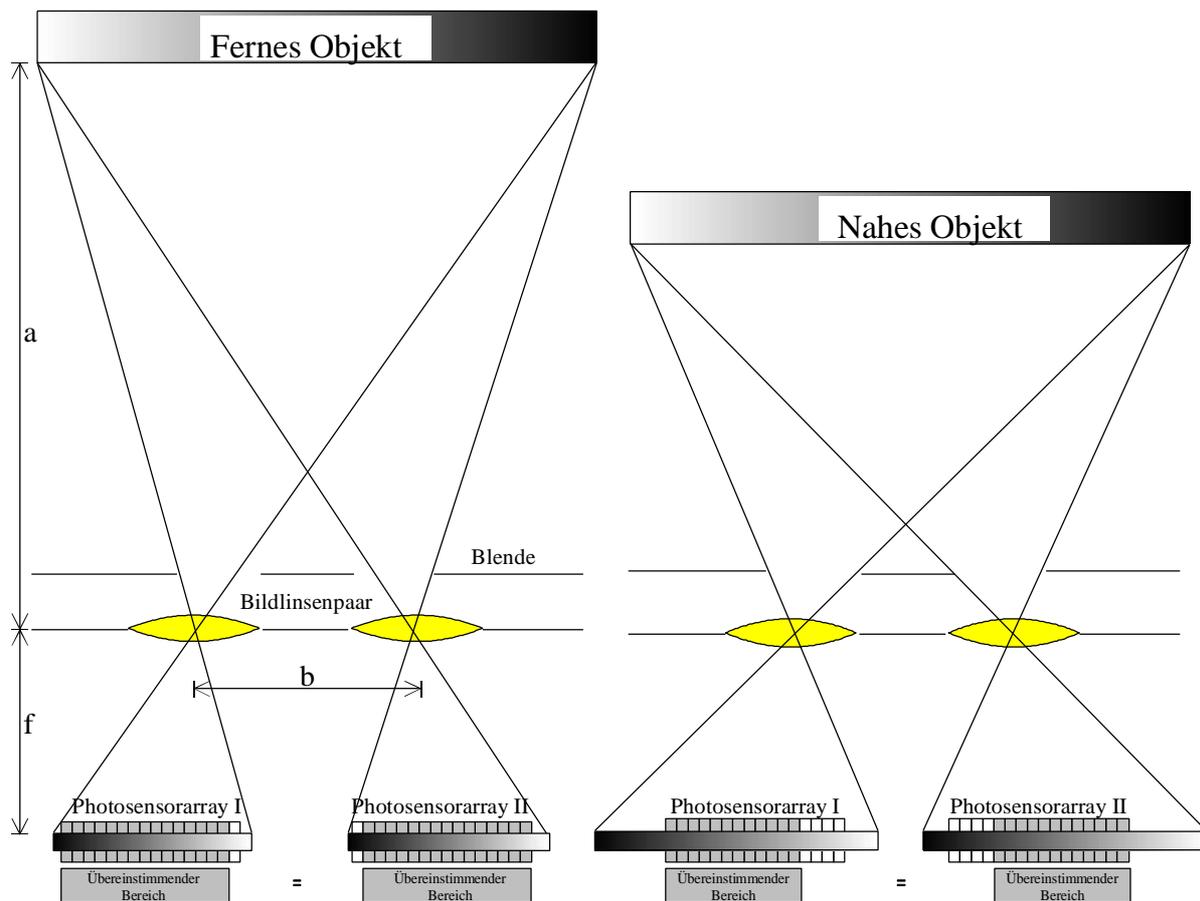


Bild 5.20: Projizierte Zeilenbilder für verschiedene Objektentfernungen

Die Anzahl der Bildelemente der nicht übereinstimmenden Bereiche ist gleich der zu ermittelnden Distanzzone. Im Falle von $a=a_{\min}$ ist der Anteil der nicht übereinstimmenden Bereiche am größten und die entsprechende Distanzzone ist für das betrachtete System $z=64$. In [86] wurde eine kombinatorische Berechnung durchgeführt, die die Wahrscheinlichkeit eines Meßfehlers durch die Bestimmung eines falschen Maximums der Korrelationsfunktion ermittelt. Als Voraussetzung wurde angesetzt, daß die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der Nullen und Einsen innerhalb der übereinstimmenden und nicht übereinstimmenden Bereiche binomialverteilt mit gleicher Auftretswahrscheinlichkeit $\Pr\{0\} = \Pr\{1\} = 0,5$ ist. Bild 5.21 zeigt die Wahrscheinlichkeit eines Meßfehlers über den Anteil der übereinstimmenden Bereiche mit der Anzahl der Photosensorelemente als Parameter.

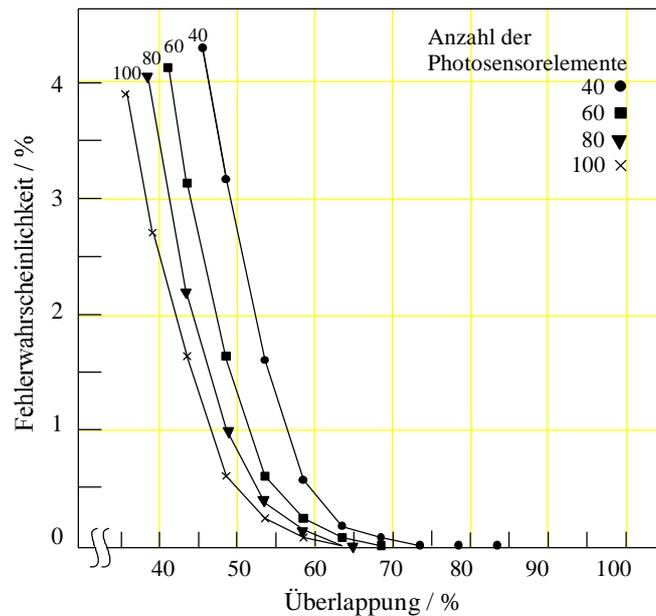


Bild 5.21: Meßfehlerwahrscheinlichkeit

Wenn man 100 Photosensorelemente pro Zeile ansetzt, ist für $z=64$ der Anteil der übereinstimmenden Bereiche 36%. Aus Bild 5.21 läßt sich entnehmen, daß die Meßfehlerwahrscheinlichkeit für diesen worst-case Fall immer noch unter 5% liegt. Trotz der enormen Informationsreduktion durch die 1-Bit Codierung kann also mit hoher Wahrscheinlichkeit das richtige Maximum ermittelt werden.

5.4.5 Chipdaten des integrierten Bildsensorsystems

Im analogen Schaltungsteil des realisierten Chips nehmen je 2×100 Photosensorelemente (Photo-MOSFETs) die versetzten Zeilenbilder auf. Als Spannungsausleseschaltung wurde wegen der hohen Flexibilität und Anpaßbarkeit auf verschiedene Beleuchtungsverhältnisse eine aktive Last und ein programmierbares Referenzspannungsnetzwerk gemäß Kapitel 3.2.2 gewählt. Die Differenzbildung wird von Komparatoren vorgenommen, die mit Hilfe von geschalteten Kondensatoren weitestgehend offsetfrei sind. Die 1-Bit Differenzen werden parallel in zwei Schieberegister geladen (Bild 5.22). Im Digitalteil der Schaltung werden die Anzahl der übereinstimmenden Bits der codierten Zeilenbilder gezählt, dabei werden alle Bits durch beide Schieberegister zyklisch verschoben. Nach jedem Zählerzyklus wird ein Schieberegister für einen Takt angehalten, und die Anzahl der übereinstimmenden Bits sowie die zugehörige Verschiebung werden in ein statisches Register abgelegt, wenn die Anzahl der übereinstimmenden Bits größer als die bereits gespeicherte ist. Nach 64 Zählerzyklen kann die ermittelte Distanzzone als 6-Bit Wort dem entsprechenden statischen Register z.B. von einem übergeordneten Mikrokontroller der Kamera entnommen werden. Der Digitalteil enthält einen Selbsttest, der mehrere vorgegebene Bitmuster mit verschiedenen bekannten Versätzen in die Schieberegister schreibt und jeweils den Versatz durch Korrelation ermittelt. Stimmt der bekannte Versatz mit dem Ergebnis der Korrelation bei allen vorgegebenen Bitmuster überein, war der Test erfolgreich.

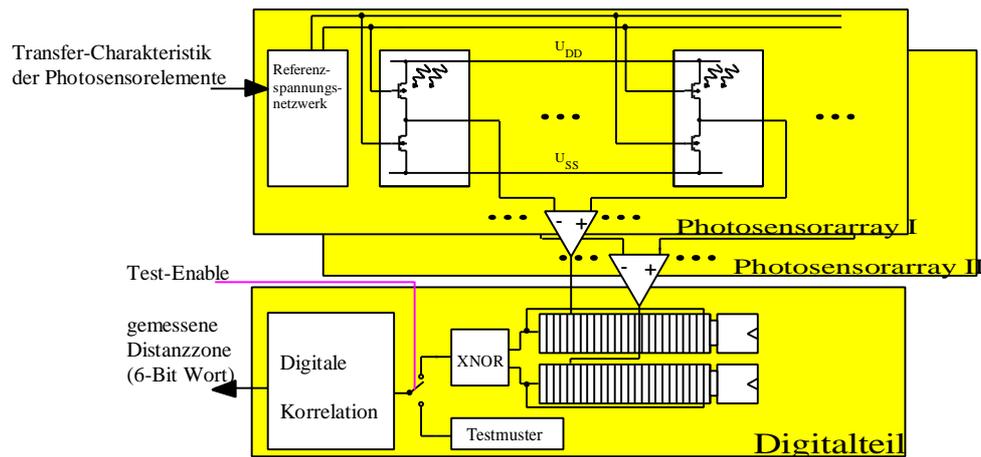


Bild 5.22: Blockschaltbild des integrierten Bildsensorsystems

Auf dem Chipfoto im folgenden Bild 5.23 verlaufenden die Photosensorarrays auf beiden Seiten horizontal. Die Komparatorarrays sind unter- bzw. oberhalb der Photosensorarrays realisiert. Der Abstand der Photosensorarrays ist durch die Geometrien des Meßsystems aus Tabelle 5.3 vorgegeben. Der dadurch zu Verfügung stehende Platz in der Chipmitte wird vom Digitalteil ausgefüllt. Die wichtigsten Chipdaten des realisierten integrierten Bildsensorsystems enthält Tabelle 5.5.

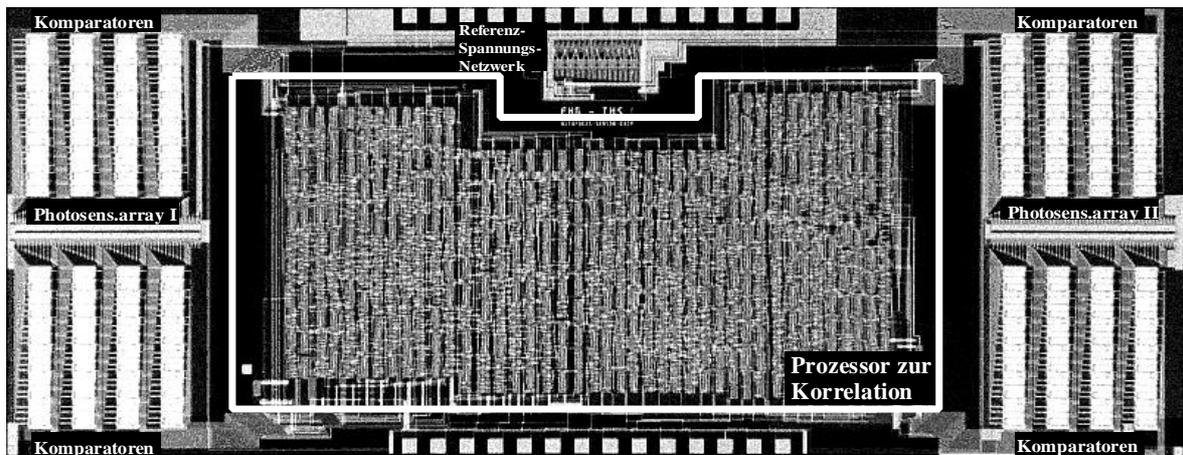


Bild 5.23: Chipfoto des integrierten Autofokus-Bildsensorsystems

Chipdaten des integrierten Bildsensorsystems	
CMOS-Prozeß	FhG-IMS-2 μ m-12V
Chipmaße	10mm x 3,5mm
Anzahl der Photosensorelemente	2 x 100
Abstand der Photosensorelemente	16 μ m
Taktfrequenz des Digitalteils	15MHz
Zeit für eine Messung	4,3ms
Betriebsspannung UDD - USS	5V ... 12V
Leistungsaufnahme bei typ. Arbeitspunkt und 5V Betriebsspannung	ca. 300mW

Tabelle 5.5: Chipdaten des integrierten Autofokus-Bildsensorsystems

6 Optische Systeme zur Analyse eindimensionaler zeitlich veränderlicher Bildsignale

In diesem Kapitel werden die Grundlagen für die Anwendung eindimensionaler Bildsensorik zur Messung der Geschwindigkeit von eindimensionalen Bewegungen bestimmter Objekte oder ganzer Szenen bereitgestellt.

Zunächst wird die für dieses Kapitel allgemein maßgebliche Größe, das Prinzip des optischen Flusses behandelt. Ein Anwendungsgebiet der Analyse des optischen Flusses ist die Geschwindigkeitsmessung.

Es werden verschiedene Gruppen von Geschwindigkeitsmeßverfahren näher betrachtet: Das Gradientenverfahren, das Korrelationsverfahren und das Ortsfrequenzfilterverfahren.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Chip zur Geschwindigkeitsmessung basierend auf dem Ortsfrequenzfilterverfahren entwickelt, deshalb werden anschließend verschiedene Ortsfrequenzfilterverfahren sowie die Darstellung von Ortsfrequenzfiltersignalen behandelt.

6.1 Optischer Fluß und Verschiebungsvektorfeld

Der optische Fluß beschreibt die zeitlichen Änderungen von Helligkeitswerten in Bildsequenzen ein- oder zweidimensionaler Szenen und läßt sich somit durch ein Vektorfeld beschreiben, aus dem Betrag und Richtung der Helligkeitswertänderung gewonnen werden kann. Die Dichte des Vektorfeldes kann je nach Vorgabe variieren, z.B. kann jedem Bildpunkt oder lediglich Kantenpunkten ein Vektor zugeordnet sein. Die Helligkeitswertänderungen des optischen Flusses können nicht nur aus Objektbewegungen herrühren, sondern z.B. auch durch zeitliche Beleuchtungsänderungen. Daher wird das Vektorfeld, das ausschließlich aus Objektbewegungen herrührt, als Verschiebungsvektorfeld bezeichnet.

Die Bestimmung und Analyse des optischen Flusses wird häufig zur Erkennung von bewegten Objekten oder zur Objektverfolgung verwendet. Zur Analyse von zweidimensionalen Bildsequenzen stehen einige in der Literatur bekannte Verfahren zur Verfügung, die mit einem hohen Rechenaufwand verbunden sind.

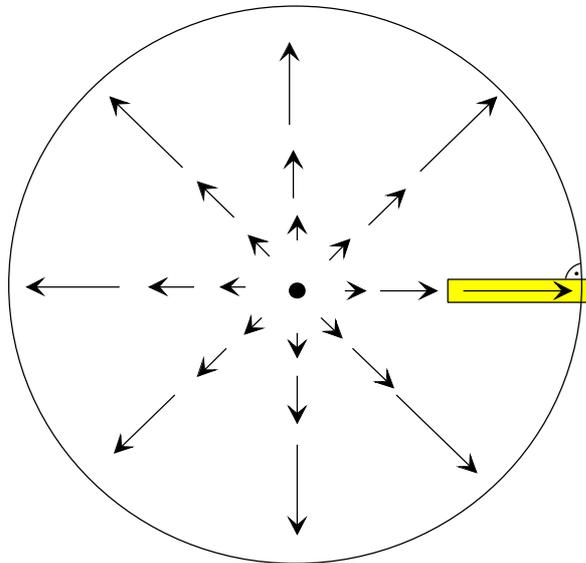
Für bestimmte Meß- oder Detektionsaufgaben kann der Rechenaufwand drastisch reduziert werden, wenn nur innerhalb eines näherungsweise eindimensionalen Meßfensters gemessen wird und folgendes vorausgesetzt werden kann:

- Das Verschiebungsvektorfeld hat innerhalb bekannter Meßfenster immer dieselbe Richtung.
- Die Änderung des Betrages der Verschiebungsvektoren innerhalb der Ausdehnung der Meßfenster ist vernachlässigbar gering.

Bild 6.1 zeigt zwei Beispiele von Verschiebungsvektorfeldern.

Quellenfeld:

z.B. Blick in Fahrtrichtung aus fahrendem Auto



Quellenfreies Feld:

z.B. Ausschnitt aus Partikelstrom

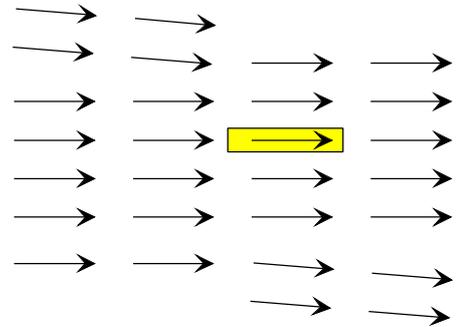


Bild 6.24: Beispiele von Verschiebungsvektorfeldern

Beispielsweise kann bei einer Autofahrt die in Fahrtrichtung aufgenommene Bildsequenz als ein Quellenfeld (Bild 6.1 links) betrachtet werden, dessen Divergenz also von Null verschieden ist. Der Ursprung des Verschiebungsvektorfeldes liegt im Fluchtpunkt der Perspektive. Zur Analyse des Verschiebungsvektorfeldes reicht es in bestimmten Fällen aus, die Beträge der Verschiebungsvektoren in Normalenrichtung zur Bildumrandenden zu kennen. Die Meßaufgabe reduziert sich dadurch auf das Bestimmen der Geschwindigkeitsbeträge in Längsrichtung der Meßfenster.

In vielen Fällen (z.B. bei Messungen von Partikelströmungen in Gasen) reicht für die Meßaufgabe aus, die Geschwindigkeit in Längsrichtung eines einzigen Meßfensters, also den im Meßfenster konstanten Verschiebungsvektorfeld, zu ermitteln.

Die oben gemachten Voraussetzungen vereinfachen eine On-Chip Integration zur eindimensionalen Bewegungsanalyse bzw. Geschwindigkeitsmessung und gelten für die weiteren Unterkapitel.

6.2 Geschwindigkeitsmeßverfahren

Für viele Aufgaben zur Geschwindigkeitsmessung, z.B. in der Automatisierungstechnik, ist es eine wichtige Randbedingung, berührungslos und somit schlupffrei zu messen, um den Prozeß nicht störend zu beeinflussen.

Drei wichtige Gruppen von optischen berührungslos arbeitenden Verfahren zur Geschwindigkeitsmessung sind das Gradientenverfahren, das Korrelationsverfahren und das Ortsfrequenzfilterverfahren. Die Algorithmen von Korrelationsverfahren und Ortsfrequenzfilterverfahren sind beide gut geeignet zur On-Chip Hardwareintegration zusammen mit den Photosensorenarrays, während das Gradientenverfahren rechnerisch aufwendiger ist, jedoch detailliertere Ergebnisse liefert, insbesondere dann, wenn das Verschiebungsvektorfeld nicht überall konstant ist.

6.2.1 Gradientenverfahren

Mit dem Gradientenverfahren läßt sich das Verschiebungsvektorfeld für jeden Bildpunkt bestimmen: Man geht beim Verschiebungsvektorfeld $\mathbf{v}_x(x)$ davon aus, daß sich die Beleuchtung der Szene während der Messung nicht ändert. Damit werden alle Änderungen in der Bestrahlungsstärkeverteilung auf dem Photosensorarray $\partial s(x,t)/\partial t$ von Bewegungen hervorgerufen und es gilt für den eindimensionalen Fall:

$$\frac{\partial s(x,t)}{\partial t} = \mathbf{v}_x(x) \frac{\partial s(x,t)}{\partial x} \quad (6.132)$$

und damit für den Verschiebungsvektor bzw. die Geschwindigkeit:

$$\mathbf{v}_x(x) = \frac{\frac{\partial s(x,t)}{\partial t}}{\frac{\partial s(x,t)}{\partial x}}. \quad (6.133)$$

Zur Berechnung von $v(x)$ muß folglich die Ortsableitung und die zeitliche Ableitung für jedes Photosensorelement gebildet werden und anschließend müssen die Ergebnisse dividiert werden. Der Aufwand, diese Verfahren On-Chip zu integrieren, ist enorm, dies belegt ein Beispiel einer bewegungssensitiven zweidimensionalen Bildmatrix [87] aus lediglich 8 x 8 Pixeln, die eine Chipfläche von 3500µm x 4000µm benötigen.

6.2.2 Korrelationsverfahren

Das Korrelationsverfahren ist im Gegensatz zum Gradientenverfahren biologisch inspiriert [88]. Es zielt daraufhin ab, die Geschwindigkeit über die Laufzeit oder den zurückgelegten Weg einer Bildszene mit dem einfachen Zusammenhang $v_x = \Delta x / \Delta t$ zu ermitteln. Die Laufzeit einzelner Objekte läßt sich zwar bereits mittels einer einfachen Lichtschrankenordnung (nulldimensionale Sensorik) bestimmen, wenn es sich jedoch nicht um Einzelobjekte, sondern

um statistisch verteilte Partikel oder Texturen in einer Bildszene handelt, kommt man nicht mehr mit derartigen Anordnungen aus. Hier ist es notwendig, geeignete Merkmale (z.B. Kanten) aus der Bildszene zu extrahieren und die Laufzeit oder den zurückgelegten Weg der Bildszene zu ermitteln. Laufzeit oder Wegstrecke sind dann mit geeigneten Korrelationsverfahren leicht ermittelbar, insbesondere dann, wenn die zu korrelierenden Szenen sich in 1-Bit-codierte Bitströme umwandeln lassen.

Ein mögliches Korrelationsverfahren besteht darin, die Korrelationsfunktion zweier zu festen Zeitabständen Δt abgetasteten Bildszenen zu ermitteln, um dann mit Kenntnis des Maximums der Korrelationsfunktion auf die zurückgelegte Wegstrecke der Bildszene zu schließen. Zum Beispiel könnte die Bildcodierung aus einer Kantendetektion mit Schwellenwertvergleich bestehen, so daß eine 1-Bit Korrelation anwendbar ist. In [89] wurde ein integriertes Bildsensormodul gezeigt, welches die Kanteninformation einer eindimensionalen Szene in einen 1-Bit-Strom umwandelt. Anschließend werden zwei 1-Bit-Ströme außerhalb des Chips mittels Mikroprozessor korreliert. Das Beispiel aus Kapitel 5.4. zeigt, daß eine On-Chip Korrelation ebenso möglich ist. Die Zuverlässigkeit dieses Verfahrens ist hier allerdings durch die Qualität der Kantendetektion beschränkt, die starke Kontraste in der Bildszene voraussetzt. Die maximale und minimale meßbare Geschwindigkeit sowie die Meßgenauigkeit sind durch die Anzahl der Photosensorelemente und die gewählten Zeitabstände Δt stark eingeschränkt.

Eine andere Variante für eine On-Chip integrierbare Lösung ist die Laufzeitmessung mittels Korrelation über Verzögerungsleitungen. In Bild 6.2 ist in Anlehnung an [90] der entsprechende Signalfluß schematisch wiedergegeben.

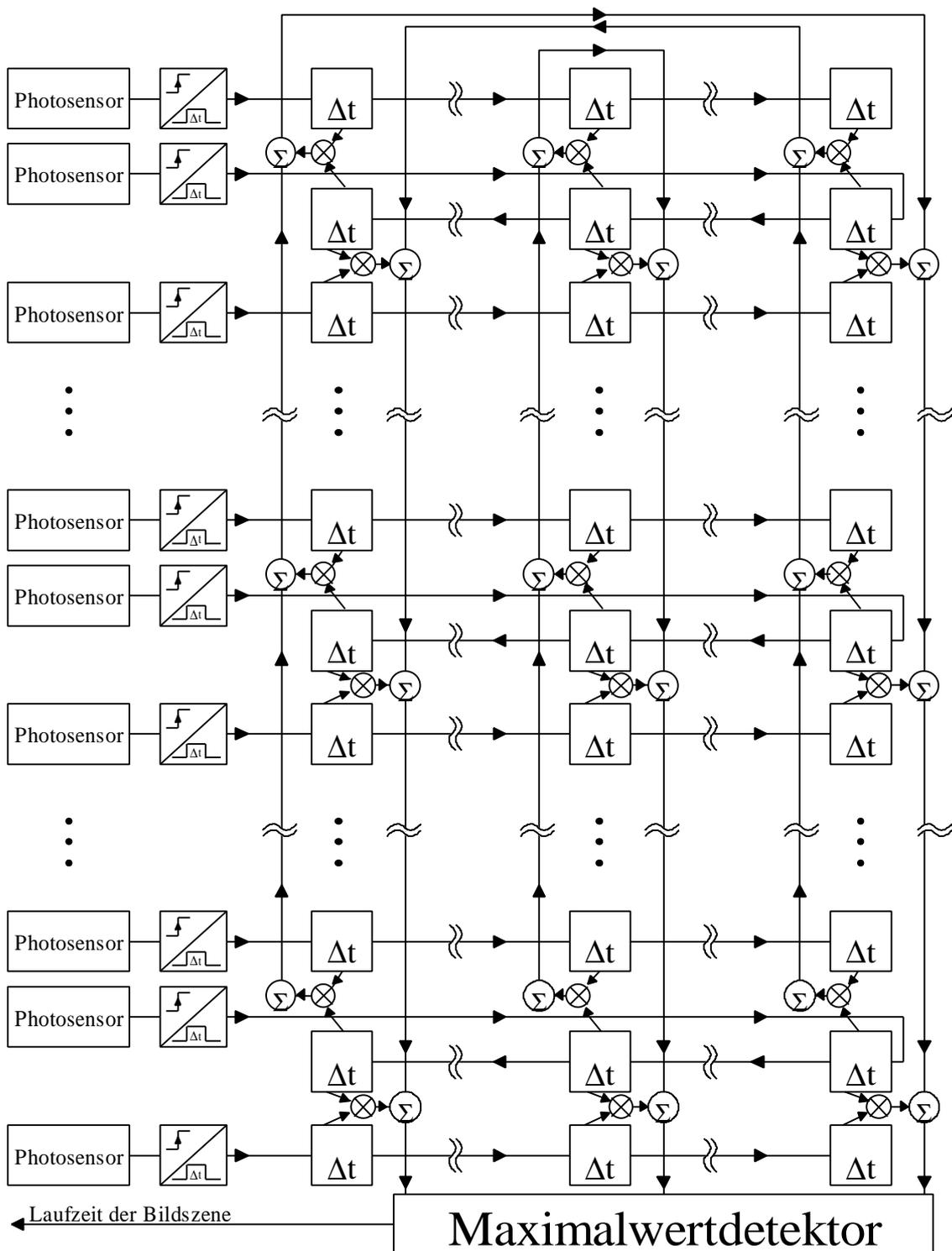


Bild 6.25: Blockschaltbild eines Einchip-Laufzeitmessers

Die zeitabhängigen auf einen Photosensor projizierten Helligkeitswerte enthalten schnell ansteigende Rampen, die als bewegte Objektkanten interpretiert werden. Diese Rampen, also schnelle Änderungen der Photoströme der Photosensorelemente, werden in Spannungspulse der Dauer Δt umgewandelt. Die generierten Spannungspulse benachbarter Photosensorelemente laufen nun über Verzögerungsleitungen mit einer zeitlichen Verzögerung von Δt gegeneinander. Das Zusammentreffen der Pulse wird durch 1-Bit Korrelatoren

detektiert, deren Ausgangssignale auf bestimmten Leitungen akkumuliert werden. Je schneller sich das Bildsignal über das eindimensionale Photosensorarray bewegt, desto weiter innen im Netzwerk treffen die Pulse zusammen. Der Ort der größten Akkumulation von Pulsen repräsentiert, laut gezeigtem Schema, die zu ermittelnde Laufzeit der Bildszene und somit die Geschwindigkeit. Die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung wird jedoch bei der Laufzeit von der Abtastzeit bzw. vom Systemtakt Δt bestimmt, und es besteht ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen zu messender Geschwindigkeit und Meßgenauigkeit. Die Meßgenauigkeit sinkt mit wachsender Geschwindigkeit.

Die noch meßbare Mindestgeschwindigkeit ist von der eingeschränkten Anzahl von Verzögerungen begrenzt.

Auch hier kann die Zuverlässigkeit des Meßverfahrens von der Qualität der Kantendetektion stark eingeschränkt sein.

6.2.3 Ortsfrequenzfilterverfahren

Bei Ortsfrequenzfilterverfahren (in der Literatur auch Ortsfilterverfahren) wird eine bewegte Bildszene oder ein bewegtes Objekt mit ortsfesten gitterförmigen periodischen Strukturen zur Geschwindigkeitsmessung überlagert. Das zeitabhängige Ausgangssignal der verwendeten Photosensoranordnung ist periodisch und hat in seinem zeitlichen Frequenzspektrum eine Maximumfrequenz f_0 , die direkt proportional zur Geschwindigkeitskomponente v_x mit senkrechter Orientierung zur Ausrichtung des Gitters ist (z.B. Maskierung durch Gitter).

Als erstes Ortsfrequenzfilterverfahren sei zunächst die verbreitete Zweistrahl-Laser-Doppler-Anemometrie, bei der die Ortsfrequenzfilterung über die Projektion eines Gitters auf ein Meßvolumen erzielt wird, erwähnt. Der Aufbau solch eines Meßsystems ist sehr aufwendig, und stellt höchste Ansprüche an die Präzision der Optik. Bei diesem Zweistrahlverfahren wird der Laserstrahl über ein Strahlenprisma in zwei parallele, intensitätsgleiche Strahlen zerlegt, die fokussiert und unter einem Winkel φ zum Schnitt gebracht werden. Dabei entsteht ein Schnittvolumen (sog. Meßvolumen), dessen Durchmesser und Länge sich aus den Gegebenheiten des Meßsystems berechnen lassen.

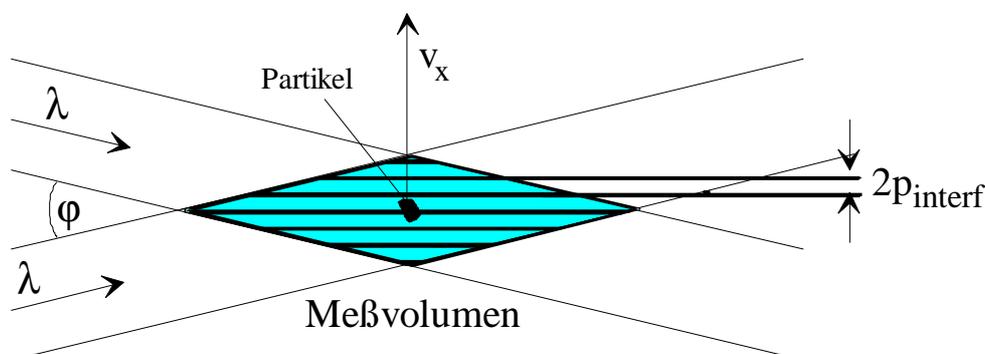


Bild 6.26: Bildung von Interferenzstreifen im Meßvolumen durch Kreuzung der Laserstrahlen

Die Interferenzstreifen haben den Abstand $2p_{\text{Interf}}$, der von der Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes und des Kreuzungswinkels φ abhängt:

$$2p_{\text{Interf}} = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\varphi}{2}}. \quad (6.134)$$

Ein Teilchen, das sich mit der Geschwindigkeit v_x durch das Meßvolumen bewegt, streut das Licht der hellen Streifen mit der Frequenz f_0 , die proportional zur Geschwindigkeitskomponente v_x ist und kann von einem einzelnen Photosensor detektiert und anschließend ausgewertet werden. Die Frequenz des Streulichtes ist vom Beobachtungsort unabhängig, d.h. der einzelne Photosensor kann unter einem beliebigen Raumwinkel angeordnet werden. Die Intensitätsverteilung des Streulichtes im Raum ist sehr unregelmäßig. Dies bedeutet, daß zwar in Vorwärtsstreuanordnungen die Laserleistungen im Milliwattbereich genügen, im Rückstreubetrieb jedoch Laserleistungen im Wattbereich, in der Regel 1-5 W nötig sind [91].

Eine zweite Gruppe von Ortsfrequenzfilterverfahren arbeitet auch mit inkohärenter Beleuchtung. Hier wird eine sog. Gitterabtastung vorgenommen. Das Ausführungsbeispiel in Bild 6.4 zeigt das Prinzip der Geschwindigkeitsmessung mit einem Gitter als Ortsfrequenzfilter, welches als Maskierung des Streulichtes im Meßvolumen dient. Der einzelne Photosensor empfängt wie bei der Laser-Doppler-Anordnung ein periodisches Signal mit der Periodizität f_0 , welche über den Abbildungsmaßstab der Optik M und der Gitterkonstante $2p$ proportional zu v_x ist:

$$v_x = \frac{2p f_0}{M}. \quad (6.135)$$

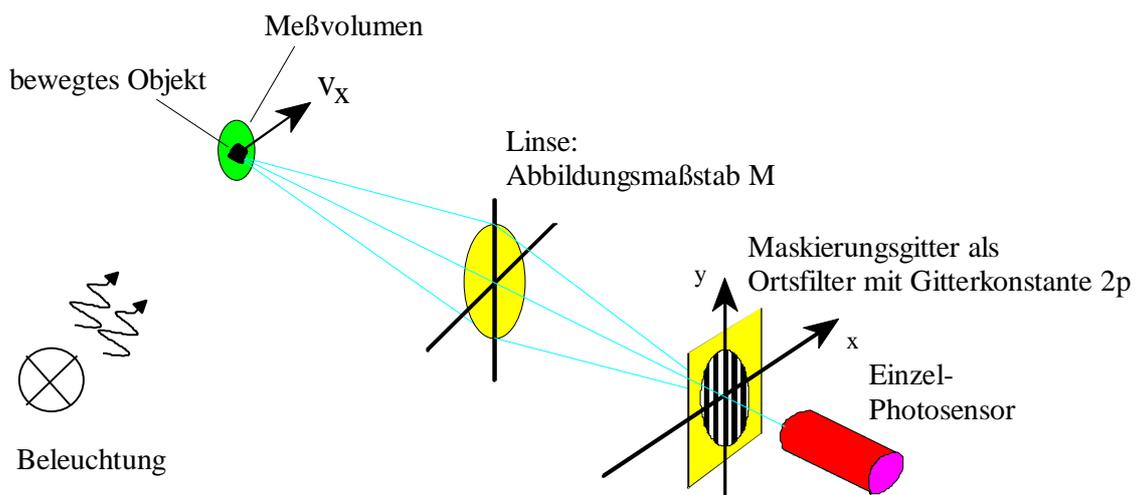


Bild 6.27: Prinzip zur Messung der Geschwindigkeit mit einem Maskierungsgitter als Ortsfrequenzfilter

Eine weitere Ausführung der Gitterabtastung ist die Verwendung eines aktiven Maskierungsgitters als Ortsfrequenzfilter, d.h. das Maskierungsgitter wird durch ein

eindimensionales Photosensorarray nachgebildet. Die Ausgangssignale der Ausleseschaltungen der Photosensoren erfahren wechselweise eine positive und negative Gewichtung und werden anschließend aufsummiert. Den undurchlässigen Bereichen des einfachen Maskierungsgitters entspricht eine negative Gewichtung und den durchlässigen Bereiche eine positive Gewichtung der Ausgangssignale. Die wechselweise Gewichtung mit +1 und -1 nennt man Differenzgitter. Eine entsprechende Meßanordnung ist in Bild 6.5 schematisch dargestellt und hat eine wesentlich bessere Gleichlichtunterdrückung als die zuvor vorgestellten Anordnungen des Laser-Doppler-Verfahrens und des einfachen Maskierungsgitters. Darüber hinaus eignet sie sich im Hinblick auf eine On-Chip Integration von Photosensorarray und Auswerteelektronik hervorragend.

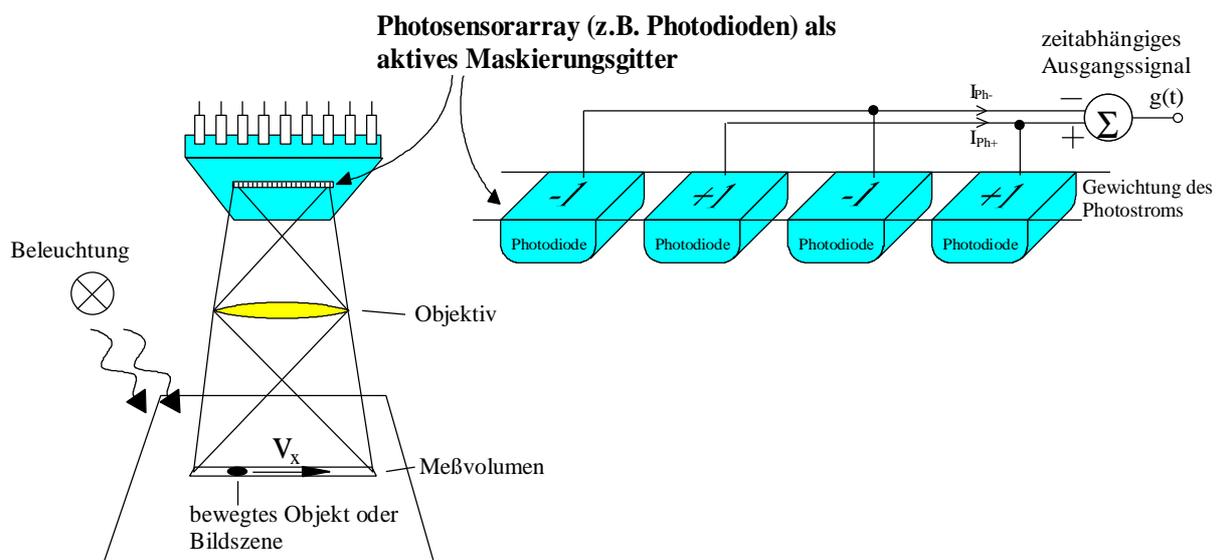


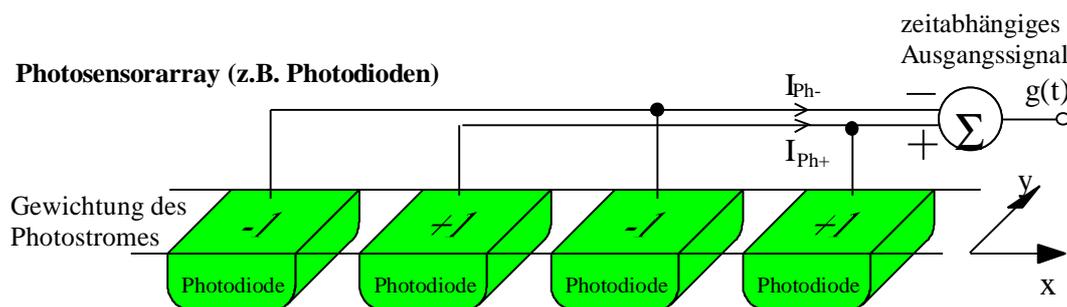
Bild 6.28: Meßanordnung mit aktivem Maskierungsgitter als Ortsfrequenzfilter

Als Alternative zu integrierten Hardwarelösungen könnte man z.B. diskrete Photodioden zu einem Photosensorarray positionieren. Eine weitere Möglichkeit besteht in einer zeilenförmigen Anordnung der Eingänge von Lichtleitfasern, aus denen wechselweise die zwei Gruppen (gerade und ungerade Fasern) gebündelt werden und zur Auswertung zwei einzelnen Photosensoren zugeführt werden, wie es beispielsweise in [92] realisiert wurde. Eine nichtintegrierte Lösung birgt jedoch Schwierigkeiten in z.B. der exakten Positionierung der Photosensorelemente, also in der Einhaltung einer gleichbleibenden Gitterkonstante.

6.3 Darstellung von Ortsfrequenzfiltersignalen

6.3.1 Orts- und Zeitbereich

Bild 6.6 zeigt einen Schnitt durch ein Photosensorarray (hier z.B. Photodioden). Führt man eine Gewichtung gemäß einem Differenzgitter und anschließender Summation durch, so entsteht eine Gesamtapertur des aktiven Maskierungsgitters $h(x)$, die sich aus den mikroskopischen Aperturen der einzelnen Photosensorelemente $h_m(x)$ zusammensetzt. Die mikroskopische Apertur eines Photosensorelementes wird hier als trapezförmig angenommen.



resultierende Apertur des aktiven Maskierungsgitters

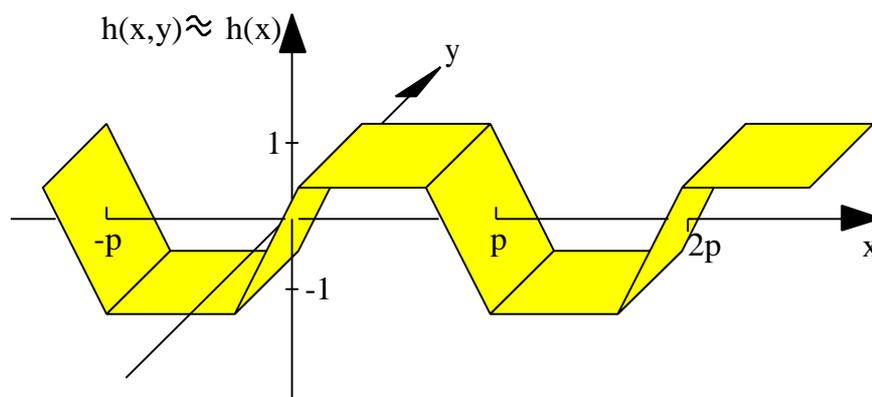


Bild 6.29: Beispiel einer Aperturfunktion von aktiven Maskierungsgitter

Die Gitterkonstante eines aktiven Maskierungsgitters ist $2p$. Innerhalb einer Gitterkonstante von $-p < x < +p$ soll die elementare Apertur des Maskierungsgitters $h_e(x)$ aus zwei mikroskopischen Aperturen des Photosensorelementes wie folgt definiert sein:

$$h_e = h_m\left(x - \frac{p}{2}\right) - h_m\left(x + \frac{p}{2}\right). \quad (6.136)$$

Für ein unendlich ausgedehntes aktives Maskierungsgitter gilt:

$$h(x,y) \approx h(x) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} h_e(x - i 2p). \quad (6.137)$$

Bei der Bildsignalaufnahme mit einem aktiven Maskierungsgitter als Ortsfrequenzfilter wird das aufsummierte Ausgangssignal der Ausleseschaltungen zu einem festen Zeitpunkt (oder bei

unbewegter Bildszene) $g(t_0)$ durch die Integration der Bestrahlungsstärkeverteilung $s(x,y)$ in der Photosensorebene mit einer Bewertung durch die Aperturfunktion des Ortsfrequenzfilters $h(x,y)$ gebildet (siehe auch Kapitel 4.2 über die mikroskopische Apertur eines einzelnen Photosensorelements):

$$g(t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x,y) s(x,y) dy dx . \quad (6.138)$$

Das Ausgangssignal der Ausleseschaltungen g soll im folgenden als Ortsfrequenzfiltersignal bezeichnet werden.

Für konstante Apertur in y -Richtung $h(x,y) = h(x)$ (z.B. Bild 6.6) gilt:

$$g(t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[h(x) \int_{-\infty}^{\infty} s(x,y) dy \right] dx . \quad (6.139)$$

Für große Ausdehnung der Apertur in y -Richtung (Extremfall: unendlich) und für Bildszenen mit statistischer Bestrahlungsstärkeverteilung, deren Ortsmittelwert in y -Richtung von x unabhängig ist, gilt an einer beliebigen Stelle x_0 :

$$\bar{s}_y = \int_{-\infty}^{\infty} s(x_0, y) dy . \quad (6.140)$$

Wegen der Periodizität von $h(x)$ in x -Richtung verschwindet dann das Ortsfrequenzfiltersignal bei gerader Anzahl von Photosensorelementen:

$$g(t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x) \bar{s}_y dx = 0 . \quad (6.141)$$

Für diesen Fall hat das Maskierungsgitter keine Filterwirkung. Hieraus kann gefolgert werden, daß die Ausdehnung der Apertur in y -Richtung je nach Charakteristik von $s(x_0,y)$ nicht zu groß werden darf. Im Idealfall ist die Apertur des Gitters in y -Richtung unendlich schmal bei gleichzeitiger endlicher Empfindlichkeit der Photosensorelemente. Diesem Idealfall soll im folgenden zumindest derart entsprochen werden, als daß eine kleine aber endliche Gitterausdehnung in y -Richtung angenommen wird, innerhalb derer s nur von x abhängt. Dadurch reduziert sich das Ortsfrequenzfiltersignal (ohne Konstanten zu berücksichtigen) zu:

$$g(t_0) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x) s(x) dx . \quad (6.142)$$

Die Ortsfrequenzfilterwirkung des Maskierungsgitters ist nicht nur abhängig von der Ausdehnung in y -Richtung, sondern auch vom Verhältnis zwischen Gitterkonstante $2p$ und Teilchengröße. Haben z.B. die Teilchen eine Ausdehnung von genau $2p$ oder ganzzahlige Vielfache davon, so kommt es zu einer Auslöschung und die Filterwirkung verschwindet bei dem oben betrachteten Differenz-Trapezgitter vollständig, da das Ausgangssignal stets Null ist. Wird die Geschwindigkeit von Partikeln einheitlicher Ausdehnung gemessen, sollte die

Auslöschung bei der Dimensionierung der Optik vermieden werden. Handelt es sich um Ströme von Partikeln mit statistisch verteilter Größe oder statistisch verteilte Bildszenen wie Texturen, so ist das Auslöschproblem in den meisten Fällen vernachlässigbar.

Wenn sich ein Objekt oder eine Szene mit der konstanten Geschwindigkeit $v_B = M v_x$ in x -Richtung über das Photosensorarray bewegt, nimmt die Bestrahlungsstärkeverteilung den Wert $s(x-v_B t)$ an. Das Ortsfrequenzfiltersignal ist somit zeitabhängig und es gilt mit der zeitabhängigen Verschiebung der Beleuchtungsfunktion $x_B = v_B t$ für das Ortsfrequenzfiltersignal:

$$g(v_B t) = g(x_B) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x) f(x - x_B) dx. \quad (6.143)$$

Ein ähnliches Integral wurde auch in Gleichung 4.7 hergeleitet. Hierbei handelt es sich nicht um ein Faltungsintegral, weil x und nicht x_B die Integrationsvariable ist. Die rechte Seite von Gleichung 6.11 entspricht nur dann einem Faltungsintegral, wenn es sich um eine spiegelsymmetrische Aperturfunktion $h(x) = h(-x)$ handelt. Dies ist beim Differenzgitter allerdings nicht der Fall, denn vielmehr liegt hier Punktsymmetrie vor:

$$h(x) = -h(-x). \quad (6.144)$$

In diesem Fall gilt dann:

$$g(v_B t) = g(x_B) = -h(x_B) * f(x_B). \quad (6.145)$$

Die invertierte Aperturfunktion des aktiven Maskierungskitters $-h(x_B)$ wirkt also wie ein Filter auf die auftreffende bewegte Bestrahlungsstärkeverteilung und produziert ein zeitabhängiges Signal $g(v_B t)$ am Summationsknoten der Ausgangssignale der Photosensorelemente.

6.3.2 Frequenzbereich

Bevor man die Darstellung von Ortsfrequenzfiltersignalen im Frequenzbereich betrachtet, muß zunächst auf die notwendige Unterscheidung von zeitlicher Frequenz f und Ortsfrequenz f_x hingewiesen werden. Des weiteren korrespondiert die Ortsfrequenz f_x im Ortsfrequenzbereich mit der zeitlich abhängigen Verschiebung der Bestrahlungsstärkeverteilung auf dem Photosensorarray $x_B = v_B t$ im Ortsbereich. Dies führt dazu, daß die zeitliche Frequenz f als Bestandteil des Ortsfrequenzfiltersignals mit der Ortsfrequenz f_x über

$$f = f_x \cdot v_B \quad (6.146)$$

miteinander verknüpft sind.

In seltenen Fällen handelt es sich bei den Bestrahlungsstärkeverteilungen zu einem festen Zeitpunkt um deterministische Signale, sondern meist um Zufallsprozesse im Raum. Daher müssen hier die Signale mit statistischen Methoden formuliert werden. Bei der Beschreibung eines stationären Prozesses sind die Scharmittelwerte einfache Konstanten, die an jedem beliebigen Ort bestimmt werden können. Weiterhin sind die Verbundmittelwerte 2. Ordnung

nur noch von der Ortsverschiebung x_B abhängig. Damit ist die Autokorrelation stationärer Prozesse nur eine Funktion von x_B . Ergodische Prozesse sind stationäre Prozesse, für die zusätzlich alle Ortsmittel gleich den entsprechenden Scharmitteln sind. Mit der Annahme, daß die Bestrahlungsstärkeverteilung $s(x)$ ein stationärer, ergodischer Prozeß ist, gilt für die Autokorrelationsfunktion der Beleuchtungsfunktion $\varphi_{ss}(x_B)$:

$$\varphi_{ss}(x_B) = E[s(x) s(x + x_B)], \quad (6.147)$$

wobei $E[\]$ den Erwartungswertoperator bezeichnet.

Will man die Autokorrelationsfunktion des statistischen Ausgangssignals eines Systems (hier: Ortsfrequenzfiltersignal) $\varphi_{gg}(x_B)$ bestimmen, so kann diese mit Hilfe der Wiener-Lee Beziehung [93] bestimmt werden:

$$\varphi_{gg}(x_B) = \varphi_{ss}(x_B) * \varphi_{hh}(x_B). \quad (6.148)$$

$\varphi_{hh}(x_B)$ ist die deterministische Autokorrelationsfunktion der Aperturfunktion, und $\varphi_{ss}(x_B)$ ist die statistische Autokorrelationsfunktion der Bestrahlungsstärkeverteilung.

Hier sei angemerkt, daß $\varphi_{hh}(x_B)$ dasselbe Ergebnis für $h(x)$ oder $-h(x)$ liefert, daher ist das Minuszeichen in Gleichung 6.13 bei der statistischen Betrachtung ohne Bedeutung.

Für die Fouriertransformierte von $\varphi_{hh}(x_B)$ gilt:

$$\varphi_{hh}(x_B) \quad \circ \text{---} \bullet \quad |H(f_x)|^2. \quad (6.149)$$

Für die Fouriertransformierte von $\varphi_{ss}(x_B)$ gilt hingegen:

$$\varphi_{ss}(x_B) \quad \circ \text{---} \bullet \quad \Phi_{ss}(f_x). \quad (6.150)$$

$\Phi_{ss}(f_x)$ ist das Leistungsdichtespektrum des Zufallsprozesses $s(x)$. Mit Gleichung 6.17 gilt dann die Fourierkorrespondenz:

$$\varphi_{gg}(x_B) = \varphi_{ss}(x_B) * \varphi_{hh}(x_B) \quad (6.151)$$



$$\Phi_{gg}(f_x) = \Phi_{ss}(f_x) |H(f_x)|^2. \quad (6.152)$$

Gleichung 6.20 zeigt, daß sich $|H(f_x)|^2$ wie eine Filterfunktion auf das Eingangslleistungsdichtespektrum $\Phi_{ss}(f_x)$ im Ortsfrequenzbereich auswirkt.

Das Maximum der Durchlaßcharakteristik eines trapezförmigen Differenzgitters als Ortsfrequenzfilter liegt in der Nähe der Ortsfrequenz $f_{x0}=1/2p$. Wegen der endlichen Ausdehnung in x -Richtung des Ortsfrequenzfilters liegt das Maximum nicht genau bei f_{x0} , jedoch nimmt diese Genauigkeit und auch die Filtergüte mit der Anzahl der Gitterperioden zu. Ist die Aperturfunktion nicht sinusförmig, so treten neben dem Hauptmaximum bei f_{x0} noch Nebenmaxima bei den Frequenzen $n/2p$ auf. Die Filtercharakteristik eines Differenzgitters

weist im Ortsfrequenz- bereich keinen Gleichanteil auf, was sich insbesondere bei starker Beleuchtung (hoher Gleichanteil) und geringem Kontrast in der Bestrahlungsstärkeverteilung vorteilhaft auswirkt.

Im folgendem Bild 6.7 wird ein qualitatives Beispiel typischer Eingangsleistungsdichtespektren $\Phi_{ss}(f_x)$ für Asphalt oder weißes Kopierpapier sowie einer möglichen Ortsfrequenzfiltercharakteristik eines Differenzgitters $|H(f_x)|^2$ gezeigt. Das Ausgangsleistungsdichtespektrum $\Phi_{gg}(f_x)$ ergibt sich laut Gleichung 6.20 durch die Multiplikation der Filtercharakteristik mit dem Eingangsleistungsdichtespektrum $\Phi_{ss}(f_x)$.

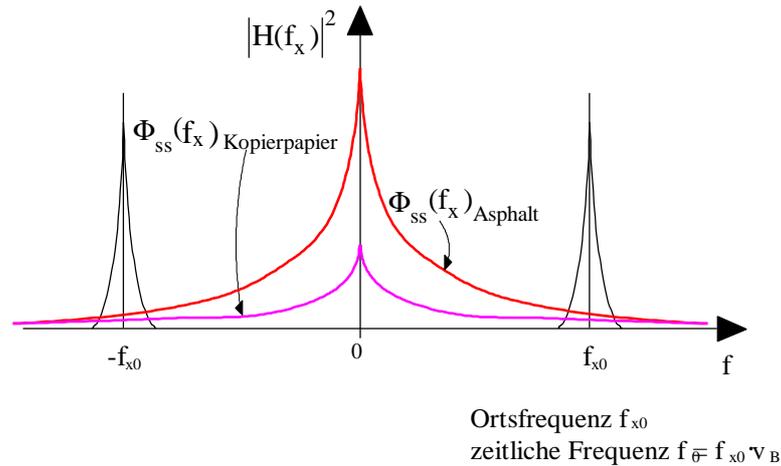


Bild 6.30: Filterung des Eingangsleistungsdichtespektrums mittels $|H(f_x)|^2$

Das zeitabhängige Ortsfrequenzfiltersignal hat bandpaßförmigen Charakter und die Bandmitten- frequenz liegt näherungsweise bei f_0 , woraus die Bewegungsgeschwindigkeit der Bestrahlungsstärkeverteilung v_B über das Photosensorarray oder deren absolute Geschwindigkeit v_x ermittelt werden kann:

$$v_B = \frac{f_0}{f_{x0}}, \text{ mit } f_{x0} = 1/2p, \quad (6.153)$$

bzw. mit dem optischen Abbildungsmaßstab M :

$$v_x = \frac{f_0}{f_{x0} M}. \quad (6.154)$$

6.4 Beispiel: Integriertes Bildsensormessungssystem zur Geschwindigkeitsmessung

Eine On-Chip CMOS-Integration eines Maskierungsgitters als Ortsfrequenzfilter zur Geschwindigkeitsmessung bietet sich u.a. deswegen an, weil die Gewichtung und Summation aller Ausgangssignale der Photosensoren bereits auf dem Chip erfolgen kann und die Geometrie sowie Anzahl der Photosensorelemente nahezu frei wählbar und an bestimmte Vorgaben anpaßbar ist.

Zur Zeit werden z.B. in [94] CCD-Photosensorarrays als integriertes Maskierungsgitter verwendet. Bei einem CCD-Photosensorarray mit üblichem Taktschema müssen jedoch alle Ausgangssignale der Photosensorelemente ausgegeben sowie Off-Chip gewichtet und aufsummiert werden, um das ortsbandpaßgefilterte Signal zu erhalten. Weiterhin muß man mit den vorgegebenen Geometrien der handelsüblichen CCD-Photosensorarrays auskommen. Die CCDs arbeiten zeitdiskret mit festen Belichtungszeiten, so daß bei niedriger Beleuchtung ggf. nur sehr langsam aufgrund der hohen Belichtungszeit seriell und sukzessive ausgelesen werden kann. Dies führt dann zu einer starken Begrenzung der maximal meßbaren Geschwindigkeit.

Im Gegensatz zu einem CCD-Photosensorarray ist bei dem im folgenden vorgestellten integrierten CMOS-Bildsensormessungssystem [95] das gewichtete und aufsummierte ortsbandpaßgefilterte Ausgangssignal On-Chip parallel und in Echtzeit generiert worden und ist aufgrund der Architektur der Ausleseschaltung gleichanteilsfrei. Das integrierte CMOS-Bildsensormessungssystem stellt somit u.a. die wesentlich kompaktere und robustere Lösung dar.

Zunächst wird in Kapitel 6.4 die mikroskopische Apertur und daraus die Filtercharakteristik des verwendeten Photosensorarrays bzw. des entstandenen Ortsfrequenzfilters bestimmt. Mit den Ergebnissen wird die maximal erreichbare Auflösung bei einer Geschwindigkeitsmessung bzw. Güte des Ortsfrequenzfilters ermittelt. Abschließend werden die Schaltungselemente und die Schaltungsarchitektur des integrierten Bildsensormessungssystems sowie einige Meßergebnisse vorgestellt.

6.4.1 Bestimmung der Filtercharakteristik

Die mikroskopische Apertur $h_m(x)$ der als Photosensorelemente verwendeten Photo-MOSFETs ist mit einem im FhG-IMS verfügbaren LSM (Laser Scan Microscope) ausgemessen worden. Der zur Messung genutzte Laserstrahl hat einen Durchmesser von ca. $2\mu\text{m}$. Die Positioniergenauigkeit des Lasers beträgt etwa $1\mu\text{m}$. Zur Messung wurde ein Testchip verwendet, auf dem sich Photo-MOSFETs mit den selben Geometrien befanden, wie auf dem integrierten Bildsensormessungssystem zur Geschwindigkeitsmessung. Auf dem Testchip ist eine Ausleseschaltung für jeden Photo-MOSFET in dem Photosensorarray vorhanden, deren Ausgangssignale über einen Multiplexer ausgegeben werden. Der Photostrom des Photo-MOSFET wurde auf einer Kapazität integriert und bei einer festen Integrationszeit in eine

proportionale Spannung umgewandelt (Ausleseschaltung aus Kapitel 3.2.1, Beispiel 2). Der Photo-MOSFET arbeitete dabei in schwacher Inversion, also mit linearer Transfer-Charakteristik und äußerst geringem Dunkelstrom. Die den Photo-MOSFET umgebende n-Wanne wird in eine Richtung fortgesetzt, wobei der Photo-MOSFET selbst mit einer Metallage abgedeckt ist. Über dem Fortsatz der n-Wanne, die den aktiven und damit lichtempfindlichen pn-Übergang bildet, ist ein Fenster freigelassen. Der Laserstrahl wurde entlang der in Bild 6.8 skizzierten Spur A-B in x-Richtung verfahren. Hier sei angemerkt, daß es sich beim ausgemessenen Photosensorelement um eines innerhalb des Photosensorarrays handelt. Befänden sich keine weiteren aktiven pn-Übergänge in der Umgebung, so würde die mikroskopische Apertur nicht so steil abfallen (siehe auch Kapitel 4.3). Bild 6.8 zeigt schematisch die Aufsicht auf das Layout des vermessenen Bereichs, sowie einen Querschnitt. Es ist deutlich zu sehen, daß sich die mikroskopische Apertur mit steigender Betriebsspannung $U_{DD}-U_{SS}$, die gleichzeitig die Sperrspannung der aktiven pn-Diode U_{Diode} ist, verbreitert. Dies liegt an der wachsenden Ausdehnung der Raumladungszone und damit den Driftstromanteilen, die zum Photostrom beitragen. Der zu realisierende Chip wird mit einer Betriebsspannung $U_{DD}-U_{SS}$ von 7V versorgt. Daher ist für die Auswertung der Filtercharakteristik die Apertur bei 7V relevant.

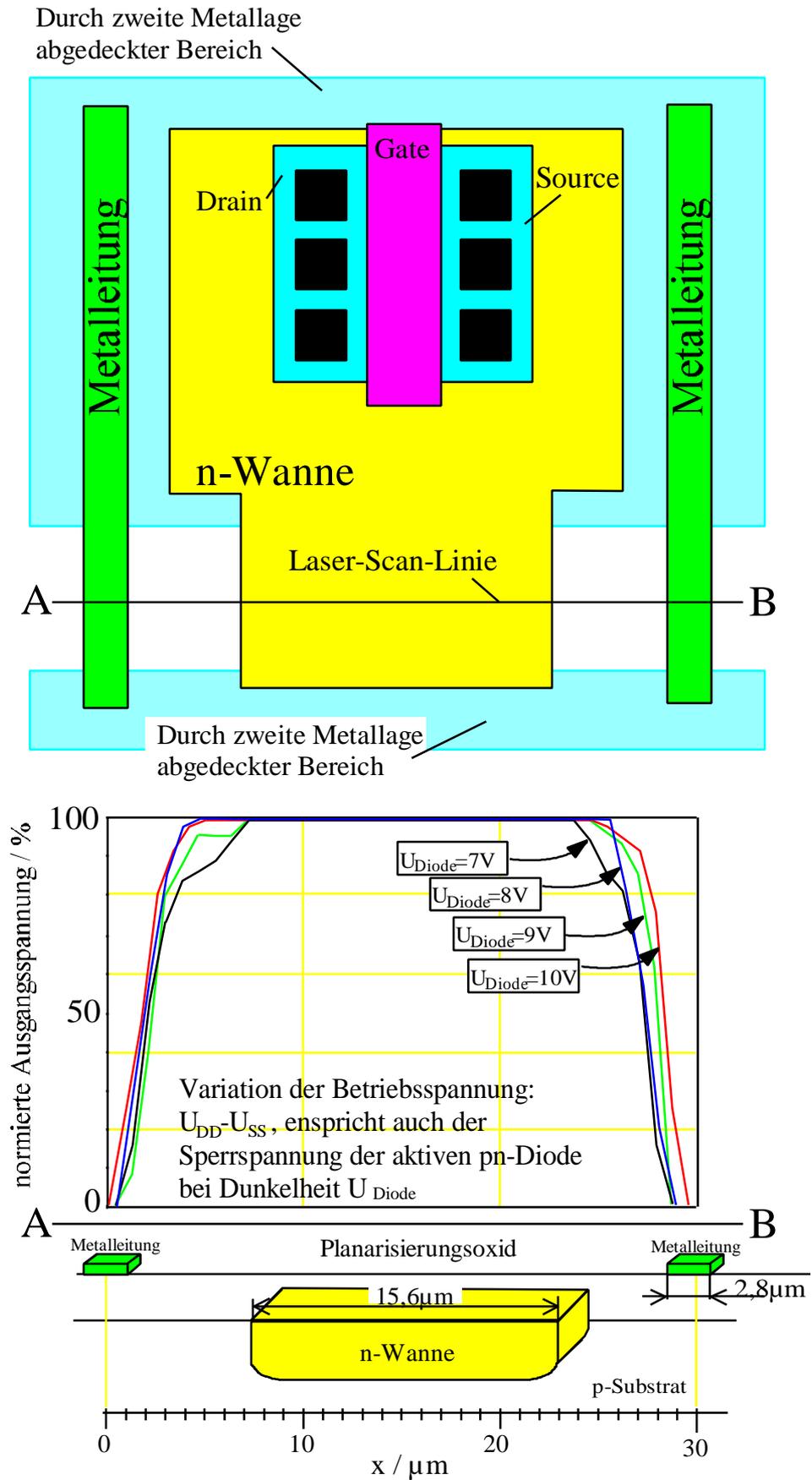


Bild 6.8: Gemessene mikroskopische Apertur eines Photosensorelementes

Die experimentell bestimmte mikroskopische Apertur ist durch die endliche Breite des Laserstrahls verfälscht. Der Laserstrahl wird als ein Rechteckimpuls mit einer Breite von $2\mu\text{m}$ angenommen. Das Ergebnis entspricht einer Faltung des als Rechteck angenommenen Laserstrahls mit der wirklichen Aperturfunktion der Photosensoren im Ortsbereich.

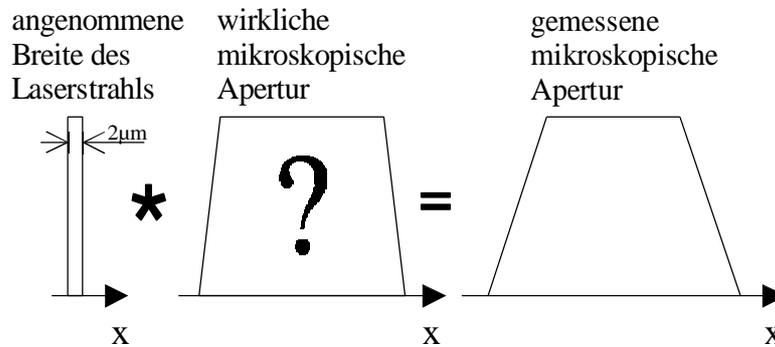


Bild 6.9: Prinzip zur Vermessung der Apertur eines Photosensors

Um nun die wirkliche mikroskopische Apertur des verwendeten Photosensorelementes zu ermitteln, müssen die ermittelten Meßdaten numerisch fouriertransformiert werden. Im Ortsfrequenzbereich kann dann die transformierte gemessene Apertur durch die transformierte Apertur des Laserstrahls dividiert werden. Die Rücktransformation des Ergebnisses ergibt dann die wirkliche mikroskopische Apertur $h_m(x)$. Diese bildet gemäß der Gleichung

$$h_e(x) = h_m\left(x - \frac{p}{2}\right) - h_m\left(x + \frac{p}{2}\right) \quad (6.24)$$

die elementare Apertur des aktiven Maskierungsgitters $h_e(x)$.

Die numerisch ermittelte elementare Apertur ist in Bild 6.10 gezeigt. Zur numerischen Fouriertransformation wurden die 30 gemessenen Stützstellen auf 64 pro mikroskopischer Apertur durch Interpolation ergänzt.

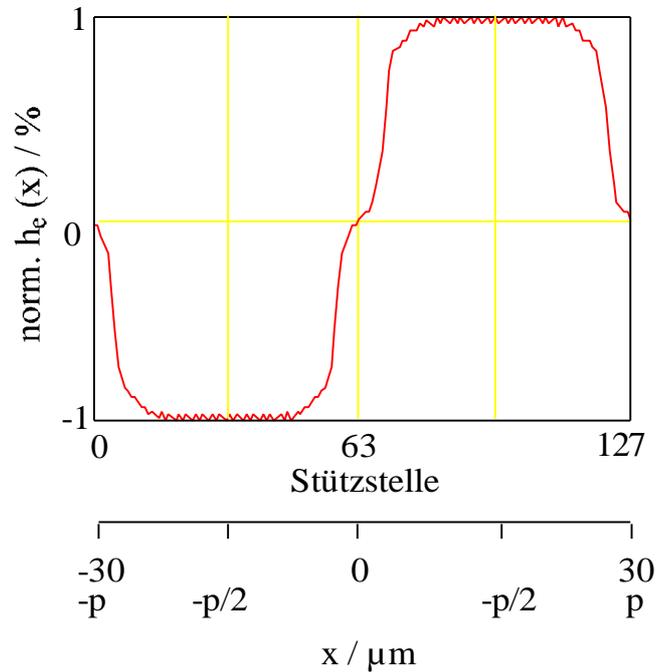


Bild 6.10: Elementare Apertur des verwendeten aktiven Maskierungssitters als Ortsfrequenzfilter

Die numerisch ermittelte elementare Apertur wird nun durch eine trapezförmige Apertur mit der Breite $b=18,5\mu\text{m}$ approximiert, um geschlossene mathematische Ausdrücke für den Frequenzbereich zu finden.

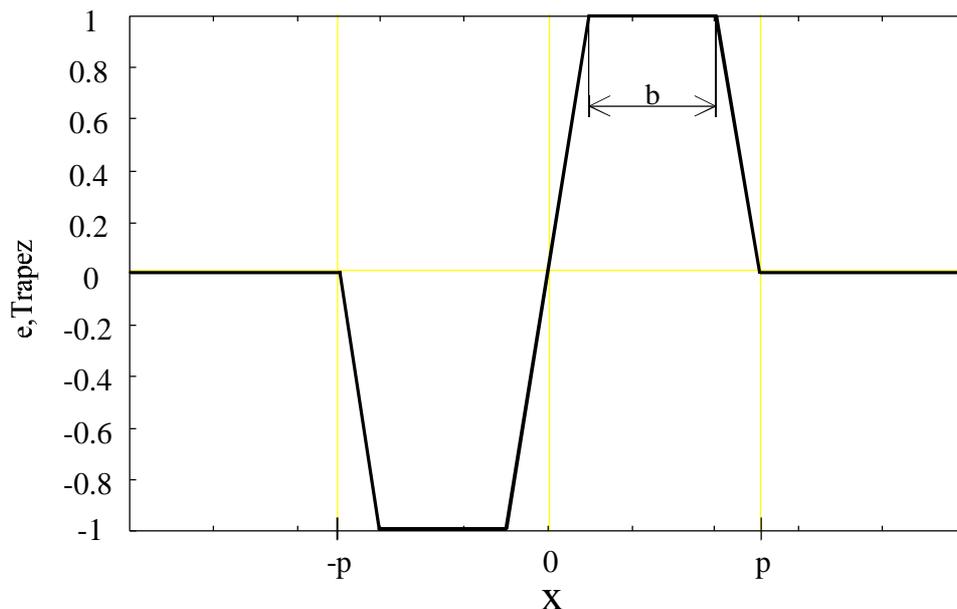


Bild 6.11: Trapezförmige elementare Apertur

Werden N elementare Aperturen aus Bild 6.11 zu einer Ortsfrequenzfilteranordnung mit einem konstanten Abstand $2p$ zusammengefaßt, kann man die resultierende Apertur im Ortsbereich $h(x)$ als eine Faltung der elementaren Aperturfunktion $h_e(x)$ mit einer endlichen Folge von N Dirac-Impulsen $\sum_{i=0}^{N-1} \delta(x - i 2p)$ auffassen. Die Anzahl der Dirac-Impulse entspricht der Hälfte der Anzahl der Photosensorelemente, da eine elementare Apertur aus der Apertur zweier Photosensorelemente zusammengesetzt ist. Es soll gelten:

$$\delta_{N,2p}(x) = \sum_{i=0}^{N-1} \delta(x - i 2p). \quad (6.25)$$

Die Gesamtapertur $h(x)$ und damit die Systemfunktion des Ortsfrequenzfilters lautet dann:

$$h(x) = \sum_{i=0}^{N-1} h_e(x - i 2p) = h_e(x) * \sum_{i=0}^{N-1} \delta(x - i 2p) \quad (6.26)$$

und mit obiger Abkürzung

$$h(x) = h_e(x) * \delta_{N,2p}(x) \quad (6.27)$$



$$H(f_x) = H_e(f_x) \Delta_{N,2p}(f_x). \quad (6.28)$$

Der Betrag der Fouriertransformierten der Dirac-Impulsfolge $\delta_{N,2p}(x)$ lautet mit Formel 7 aus [96]:

$$|\Delta_{N,2p}(f_x)| = \frac{\sin(N 2\pi f_x p)}{\sin(2\pi f_x p)}. \quad (6.29)$$

Für die Ortsfrequenz $1/2p$ soll wie in Kapitel 6.3 gelten:

$$f_{x0} = \frac{1}{2p}. \quad (6.30)$$

Die Fouriertransformierte von $\delta_{N,2p}(x)$ ist in Bild 6.12. für die Werte $N=16, 32$ und 64 frequenznormiert über f_{x0} im Bereich von $0 < f_x < 2,5 f_{x0}$ aufgetragen.

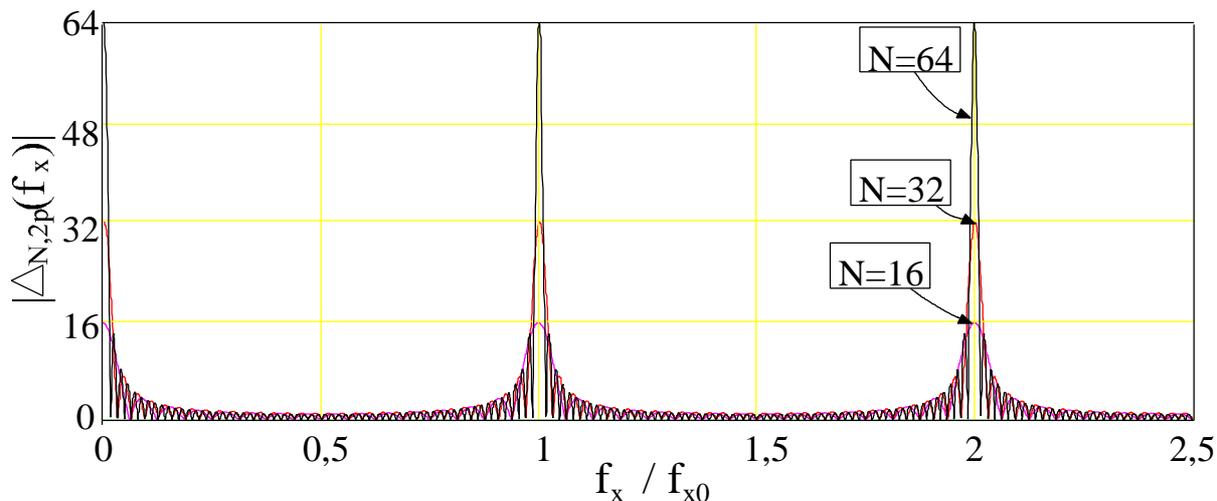


Bild 6.12: Verlauf des Ortsfrequenzspektrums einer endlichen Dirac-Folge

Die Amplitude des Hauptmaximums nimmt jeweils den Wert von N an. Je größer die Anzahl der Photosensorelemente (entspricht $2N$) wird, desto schmaler werden die Hauptmaxima bei den Vielfachen von f_{x0} .

Für die Fouriertransformierten der elementaren Aperturen gilt anhand der Korrespondenzen in [96] der folgende geschlossene Ausdruck für das Differenz-Trapezgitter:

$$|H_{e,\text{Trapez}}(f_x)| = |2b \operatorname{si}(\pi f_x b) \sin(\pi f_x p) \operatorname{si}(\pi f_x (p - b))|, \quad (6.31)$$

der im folgenden Bild 6.13 gezeigt ist.

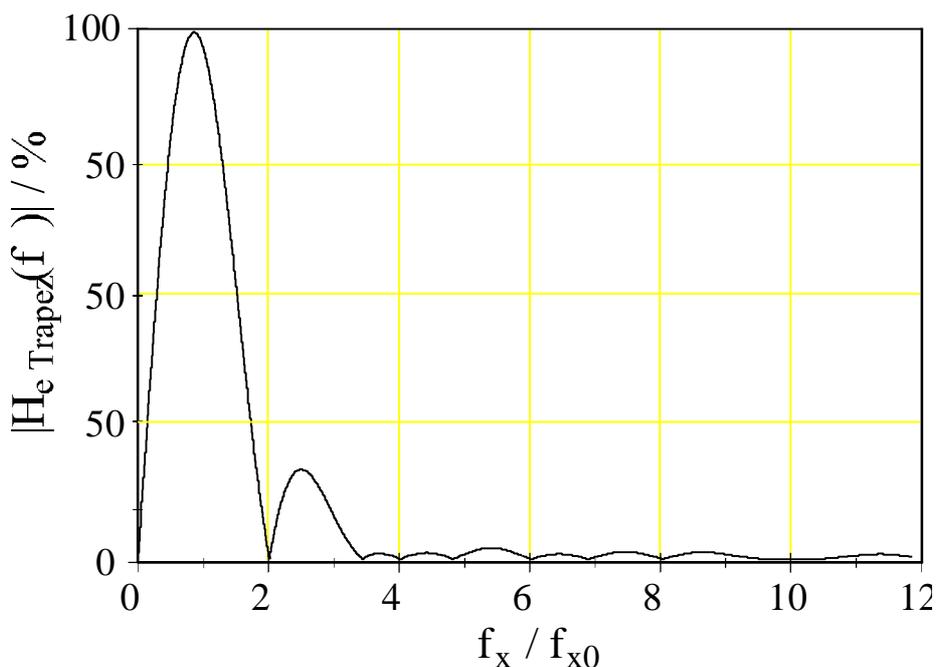


Bild 6.13: Ortsfrequenzspektren der trapezförmigen elementaren Apertur

Im Vergleich zum Trapezgitter würde ein Rechteckgitter mit derselben Breite b eine wesentlich schlechtere Ortsfrequenzfiltercharakteristik aufweisen:

$$|H_{e,\text{Rechteck}}(f_x)| = |2b \operatorname{si}(\pi f_x b) \sin(\pi f_x p)|, \quad (6.32)$$

da die Nebenmaxima hier nicht durch den Faktor $\operatorname{si}(\pi f_x (p-b))$ gedämpft werden (vgl. Gleichung 6.30).

Für die Realisierung des aktiven Maskierungsgitter wurden 128 Photosensorelemente gewählt, dies entspricht $N=64$. Um die Filtercharakteristik $H_{\text{Trapez}}(f_x)$ im Ortsfrequenzbereich zu erhalten, müssen die Fouriertransformierten der endlichen Dirac-Folgen für $N=64$ mit der Fouriertransformierten der elementaren Apertur im Frequenzbereich multipliziert werden.

Bild 6.14 zeigt die Filtercharakteristik des realisierten Differenz-Trapezgitter als Maskierungsgitter.

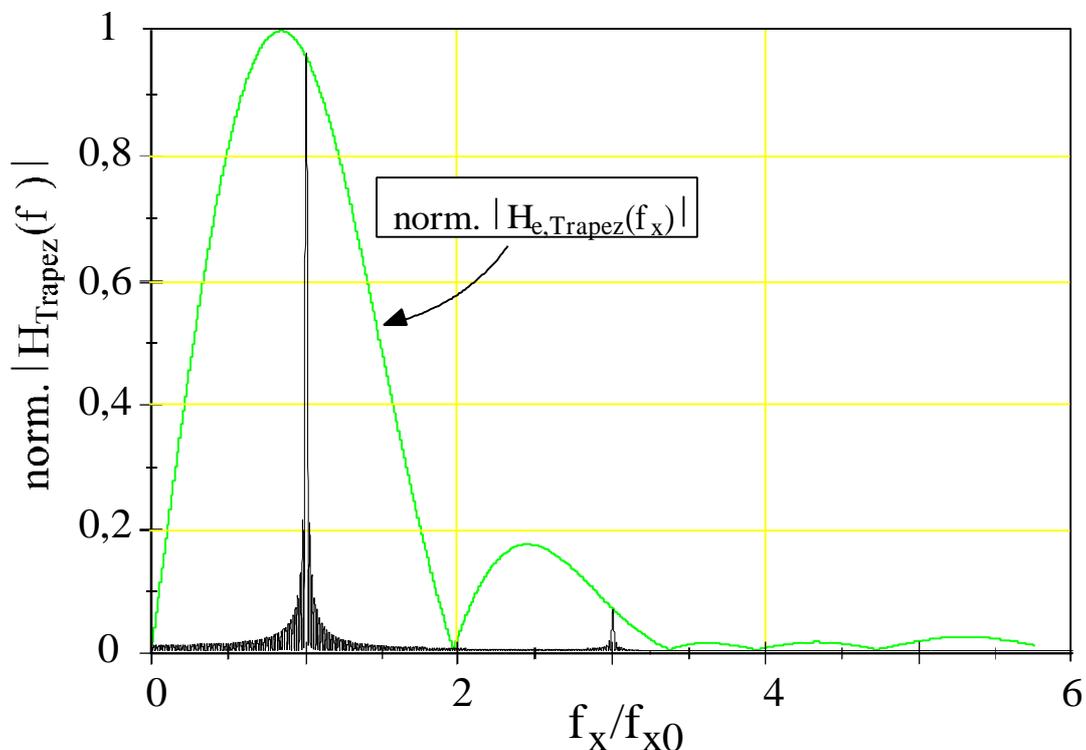


Bild 6.14: Filtercharakteristiken des realisierten Maskierungsgitters

Die Güte Q der Filtercharakteristik im Hauptmaximum $f_x=f_{x0}$ ist ein Maß für die Selektivität des Ortsfrequenzfilters und ist durch

$$Q = \frac{f_{x0}}{\text{3dB Bandbreite}} \quad (6.33)$$

gegeben.

Für das realisierte Maskierungsgitter mit trapezförmiger Apertur sowie $N=64$ wird eine Güte des Ortsfrequenzfilters von 72 erreicht. Die inverse Güte des Ortsfrequenzfilters $1/Q$ entspricht

der relativen Meßgenauigkeit der Geschwindigkeit $\Delta v_x/v_x$, wenn man die 3dB-Bandbreite des Ortsfrequenzfilter Hauptmaximums als Meßunsicherheit Δv_x definiert.

6.4.2 Architektur des integrierten Bildsensorsystems

Wie bereits in Kapitel 6.3 geschildert, werden zur Erzeugung des aktiven Maskierungsgitters die Ausgangssignale der Ausleseschaltungen der einzelnen Photosensorelemente wechselweise positiv und negativ gewichtet und anschließend aufsummiert. Bevor die Aufsummation erfolgt, erfahren die Ausgangssignale des Photosensorarrays eine zusätzliche Gewichtung mit einer Hanning-Fensterfunktion, die aus der Systemtheorie der linearen-zeitinvarianten-Systeme (LZI-Systeme) her bekannt ist. Diese bewirkt eine Abschwächung der Nebenmaxima neben dem Hauptmaximum der Filtercharakteristik im Ortsfrequenzbereich (siehe Bild 6.12). Dies ist dann besonders nützlich, wenn für das Meßsystem eine Vielzahl unterschiedlicher Oberflächenstrukturen oder Texturen zum Einsatz kommen, deren Leistungsdichtespektren $\Phi_{ss}(f_x)$ starke Maxima dicht neben dem Hauptmaximum des Ortsfrequenzfilters aufweisen. Dies könnte z.B. bei Oberflächenstrukturen mit periodischen Mustern der Fall sein.

Zur Bestimmung der Bewegungsrichtung hat das integrierte Bildsensordsystem zusätzlich zum Ortsfrequenzfiltersignal $g(t)$ zwei weitere Ausgangssignale $ph+(t)$ und $ph-(t)$. Diese werden ebenfalls durch Summation nach dem in Bild 6.15 gezeigten Schema gebildet. Die Bewegungsrichtung kann dann durch Ermittlung der Phasenlage zwischen $ph+(t)$ und $ph-(t)$ bestimmt werden.

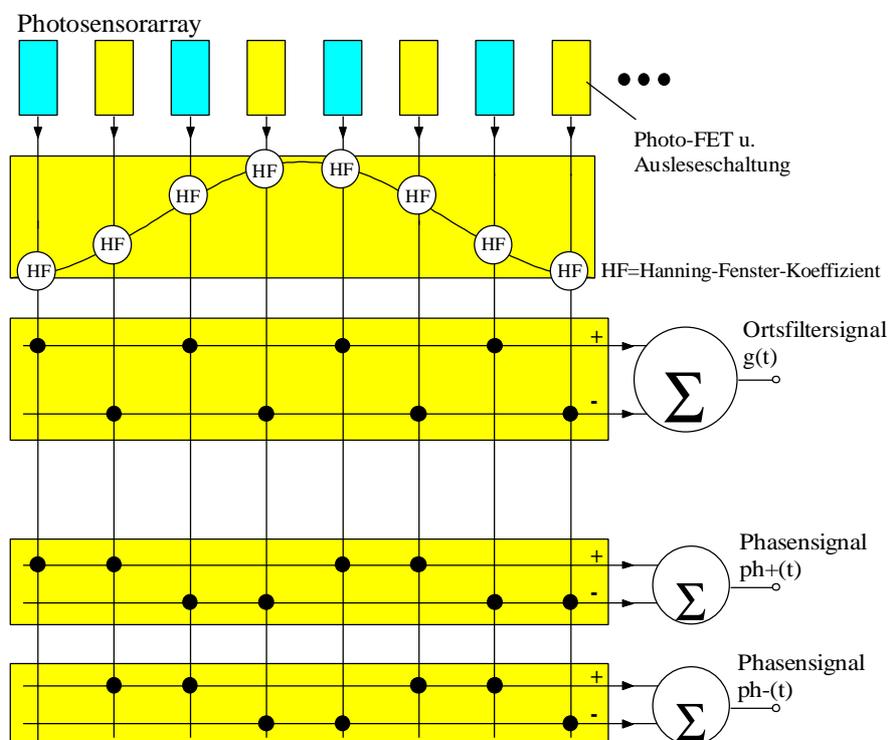


Bild 6.15: Gewichtungs- und Summationsschemata der Ausgangssignale

Als Photosensorelemente wurden aufgrund ihrer großen Empfindlichkeit Photo-MOSFETs gewählt. Die gesamte integrierte Schaltung wird im zeitkontinuierlichen "Current-Mode"

betrieben, d.h. die Ausleseschaltungen der Photo-MOSFETs sind Stromverstärker, deren Ausgangsströme entsprechend gewichtet und aufsummiert werden. Die aus dem Chip ausgegebenen Signale $g(t)$, $ph+(t)$ und $ph-(t)$ sind ebenfalls Ströme.

Bild 6.16 zeigt die Ausleseschaltung für den Photo-MOSFET. Diese ist eine Kombination aus dem Stromverstärkerbeispiel in Kapitel 3.1.1, bei dem der Photosensor allerdings an U_{DD} angeschlossen ist, sowie der Dunkelstromkompensationsschaltung für den Photo-MOSFET aus Kapitel 3.3.1. Der abfließende Dunkelstrom I_{D0} des Photo-MOSFET ist als Stromquelle eingezeichnet. Trotz einer hohen Betriebsspannung von 7V kann es nicht zu einem Kink-Effekt (siehe Kapitel 2.5.2) kommen, da $U_{DS,1}$ des Photo-MOSFET über eine externe Spannungsquelle U_{ref} auf ca. 2,5V gehalten wird. Der Arbeitspunkt des Photo-MOSFET wird über $U_{GS,1}$ intern eingestellt. Die Gewichtung mit den Hanning-Fenster-Koeffizienten wird über die Skalierung des Gateweiten zu -längen Verhältnisses $(W/L)_{T4}/(W/L)_{T3}$ vorgenommen, wobei die maximale Verstärkung von $A_i=I_{aus}/I_{Ph}=10$ erreicht wird. Die Ausleseschaltung wurde so dimensioniert, daß die Übertragungsfunktion zwischen I_{aus} und I_{Ph} eine Bandbreite von ca. 100kHz aufweist.

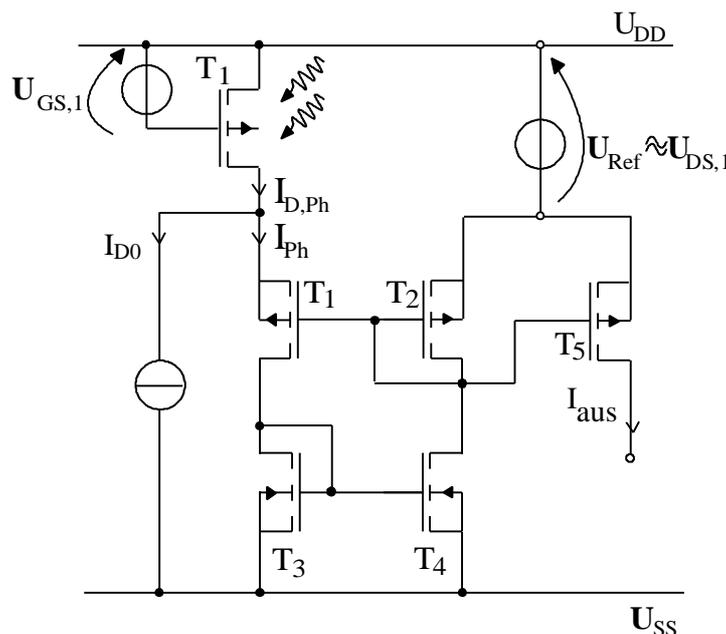


Bild 6.16: Photosensor und Ausleseschaltung

Zwei Ausgangsströme benachbarter Ausleseschaltungen I_{aus+} und I_{aus-} werden mit der in Bild 6.17 gezeigten Schaltung, bestehend aus Kaskoden-Stromspiegeln, voneinander subtrahiert. Die globale Aufsummation erfolgt über die Zusammenführung des Ausgangsknotens Σ , wie Bild 6.17 für die Generierung des Ortsfrequenzfiltersignals $g(t)$ als Beispiel zeigt. Dies ist vorteilhafter als eine Aufsummation aller positiv bzw. negativ zu gewichtenden Strömen und eine anschließende Subtraktion, da sich u.U. derart große Summenströme ergeben würden, daß z.B. Stromspiegeltransistoren nicht mehr im Sättigungsbereich arbeiten. Die Generierung der Phasensignale $ph+$ und $ph-$ geschieht auf

ähnliche Weise, nur mit einem anderen Gewichtungsschema (siehe Bild 6.15). Zu diesem Zweck werden die Ströme $I_{\text{aus}+}$ und $I_{\text{aus}-}$ noch zweimal herausgespiegelt und gemäß dem Schema in Bild 6.15 aufsummiert.

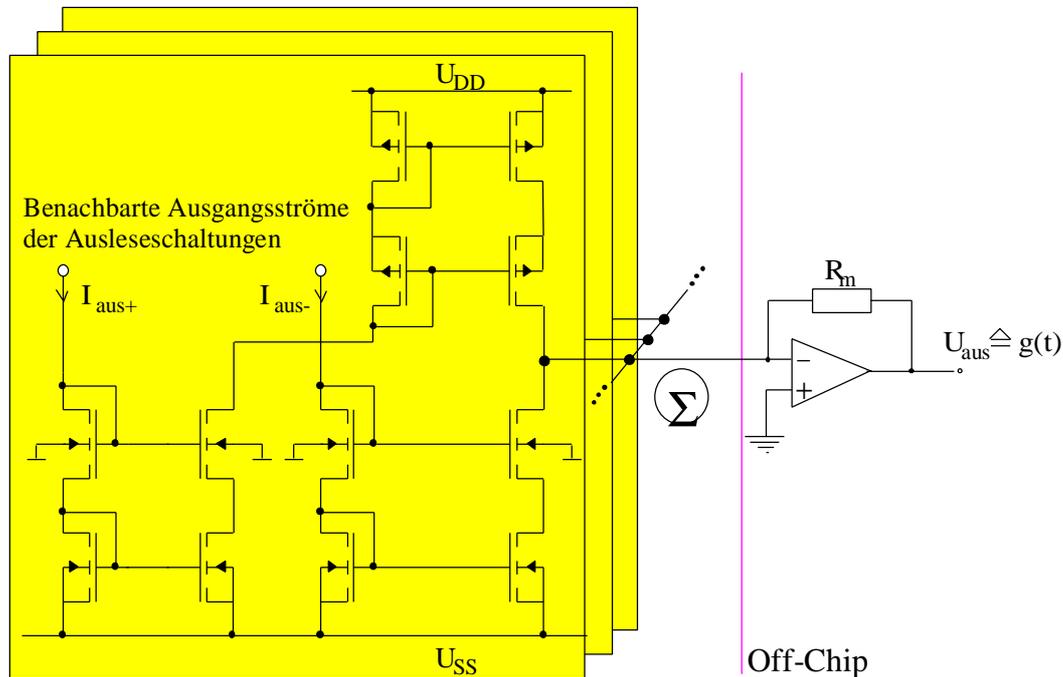


Bild 6.17: Stromsubtrahierer und Off-Chip Transimpedanzverstärkung

Am Chipausgang werden die ausgegebenen Ströme von einem Transresistanzverstärker mit der Transresistanz R_m , welcher Bestandteil des Meßsystems ist, in eine proportionale Spannung gewandelt.

Alternativ zum Photo-MOSFET als Photosensorelement im Photosensorarray wurde testweise dieselbe Schaltung wie oben beschrieben mit Photodioden auf der unteren Hälfte des Chips mitintegriert. Es stellte sich wie erwartet heraus, daß aufgrund der geringen Photoströme der Photodioden ($30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$ Fläche) nur bei sehr großer Bestrahlungsstärke ausreichend hohe Signal-Rausch-Abstände erzielt wurden.

Bild 6.18 zeigt das Chipfoto des integrierten Bildsensorsystems mit beiden Photosensorarrays (Photo-MOSFETs und Photodioden) zur Geschwindigkeitsmessung.

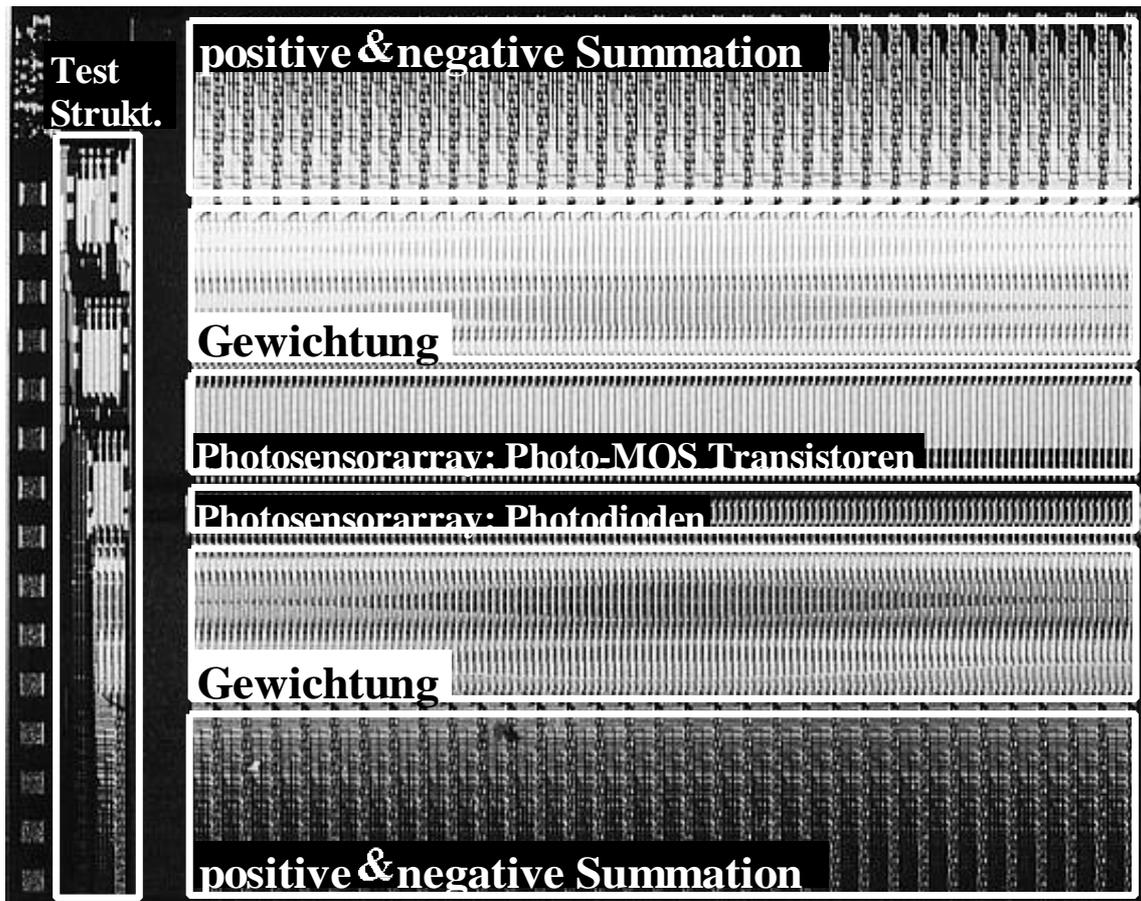


Bild 6.18: Chipfoto des integrierten Bildsensorsystems zur Geschwindigkeitsmessung

Deutlich ist im Gewichtungsteil des Chips (entspricht dem Array aus Ausleseschaltungen in Bild 6.16) die Form des cosinusförmigen Hanning-Fensters zu erkennen, wobei die Gewichtung mit dessen Koeffizienten über Stromspiegelverhältnisse realisiert wird. Der Summationsteil entspricht dem Array aus der in Bild 6.17 gezeigten Schaltung.

Die wichtigsten Chipdaten des realisierten integrierten Bildsensorsystems enthält Tabelle 6.2

Chipdaten des integrierten Bildsensorsystems	
CMOS-Prozeß	FhG-IMS-1,5µm-5V
Chipmaße	6,8mm x 5,2mm
Anzahl der Photosensorelemente	128
Abstand der Photosensorelemente	30µm
Betriebsspannung $U_{DD} - U_{SS}$	7V
Leistungsaufnahme bei typ. Arbeitspunkt und 7V Betriebsspannung	ca. 50mW

Tabelle 6.2: Chipdaten des integrierten Bildsensorsystems zur Geschwindigkeitsmessung

6.4.3 Meßergebnisse

Um die Leistungsfähigkeit des integrierten Bildsensorsystems zu demonstrieren, wurden die Geschwindigkeiten von bewegten Materialien, deren Oberflächen relativ geringe Kontrastwerte aufweisen, mit Hilfe des integrierten Bildsensorsystems gemessen.

In [97] wurde der Kontrastwert K als Quotient von Standardabweichung durch den Mittelwert der statistischen Bestrahlungsstärkeverteilung $s(x)$ definiert, so daß für K gilt:

$$K = \frac{\sqrt{\frac{1}{W-1} \sum_{i=0}^{W-1} (s_d(i) - \overline{s_d(i)})^2}}{\overline{s_d(i)}}, \quad (6.34)$$

wobei $s_d(i)$ die abgetastete eindimensionale Bestrahlungsstärkeverteilung und $\overline{s_d(i)}$ deren Mittelwert ist. W ist die Anzahl der abgetasteten bzw. eingescannten Werte.

In [97] wurden daraufhin die Oberflächenstrukturen einiger Materialien durch den Kontrastwert charakterisiert. Dies wurde dort anhand von eingescannten (also abgetasteten) Fotos durchgeführt. Die folgende Tabelle 6.3 enthält beispielhafte Kontrastwerte von Oberflächen verschiedener ausgewählter Materialien:

Oberfläche	Kontrast
Weißes Kopierpapier	2,5%
Brauner Pappkarton	6,5%
Aluminiumblech	6,9%
Spanplatte	17,9%
Betonfußboden	26%
Asphalt-Straßenbelag	42,4%

Tabelle 6.3: Kontrastwerte verschiedener Oberflächen

Der prinzipielle Meßaufbau kann Bild 6.5 entnommen werden. Die Oberflächenbewegung wurde mit einer rotierenden Scheibe realisiert, deren seitliche Fläche mit den verschiedenen Materialien bespannt wurde. Im Radius von 9,5cm auf der seitlichen Fläche der Scheibe befindet sich das auf das Photosensorarray abgebildete Meßfenster (bzw. Meßvolumen). Die Rotationsscheibe wurde von einem Elektromotor angetrieben, wobei im Radius von 9,5cm Umlaufgeschwindigkeiten bis zu 70km/h erreicht wurden. Als Lichtquelle wurde ein LED Bündel bestehend aus 50 LEDs und als Abbildungsoptik ein Kleinbildobjektiv mit 58mm Brennweite verwendet. Das bei der Messung verwendete Ojektiv und die Lichtquelle sind sehr einfach und preiswert (Gesamtpreis unter 140DM). Tabelle 6.4 faßt die wichtigsten Parameter des Meßaufbaus sowie die Arbeitspunkte des integrierten Bildsensorsystems zusammen:

Parameter	Wert
Betriebsspannung Chip	7 V
Gate Source Spannung des Photo-MOSFET	-1,22V in starker Inversion
U _{ref}	2,57 V
Abstand Photosensorarray - Objektiv	75mm
Abstand Objektiv - Oberfläche	620mm
Lichtquelle	Array aus 50 LEDs,
Lichtwellenlänge	660nm
Bestrahlungsstärke auf der Materialoberfläche	15,3 W/m ²
Objektivtyp	58mm, Kleinbild, Fa. Zenith, Helios-44M-7
Blendenzahl Objektiv	2

Tabelle 6.4: Geometrien des Meßaufbaus und Arbeitspunkte des integrierten Bildsensorsystems

Für die Geschwindigkeitsmessung wurde das Ausgangssignal mit einem "Dynamic-Signal-Analyzer" in den Fourierbereich transformiert und der Betrag des Spektrums ausgewertet. Die maximal detektierbare Frequenz $f_{0,max}$ wurde für Oberflächen verschiedener Materialien mit geringen Kontrastwerten ermittelt. $f_{0,max}$ ist diejenige Bandmittenfrequenz des Ortsfrequenzfilter-Bandpaßsignals, bei der das spektrale Maximum 5 mal höher lag als die benachbarten Nebenmaxima, was einem Verhältnis von ca. 14dB entspricht. Die Meßzeit betrug dabei:

$$t_{mess} = \frac{1}{f_{0,min}} = 40ms . \quad (6.35)$$

Der Abbildungsmaßstab ergibt sich aus den in Tabelle 6.3 angegebenen Geometrien zu:

$$M = \frac{75mm}{620mm} = 0,121 . \quad (6.36)$$

Mit den Gleichungen 6.21 und 6.22 gelten für die maximal bzw. minimal detektierbaren Geschwindigkeiten:

$$v_{B,max} = \frac{f_{0,max}}{f_{x0}} = 2p f_{0,max} = 60\mu m f_{0,max} , \quad (6.37)$$

$$v_{x,max} = \frac{2p f_{0,max}}{M} = 0,6mm f_{0,max} \text{ und} \quad (6.38)$$

$$v_{x,\min} = \frac{2p f_{0,\min}}{M} = \frac{2p}{t_{\text{mess}} M} = 0,045 \text{ km/h} . \quad (6.39)$$

Die folgende Tabelle 6.5 faßt die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessung für die verschiedenen Materialien zusammen.

Material	Kurz- bezeichnung	$f_{0,max}$ / kHz	$v_{B,max}$ / km/h	$v_{x,max}$ / km/h
Schleifpapier Starcke ESTRA 120 Körner / cm ² , grobe Struktur	p120	25,4	5,49	54,8
Schleifpapier Vitex KKF 114F 400 Körner / cm ² , feine Struktur	p400	8,2	1,77	17,7
Schleifpapier Vitex CP918A 500 Körner / cm ² , feine Struktur	p500	8,5	1,84	18,4
Schleifpapier MATADOR, Siliciumcarbid 800 Körner / cm ² , sehr feine Struktur	p800	7,5	1,62	16,2
Weißes Kopierpapier NonStop, 80g / m ² Sehr feine Struktur, 2,5% Kontrastwert lt. Tabelle 6.2	kopwe	7,1	1,53	15,34
Brauner Pappkarton Feine Struktur, 6,5% Kontrastwert lt. Tabelle 6.2	pappbr	10,1	2,18	21,8
Roter Kunststoff Schnellhefter ELBA clip fix 36490 Feine Struktur	elba	5	1,08	10,8
Weißer Faltkarton mit feiner Struktur Ursus Sehr feine Struktur	kartwe	7	1,51	15,12
Brauner Faltkarton Ursus Sehr feine Struktur	kartbr	8,7	1,88	18,79
Schwarzer Faltkarton Ursus Sehr feine Struktur	kartsch	5,4	1,17	11,66
Weißes A4 Trennblatt für Büroordner aus Kunststoff Durable 6889 ohne sichtbare Struktur	trennwe	4,6	1	9,94
Gelbes A4 Trennblatt für Büroordner aus Kunststoff Durable 6889 ohne sichtbare Struktur	trennge	6	1,3	12,96
Grünes A4 Trennblatt für Büroordner aus Kunststoff Durable 6889 ohne sichtbare Struktur	trenngr	5	1,08	10,8

Tabelle 6.5: Meßergebnisse der Geschwindigkeitsmessung

Es ist bemerkenswert, daß beim weißen Kopierpapier und bei den Kunststofftrennblättern überhaupt Ortsfrequenzfiltersignale detektiert werden konnten, da das weiße Kopierpapier nach subjektiver Einschätzung nur wenige und die Kunststofftrennblätter gar keine Strukturen aufweisen. Die maximal meßbare Geschwindigkeit $v_{x,max}$ läßt sich deutlich steigern, wenn

gemäß Gleichung 6.37 Objektive mit anderen Abbildungsmaßstäben bzw. kleineren Brennweiten verwendet werden, die jedoch nicht für den Meßaufbau zu Verfügung standen.

Bild 6.16 zeigt den zeitlichen Verlauf der Ortsfrequenzfiltersignale von einigen in Tabelle 6.5 aufgeführten Materialien bei einer Frequenz von $f_0=2\text{kHz}$, wobei für die Darstellung jeweils ein Offset-Spannungswert addiert wurde.

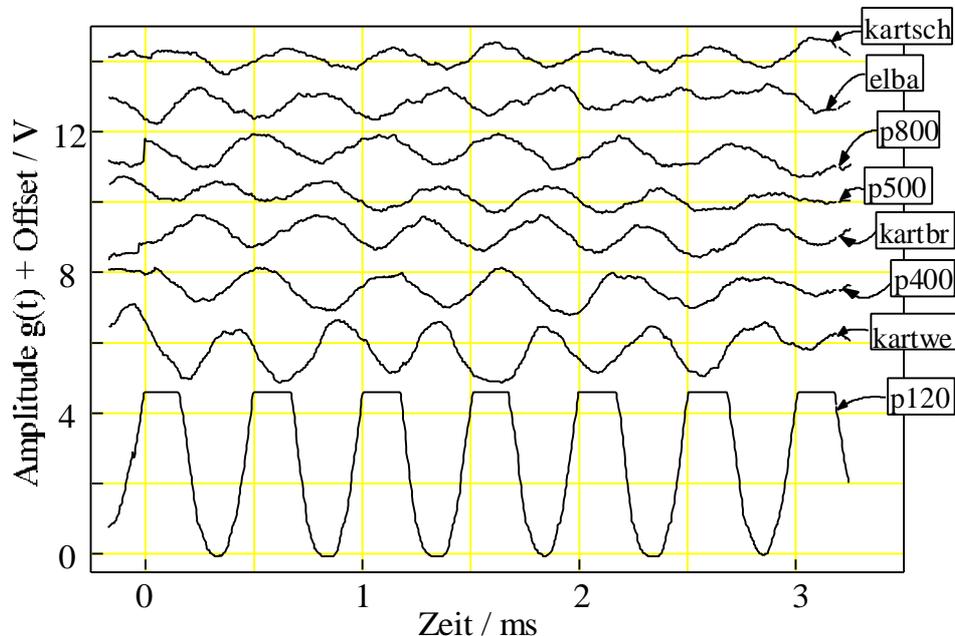


Bild 6.19: Zeitl. Verlauf der Ortsfrequenzfiltersignale verschiedener Materialien bei $f_0 = 2\text{kHz}$

Je weniger kontrastreich die Oberflächen der Materialien, desto geringer sind die Schwingungsamplituden ausgeprägt und desto mehr ist das Signal von seiner für kleine Frequenzen erwartungsgemäßen Trapezform verschliffen. Lediglich die untere Schwingungsamplitude vom Ortsfrequenzfiltersignal des p120-Materials entspricht bei dieser Frequenz f_0 nahezu der Trapezform, wobei die obere Schwingungsamplitude den Darstellungsbereich des Meßrechners übersteigt. Bei sehr geringen Frequenzen f_0 weisen alle gemessenen Ortsfrequenzfiltersignale erwartungsgemäß Trapezform auf. Das folgende Bild 6.20 zeigt das Display des verwendeten "Dynamic-Signal-Analyzer" bei der Auswertung der Frequenzanalyse des Ortsfrequenzfiltersignals des p120-Materials bei einer Frequenz $f_0 = 4,8\text{kHz}$.

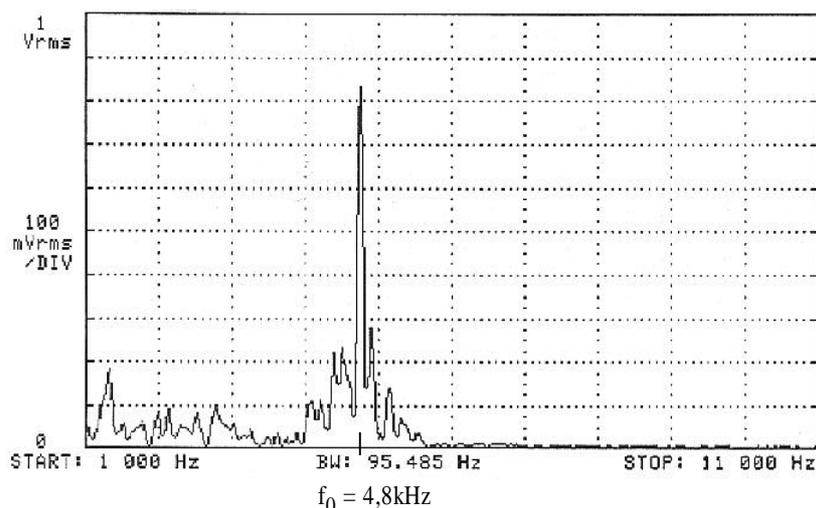


Bild 6.20: Leistungsdichtespektrum von $\Phi_{gg}(f_x)$ mit p120-Material

Durch den hohen Gleichanteil des Leistungsdichtespektrums der einfallenden Bestrahlungsstärke $\Phi_{ss}(f_x)_{p120}$ (siehe auch Bild 6.7 für typische Leistungsdichtespektren) enthält das Leistungsdichtespektrum des Ortsfrequenzfiltersignals $\Phi_{gg}(f_x)$ trotz der hohen Dämpfung der Ortsfrequenzfiltercharakteristik $H(f_x)$ meßbare Anteile bei tieferliegenden Frequenzen. Der Offset des Operationsverstärkers als Transimpedanzverstärker wirkt als zusätzlicher Gleichanteil.

Wie man aus den Diagrammen in Bild 2.32 und Bild 2.33 entnehmen kann, verringern sich Anstiegs- und Abklingzeit des Photo-MOSFET mit ansteigender Bestrahlungsstärke. Das bedeutet, daß sich $f_{0,max}$ mit ansteigender Bestrahlungsstärke erhöht (wie Bild 6.21 zeigt), so daß es somit eine weitere Möglichkeit gibt, wesentlich höhere Geschwindigkeiten zu messen.

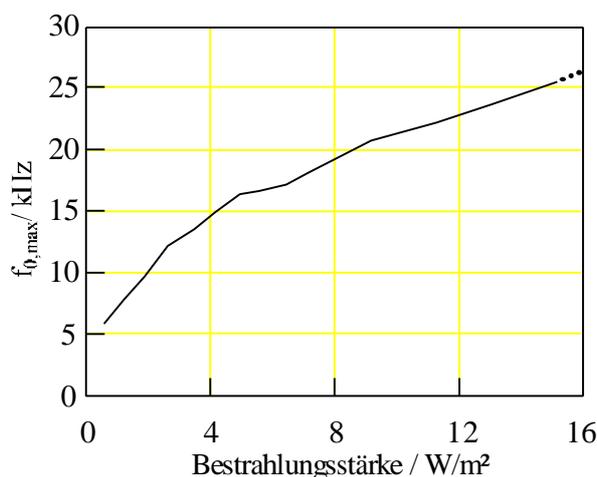


Bild 6.21: $f_{0,max}$ über der auftreffenden Bestrahlungsstärke mit dem p120-Material

Die Meßergebnisse belegen, daß es mit dem vorgestellten integrierten Bildsensormaterial möglich ist, selbst bei Materialien mit äußerst geringen Kontrastwerten, Ortsfrequenzfiltersignale zu detektieren und somit Geschwindigkeiten zu messen. Dabei ist die Bestrahlungsstärke wegen der Geschwindigkeitsbegrenzung des Meßaufbaus nicht bis an die Grenzen des Möglichen erhöht worden.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Integrierte Bildsensoren werden heutzutage in großer Stückzahl im Konsumerbereich in Videokameras, digitalen Fotokameras oder beispielsweise Scannern eingesetzt. Hierbei wird größtenteils auf die seit Anfang der 70er Jahre immer mehr weiterentwickelte CCD-Technologie zurückgegriffen. Diese Technologie ist eigens auf integrierte Bildsensoren spezialisiert und wird von nur wenigen Firmen auf der Welt beherrscht. Die Möglichkeit, komplexe Elektronik auf dem Chip mitzuintegrieren, ist hier allerdings nicht gegeben. Zur Ansteuerung von CCD-Bildsensoren sind z.T. hohe Spannungspegel und hohe Leistungsaufnahmen nötig, da die Steuerungseingänge von CCD-Chips große kapazitive Lasten darstellen, was die Entwicklung von Systemen mit immer geringeren Versorgungsspannungen und Leistungsverbrauch beeinträchtigt. Mit zunehmendem Maße der Prozeßminiaturisierung stellen CMOS-Bildsensoren eine ernstzunehmende Alternative zu CCD-Bildsensoren dar. Die CMOS-Technologie ist wesentlich verfügbarer als die CCD-Technologie und entwickelt sich zu immer niedrigeren Versorgungsspannungen und kleineren Strukturgeometrien hin. Darüber hinaus können in der CMOS-Technologie die Photosensoren zusammen mit weiteren elektronischen Komponenten zu komplexeren Bildsensorsystemen auf einem Chip integriert werden. Bei zweidimensionalen Photosensorarrays trifft dies jedoch nur eingeschränkt zu, da komplexere Elektronik nur sinnvoll am Rande des Photosensorarrays integrierbar ist. Im Falle eindimensionaler Photosensorarrays, welche auch den Schwerpunkt dieser Arbeit bilden, steht die zweite auf dem Chip verfügbare Dimension für eine Mitintegration von weiterer Elektronik auch direkt an den Photosensorelementen zur Verfügung. Werden diese Möglichkeiten sinnvoll ausgenutzt, führt dies insbesondere für spezielle Anwendungen zu kostengünstigen, kompakten und robusten Bildsensorsystemen.

Die vorliegende Arbeit schafft zunächst die Basis für das Verständnis der in der CMOS-Technologie zur Verfügung stehenden Photosensoren. Ein wichtiger Beitrag dazu ist neben den physikalischen Grundlagen die Definition der beschreibenden Parameter eines Photosensors oder eines Photosensorarrays. Ein einfach handhabbares analytisches Modell für die verschiedenen Photodioden bildet auch die Grundlage für das Modell des bipolaren (parasitären) Phototransistors sowie des sog. Photo-MOSFET mit nichtkontaktierter Wanne. Bei der Modellierung wurde zwischen oberflächennahen lateralen pn-Übergängen und tieferliegenden vertikalen pn-Übergängen unterschieden. Nicht vernachlässigbare Oberflächeneffekte, die auf Dunkelströme oder den spektralen Empfindlichkeitsverlauf der Photosensoren Einfluß nehmen, wurden als empirisch ermittelte Größen in die Modelle der Photosensoren eingefügt. Für das immanente zeitliche Verhalten der verschiedenen Photostromanteile eines pn-Überganges wurden Abschätzungen gemacht. Die so beschriebenen Modelle der Photosensoren sind in die Simulationsumgebung im CADENCE-

Design-Framework eingebettet und stehen so im FhG-IMS zur Simulation zusammen mit rein elektronischen Bauelementen zur Verfügung.

Der Photo-MOSFET, ein bis dahin wenig beachteter Photosensor, weist bemerkenswerte Eigenschaften auf. Während die Photodiode im Kurzschlußbetrieb zwar den wesentlich schnelleren Photosensor darstellt, zeichnet sich der Photo-MOSFET durch seine hohe Empfindlichkeit und das hohe Maß an Flexibilität wegen der Möglichkeit der Arbeitspunkteinstellung am Gate aus. Für sehr geringe Bestrahlungsstärken wirkt der Photo-MOSFET im Bereich der starken Inversion als eine Art Photomultiplier mit gemessenen Empfindlichkeiten, die bis zu 10^6 mal höher liegen, als die einer Photodiode. In diesem Arbeitsbereich besitzt der Photo-MOSFET eine logarithmische Transfer-Charakteristik mit einem großen Dynamikbereich von über 140dB. Es wurde experimentell keine Möglichkeit gefunden (trotz dem Einsatz eines fokussierten Lasers), diesen Photosensor in einen Sättigungszustand zu bringen. Der große Dunkelstrom in starker Inversion sollte allerdings für einen effektiven Betrieb kompensiert werden. Im Arbeitsbereich der schwachen Inversion besitzt der Photo-MOSFET eine näherungsweise lineare Transfer-Charakteristik, wobei die Empfindlichkeit größer und der verbleibende Dunkelstrom geringer als bei einer Photodiode ist. Das Fixed-Pattern-Noise ist jedoch deutlich höher als das von Photodioden bei vergleichbaren Bauelementabmessungen. Daher ist der Photo-MOSFET nur für eindimensionale Photosensorarrays sinnvoll einsetzbar, bei der das Bauelement ausreichend groß dimensioniert werden kann und der Abstand der Photosensorelemente für hohe Ortsauflösungen genügend klein bleibt. Der parasitäre bipolare Phototransistor besitzt keine wesentlichen Vorteile, wenn in der CMOS-Technologie die Photodiode als schneller und der Photo-MOSFET als empfindlicher Photosensor zur Verfügung stehen.

Für allgemeine Photosensorelemente wurden Schaltungen für die Auslese von Spannungs- oder Stromsignalen vorgestellt, die auch zur Signalvorverarbeitung dienen können. Hier wurde bewußt auf die Vorstellung von Operationsverstärkern und SC-Schaltungen (Switched Capacitor) verzichtet, da diese Schaltungen ausreichend häufig in der Literatur analysiert und beschrieben sind und sie wesentlich mehr Flächenbedarf aufweisen als die in dieser Arbeit gezeigten. In den vorgestellten Ausleseschaltungen für Photosensoren, aber auch bei Treiberschaltungen zur Signalausgabe, kann man den nichtimplantierten NIMOS-Transistor mit seiner niedrigen Schwellenspannung vorteilhaft ausnutzen.

Mit Hilfe eines Laser-Scan-Mikroskops kann man die mikroskopische Apertur einzelner Photosensorelemente sehr genau bestimmen. Ist diese bekannt, ist das Verhalten des Photosensorarrays bezüglich der Bildaufnahmeeigenschaften (für die gemessene Lichtwellenlänge) vollständig charakterisiert. Man kann die mikroskopische Apertur eines Photosensorelementes durch Wahl der Photosensorgeometrie, die gezielte Verwendung von lateralen und vertikalen pn-Übergängen oder gezielte Abblendung durch Metall bzw. Polysilizium

manipulieren, so daß man für gegebene Bild- und Abbildungseigenschaften, z.B. zur Vermeidung von Unterabtastung, optimale Lösungen finden kann.

Die charakterisierten Photosensoren und Schaltungen zur Auslese und Signalausgabe stellen eine Art Werkzeugkasten dar, mit dem man leistungsfähige integrierte Bildsensordsysteme entwickeln und auf gegebene Problemstellungen anpassen kann. Einige Anwendungen für eindimensionale Bildsensoren wurden vorgestellt, bei denen jeweils unterschiedliche Anforderungen an die Photosensoren gestellt sind. Zudem wurden konkrete Realisierungsbeispiele für integrierte Bildsensordsysteme vorgestellt:

- Ein flexibel programmierbares Bildsensordsystem mit massiv paralleler Bildvorverarbeitungselektronik (jedes Photosensorelement besitzt einen eigenen analogen Prozessor), welches für verschiedene Anwendungen einsetzbar ist.
- Ein Bildsensordsystem mit zwei Photosensorarrays und digitalem Korrelationsprozessor zur automatischen Fokussierung von Spiegelreflexkameras.
- Ein berührungslos arbeitendes, auf dem Ortsfilterprinzip basierendes integriertes Bildsensordsystem zur Geschwindigkeitsmessung, welches zeitkontinuierlich im "Current-Mode" arbeitet und ein bandpaßförmiges Signal ausgibt, dessen Bandmittenfrequenz proportional zur gemessenen Geschwindigkeit ist. Das System ist in der Lage, selbst bei bewegten Materialien mit kleinsten Oberflächenkontrastwerten eine Geschwindigkeitsinformation zu gewinnen. Mit Hilfe dieses Bildsensordsystems ist ebenso die Geschwindigkeit von Partikelströmen in Fluiden oder Gasen oder von bewegten Objekten meßbar und es kann z.B. in der Automatisierungstechnik eingesetzt werden.

Durch die ständige Weiterentwicklung und Miniaturisierung der CMOS-Technologie (der FhG-IMS-0,5µm-CMOS-Prozeß wird z.Z. entwickelt und der FhG-IMS-0,25µm-CMOS-Prozeß befindet sich in der Planung) ergeben sich immer vielfältigere Möglichkeiten, leistungsfähige integrierte Bildsensordsysteme mit immer mehr Photosensorelementen und ausgereifterer signalverarbeitender Elektronik zu realisieren. Durch das Verständnis der Photosensormodelle kann der Erhalt guter elektrooptischer Eigenschaften der Photosensoren bei der Weiterentwicklung der CMOS-Prozesse in gewissen Grenzen berücksichtigt werden.

Die Verwendung des Photo-MOSFET als analoger EEPROM Speicher mit einem zusätzlichen Zwischengate ist z.Z. am FhG-IMS Gegenstand der Forschung [98]. Dieser speicherbare und programmierbare Photosensor eröffnet weitere Anwendungsmöglichkeiten wie u.a. Musterspeicher oder automatischer Abgleich von ungleichmäßiger Beleuchtung.

Für das vorgestellte integrierte Bildsensordsystem zur Geschwindigkeitsmessung ist eine Folgeversion geplant, bei der eine Auswertung des Ortsfiltersignals und des Phasensignals auf dem Chip erfolgt und die gemessene Geschwindigkeit mit Richtung in digitaler Form ausgegeben wird.

Anhang A

Bestimmung der Photostromanteile der pn-Photodiode

In den nachfolgenden Unterkapiteln sollen die einzelnen Terme für die Photostromanteile hergeleitet werden. Die Zeitkonstanten für das immanente Tiefpaßverhalten der pn-Photodiode werden hier beispielhaft für die Wellenlänge von $\lambda=600\text{nm}$, bei der für den Absorptionskoeffizienten in Silizium $\alpha=10^6\text{m}^{-1}$ gilt, abgeschätzt.

A.1 Die Diffusionsphotoströme der vertikalen pn-Photodiode

Zur Berechnung des statischen Diffusionsphotostroms der vertikalen pn-Photodiode wird von der vereinfachten Annahme ausgegangen, daß im Abstand z von der Raumladungszone generierten Ladungsträger mit der Wahrscheinlichkeit

$$\exp\left(-\frac{z}{L_{n,p}}\right) \quad (\text{A.40})$$

zum Photostromanteil $I_{\text{Ph,diff}}$ beitragen [99]. Beispielhaft soll hier zunächst der statische Anteil des Diffusionsphotostroms im feldfreien p-Gebiet $I_{\text{Ph,diff,pG,ver}}$ unterhalb der Raumladungszone ermittelt werden.

Um das dynamische Verhalten des Diffusionsstromanteils zu beschreiben, bietet sich der Ansatz einer von der Modulationskreisfrequenz ω der eingestrahlenen Bestrahlungsstärke abhängigen Diffusionslänge $L_n(\omega)$ aus [100] an.

Die von der Eindringtiefe z abhängige effektive Generationsrate $g(z)$ ist gem. Gleichungen 2.11 und 2.12:

$$g_{\text{eff}}(z) = \frac{H_0 \mathbf{a}(1-R(\mathbf{I}))}{h \mathbf{n}} \left[\exp(-\mathbf{a} z) \exp\left(-\frac{z-(d_{n,\text{ver}}+l_p)}{L_n}\right) \right] \quad (\text{A.41})$$

Hier sei angenommen, das die Dicke der Substratschicht unterhalb der Raumladungszone sehr viel größer als die Diffusionslänge L_n ist. Wird die effektive Generationsrate über das feldfreie p-Gebiet in z -Richtung integriert und mit der optisch wirksamen Querschnittsfläche A multipliziert, erhält man den Diffusionsphotostrom $I_{\text{Ph,diff,pG,ver}}$ gem. [101] zu:

$$I_{\text{Ph,diff,pG,ver}} = A \int_{z=\text{dn,ver}+l_p}^{z=\text{wp,ver}} g_{\text{eff}}(z) dz = H_0 A \frac{q}{h\nu} \eta_{\text{opt,pG,ver}} \left(\frac{\alpha L_n}{1+(\alpha L_n)} \right), \quad (\text{A.42})$$

mit Gleichung 2.8 ist der optische Quantenwirkungsgrad:

$$h_{\text{opt,pG,ver}} = (1 - R(I)) \exp(-a(d_{\text{n,ver}} + l_p)). \quad (\text{A.43})$$

Die optisch wirksame Querschnittsfläche A ergibt sich aus Bild 2.9 zu:

$$A = A_{\text{Diode}} + 2l_p I_{\text{Diode}}. \quad (\text{A.44})$$

Für das feldfreie n-Gebiet oberhalb der Raumladungszone gilt analog:

$$I_{\text{Ph,diff,nG,ver}} = H_0 A \frac{q}{hn} h_{\text{opt,pG,ver}} \left(\frac{a L_p}{1 + (a L_p)} \right), \quad (\text{A.45})$$

mit

$$\eta_{\text{opt,nG,ver}} = (1 - R(\lambda)) [1 - \exp(-\alpha w_{\text{n,ver}})]. \quad (\text{A.46})$$

Die optisch wirksame Fläche A ist gem. Bild 2.9:

$$A = A_{\text{Diode}} - (2l_n I_{\text{Diode}}). \quad (\text{A.47})$$

$R(\lambda)$ lässt sich mit den Daten aus [102] im Bereich des sichtbaren Lichts mit einem Regressionspolynom 4. Grades approximieren:

$$R(I) = 3,67 \left(\frac{I}{\mu\text{m}} \right)^4 - 12,26 \left(\frac{I}{\mu\text{m}} \right)^3 + 15,3 \left(\frac{I}{\mu\text{m}} \right)^2 - 8,52 \left(\frac{I}{\mu\text{m}} \right) + 2,13. \quad (\text{A.48})$$

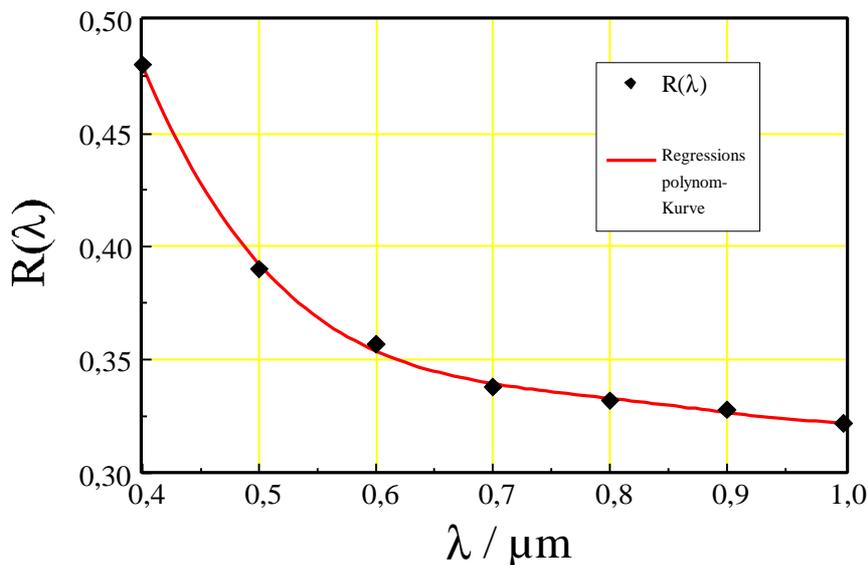


Bild A.19: Approximation für $R(\lambda)$

Für die Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten α kann mit [103], Bild A.2, im Bereich sichtbaren Lichts von etwa $\lambda=400\text{nm}$ bis $\lambda=800\text{nm}$ eine näherungsweise zugeschnittene Größengleichung angegeben werden:

$$\frac{\alpha(\lambda)}{[\text{m}^{-1}]} = 10^{\left[7 - 0,005 \left(\frac{\lambda}{[\text{nm}]} - 400 \right) \right]}, \quad (\text{A.49})$$

welche für α den folgenden exponentiellen Verlauf hat:

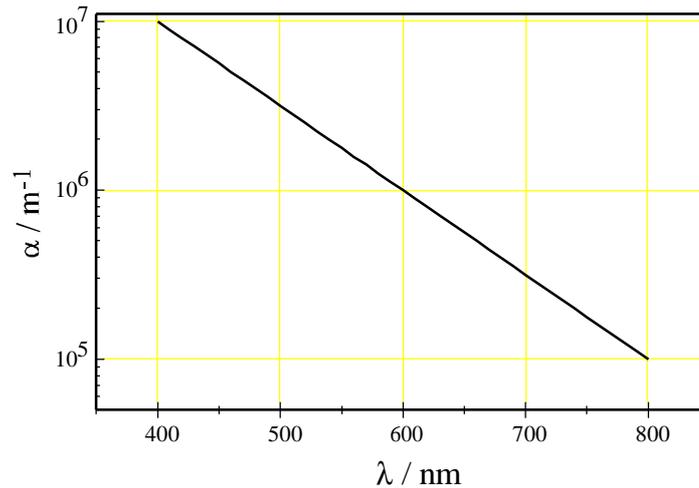


Bild A.20:Näherung für α im Bereich des sichtbaren Lichts

Zur Berücksichtigung der dynamischen Eigenschaften des Diffusionsphotostroms im feldfreien p-Gebiet wurde in [104] eine mit der Kreisfrequenz ω amplitudenmodulierte Bestrahlungsstärke $H_0(\omega)$ angenommen, die eine von der Kreisfrequenz ω abhängige, komplexwertige Diffusionslänge $L_n(\omega)$ zur Folge hat:

$$L_n(\omega) = \frac{L_n}{\sqrt{1 + j\omega\tau_n}}. \quad (\text{A.50})$$

Wird dieser Ausdruck in Gleichung A.3 eingesetzt so erhält man die komplexwertige Frequenzbereichsdarstellung des Elektronen-Diffusionsphotostroms aus dem feldfreien p-Gebiet:

$$I_{\text{Ph,diff,pG,ver}}(\omega) = H_0(\omega) A \frac{q}{h\nu} \eta_{\text{opt,pG,ver}} F_n(\omega), \quad (\text{A.51})$$

mit der Abkürzung:

$$F_n(\omega) = \left(\frac{\alpha L_n}{\sqrt{1 + j\omega\tau_n} + \alpha L_n} \right). \quad (\text{A.52})$$

Nun soll eine Näherung durch die Übertragungsfunktion (ÜTF) eines Tiefpasses 1.Ordnung $F'_n(\omega)$ für den Ausdruck $F_n(\omega)$ nach Gleichung A.13 hergeleitet werden, um eine analytische Lösung zur Hand zu haben. Es wird darauf hingewiesen, daß durch eine solche Tiefpaßnäherung 1.Ordnung der Phasenverlauf der ÜTF $F_n(\omega)$ nicht exakt wiedergegeben wird. Lediglich der Betragsverlauf von $F_n(\omega)$, der eine Tiefpaßcharakteristik aufweist, wird bezüglich seiner Grenzfrequenz und seinem Wert bei $\omega=0$ korrekt dargestellt.

Zur vollständigen Beschreibung des Zeitverhaltens eines Tiefpasses 1.Ordnung reichen bekanntermaßen die Werte der 3dB-Kreisfrequenz $\omega_{3\text{dB},n}=1/\tau_{\text{TP}}$ von $F_n(\omega)$ und die Werte von $F_n(\omega=0)$ in Abhängigkeit von den Halbleiterparametern α , τ_n und L_n aus.

$\omega_{3dB,p}(\alpha, \tau_n, L_n)$ kann aus der Gleichung $\left| F_n(\omega_{3dB,n}) / F_n(\omega = 0) \right| = 1 / \sqrt{2}$ analytisch nicht ermittelt werden.

Für verschiedene Parameterwerte von α und L_n , wobei τ_n durch Gleichung A.13 über L_n festgelegt ist, kann man, wie in Bild A.3 den Betragsverlauf von $F_n(\omega)$ numerisch über ω darstellen lassen [105]:.

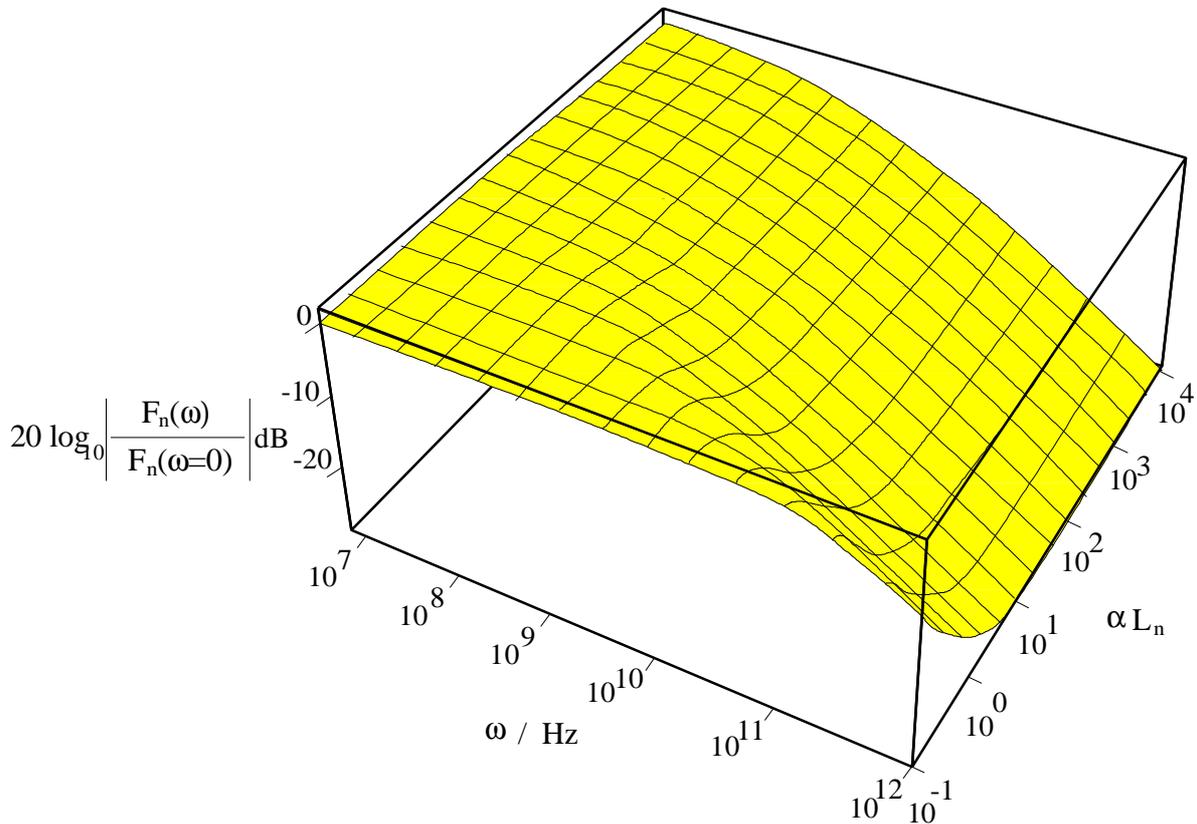


Bild A.21: Darstellung des normierten Betragsverlaufs $20 \log_{10} |F_n(\omega)/F_n(\omega=0)|$

Aus Bild A.3 kann $\omega_{3dB,p}(\alpha, \tau_n, L_n)$ durch Setzen von $\left| F_n(\omega_{3dB,n}) / F_n(\omega = 0) \right| = 1 / \sqrt{2}$ als Höhenlinie für verschiedene Werte von αL_n aus den hier benötigten Wertebereichen abgelesen werden.

Da in $F_n(\omega)$ die veränderlichen Parameter und die Kreisfrequenz ω ausschließlich als Produkte $\omega \tau_n$ und αL_n auftreten, kann eine von nur einer unabhängig Veränderlichen abhängige Funktion $\omega_{3dB,n} \tau_n(\alpha L_n)$ wie in Tabelle A.1 aufgestellt werden.

Da die Wertebereiche der aufgenommenen Wertepaare mehrere Größenordnungen umfassen, erreicht man eine exaktere Approximation wenn man die polynomische Regressionsanalyse für die logarithmierten Wertepaare durchführt, wobei hier zuvor das Produkt αL_n mit 10 multipliziert wurde.

aL_n für: $a = 10^6 \text{ m}^{-1}$	$\frac{w_{3\text{dB},n}}{[10^9 \text{ s}^{-1}]}$ für: $a = 10^6 \text{ m}^{-1}$	$w_{3\text{dB},n} t_n =$ $w_{3\text{dB},n} \frac{L_n^2}{m_n U_{\text{Temp}}}$	$y(x) = \ln[w_{3\text{dB},n} t_n]$ $= \ln\left[w_{3\text{dB},n} \frac{L_n^2}{m_n U_{\text{Temp}}}\right]$	$x = \ln[10aL_n]$
0,1	200	1,6025	0,4715	0
0,2	65	2,0833	0,7339	0,6931
0,5	15	3,0048	1,1002	1,6094
1	4,5	3,6058	1,2825	2,3025
2	2	6,4103	1,8579	2,9957
5	1	20,0321	2,9973	3,9120
6	0,8	23,0769	3,1388	4,094
10	0,56	44,871	3,8037	4,6051
50	0,375	751,21	6,6216	6,2146
100	0,357	2860,57	7,9587	6,9077
500	0,35	70112,2	11,1578	8,5172
1000	0,34	272435	12,5151	9,2103
10000	0,28	22435897	16,9262	11,5129

Tabelle A.6: Wertepaare zur Bestimmung einer approximierten Funktion $y(x)$

Durch die 13 hier bestimmten Wertepaare kann mittels einer polynomischen Regressionsanalyse eine ganzrationale Funktion gelegt werden:

Dabei ergibt sich ein Regressionspolynom 4. Grades, das die ursprünglichen Wertepaare mit einem maximalen relativen Fehler von 8% annähert:

$$y(x) = -0,0007x^4 + 0,0065x^3 + 0,1422x^2 - 0,0033x + 0,565.$$

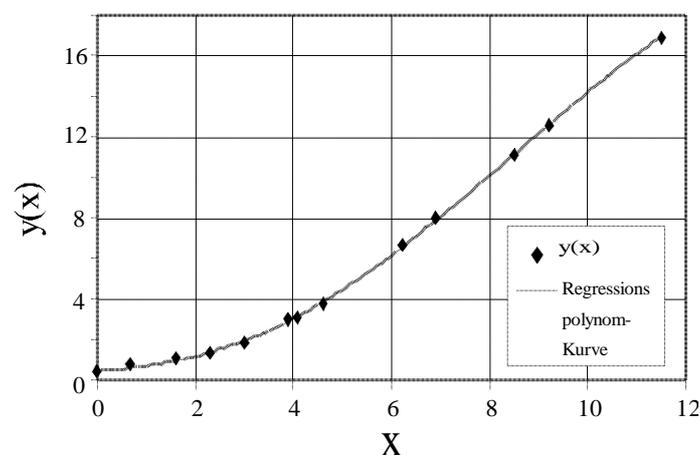


Bild A.22: Approximierendes Regressionspolynom zur analytischen Darstellung der Höhenlinie der Grenzfrequenz $\omega_{3\text{dB},p}$ aus Bild A.3.

Die Grenzfrequenz berechnet sich somit zu:

$$\omega_{3dB,n} = \frac{\mu_n U_{Temp}}{L_n^2} \exp(y) \quad (A.53)$$

und man erhält als Näherung für $F_p(\omega)$ die ÜTF des Tiefpasses 1.Ordnung:

$$F_n'(\omega) = \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n} \left[\frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_{3dB,n}}} \right]. \quad (A.54)$$

Im Zeitbereich erhält man durch Rücktransformation für den Löcherdiffusionsstromanteil eine inhomogene Differentialgleichung 1.Ordnung, die im CADENCE-Design-Framework implementiert werden kann:

$$I_{Ph,diff,pG,ver}(t) = q \frac{\eta_{opt,pG,ver}}{h\nu} A H_0(t) \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n} - \frac{1}{\omega_{3dB,n}} \frac{d I_{Ph,diff,pG,ver}(t)}{dt}. \quad (A.55)$$

Für die Näherung der ÜTF $F_p(\omega)$ für die Löcherdiffusionsstromanteile ergibt sich völlig analog:

$$\omega_{3dB,p} = \frac{\mu_p U_{Temp}}{L_p^2} \exp(y), \quad (A.56)$$

$$I_{Ph,diff,nG,ver}(t) = q \frac{\eta_{opt,nG,ver}}{h\nu} A H_0(t) \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} - \frac{1}{\omega_{3dB,p}} \frac{d I_{Ph,diff,nG,ver}(t)}{dt}. \quad (A.57)$$

Für die Elektronendiffusion im feldfreien p-Gebiet mit der Diffusionslänge $L_n=14\mu\text{m}$ erhält man bei $\lambda=600\text{nm}$ näherungsweise eine 3dB-Eckfrequenz von $f_{3dB,diff,pG,ver}=200\text{MHz}$. Bei großen Wellenlängen, mit $\lambda=800\text{nm}$, sinkt die 3dB-Eckfrequenz auf etwa $f_{3dB,diff,pG,ver}=11\text{MHz}$ ab. Für größere Diffusionslängen, mit beispielsweise $L_n=200\mu\text{m}$, wie sie aus [106] in Silizium vorkommen können, sinkt die 3dB-Eckfrequenz ebenfalls ab. Die Eckfrequenzwerte der Diffusionsströme sind also für bestimmte Anwendungsfälle nicht mehr zu vernachlässigen. Für die Löcherdiffusion werden, bei ansonsten ähnlichen Diffusionslängen, aufgrund der geringeren Beweglichkeit noch kleinere Eckfrequenzen erreicht.

A.2 Die Diffusionsphotoströme der lateralen pn-Photodiode

Bei der lateralen pn-Photodiode fällt das Licht parallel zum pn-Übergang ein:

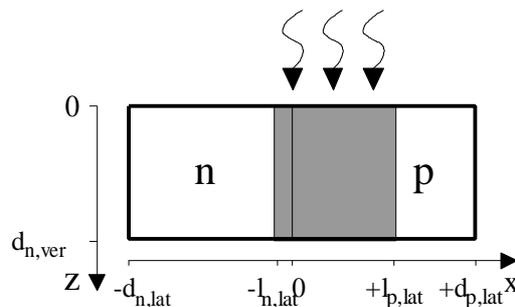


Bild A.23: Schematische Darstellung der Struktur einer lateralen pn-Photodiode

Der interne Quantenwirkungsgrad η_{int} kann bei der lateralen pn-Photodiode durch die exponentiell mit dem Abstand zur Raumladungszone x abnehmende Wahrscheinlichkeit

$$\exp\left(-\frac{x}{L_{n,p}}\right) \quad (\text{A.58})$$

beschrieben werden, mit der generierte Ladungen zum Photostrom beitragen.

Hier soll der Diffusionsphotostrom nur aus dem feldfreien p-Gebiet $I_{\text{Ph,diff,pG,lat}}$ berücksichtigt werden. Der Anteil des Diffusionsstromes aus dem feldfreien n-Gebiet $I_{\text{Ph,diff,nG,lat}}$ ist bei der Modellbildung dem vertikalen Diffusionsstrom zugeteilt worden und kann daher nicht erneut berücksichtigt werden. Im feldfreien p-Gebiet geht photogenerierte Ladung an den direkt benachbarten pn-Übergang im Abstand von $2w_{p,\text{lat}}$ verloren. Die Wahrscheinlichkeit, mit der eine photogenerierte Ladung zum lateralen Diffusionsphotostrom aus dem feldfreien n-Gebiet beiträgt, ist dann gem. Bild 2.9:

$$\exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{2w_{p,\text{lat}} - x}{L_n}\right)\right] \quad (\text{A.59})$$

Der interne Quantenwirkungsgrad ergibt sich durch Mittelung bzw. Integration über das gesamte feldfreie p-Gebiet:

$$\begin{aligned} \eta_{\text{int,pG,lat}} &= \frac{1}{2w_{p,\text{lat}}} \int_{x=0}^{2w_{p,\text{lat}}} \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{2w_{p,\text{lat}} - x}{L_n}\right)\right] dx \\ &= \frac{L_n}{2w_{p,\text{lat}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{2w_{p,\text{lat}}}{L_n}\right)\right] - \exp\left(-\frac{2w_{p,\text{lat}}}{L_n}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.60})$$

Durch Koeffizientenvergleich mit Gleichung 2.51 folgt für den statischen Diffusionsphotostrom der lateralen pn-Photodiode der Ausdruck:

$$\begin{aligned} I_{\text{Ph,diff,pG,lat}} &= H_0 A \frac{q}{h\nu} \eta_{\text{opt,latr}} \eta_{\text{int,pG,lat}} = \\ &= H_0 A \frac{q}{h\nu} \eta_{\text{opt,latr}} \left\{ \frac{L_n}{2w_{p,\text{lat}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{2w_{p,\text{lat}}}{L_n}\right)\right] - \exp\left(-\frac{2w_{p,\text{lat}}}{L_n}\right) \right\}, \end{aligned} \quad (\text{A.61})$$

Für den optischen Quantenwirkungsgrad, ergibt sich gem. Gleichung 2.8 und Bild 2.9:

$$\eta_{\text{opt,lat}} = (1 - R(\lambda)) \left[1 - \exp(-\alpha d_{n,\text{ver}})\right]. \quad (\text{A.62})$$

Gem. Bild 2.9 ist die wirksame Querschnittsfläche

$$A = l_{\text{Diode}} (d_{n,\text{ver}} + l_p). \quad (\text{A.63})$$

Für die Berechnung der 3-dB Eckfrequenzen wird wie in Kapitel A.1 der Ansatz einer von der Kreisfrequenz ω abhängigen, komplexwertigen Diffusionslänge $L_n(\omega)$ verwendet, und man erhält unter der Annahme, daß $2w_{p,\text{lat}} \gg L_n$:

$$\eta_{\text{int,pG,lat}}(\omega) = \frac{L_n(\omega)}{2w_{\text{p,lat}}} = \frac{L_n}{2w_{\text{p,lat}} \sqrt{1 + j\omega\tau_n}}. \quad (\text{A.64})$$

Dieser Ausdruck für den internen Quantenwirkungsgrad ist analytisch lösbar [107]:

$$f_{3\text{dB,diff,pG,lat}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{10^{3/5} - 1} \frac{1}{\tau_n}. \quad (\text{A.65})$$

Bei $\lambda=600\text{nm}$ ergibt dies näherungsweise eine 3dB-Eckfrequenz von $f_{3\text{dB,diff,pG,lat}}=3,6\text{MHz}$. Eine geringe 3dB-Eckfrequenz ist zu erwarten, da die photogenerateden Ladungen gem. der Annahme $2w_{\text{p,lat}} \gg L_n$ eine relativ große Strecke durch Diffusion zurücklegen müssen.

A.3 Die Driftphotoströme der vertikalen pn-Photodiode

Zunächst müssen die elektrische Feldstärke $E(x)$ und die Driftgeschwindigkeiten $v(x)$ der generierten Ladungsträger in der RLZ quantitativ bestimmt werden, um eine geeignete Modellbeschreibung für die Driftströme zu finden. Eine rein qualitative Betrachtung ist hier nicht möglich, da die im modellierten Bauelement auftretenden Größen den Aufbau eines zulässigen Modells mit möglichst geringem Aufwand bei realitätsnaher Modellierung entscheidend beeinflussen. Daher müssen die Werte oder Wertebereiche dieser Größen zunächst bestimmt werden.

Laut [108], gilt für die maximale Feldstärke $-E_{\text{max}}$ in der RLZ:

$$-E_{\text{max}} = -\sqrt{\frac{2qN_A N_D (-U_D - U_{\text{Diode}})}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{r,Si}} (N_A + N_D)}}. \quad (\text{A.66})$$

Im Hinblick auf den Einsatz des Photodiodenmodells zur Modellierung eines Photo-MOSFETs werden hier beispielhaft die Werte $N_A=N_{\text{p,Substrat}}=2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ und $N_D=N_{\text{n,Wanne}}=1 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$, die [109] entnommen wurden, angesetzt.

Für den Wert von U_D erhält man aus Gleichung 2.37 unter Verwendung des Wertes $n_i=1,5 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ [110] den Wert $U_D = 0,595\text{V}$.

Für geringe Sperrspannungsschwankungen, wie sie im Bereich von $-5\text{V} < U_{\text{Diode}} < -4\text{V}$ angenommen wurden, kann eine mittlere Sperrschichtspannung $U_{\text{Diode,m}}=-4,5\text{V}$ zur Berechnung einer als konstant angenommenen mittleren Sperrschichtkapazität $C_{\text{RLZ,m}}$ herangezogen werden. Dann darf in der Gleichung A.27 anstatt der Wert für C_{RLZ} der Wert für $C_{\text{RLZ,m}}$ eingesetzt werden. Damit ergibt sich: $E_{\text{max}} = -1,76 \cdot 10^6 \text{Vm}^{-1}$.

Für die Ausdehnung der gesamten RLZ gilt:

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_{\text{r,Si}} (N_A + N_D) (U_D - U_{\text{Diode}})}{qN_A N_D}} = 5,96\mu\text{m}. \quad (\text{A.67})$$

Für die Ausdehnung der RLZ gilt laut [111] mit den angenommenen Werten:

$$I_p = w \frac{N_D}{N_D + N_A} = 5,84 \mu\text{m}. \quad (\text{A.68})$$

$$I_n = w \frac{N_A}{N_D + N_A} = 0,12 \mu\text{m}. \quad (\text{A.69})$$

Laut [112] und [113] gilt zwischen der elektrischen Feldstärke E und der Ladungsträgerdriftgeschwindigkeit v nur unterhalb der Sättigungsfeldstärke E_{sat} ein linearer Zusammenhang. Oberhalb von E_{sat} kann v als konstant angenommen werden. In Silizium gilt bei $T=300\text{K}$:

$$v_n = -\mu_n E \text{ für } E < E_{\text{sat},n} = 1,0 \cdot 10^6 \text{ Vm}^{-1}, \text{ sonst } v_n = v_{\text{sat},n} = -1,0 \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}, \quad (\text{A.70})$$

$$v_p = \mu_p E \text{ für } E < E_{\text{sat},p} = 1,3 \cdot 10^6 \text{ Vm}^{-1}, \text{ sonst } v_p = v_{\text{sat},p} = 0,5 \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}. \quad (\text{A.71})$$

Mit diesen Werten ergeben sich die Darstellungen von $v(x)$ und $E(x)$ in im folgenden Bild A.6:

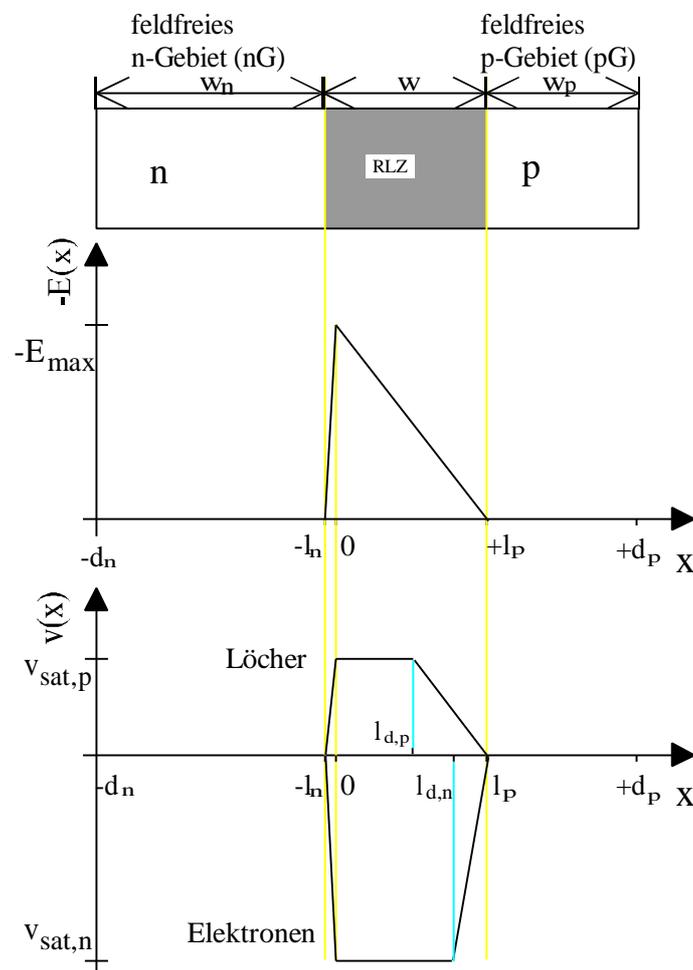


Bild A.24: Verlauf der elektrischen Feldstärke und der Driftgeschwindigkeiten in der RLZ

Wie deutlich zu erkennen ist existieren drei verschiedene Driftzonen für Elektronen und Löcher in der RLZ, d.h. jeweils zwei Gebiete linearen Geschwindigkeitsanstiegs und ein Gebiet konstanter Driftgeschwindigkeit.

Für eine konstante Driftgeschwindigkeit (z.B. wie in der Absorptionszone einer pin-Diode bei Driftgeschwindigkeitssättigung) bleibt die ortsbezogene Verteilungen der Elektronen- und Löcherdriftströme $i_{\text{ort},n,p}(x)$ zeitlich gleichförmig. Hier hingegen werden die ortsbezogene Stromverteilungen mit der Zeit nichtlinear verzerrt. Ein versuchsweiser Ansatz zur Driftstromberechnung unter diesen Umständen zeigte, daß für jede Driftzone und für bestimmte Zeitintervalle Teillösungen zu berechnen sind, die mehrfach auf nicht analytisch lösbare sondern tabellierte Integrale führen [114]. Die Einführung einer mittleren Driftgeschwindigkeit in der RLZ führt bei der Modellbildung zu Verfälschungen der Form der Impulsantwort der Driftphotoströme, wobei angenommen werden kann, daß die Anstiegs- und Abfallzeitkonstanten annähernd modelliert werden.

Die Berechnung der formgetreuen Impulsantworten (wie z.B. in [115]) erscheint also nicht sinnvoll, d.h. hier sollen lediglich Zeitkonstanten für ein Tiefpaßmodell 1.Ordnung bei amplitudenmodulierter Bestrahlungsstärke berechnet werden.

Zur Berechnung dieser Zeitkonstanten betrachte man die von einem Lichtpuls der Bestrahlungsstärke $h(t)=H_0\delta(t)$ zum Zeitpunkt $t=+0$ laut [116] hervorgerufenen ortsabhängigen Elektronen- und Löcherstromverteilungen. Dabei bezeichnet $\delta(t)$ die Dirac'sche δ -Impulsfunktion:

$$\begin{aligned} I_{\text{ort},n}(x, t = +0) &= q A v_n(x) \int_{t=-\sigma}^{t=+\sigma} g(x, t) dt \\ &= q A v_n(x) \frac{1-R(\lambda)}{h\nu} H_0 \alpha \exp(-\alpha(x+l_n)), \end{aligned} \quad (\text{A.72})$$

$$\begin{aligned} I_{\text{ort},p}(x, t = +0) &= q A v_p(x) \int_{t=-\sigma}^{t=+\sigma} g(x, t) dt \\ &= q A v_p(x) \frac{1-R(\lambda)}{h\nu} H_0 \alpha \exp(-\alpha(x+l_p)). \end{aligned} \quad (\text{A.73})$$

wobei $\sigma > 0$ eine beliebig kleine Zeitdauer darstellt, und für die Generationsrate laut Gleichung 2.11 gilt:

$$g(x, t) = \frac{1-R(\lambda)}{h\nu} H_0 \delta(t) \alpha \exp(-\alpha(x+l_n)) \quad (\text{A.74})$$

Damit lauten die im äußeren Stromkreis der Photodiode, unter Verwendung konstanter, mittlerer Driftgeschwindigkeiten, durch den Lichtpuls hervorgerufenen Elektronen- und Löcherdriftströme:

$$I_{\text{Ph,drif},n,\text{ver}}(t) = \frac{1}{W} \left[\text{Heav}(t) - \text{Heav}\left(t - \frac{l_R}{v_{n,m}}\right) \right] \int_{x=-l_n+v_{n,m}t}^{x=+l_p} I_{\text{ort},n}(x, t = +0) dx, \quad (\text{A.75})$$

$$I_{\text{Ph,drif},p,\text{ver}}(t) = \frac{1}{W} \left[\text{Heav}(t) - \text{Heav}\left(t - \frac{l_R}{v_{p,m}}\right) \right] \int_{x=-l_n}^{x=+l_p-v_{p,m}t} I_{\text{ort},p}(x, t = +0) dx, \quad (\text{A.76})$$

mit Heav(t), der Heavyside'schen Einheitssprungfunktion.

Die mittleren Driftgeschwindigkeiten für Löcher- und Elektronen ergibt sich aus Mittelwertbildung durch Integration :

$$v_{n,m} = \frac{1}{w} \int_{x=-l_n}^{x=+l_p} v_n(x) dx = \frac{v_{sat,n}}{2w} (w + l_{d,n}) < 0, \tag{A.77}$$

mit: $l_{d,n} = l_p \left(1 - \frac{E_{sat,n}}{E_{max}} \right), \tag{A.78}$

$$v_{p,m} = \frac{1}{w} \int_{x=-l_n}^{x=+l_p} v_p(x) dx = \frac{v_{sat,p}}{2w} (w + l_{d,p}) > 0, \tag{A.79}$$

mit: $l_{d,p} = l_p \left(1 - \frac{E_{sat,p}}{E_{max}} \right). \tag{A.80}$

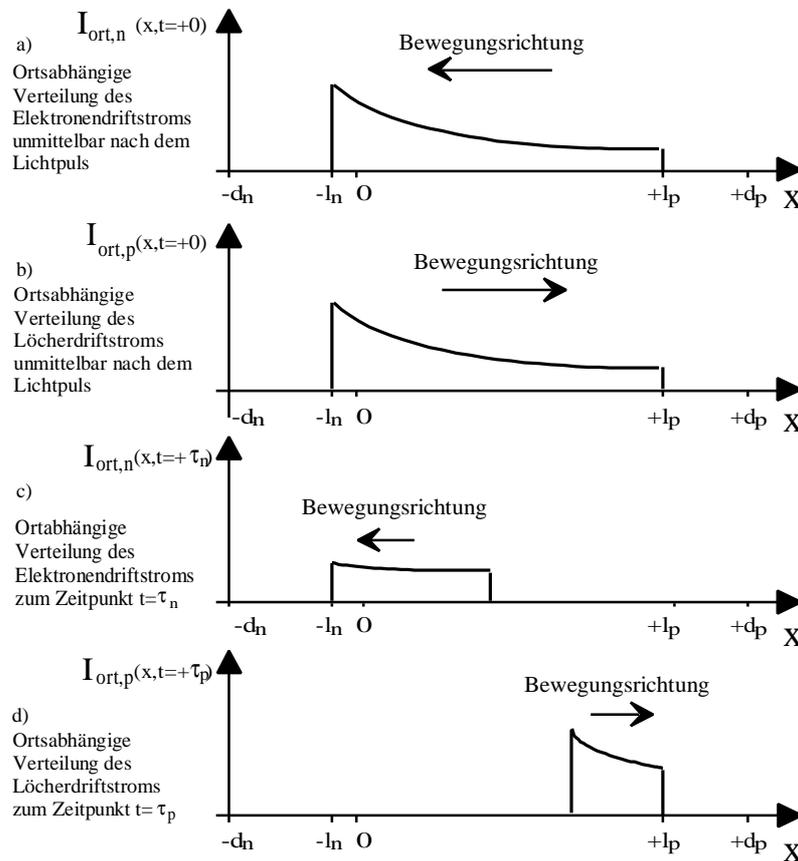


Bild A.25: Ortsbezogene Driftstromverteilungen in der RLZ einer vertikalen pn-Photodiode verursacht durch einen Lichtpuls

Unter der Annahme konstanter Driftgeschwindigkeiten wandern die ortsbezogenen Elektronen- bzw. Löcherstromverteilungen des Zeitpunkts $t=+0$ mit der Zeit nach links bzw. rechts aus der RLZ heraus, wie in Bild A.7 zu erkennen ist. Deshalb nehmen die Driftstromstärken über der Zeit ab und werden zu Null, wenn die Verteilungen vollständig aus

der RLZ gedriftet sind. Zu den angegebenen Zeitpunkten $t=+\tau_n$ bzw. $t=+\tau_p$ sind die ursprünglichen Driftstromstärken auf den $1/\exp(1)$ -ten Wert abgefallen.

Die genannten Zeitkonstanten können demnach als Zeitkonstanten von Tiefpässen 1.Ordnung betrachtet werden, wobei die hier durchgeführten Überlegungen die Impulsantworten der Photodriftströme beschreiben. Die Zulässigkeit einer solchen Tiefpaßnäherung kann dabei durch die in [117] und [118] hergeleiteten Frequenzgänge der Driftströme von pin-Photodioden angenommen werden, wenn man die dargestellten si-Funktionsverläufe durch Tiefpässe 1.Ordnung annähert.

Zur Berechnung der Zeitkonstanten bei der vertikalen pn-Photodiode setzt man den mit $1/\exp(1)$ multiplizierten Driftstromwert zum Zeitpunkt $t=+0$, nach Gleichung A.33 bzw. A.34, gleich dem Driftstromwert aus Gleichung A.36 bzw. A.37 bei $t=\tau_{n,ver}$ und $t=\tau_{p,ver}$. Als Lösung der Gleichungen erhält man die gesuchten Zeitkonstanten:

$$\tau_{n,ver} = \frac{1}{v_{n,m}} \left[-w_{n,ver} - \frac{1}{\alpha} \ln \left[\exp(-\alpha w_{n,ver} - 1) + \left[1 - \frac{1}{\exp(1)} \right] \exp(-\alpha (d_{n,ver} + l_p)) \right] \right], \quad (A.81)$$

$$\tau_{p,ver} = \frac{1}{v_{p,m}} \left[l_p + d_{n,ver} + \frac{1}{\alpha} \ln \left[\left[1 - \frac{1}{\exp(1)} \right] \exp(-\alpha w_{n,ver}) + \exp(-\alpha (d_{n,ver} + l_p) - 1) \right] \right]. \quad (A.82)$$

Für die resultierenden Driftströme in der Tiefpaß-Beschreibung erhält man dann im Frequenzbereich:

$$I_{Ph,drif,n,ver}(\omega) = \frac{1}{2} q \frac{\eta_{opt,RLZ,ver}}{h\nu} A H_0(\omega) \left[\frac{1}{1 + j\omega \tau_{n,ver}} \right], \quad (A.83)$$

$$I_{Ph,drif,p,ver}(\omega) = \frac{1}{2} q \frac{\eta_{opt,RLZ,ver}}{h\nu} A H_0(\omega) \left[\frac{1}{1 + j\omega \tau_{p,ver}} \right]. \quad (A.84)$$

Im Zeitbereich erfolgt die Darstellung durch inhomogene Differentialgleichungen 1. Ordnung:

$$I_{Ph,drif,n,ver}(t) = \frac{1}{2} q \frac{\eta_{opt,RLZ,ver}}{h\nu} A H_0(t) - \tau_{n,ver} \frac{dI_{Ph,drif,n,ver}(t)}{dt}, \quad (A.85)$$

$$I_{Ph,drif,p,ver}(t) = \frac{1}{2} q \frac{\eta_{opt,RLZ,ver}}{h\nu} A H_0(t) - \tau_{p,ver} \frac{dI_{Ph,drif,p,ver}(t)}{dt}, \quad (A.86)$$

wobei gilt:

$$\eta_{opt,RLZ,ver} = (1 - R(\lambda)) \left[\exp(-\alpha w_{n,ver}) - \exp(-\alpha (d_{n,ver} + l_p)) \right]. \quad (A.87)$$

Die wirksame optische Fläche ist dann nach Bild 2.9 einzusetzen:

$$A = A_{Diode} + l_{Diode} l_p. \quad (A.88)$$

Die Berechnung von typischen Zeitkonstanten für die Abmessungen und Halbleiterparameter des Photo-MOSFET ergibt bei Licht für $\lambda=600\text{nm}$: $\tau_{n,ver} = 15,8\text{ps}$ und $\tau_{p,ver} = 152,5\text{ps}$.

Ermittelt man mit

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (\text{A.89})$$

die 3dB-Eckfrequenzen der Tiefpaßmodelle, so erhält man $f_{3dB,drif,n,ver} = 10,04\text{GHz}$ und $f_{3dB,drif,p,ver} = 1,04\text{GHz}$.

Aufgrund der geringeren Driftgeschwindigkeit und der Richtung des Löcherdriftstroms, bei der der größte Anteil der ortsbezogenen Stromverteilung zuletzt aus der RLZ herausdriftet, ist die Grenzfrequenz des Löcherdriftstromes merklich geringer als diejenige des Elektronendriftstromes.

A.4 Die Driftphotoströme der lateralen pn-Photodiode

Hier soll analog zu Kapitel A3 vorgegangen werden, wobei sich wegen der Einstrahlrichtung einfachere Ausdrücke ergeben.

Betrachtet man Bild A.5, so zeigt sich, daß in der lateralen pn-Photodiode der Wert der Generationsrate nicht von der Koordinate x sondern nur von der Koordinate z abhängt. Damit sind die ortsbezogenen Driftstromverteilungen, bei Betrachtung infinitesimal dünner pn-Photodioden in den Ebenen konstanter z -Werte, über dem Ort x konstant. Vernachlässigt man die Diffusionsströme in z -Richtung so gilt wegen der linearen Abnahme der Driftstromstärken mit der Zeit aufgrund des gleichmäßigen Herausdriftens der ortsbezogenen Stromverteilungen aus der RLZ für die Zeitkonstanten:

$$\tau_{n,lat} = \left(1 - \frac{1}{\exp(1)}\right) \frac{w}{-v_{n,m}}, \quad (\text{A.90})$$

$$\tau_{p,lat} = \left(1 - \frac{1}{\exp(1)}\right) \frac{w}{v_{p,m}}. \quad (\text{A.91})$$

Die Frequenz- und Zeitbereichsbeschreibungen können wie in Kapitel A.3 formuliert werden. Für die resultierenden Driftströme in der Tiefpaß-Beschreibung erhält man dann im Frequenzbereich:

$$I_{Ph,drif,n,lat}(\omega) = \frac{1}{2}q \frac{\eta_{opt,lat}}{hv} A H_0(\omega) \left[\frac{1}{1 + j\omega\tau_{n,lat}} \right], \quad (\text{A.92})$$

$$I_{Ph,drif,p,lat}(\omega) = \frac{1}{2}q \frac{\eta_{opt,lat}}{hv} A H_0(\omega) \left[\frac{1}{1 + j\omega\tau_{p,lat}} \right]. \quad (\text{A.93})$$

Im Zeitbereich erfolgt die Darstellung durch inhomogene Differentialgleichungen 1. Ordnung:

$$I_{\text{Ph,drif,n,lat}}(t) = \frac{1}{2} q \frac{\eta_{\text{opt,lat}}}{h\nu} A H_0(t) - \tau_{\text{n,lat}} \frac{dI_{\text{Ph,drif,n,lat}}(t)}{dt}, \quad (\text{A.94})$$

$$I_{\text{Ph,drif,p,lat}}(t) = \frac{1}{2} q \frac{\eta_{\text{opt,lat}}}{h\nu} A H_0(t) - \tau_{\text{n,ver}} \frac{dI_{\text{Ph,drif,p,lat}}(t)}{dt}. \quad (\text{A.95})$$

wobei $\eta_{\text{opt,lat}}$ aus Gleichung A.23 zu entnehmen ist. Die wirksame Fläche bestimmt sich zu

$$A = 2l_{\text{Diode}} w. \quad (\text{A.96})$$

Auch hier werden typische Werte unter Verwendung der Parameter und Abmessungen des Photo-MOSFET berechnet: $\tau_{\text{n,lat}} = 60,0\text{ps}$ und $\tau_{\text{p,lat}} = 105,9\text{ps}$. Für die 3dB-Eckfrequenzen der Tiefpaßmodelle erhält man $f_{3\text{dB,drif,n,lat}} = 2,63\text{GHz}$ bzw. $f_{3\text{dB,drif,p,lat}} = 1,50\text{GHz}$.

Aufgrund der wesentlich schnelleren immanenten Zeitkonstanten der Driftphotoströme sind diese vielen praktischen Fällen gegenüber denen der Diffusionsphotoströme vernachlässigbar.

Literaturverzeichnis

- [119] R. Dyck, G. Weckler, "Integrated arrays of silicon photodetectors for image sensing", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. ED-15(4), 1968, pp. 196 - 201.
- [120] W. S. Boyle, G. E. Smith, "Charge coupled semiconductor devices", *Bell Syst. Tech. Journal*, Vol. 49, 1970, pp. 587 -593.
- [121] P. Klinget, M. S. Steyaert, "A Programmable Analog Cellular Neural Network CMOS Chip for High Speed Image Processing", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 30, No. 3, March 1995, pp. 235 - 243.
- [122] S. Espejo, A. Rodriguez-Vasquez, R. Dominguez-Castro, J. L. Huertas, and E. Sanchez-Sinencio, "Smart Pixel Neural Networks in Analog Current Mode CMOS Technology", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 29, No. 8, August 1994 , pp. 895 - 904.
- [123] C. Y. Wu, C. F. Chiu, "A New Structure of the 2-D Silicon Retina", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 30, No. 8, Aug. 1995, pp. 890 - 897.
- [124] J. M. Stern, P. A. Ivey, S. P. Larcombe, N. J. Goodenough, N. L. Seed, A. J. Shelley, "An Ultra Compact, Low-Cost, Complete Image-Processing System", *ISSCC 1995 Digest of Technical Papers*, San Francisco, Feb. 1995, pp. 230 - 231.
- [125] T. Engel: *Einbindung von Modellen optische empfindlicher Bauelemente in das CADENCE Design Framework*, Studienarbeit, Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, Januar 1996, S. 47 - 48.
- [126] M. Bleicher: *Halbleiter-Optoelektronik*, Hüthig, 1985, S. 100.
- [127] G. Grau, W. Freude: *Optische Nachrichtentechnik*, Springer, 1991, S.246.
- [128] E. Dereniak, D. Grove: *Optical Radiation Detectors*, Wiley, 1984, pp. 187 -255.
- [129] G. Winstel, C. Weyrich: *Optoelektronik II*, Springer, 1986, S. 226 - 231.
- [130] R. H. Dyck , "Design, Fabrication, and Performance of CCD Imagers", *VLSI Electronics: Microstructure Science*, Vol. 3, 1982, pp. 65 - 107.
- [131] W. Friedrich, C. Schaub: *Tabellenbuch für Elektrotechnik*, Dümmler-Verlag, 1963, S.153.
- [132] K. Heime: *Elektronische Bauelemente*, Vorlesung an der RWTH Aachen, 1986 , S.5.7.
- [133] M. Bleicher: *Halbleiter-Optoelektronik*, Hüthig, 1976, S. 36.
- [134] J. Fritz: *Elektrooptischer Test hochintegrierter CMOS-Schaltungen*, Hüthig, 1990, S.19 - 20.
- [135] W. Bludau: *Halbleiter - Optoelektronik*, Hanser, 1995, S. 201.
- [136] H. Luck: *Grundlagen der Theoretischen Nachrichtentechnik 3*, Vorlesung an der Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, 1990.
- [137] R. Sarkeshpar, T. Delbrück, and C. A. Mead, "White Noise in MOS Transistors and Resistors", *IEEE Circuits and Devices*, Vol. 9, No. 6, November 1993, pp. 23 - 29.
- [138] A. v. d. Ziel: *Fluctuation Phenomena in Semiconductors*, Butterworth, London, 1959.
- [139] R. Gregorian, G. Temes: *Analog MOS Integrated Circuits for Signal Processing*, New York: Wiley, 1993, p. 96.

- [140] M. Bleicher: *Halbleiter Optoelektronik*, Hüthig, 1985, S.65.
- [141] E. Dereniak, D. Grove: *Optical Radiation Detectors*, Wiley, 1984, p. 39.
- [142] Karl Knop, "Image Sensors", in *Sensors a Comprehensive Survey*, Vol. 6, W. Göpl, J. Hess, J. N. Zemel, p. 244.
- [143] M. B. Reine, A. K. Sood, T. J. Tredwell, "Photovoltaic Infrared Detectors", in *Semiconductors and Semimetals*, Editors R. Willardson, A. C. Beer, Academic Press, NY, 1981, pp.220-227.
- [144] A. Bußmann: *Charakterisierung von CMOS - kompatiblen Photosensorelementen*, Studienarbeit, Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, Januar 1997, S. 60 - 63.
- [145] G. Posdziech: Parameter für das Spectre Modell <diode>, Technologie c1540uv5, *Interner Bericht FhG-IMS-Duisburg*, Mai 1995.
- [146] Cadence SPICE Reference Manual, Softwaredokumentation *CADENCE*, October 1990, pp. 8-3 - 8-8.
- [147] W. Bludau: *Halbleiter - Optoelektronik*, Hanser, 1995, S. 190 - 193.
- [148] M. Bleicher: *Halbleiter-Optoelektronik*, Hüthig, 1985, S.52.
- [149] J. Fritz: *Elektrooptischer Test hochintegrierter CMOS-Schaltungen*, Hüthig, 1990, S. 25.
- [150] G. Grau, W. Freude: *Optische Nachrichtentechnik*, Springer, 1991, S. 237.
- [151] R. Sarkeshpar, T. Delbrück, and C. A. Mead, "White Noise in MOS Transistors and Resistors", *IEEE Circuits and Devices*, Vol. 9, No. 6, November 1993, p. 23.
- [152] R. Sarkeshpar, T. Delbrück, and C. A. Mead, "White Noise in MOS Transistors and Resistors", *IEEE Circuits and Devices*, Vol. 9, No. 6, November 1993, p.25.
- [153] M. B. Reine, A. K. Sood, T. J. Tredwell, "Photovoltaic Infrared Detectors", in *Semiconductors and Semimetals*, edited by R. Willardson, A. C. Beer, Academic Press, NY, 1981, p. 233.
- [154] S. M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, p. 91.
- [155] M. Bleicher: *Halbleiter-Optoelektronik*, Hüthig, 1985, S.99.
- [156] P. B. Denyer, D. Renshaw, W. Guoyu, L. Mingying, "CMOS Image Sensors for Multimedia Applications", *CICC 1993 Digest of Technical Papers*, 1993, pp. 11.5.1- 11.5.4.
- [157] M. Sugawara, H. Kawashima, F. Andoh, N. Murata, Y. Fujita, M. Yamawaki, "An Amplified MOS Imager Suited for Image Processing", *ISSCC 1994 Digest of Technical Papers*, San Francisco, Feb. 1994, pp. 228 - 229.
- [158] S. Mendis, S. E. Kemeny, and E. R. Fossum, "A 128 x 128 CMOS active pixel image sensor for highly integrated imaging systems", *IEEE IEDM Tech. Dig.*, 1993, pp. 583 - 586.
- [159] K. Heime: *Elektronische Bauelemente*, Vorlesung an der RWTH Aachen, 1986, S. 9.1 - 9.41.
- [160] *Design-Manual C1540*, FhG-IMS, QS-Dokument AA100.00, August 1995, S. 7.
- [161] T. Delbrück and C. A. Mead: *Analog VLSI Phototransduction by Continuous-Time, Adaptive, Logarithmic Photoreceptor Circuits*, CNS Memo, CALTECH, July 1994, p. 150.
- [162] C. Y. Wu, C. F. Chiu, "A New Structure of the 2-D Silicon Retina", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 30, No. 8, Aug. 1995 , pp. 890 - 897.

- [163] S. Espejo, A. Rodriguez-Vasquez, R. Dominguez-Castro, J. L. Huertas, and E. Sanchez-Sinencio, "Smart Pixel Neural Networks in Analog Current Mode CMOS Technology", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 29, No. 8, August 1994 ,pp. 895 - 904.
- [164] N. Tanaka, T. Ohmi, and Y. Nakamura, "A Novel Bipolar Imaging Device with Self-Noise-Reduction Capability", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 36, No. 1, Jan. 1995 , pp. 31 - 38.
- [165] D. A. Ross: *Optoelectronic Devices and Optical Imaging Techniques*, The MacMillan Press Ltd, London & Basingstoke, 1997.
- [166] M. Bleicher: *Halbleiter-Optoelektronik*, Hüthig, 1985, S. 112 - 113.
- [167] J. Tihanyi and H. Schlötterer, "Optical Characteristics of CMOS-Fabricated MOSFETs", *Solid-State Electronics*, Vol. 18, 1975, pp. 309-314.
- [168] M. A. Bösch, D. Herbst, and S. K. Tewksbury, "The Influence of Light on the Properties of NMOS Transistors in Laser μ -Zoned Crystallized Silicon Layers", *IEEE Electron Device Letters*, Vol. EDL-5, No. 6, June 1984, pp. 204 - 206.
- [169] S. D. Kirkish, J. C. Daly, L. Jou, S. F. Su "Optical Characteristics of CMOS-Fabricated MOSFETs", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. sc-22, No.2, April 1987, pp.299-301.
- [170] R. Kokozinski: *Analoge CMOS-Hochfrequenz-Schaltungstechnik für niedrige Versorgungsspannungen*, VDI-Verlag Düsseldorf, 1997, S. 7.
- [171] Eric A. Vittoz, "Low Power Low Voltage Limitations and Prospects in Analog Design", In *Analog Circuit Design*, Editors J. v. d. Plassche and J. H. Huijsing, Kluwer Academic Publishers, 1995, p. 6.
- [172] R. Kokozinski: *Analoge CMOS-Hochfrequenz-Schaltungstechnik für niedrige Versorgungsspannungen*, VDI-Verlag Düsseldorf, 1997, S. 9.
- [173] S. D. Kirkish, J. C. Daly, L. Jou, S. F. Su "Optical Characteristics of CMOS-Fabricated MOSFETs", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. sc-22, No. 2, April 1987, p. 300.
- [174] M. Pelgrom, A. Duinmaijer, and A. Welbers "Matching Properties of MOS Transistors", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. 24, No. 5, October 1989 ,pp. 1433-1440.
- [175] F. S. Shoucair, "Design Considerations in High Temperature Analog CMOS Integrated Circuits", *IEEE Transactions on Components, Hybrids, and Manufacturing Technologies*, Chmt-9, No. 3, September 1986, pp. 242 - 249.
- [176] G. C. Temes, W. H. Ki, "Fast CMOS Current Amplifier and Buffer Stage", *Electronic Letters*, Vol. 23, No. 13, June 1987.
- [177] G. Weckler, "Operation of p-n junction photodetectors in a photon flux integrating mode", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, Vol. SC-2 1967, pp. 65 - 73.
- [178] J. Huppertz, R. Hauschild, B. J. Hosticka, T. Kneip, S. Müller, and M. Schwarz, "Fast CMOS Imaging with High Dynamic Range", *IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices & Advanced Image Sensors*, Bruges, June 1997, pp. R7-1 - R7-4.
- [179] M. Schanz, R. Klinke, W. Brockherde, and B. J. Hosticka, "Programmable CMOS Linear Image Sensor", *Proceedings ESSCIRC '95, Lille*, 1995.

- [180] M. Schanz, W. Brockherde, R. Hauschild, B. J. Hosticka, and M. Schwarz, "Smart CMOS Image Sensor Arrays", *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. 44, No. 10, October 1997, pp. 1701 - 1703.
- [181] M. Schanz, C. Nitta, T. Eckart, "Abschlußbericht: Entwicklung eines Kamerademonstrators basierend auf einem CMOS-Bildsensor für den Einsatz im Kfz", *Interner Bericht FhG-IMS-Duisburg*, Februar 1998, S.13.
- [182] W. Brockherde, B. J. Hosticka, M. Petermann, M. Schanz, and R. Spors, "Smart 2048-Pixel Linear CMOS Imager", *Proceedings ESSCIRC '98*, Den Haag, 1998.
- [183] R. Gregorian, G. Temes: *Analog MOS Integrated Circuits for Signal Processing*, New York: Wiley, 1993, p. 517.
- [184] M. Schanz, C. Nitta, T. Eckart, "Abschlußbericht: Entwicklung eines Kamerademonstrators basierend auf einem CMOS-Bildsensor für den Einsatz im Kfz", *Interner Bericht FhG-IMS-Duisburg*, Februar 1998, S.13.
- [185] M. Schanz, W. Brockherde, R. Hauschild, B. J. Hosticka, and M. Schwarz, "Smart CMOS Image Sensor Arrays", *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. 44, No. 10, October 1997, pp. 1701 - 1703.
- [186] B. Jähne: *Digitale Bildverarbeitung*, Springer, 1991, S. 27 - 28.
- [187] B. Jähne: *Digitale Bildverarbeitung*, Springer, 1991, S. 45.
- [188] J. M. Boyd: *Thermal Imaging Systems*, Plenum Press NY & London, 1975, pp. 369 - 372.
- [189] G. Mörke, G. Blum, "Triangulation", in *Optoelektronische Verfahren zur Messung geometrischer Größen in der Fertigung*, T. Pfeiffer et al., S. 67.
- [190] H. Höfler, M. Seib, "Optical Surface and Morphology Inspection Techniques", in *Sensors a Comprehensive Survey*, Vol. 6, W. Göpl, J. Hess, J. N. Zemel, p. 566.
- [191] G. Mörke, G. Blum, "Triangulation", *Optoelektronische Verfahren zur Messung geometrischer Größen in der Fertigung*, T. Pfeiffer et al. , S. 78 - 79.
- [192] *Intelligente Zeilenkameras - Nanosystems*, Firmenprospekt Nanosystems Meßtechnik, 1994.
- [193] W. Menz, J. Mohr, C. Müller, W. K. Schomburg, "Das Potential der Mikrosystemtechnik in der Minimal-invasiven Chirurgie", *ITG-Fachbericht Sensoren - Technologie und Anwendungen*, VDE-Verlag, März 1994, S. 61.
- [194] E. W. Becker, W. Ehrfeld, P. Hagmann, A. Maner, D. Münchmeyer, "Fabrication of microstructures with high aspect ratios and great structural heights by synchrotron radiation lithography, galvanofarming, and plastic molding (LIGA process)", *Microelectronic Engineering 4*, 1986, S. 35 - 56.
- [195] W. Menz, P. Bley: *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*, VCH, Weinheim, 1993.
- [196] W. Menz, J. Mohr, C. Müller, W. K. Schomburg, "Das Potential der Mikrosystemtechnik in der Minimal-invasiven Chirurgie", *ITG-Fachbericht Sensoren - Technologie und Anwendungen*, VDE-Verlag, März 1994, S. 53 - 65.
- [197] M. Schanz, R. Klinke, W. Brockherde, and B. J. Hosticka, "Programmable CMOS Linear Image Sensor", *Proceedings ESSCIRC '95, Lille*, 1995.

- [198] M. Schanz, W. Brockherde, R. Hauschild, B. J. Hosticka, and M. Schwarz, "Smart CMOS Image Sensor Arrays", *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. 44, No. 10, October 1997, pp. 1699 - 1701.
- [199] B. Jähne: *Digitale Bildverarbeitung*, Springer, 1991, S. 122 - 124.
- [200] R. Klinke, M. Schanz, O. Machul, W. Budde, R. Kauert, "Monolithische Photosensorsysteme", *ITG-Fachbericht Sensoren - Technologie und Anwendungen*, VDE-Verlag, März 1994, S. 237 - 243.
- [201] M. Schanz, O. Machul, R. Klinke, W. Budde, R. Kauert, "Bildinformationen parallel verarbeiten mit monolithischen Photosensoren", *Maschinenmarkt*, Vogel-Verlag, Nr. 13, März 1995, S. 58 - 63.
- [202] M. Schanz: *Konzeption und Entwurf eines integrierten Autofokus-Systems*, Diplomarbeit, Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, Mai 1992, S. 15 - 17.
- [203] M. Schanz: *Konzeption und Entwurf eines integrierten Autofokus-Systems*, Diplomarbeit, Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, Mai 1992, S. 63 - 68.
- [204] M. Schanz: *Konzeption und Entwurf eines integrierten Autofokus-Systems*, Diplomarbeit, Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, Mai 1992, S. 44 - 47.
- [205] J. Tanner and C. Mead, "An Integrated Analog Optical Motion Sensor", In *VLSI Signal Processing*, Editors R. W. Brodersen and H. S. Moscovitz, 1988, pp. 59 - 87.
- [206] A. Moini: *Vision Chips or Seeing Silicon*, Memorandum, University of Adelaide, Australia, March 1997, p. 49.
- [207] W. Bair and C. Koch, "Real-time Motion Detection Using an Analog VLSI Zero-Crossing Chip", *Proc. SPIE, Visual Information Processing: From Neurons to Chips*, Vol. 1473, 1991, pp. 59 - 65.
- [208] T. Horiuchi, J. Lazzaro, A. Moore, and C. Koch "A Correlation-Based Motion Detector Chip", *Advances in Neural Information Processing 3*, 1991.
- [209] H. Brodbeck: *Messung von Geschwindigkeits- und Turbulenzfeldern in Kohlenstoffkammern mit dem Laser-Doppler-Verfahren*, VDI-Verlag, 1991, S. 12 - 29.
- [210] D. Petrak, E. Przybilla, F. Astalosch, L. Kämpfe und T. Hädrich, "Faseroptische Ortsfilter-Anemometrie - ein lokales Meßverfahren für Mehrphasenströmungen", *Technisches Messen* 56(2), 1998, S. 72 - 83.
- [211] H. D. Lüke: *Signalübertragung, Grundlagen der digitalen und analogen Nachrichtenübertragungssysteme*, Springer, 1990, S. 130.
- [212] K. Christofori: *CCD-Sensorsysteme zur berührungslosen Geschwindigkeitsmessung in der Automatisierungstechnik*, Dissertation Wilhelm - Pieck Universität Rostock, 1990.
- [213] M. Schanz, W. Brockherde, R. Hauschild, B. J. Hosticka, and A. Teuner, "CMOS Photosensor Arrays with On-Chip Signal Processing", *Proceedings ESSCIRC '97, Southampton*, 1997.
- [214] H. Luck: *Grundlagen der Theoretischen Nachrichtentechnik 3*, Hilfsblätter zur Vorlesung an der Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, 1990.

- [215] J. Kumpart: *Untersuchung zur Signalentstehung spezifischer Ortsfilteranordnungen*, Diplomarbeit, Technische Universität Hamburg-Harburg, August 1994, S. 52 - 53.
- [216] A. Aslam, W. Brockherde, M. Schanz, and B. J. Hosticka, "A 128-Pixel CMOS Image Sensor with Integrated Analog Nonvolatile Memory", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, October 1998.
- [217] H. Stenmanns: *Untersuchung des OBIC Effekts an MOS-Transistoren*, Studienarbeit, Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, August 1988, S. 27.
- [218] G. Winstel, C. Weyrich: *Optoelektronik II*, Springer, 1986, S. 74.
- [219] A. Bußmann: *Charakterisierung von CMOS - kompatiblen Photosensorelementen*, Studienarbeit, Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, Januar 1997, S. 28.
- [220] J. Fritz: *Elektrooptischer Test hochintegrierter CMOS-Schaltungen*, Hüthig, 1990, S. 20.
- [221] K. J. Ebeling: *Integrierte Optoelektronik*, Springer, 1989, S. 397.
- [222] G. Winstel, C. Weyrich: *Optoelektronik II*, Springer, 1986, S. 74.
- [223] T. Engel: *Einbindung von Modellen optische empfindlicher Bauelemente in das CADENCE Design Framework*, Studienarbeit, Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, Januar 1996, S. 33.
- [224] R. Müller: *Grundlagen der Halbleiter-Elektronik*, Springer, 1975, S. 123.
- [225] A. Bußmann: *Charakterisierung von CMOS - kompatiblen Photosensorelementen*, Studienarbeit, Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, Januar 1997, S. 34.
- [226] M. Bleicher: *Halbleiter-Optoelektronik*, Hüthig, 1976, S. 52.
- [227] J. D. Voss: *Untersuchung der Ortsauflösung und des Empfindlichkeitsprofils von lichtempfindlichen CMOS-Strukturen*, Diplomarbeit, Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, Dezember 1993, S. 25.
- [228] R. Müller: *Grundlagen der Halbleiter-Elektronik*, Springer, 1975, S. 177.
- [229] M. Bleicher: *Halbleiter-Optoelektronik*, Hüthig, 1976, S.52.
- [230] K. Heime: *Elektronische Bauelemente*, Vorlesung an der RWTH Aachen, 1986, S. 3-88.
- [231] F. J. Tegude: *Technische Elektronik*, Vorlesung an der Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, 1994, S. 37.
- [232] T. Engel: *Einbindung von Modellen optische empfindlicher Bauelemente in das CADENCE Design Framework*, Studienarbeit, Gerhard - Mercator - Universität - GH - Duisburg, Januar 1996, S. 4.
- [233] G. Grau, W. Freude: *Optische Nachrichtentechnik*, Springer, 1991, S. 243.
- [234] G. Grau, W. Freude: *Optische Nachrichtentechnik*, Springer, 1991, S. 237.
- [235] K. J. Ebeling: *Integrierte Optoelektronik*, Springer, 1989, S. 400.
- [236] G. Grau, W. Freude: *Optische Nachrichtentechnik*, Springer, 1991, S. 246.