

Methoden zur Dynamikerweiterung in der zweidimensionalen CMOS-Bildsensorik

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

Dissertation

von

Olaf Schrey

aus Ratingen

Referent:	Prof. Bedrich J. Hosticka, Ph.D.
Korreferent:	Prof. Dr. Ing. Yiannos Manoli
Tag der mündlichen Prüfung:	Freitag, 23. März 2001

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner wissenschaftlichen Tätigkeit am Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme in Duisburg.

An dieser Stelle möchte ich dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr. rer. nat. G. Zimmer für die Möglichkeit danken, das vorliegende Thema am Institut bearbeiten zu können.

Mein größter Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. Ph.D. B.J. Hosticka, der es mir in der gesamten Zeit ermöglicht hat, meine Konzentration voll auf das Thema der Arbeit zu lenken und mir in verschiedenen Diskussionen und Gesprächen nützliche Anregungen und Denkanstöße gegeben hat. Diese Faktoren haben maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Desweiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Ing. Yiannos Manoli für die Bereitschaft, das Korreferat zu übernehmen, bedanken.

Zahlreiche Diskussionen mit ehemaligen und Noch-Kollegen haben dazu beigetragen, das Thema kritisch und aus den unterschiedlichsten Perspektiven heraus zu betrachten. Allen voran möchte ich an dieser Stelle die Herren Dr. Ing. Ralf Hauschild, Dr. Ing. Jürgen Huppertz, Dr. Ing. Amer Aslam Siddiqi, Dr. Ing. Michael Schanz, Dr. Ing. Manfred Bresch, Dr. Ing. Nenad Stevanovic, Dipl. Ing. Arndt Bußmann, Dipl.-Ing. Thorsten Kneip, Dipl.-Ing. Matthias Hillebrand, Dipl.-Ing. Uri Iurgel und Herrn Dipl.-Ing. Werner Brockherde erwähnen.

Mein Dank richtet sich auch an alle hier nicht namentlich genannten Kollegen, die mir im Laufe der Forschungstätigkeit bei Problemen immer hilfreich zur Seite standen.

Abschließend möchte ich mich für die unermüdliche Unterstützung und das Verständnis meiner Familie und meiner Freunde bedanken, wodurch die Konzentration auf die Arbeit während der gesamten Zeit überhaupt erst möglich wurde.

Ratingen, Duisburg, im Juni 2000

Olaf Schrey

Inhaltsverzeichnis

Vorwort

<i>Einleitung</i>	<i>1</i>
1. <i>Optische Grundlagen</i>	8
1.1 <i>Beschreibungsgrößen optischer Systeme</i>	8
1.1.1 Der Lambertstrahler und das photometrische Grundgesetz	10
1.1.2 Photopische und skotopische Adaptation	12
1.2 <i>Eigenschaften bildverarbeitender Systeme</i>	13
1.2.1 Linsenanordnungen als abbildendes System	14
1.2.2 Abbildung räumlich modulierter Bestrahlungsstärkesignale mit optischen Sensoren	17
1.2.3 Die Modulationstransferfunktion eines Objektivs	18
1.2.4 Die MTF eines Pixels	19
1.3 <i>Beugung und Interferenz</i>	20
2. <i>Bauelemente der CMOS-Bildsensorik</i>	23
2.1 <i>Strahlungsdetektion in Silizium</i>	24
2.2 <i>Die pn-Photodiode</i>	27
2.2.1 Das Großsignalmodell der pn-Photodiode	31
2.2.2 Das Rauschmodell der pn-Photodiode	32
2.3 <i>Der MOS-Transistor</i>	35
2.3.1 Der MOS-Transistor im Betriebsmodus der schwachen Inversion	36
2.3.2 Der MOS-Transistor im Betriebsmodus der starken Inversion	39
2.3.3 Das Kleinsignalmodell des MOS-Transistors	40
2.3.4 Rauschprozesse im MOS-Transistor	43
2.3.4.1 Weißes Rauschen in starker und schwacher Inversion	43
2.3.4.2 1/f-Rauschen in starker und schwacher Inversion	43
3. <i>Dynamikanpassung in der zweidimensionalen CMOS-Bildsensorik</i>	48
3.1 <i>Ausleseverfahren in CMOS-Bildsensoren</i>	50
3.1.1 Einfache lineare Sensorauslese	51
3.1.2 Logarithmische Sensorauslese	53

3.2	Lineare Konzepte zur Dynamikerweiterung in der CMOS-Bildsensorik	55
3.2.1	Steuerungsverfahren zur Dynamikanpassung	55
3.2.2	Regelungsverfahren zur Dynamikanpassung	58
3.3	Separation des Oberflächenreflexionsfaktors als informationstragende Szenenkomponente	61
3.3.1	Zweidimensionale Filterung	64
3.3.1.1	Zweidimensionale Abtastung und Faltung	64
3.3.2	Der zweidimensionale lokaladaptive Filteralgorithmus	66
4.	<i>CMOS-Bildsensor mit gleitendem Filterkern</i>	71
4.1	Schaltungsprinzipien zur lokaladaptiven Filterung	71
4.1.1	Das Prinzip des lokaladaptiven Pixels	72
4.1.2	Realisierung des lokaladaptiven Pixels	73
4.1.2.1	Dynamische Eigenschaften des lokaladaptiven Pixels	78
4.1.3	Das Prinzip des gleitenden Filterkerns Ω	80
4.1.3.1	Realisierung des gleitenden Filterkerns Ω	80
4.1.4	Das Prinzip der Integratorauslesestufe	83
4.1.4.1	Realisierung der Integratorstufe	83
4.2	Rauschbetrachtung des lokaladaptiven Filterprinzips	86
4.3	Hardwarerealisierung	99
4.3.1	Architektur des lokaladaptiven CMOS-Bildsensors	99
4.3.2	Meßergebnisse	102
4.4	Bildaufnahmen	106
4.5	Erweiterungsfähigkeit des vorgestellten Sensorkonzepts	109
4.5.1	Lokaladaptives Pixel mit Rückkopplung	109
4.5.1.1	Großsignalverhalten	111
4.5.1.2	Kleinsignalverhalten	112
4.5.2	Weitere Bemerkungen	116
5.	<i>CMOS-Bildsensor für die Mehrfachintegration</i>	117
5.1	Schaltungsprinzipien und Realisierungen	118
5.1.1	Spannungsauslese	118
5.1.1.1	Linearität	119
5.1.1.2	Rauschen	121
5.1.2	Korrelierte Doppelabtastung	122

5.2	Dynamikanpassung durch Mehrfachintegration	124
5.2.1	Variation der Integrationszeiten	124
5.2.2	Rauschanalyse der Mehrfachintegration	126
5.3	Regionsauslese	128
5.4	Hardwarerealisierung	131
5.4.1	Meß- und Simulationsergebnisse	135
5.4.2	Bildaufnahmen	139
5.5	Abschlußbemerkungen	140
6.	Zusammenfassung und Ausblick	141
<i>Anhang A</i>	<i>Theoretische Grundlagen des Rauschens in CMOS-Bildsensoren</i>	<i>145</i>
A.1	Thermisches Rauschen	147
A.2	Das kT/C -Rauschen	147
<i>Anhang B</i>	<i>Rauschanalyse des lokaladaptiven CMOS-Bildsensors</i>	<i>149</i>
<i>Anhang C</i>	<i>Symbol- und Abkürzungsverzeichnis</i>	<i>168</i>
<i>Literaturverzeichnis</i>		<i>171</i>

Einleitung

Aufgrund der rapiden Weiterentwicklung der CMOS-Technologie in den letzten Jahren haben sich ihre möglichen Anwendungsgebiete erheblich erweitert, was zu einem Wiederaufleben des Interesses an der CMOS-Technologie bei der Fertigung von Bildsensoren geführt hat.

Seit den 70er Jahren beherrschen die CCD ("Charge-Coupled-Device")-Bildsensoren den Weltmarkt bei der digitalen Bildaufnahme. Interessanterweise entstanden die ersten MOS-Bildsensoren (man nannte sie damals "MOS imager") bereits in den 60er Jahren [1,2], also noch vor den CCD's. Da die in der damaligen MOS-Halbleitertechnologie minimal möglichen Strukturgrößen jedoch noch im Bereich mehrerer $20\mu\text{m}$ lagen, war es weder möglich, eine größere Pixelzahl noch aufwendigere Signalverarbeitungselektronik on-chip zu integrieren. Mit der CCD-Technik ließen sich bei gleicher Strukturgröße wesentlich kleinere Pixel realisieren. Hinsichtlich der Bildqualität waren sie den damals vorhandenen MOS-Bildsensoren überlegen, was zur Verdrängung der MOS-Bildsensoren geführt hat.

Später ist aus der MOS-Technologie die komplementäre (CMOS)-Technologie geworden. Mit der Weiterentwicklung der CMOS-Technologie haben sich auch die Strukturgrößen verkleinert. Heutzutage (im Jahre 2000) existieren CMOS-Prozesse, die Strukturgrößen bis hinunter zu $0.18\mu\text{m}$ ermöglichen, was einem Reduktionsfaktor von 40 bis 70 gegenüber den MOS-Prozessen aus den 60er Jahren entspricht. Inzwischen sind in der CMOS-Technologie Pixel mit einem "pitch" (Pixelkantenlänge bzw. -abstand) von $5\mu\text{m}$ [4,5] bzw. $3.7\mu\text{m}$ [6] entwickelt und gefertigt worden. Das letztgenannte Pixel besitzt Kantenlängen, die auch bei den CCD's erreicht werden. Eine weitere Reduktion des Pixelpitch macht vorerst keinen Sinn, da kommerziell erhältliche Kameraobjektive zwischen 3 und $4\mu\text{m}$ die Beugungsgrenze erreichen.

CMOS-Bildsensoren besitzen aufgrund ihres prinzipiellen Aufbaus signifikante Vorteile gegenüber den CCD's. Das Überlaufen der Potentialtöpfe - als Blooming bezeichnet - ist bei CCD's ein vom Pixelprinzip herrührendes Problem, was bei CMOS-Pixeln nicht auftritt. Von Blooming spricht man, wenn aufgrund überschüssiger Ladungsträger, was bei höheren Beleuchtungsstärken schnell eintritt, die Potentialtöpfe der CCD's überlaufen und ihre Überschußladung in benachbarte Pixelregionen abfließt. Das führt zum Auftreten von Sättigungseffekten in der näheren Pixelumgebung sowie zum Ausfall ganzer Spalten (einige Spalten sind nur noch als weißer Balken erkennbar). Die Information der betroffenen Pixel geht dadurch vollständig verloren. Da sich der Informationsverlust nicht nur auf das betroffene Pixel und eine kleine Nachbarregion in der Größenordnung von einigen Vielfachen des Pixelpitch auswirkt, sondern das ganze

Bild betrifft, reicht es nicht, diesen Fehler durch Interpolationsalgorithmen zu maskieren, was die Anwendung von CCD-Bildsensoren für Überwachungs-, Steuerungszwecke u.ä. risikoreich macht. Aus diesem Grund ist man dazu übergegangen, durch Maßnahmen wie den Einbau von Antibloominggates in das Pixel die Auswirkungen dieses Effekts zu reduzieren. Bei einem CMOS-Sensor tritt dieser Effekt nicht auf, da die überschüssige Ladung über einen Reset-Transistor den Spannungsversorgungsleitungen zugeführt wird und darüber abfließt. CCD's sind fernerhin nicht in der Lage, die photogenerierte Ladung im Pixel vollständig zu den Ausgangsverstärkerstufen zu transportieren. Von Spalte zu Spalte und von Zeile zu Zeile geht mit jedem Transfertakt Ladung verloren, was zu einer Verschmierung des betroffenen Bildbereiches führt ("Smearing"). Dieser Effekt tritt besonders stark in Erscheinung, wenn sich eine Lichtquelle über das Photodetektorarray bewegt. Da bei CMOS-Sensoren Schalttransistoren verwendet werden, die das Signal direkt auf eine spaltenparallele Leseleitung ausgeben (oftmals schon mit einer aktiven Treiberstufe gepuffert) und nicht erst durch die Nachbarpixel 'hindurchschieben', treten "Smearing"-Probleme bei CMOS-Pixeln nicht auf.

Die Möglichkeit der Integration von analogen und digitalen Signalverarbeitungsfunktionen auf einem Chip versetzt den Schaltungsentwickler in die Lage, hochflexible, auf die jeweilige Anwendung zugeschnittene CMOS-Bildsensoren zu entwickeln. Durch die Integration der Signalverarbeitungsschaltungen und des Sensors selbst auf nur einem Chip ist es möglich, Systeme aufzubauen, die sonst den Platzbedarf einer Platine von der Größe dieser Seite hätten. Das bedeutet eine deutliche Reduktion des Aufwands, den man normalerweise mit der Entwicklung der Schaltungsperipherie betreiben müßte. Beispielsweise ist es möglich, auch Signalverarbeitungsfunktionen zu integrieren, die bis dato externen digitalen Signalprozessoren (DSP's) vorbehalten waren. CMOS-Bildsensoren bieten gegenüber CCD's wesentlich mehr Entwicklungsspielraum für Konzepte zur Erhöhung des Eingangsdynamikbereichs, die man bei CCD's gar nicht realisieren kann, wenn eine gute Bildqualität erwünscht ist. Bei CCD's ist dies nur möglich, wenn man mehrere Aufnahmen bei verschiedenen Shutterzeiten macht [99]. In Kapitel 4 wird ein CMOS-Bildsensor vorgestellt, der durch eine on-chip Dynamikbereichserweiterung eine Kontrastanhebung über einen großen Eingangshelligkeitsdynamikbereich erzielt. Erreicht wird dies über einen im Bildsensor implementierten Faltungsalgorithmus, der auf einer gemischt analog/digitalen Signalverarbeitungsarchitektur beruht. Durch die on-chip Integration massiv paralleler 2 bzw. 1-dimensionaler Signalverarbeitungsarchitekturen kommt man in die Lage, komplexe Bildbearbeitungsfunktionen in Echtzeit auszuführen, da man andernfalls (bei Verwendung externer DSP-Prozessoren) gezwungen wäre, alle Ausgangsleitungen der Pixel bzw. Spalten nach außen zu führen. Dies verbietet sich aufgrund der endlichen Anzahl von Gehäusepins bzw. der Anzahl an Leitungen, die über die Systemplatine geführt werden müßten und aufgrund der nötigen Anzahl an on-chip Leitungstreibern bzw. Analog/Digital-Wandlern sowie aus topologischen Gegebenheiten bei

zweidimensionalen Matrizen. Bei einem Bildsensor mit Standard-VGA-Auflösung (640x480 Bildpunkte) wäre man - selbst bei Beschränkung auf spaltenparallele Signalverarbeitung - immer noch gezwungen, 480 signalführende Leitungen nach außen zu führen, was selbst mit den zur Zeit neuesten BGA ("Ball-Grid-Array")-Gehäusen unmöglich ist, deren Pinout bis zu 500 beträgt, was nicht ausreicht, da auch die Versorgungs-, Steuer- und Adreßleitungen Gehäusepins belegen. Die einzige Alternative wäre die Verwendung eines hybrid-basierten Konzepts, was aus Kostengründen ausscheidet.

Durch die Flexibilität, die man beim Design der Ausleseschaltungen in der CMOS-Technologie besitzt, ist es möglich, Ausleseverfahren zu implementieren, die die Anwahl von Teilbildern und die ROI ("Region-Of-Interest")-Auslese ermöglichen. Die effektive Realisierung von Tracking-Algorithmen zur Verfolgung bewegter Objekte wird damit möglich. Am Beispiel eines linearen Bildsensors wird dieses Prinzip in der Arbeit erläutert. CCD-Bildsensoren sind aufgrund ihrer Architektur und des Ausleseprinzips dazu gezwungen, immer das gesamte Bild auszulesen, da die Bildinformation jedes einzelnen Pixels sequentiell zum Sensorausgang befördert wird. Um eine Signalverarbeitung wie die ROI-Auslese zu realisieren, müßte man einen Bildspeicher von der Größe des kompletten Bildes einkalkulieren - zusätzlich zu den oben genannten Erfordernissen und Einschränkungen bei CCD's.

Desweiteren hängt der Leistungsverbrauch des Kamerasensors maßgeblich vom Ausleseprinzip ab. Bei CCD's wird bei jedem Transfertakt die Kapazität des gesamten Arrays umgeladen, was einen sehr hohen Leistungsverbrauch zur Folge hat. In [7] werden Werte von 1 bis 2 Watt genannt. Im Vergleich dazu verbrauchen CMOS-Bildsensoren ein vielfaches davon weniger, z.B. verbraucht der in Kapitel 4 vorgestellte CMOS-Bildsensor 40mW. Das liegt daran, daß bei CMOS-Bildsensoren immer nur die jeweils selektierte Zeile mit Strom versorgt wird. CMOS-Kamerasysteme ermöglichen daher aufgrund ihres niedrigen Energieverbrauchs die Realisierung von mobilen batteriebetriebenen intelligenten Signalverarbeitungssystemen, z.B. im Kfz.

Die genannten Vorteile von CMOS-Bildsensoren gegenüber CCD's haben in den letzten Jahren zu einer gesteigerten Nachfrage auf Seiten der Industrie geführt. Hierzu zählen Camcorder, Kameras für digitale Photographie, Videokonferenz- und Überwachungssysteme in industriellen Fertigungsprozessen, industrielle Meßtechnik und andere Anwendungsbereiche. Die verwendeten CMOS-Bildsensoren fungieren als Lageerkennungssensoren für Positioniersysteme, Triangulationssensoren zur Entfernungsmessung und Geschwindigkeitsmeßsensoren. Speziell die Automobilindustrie zeigt seit einigen Jahren zunehmendes Interesse an Systemen zur Fahrbahnerkennung und -überwachung, Diebstahlsicherung, Abstandsmessung und Airbagüberwachung. Im Hinblick auf die Entwicklung preiswerter Komplettsystemlösungen bieten sich aufgrund der oben diskutierten Vorteile CMOS-Bildsensoren gegenüber CCD's geradezu an.

Wissenschaftliche Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Ein Kernproblem bei der elektronischen Verarbeitung natürlicher Bildszenen besteht bei deren Aufnahme. Die Variationsbreite der an einem 24-Stunden Tag auftretenden Bestrahlungsstärken (vgl. Kapitel 1, Tabelle 1.1) des sichtbaren Lichts (in diesem Zusammenhang wird auch der Begriff "Helligkeit" verwendet) umfaßt ca. 10 Dekaden. Die Dynamik natürlicher Bildszenen beträgt dementsprechend ca. 200 dB. Man unterscheidet zwischen der Dynamik einer Bildszene¹, welche als das Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Bestrahlungsstärke in der Szene definiert ist und der Dynamik des Sensors (DR, "Dynamic Range"), welche als Verhältnis zwischen maximal und minimal darstellbarem elektronischen Signal definiert ist². Um eine Helligkeitsdynamik von 200dB mit einem elektronischen Sensor aufnehmen zu können, müßte dieser (vgl. Fußnote) eine Eingangsdynamik von ebenfalls 200dB besitzen, was bei integrierten Schaltungen ohne Signalkompression nicht möglich ist. Allerdings gibt es eine Reihe von Ansätzen mit denen es möglich ist, die Eingangsdynamik optischer Sensoren deutlich zu erhöhen. Ein weiterer, untrennbar mit dem Dynamikbegriff verbundener Parameter ist der Signal-Rauschabstand (SNR, "Signal-to-Noise Ratio"). Der maximale SNR ist definiert als Verhältnis zwischen maximalem elektronischen Signal und dem bei diesem (Nutz-) Signal existierenden rauschäquivalenten Signal³. Ein wesentliches Charakteristikum elektronischer Signalverarbeitungssysteme besteht darin, daß sich das Gesamtrauschen aus einer Fülle von Teilprozessen zusammensetzt⁴. Das minimal darstellbare Signal im Sensorsystem ist durch das minimal mögliche Rauschsignal gegeben. Bezieht man nun das maximal darstellbare Signal (in der Regel durch den Hub bzw. die Versorgungsspannung begrenzt) auf das minimale Rauschen, so erhält man die Eingangs- bzw. Ausgangsdynamik.

¹ In dieser Arbeit werden hierfür auch die Begriffe "Helligkeitsdynamik" und "Eingangshelligkeitsdynamik" verwendet, um die Tatsache zu unterstreichen, daß es sich bei dem vom Sensor zu verarbeitenden Signal um ein optisches Eingangsbildsignal handelt.

² Hierbei ist zu unterscheiden zwischen der Dynamik des Sensors bezogen auf seinen Eingang ("Eingangsdynamik"), welche als maximale Variationsbreite des elektronischen Signals auf der Detektorseite definiert ist und der Dynamik des Sensors bezogen auf seinen Ausgang ("Ausgangsdynamik"), welche als Verhältnis der maximal und minimal am Sensorausgang darstellbaren elektronischen Signale definiert ist.

³ Bei dem so definierten Signal-Rauschabstand handelt es sich um den maximal erreichbaren Signal-Rauschabstand. Mit sinkendem Nutzsignal bzw. steigendem Rauschsignal sinkt auch der Signal-Rauschabstand.

⁴ Beispielsweise ist das Schrotrauschen linear abhängig vom fließenden Strom (vgl. Kapitel 2 und 4, Anhang B), wodurch eine direkte Signalabhängigkeit des Rauschprozesses gegeben ist. Daneben gibt es Rauschanteile, die unabhängig vom Nutzsignal immer auftreten, so z.B. das Dunkelstromrauschen als zeitliche Fluktuation des in einer in Sperrichtung gepolten Diode fließenden Sperrstroms.

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung von Signalverarbeitungskonzepten und deren hardwaremäßige Implementierung in CMOS-Bildsensoren, um eine Erhöhung der verarbeitbaren Eingangshelligkeitsdynamik zu erzielen (in diesem Zusammenhang ist in dieser Arbeit auch von "Dynamikanpassung" die Rede). Die entwickelten integrierten CMOS-Bildsensoren sollen gegenüber herkömmlichen, auf dem Markt erhältlichen CCD-Bildsensoren kostengünstigere und leistungsfähigere Systemlösungen ermöglichen. Neben der Fähigkeit, hohe Helligkeitsdynamiken zu verarbeiten, sollen die hier entwickelten Bildsensoren auch die Möglichkeit bieten, Teilbildregionen mit hoher Bildrate und variierender Position und Größe auszulesen (ROI-Auslese). Die in dieser Arbeit entwickelten Konzepte sollen hinsichtlich Leistungsaufnahme, Geschwindigkeit, zeitlichem und örtlichem Rauschen untersucht und bewertet werden. Dazu werden in den ersten beiden Kapiteln zunächst die notwendigen optischen und elektronischen Bauelemente und ihre theoretischen Grundlagen vorgestellt.

In der CMOS-Bildsensorik konkurrieren seit einigen Jahren zwei wesentliche Ausleseverfahren miteinander, das der logarithmischen und der linearen Auslese. Bei der logarithmischen Auslese erhält man allein durch die logarithmische Kompression des Eingangssignals eine hohe Eingangsdynamik. Aufgrund der aus der Signalkompression und den schlechten Rauscheigenschaften (vgl. Kapitel 3) resultierenden minderwertigen Bildqualität ist dieses Konzept vom linearen Ausleseprinzip stark verdrängt worden. In der CMOS-Bildsensorik gibt es prinzipiell nur ein im strengen Begriffsinne lineares Ausleseverfahren, das der sog. Ladungsauslese, bei welchem die auf der Photodiode akkumulierte Photoladung verschoben und verstärkt wird. Alle anderen "linearen" Ausleseverfahren sind quasilinear, da z.B. in der Signalverarbeitungskette Sourcefolger zur Anwendung kommen, die eine leicht gekrümmte Kennlinie besitzen.

In dieser Arbeit werden 2 quasilineare hochdynamische CMOS-Bildsensoren vorgestellt, deren jeweilige Eingangsdynamik mit mehr als 90dB deutlich über dem liegt, was zur Zeit von den am Markt erhältlichen CCD's mit 50-60dB erreicht wird. Hinsichtlich des Erfordernisses nach einer guten Bildqualität wird in dieser Arbeit das quasilineare Sensorprinzip favorisiert, da rein logarithmische Sensoren ein zu hohes Fixed-Pattern-Noise besitzen und starke Kontrastverfälschungen aufweisen. Da auf der anderen Seite das logarithmische Prinzip aufgrund seiner Kompressionseigenschaften aber Vorteile hinsichtlich einer hohen Eingangsdynamik bietet, wird in dieser Arbeit ein Signalverarbeitungskonzept vorgestellt, welches den Vorteil der Eingangssignalkompression des logarithmischen und den Vorteil der Bildqualität des quasilinearen Prinzips in einem CMOS-Bildsensor vereinigt (Kapitel 3 und 4). Im Kapitel 3 wird das zugrundeliegende Konzept der 2-dimensionalen Signalverarbeitung untersucht und im Kapitel 4 wird ein im Rahmen dieser Arbeit entwickelter CMOS-Bildsensor vorgestellt, der sich die Vorteile der 2-dimensionalen analogen Signalverarbeitung auf Pixelbasis in Verbindung mit der gezielten Verwendung von digitaler on-chip Signalverarbeitung zunutze macht. Der vorgestellte Bildsensor besitzt

wie schon angedeutet eine gemischt logarithmisch/lineare (eine sog. "translineare") Sensorcharakteristik und kann einen Eingangshelligkeitsdynamikbereich von mehr als 90dB verarbeiten. Die Sensordynamik wird durch eine gleitende Tiefpaßfilterung und anschließende Normalisierung des dem optischen Sensoreingangssignal entsprechenden elektronischen Signals (dem Photostrom) in einem mit 3 bit programmierbaren Bildbereich so angepaßt, daß immer alle relevanten Bildinformationen sichtbar sind. In Verbindung damit wird in Kapitel 4 näher auf die Theorie der 2-dimensionalen translinearen Filternetzwerke (auch als translineare Dividiernetzwerke bezeichnet) eingegangen. Der Sensor ist für hohe Eingangsbestrahlungsstärken ausgelegt, da insbesondere in der Überwachung von industriellen Fertigungsprozessen (Schweißroboter) sehr hohe Bestrahlungsstärken auftreten. Durch die Kombination aus logarithmischem Detektionsprinzip und translinearer Signalverarbeitung vereinigt dieser Sensor den Vorteil der hohen verfügbaren Eingangsdynamik durch die logarithmische Signalkompression mit dem Vorteil einer gleichzeitig guten Bildqualität, da durch die quasilineare Signalverarbeitung eine nachherige Delogarithmierung des komprimierten Signals stattfindet und man somit ein Sensorausgangssignal erhält, welches in seiner Bildqualität derjenigen linearer Sensoren sehr ähnlich ist.

Ein weiteres in dieser Arbeit vorgestelltes Konzept zur Erhöhung der verarbeitbaren Eingangshelligkeitsdynamik ist das Verfahren der Mehrfachbelichtung. Erreicht wird die Dynamikerweiterung durch die Auslese der Bilder bei verschiedenen Belichtungs- bzw. Integrationszeiten. Bei diesem Prinzip wird die Photodiode in einen definierten Anfangszustand gesetzt und vom fließenden Photostrom entladen. Die auf der Photodiode verbliebene Restladung wird über einen Sourcefolger als Verstärker in eine dazu äquivalente Ausgangsspannung gewandelt (der Sourcefolger besitzt wie schon erwähnt keine lineare Übertragungskennlinie, deswegen handelt es sich hier um ein quasilineares Verfahren). Der auf diesem Konzept basierende, im Rahmen der Arbeit entwickelte CMOS-Bildsensor (siehe Kapitel 5) erreicht bei zwei verschiedenen Belichtungszeiten eine Eingangsdynamik größer als 90dB.

Neben der Möglichkeit, Bilder mit hoher Helligkeitsdynamik zu verarbeiten, sind noch andere in CMOS-Technik sehr elegant zu verwirklichende Signalverarbeitungsfunktionen in diesem Sensor implementiert worden. Da seitens der Automobil- und der Fertigungsindustrie eine große Nachfrage nach hochdynamischen Bildsensoren besteht, welche gleichzeitig flexibel sein sollen im Hinblick auf Bildrate und ROI-(Teilbild-) Auslese, wurde in diesem rekonfigurierbaren CMOS-Bildsensor eine digitale Adressierungsarchitektur implementiert, die im Vergleich zu Dekodernetzwerken einen um Größenordnungen geringeren Platzbedarf aufweist und gegenüber der Bildmatrix so gut wie gar nicht mehr ins Gewicht fällt. Durch diese digitale Adreßarchitektur kommt man in die Lage, kleinste Teilbildregionen (32x32 Pixel) bei einer Bildrate von mehreren tausend Bildern auszulesen, was den rekonfigurierbaren CMOS-Sensor auch für Objekterkennungs- und Verfolgungssysteme interessant macht. Um diesen Sensor für zukünftige Anwendungen und Standards

attraktiv zu halten, besitzt er eine 1024x1024 Pixelmatrix. Damit gehört er zur Gattung der Megapixelsensoren und übertrifft die Standard-VGA Auflösung bei weitem. In dieser Form wird der rekonfigurierbare CMOS-Sensor auch für konsumorientierte Anwendungen interessant, da er aufgrund des einfachen Pixelprinzips und der kleinen Pixelabmessungen ($10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$) eine sehr gute Bildqualität besitzt.

Die Arbeit schließt mit einer Diskussion der vorgestellten Bildsensoren und einem Ausblick über die in Zukunft zu erwartenden Entwicklungen auf dem Gebiet der CMOS-Bildsensorik ab.

1. Optische Grundlagen

Moderne leistungsfähige Bildverarbeitungssysteme sind in ihrer Gesamtheit zu betrachten. Bei dem eigentlichen bildaufnehmenden System handelt es sich um einen CCD- oder CMOS-Sensor oder einen konventionellen Photofilm. Die dem elektronischen System vorgeschaltete Optik besitzt nicht nur die gewünschten Abbildungseigenschaften zwischen Gegenstands- und Bildebene sondern auch einige nichtideale Eigenschaften, die die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems einschränken. Im folgenden Kapitel werden zunächst einige Grundlagen der optischen Signalverarbeitung besprochen. Darauf aufbauend werden die nichtidealen Eigenschaften optischer Systemkomponenten beschrieben.

1.1 Beschreibungsgrößen optischer Systeme

Grundsätzlich wird bei der analytischen Beschreibung optischer Systeme zwischen radiometrischen bzw. strahlungsphysikalischen und photometrischen bzw. lichttechnischen Größen unterschieden. Letztere beinhalten immer visuelle Charakteristika des wahrnehmenden Systems. Das radiometrische Größensystem beschreibt die Strahlungsphänomene unabhängig vom zunächst unbekanntem Empfängersystem. In der Tabelle 1.1 sind die wichtigsten strahlungsphysikalischen Größen aufgeführt. Die in der Natur vorkommenden Strahlungsformen besitzen in der Regel eine frequenz- bzw. wellenlängenabhängige Intensitätsverteilung. Man spricht dann von spektralen strahlungsphysikalischen Größen. Üblicherweise sind diese Größen in Form von spektralen Dichtefunktionen gegeben. Ist der Verlauf einer beliebigen spektralen Intensitätsverteilungsdichte $X_{e,\lambda}$ aufgrund von Messungen oder theoretischen Überlegungen bekannt, so ergibt sich durch Integration dieser Verteilungsfunktion über dem Wellenlängenintervall $[\lambda_1, \lambda_2]$ die auf das betrachtete visuelle System einwirkende gesamte Strahlungsintensität gemäß:

$$X_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} X_{e,\lambda}(\lambda) \cdot d\lambda \quad (1.1).$$

Größe	Definition	Einheit	Beschreibung
Strahlungsfluß	$\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt}$	W	Die auf eine Fläche auftreffende Strahlungsleistung
Strahlungsenergie e	$Q_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda$	Ws	Gesamtenergie der auf eine Detektorfläche auftreffenden spektralen Strahlungsintensitätsverteilung $Q_{e,\lambda}$
Strahlstärke	$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}$	W/sr	Strahlungsfluß Φ_e , der die durch den Raumwinkel Ω beschriebene Sphäre durchflutet
Spezifische Ausstrahlung	$M_e = \frac{d\Phi_e}{dA_1}$	W/m ²	Strahlungsleistung Φ_e bezogen auf ihre Abstrahlfläche A_1
Bestrahlungsstärke	$E_e = \frac{d\Phi_e}{dA_2}$	W/m ²	Strahlungsleistung Φ_e bezogen auf die Detektorfläche A_2
Photonenbestrahlungsstärke	$E_p = \frac{d\Phi_p}{dA_2}$	1/sm ²	Photonenstrom Φ_p bezogen auf die Detektorfläche A_2
Strahldichte	$L_e = \frac{dI_e}{dA_1 \cos \gamma_1}$	W/sr m ²	Die im Winkel γ_1 zur Normalen von A_1 gemessene Strahlstärke I_e bezogen auf die Projektion von A_1 .
Bestrahlung	$H_e = \int_{t_0}^{t_1} E_e(t) dt$	Ws/m ²	Die gesamte im Zeitintervall t_1, t_2 auf die Detektorfläche bezogene auffallende Strahlungsenergie
Photonenanzahl	$N_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} N_{p,\lambda} \cdot d\lambda$	1	Gesamtzahl der auf eine Detektorfläche auftreffenden Photonen mit der spektralen Photonendichte $N_{p\lambda} = dN_p/d\lambda$
Photonenstrom	$\Phi_p = \frac{dN_p}{dt}$	1/s	Photonenanzahl N_p pro Zeit t

Tabelle 1.1: Gängige strahlungsphysikalische Größen (DIN 5031)[8]

Die Tabelle 1.2 zeigt die Definition der wichtigsten spektralen strahlungsphysikalischen Größen.

spektrale strahlungsphysikalische Größe	Definition	SI-Einheit
spektrale Strahlungsflußverteilung	$\Phi_{e,\lambda}$	W/nm
spektrale Bestrahlungsstärkeverteilung	$E_{e,\lambda}$	W/(m ² nm)
spektrale Photonenbestrahlungsstärke	$E_{p,\lambda}$	1/(m ² nm s)
spektrale Strahlstärkeverteilung	$I_{e,\lambda}$	W/(sr nm)
spektrale Strahldichteverteilung	$L_{e,\lambda}$	W/(sr m ² nm)
spektrale Bestrahlungsverteilung	$H_{e,\lambda}$	Ws/(m ² nm)

Tabelle 1.2: Spektrale strahlungsphysikalische Größen

1.1.1 Der Lambertstrahler und das photometrische Grundgesetz

Die von einem bestrahlten Objekt reflektierte Lichtmenge ist im wesentlichen abhängig von der eingestrahnten Strahldichte, dem Betrachtungswinkel des Beobachters (in diesem Fall das bildaufnehmende Kamerasystem) und dem Reflexionsfaktor des Gegenstandes (auch als Reflektanz des Objekts bezeichnet).

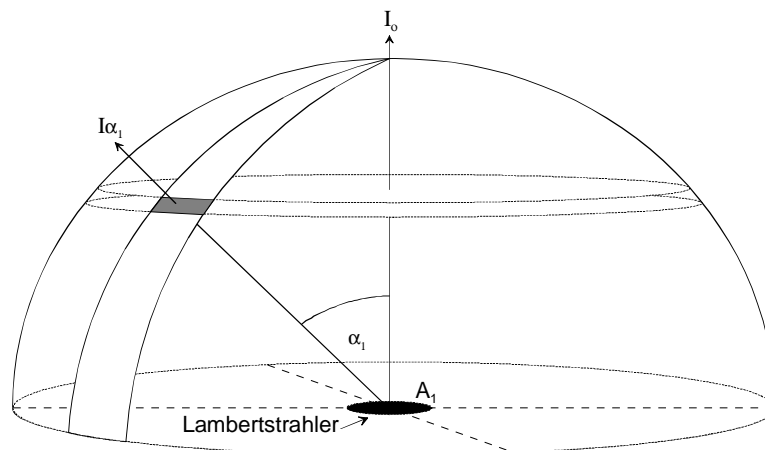


Abbildung 1.1: Das Prinzip des Lambert'schen Strahlers

Der Lambert'sche Strahler dient dabei zur Beschreibung des Reflexionsverhaltens diffus reflektierender Objektflächen wie Papier oder Pappe. Diffuses Reflexionsverhalten bedeutet, daß die auf das Objekt auftreffende Strahlstärke gleichmäßig - mit konstanter Strahldichte - in den Halbraum über dem Objekt reflektiert wird. Für den Betrachter erscheint das reflektierende Objekt für jeden Betrachtungswinkel gleich hell.

Entsprechend dem Lambert'schen Gesetz nimmt die von einer Fläche A_1 emittierte Strahlstärke mit größer werdendem Beobachtungswinkel ab:

$$I_{\alpha_1} = I_0 \cdot \cos \alpha_1 = L_0 \cdot A_1 \cdot \cos \alpha_1 \quad (1.2).$$

Die für den Beobachter wirksame Projektion der Fläche A_1 verringert sich ebenfalls mit dem cosinus des Beobachtungswinkels, so daß sich die Winkelabhängigkeit der Strahlstärke kompensiert (siehe Abbildung 1.1). Prinzipiell wird das Reflexions- und Absorptionsverhalten optischer Abbildungssysteme über das photometrische Grundgesetz beschrieben (siehe Abbildung 1.2). Hiernach ist der auf eine Detektorfläche einfallende Strahlungsfluß Φ_e mit der Strahlstärke einer Senderfläche A_1 nach folgender Formel verknüpft:

$$\Phi_e = L_e \cdot \Omega_0 \cdot \frac{A_1 \cos \gamma_1 A_2 \cos \gamma_2}{r^2}, \quad \Omega_0 = 1 \text{sr} \quad (1.3).$$

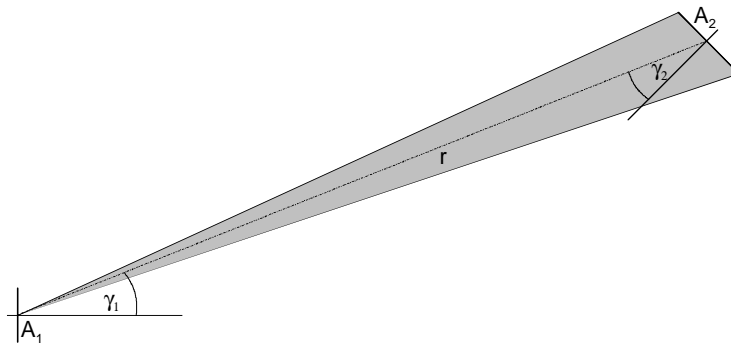


Abbildung 1.2: Das Prinzip des photometrischen Grundgesetzes

Das photometrische Grundgesetz ist symmetrisch bezüglich Sender- und Empfängerseite, woraus folgt, daß unabhängig davon, ob A_1 oder A_2 als Sender/Empfänger fungiert, der Strahlungsfluß Φ_e , der auf A_1 bzw. A_2 fällt, immer derselbe ist. Die oben angegebene Formel für das photometrische Grundgesetz gilt nur für den Fall, daß A_1 und A_2 klein sind gegenüber ihrem Abstand r .

1.1.2 Photopische und skotopische Adaptation

Wie zu Anfang dieses Kapitels erwähnt, gibt es neben den strahlungsphysikalischen Größen auch lichttechnische Größen. Lichttechnische Größen enthalten Informationen darüber, wie Strahlung durch ein definiertes visuelles Empfangssystem wahrgenommen wird. Bei der Strahlungswahrnehmung durch das menschliche Auge ist das wichtigste photometrische Bewertungskriterium in der relativen spektralen Empfindlichkeit des Auges gegeben. Der spektrale Hellempfindlichkeitsgrad $V(\lambda)$ ist dabei definiert als der Quotient aus spektraler Empfindlichkeit und Maximum der absoluten spektralen Empfindlichkeit. Der Verlauf des spektralen Hellempfindlichkeitsgrads ist von der Bestrahlungsstärke abhängig, sein Maximum verschiebt sich bei abnehmender Bestrahlungsstärke zu niedrigeren Wellenlängen hin.

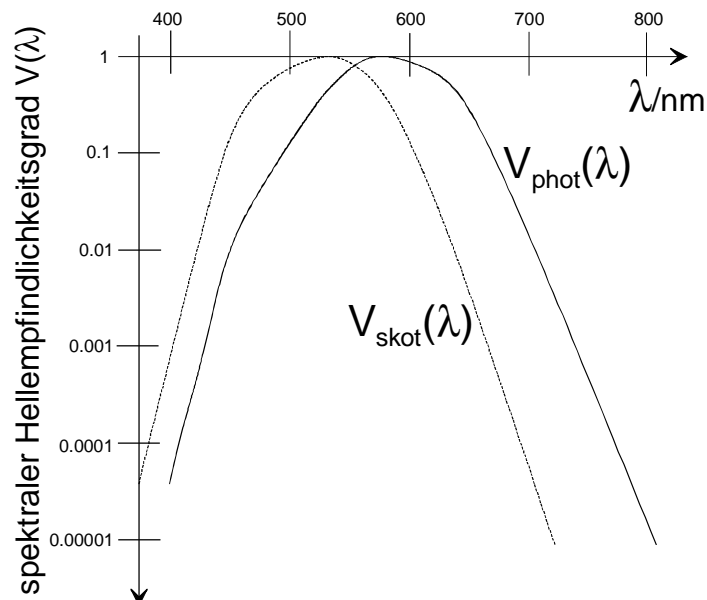


Abbildung 1.3: Verlauf des spektralen Hellempfindlichkeitsgrads des menschlichen Auges

Bei vollständiger Hellanpassung dominiert das Zäpfchensehen beim menschlichen Auge (photopisches Sehen, maximale Empfindlichkeit bei $\lambda=555\text{nm}$), bei vollständiger Dunkelanpassung geschieht die Strahlungswahrnehmung in den Stäbchen der Netzhaut (skotopische Anpassung, maximale Empfindlichkeit bei $\lambda=507\text{nm}$). Der Verlauf des spektralen Hellempfindlichkeitsgrads ist für beide Grenzfälle in Abbildung 1.3 dargestellt. Die mit den strahlungsphysikalischen Größen korrespondierenden lichttechnischen Größen errechnen sich für ein gegebenes Wellenlängenintervall $[\lambda_1, \lambda_2]$ durch Integration der mit dem spektralen Hellempfindlichkeitsgrad $V(\lambda)$ gewichteten strahlungsphysikalischen Größe $X_{e,\lambda}$ über diesem Wellenlängenintervall.

Für das Beispiel des menschlichen Auges gilt:

$$X_v = K_m \cdot \int_{380nm}^{780nm} X_{e,\lambda} \cdot V(\lambda) d\lambda \quad (1.4).$$

Der Faktor K_m dient als Proportionalitätsfaktor zwischen radiometrischem und photometrischem System. Für Tagsehen beträgt er 683 Lumen/Watt und für Nachtsehen 1700 Lumen/Watt. Man erkennt, daß die Empfindlichkeit des Auges bei Nachtsehen deutlich höher ist. In der Tabelle 1.3 sind die wichtigsten photometrischen Größen zusammengefaßt. Die SI-Einheiten unterscheiden sich von denen der radiometrischen Größen. Beide Einheitensysteme sind über Gl.1.4 miteinander verknüpft.

Lichttechnische Größe	Definition	SI-Einheit
Lichtstrom	$\Phi_v = \frac{dQ_v}{dt}$	Lumen, 1lm = 1cd sr
Lichtmenge	$Q_v = K_m \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q_e(\lambda) \cdot V(\lambda) d\lambda$	lm s
Lichtstärke	$I_v = \frac{d\Phi_v}{d\Omega}$	candela, cd (Basiseinheit)
Beleuchtungsstärke	$E_v = \frac{d\Phi_v}{dA_2}$	Lux, 1lx = 1lm/m ²
Leuchtdichte	$L_v = \frac{dI_v}{dA_1 \cos \gamma_1}$	cd/m ²

Tabelle 1.3: Das photometrische Größensystem

1.2 Eigenschaften bildverarbeitender Systeme

In diesem Unterkapitel werden die Beschreibungsgleichungen optischer Systeme wie Linsengleichung, Aperturfunktion und Modulationsübertragungsfunktion (MTF) vorgestellt. In diesem Zusammenhang wird auch auf die Abtasteigenschaften bildaufnehmender Systemanordnungen eingegangen und es werden die Grenzen sowohl der Leistungsfähigkeit moderner optischer als auch elektronischer Systeme aufgezeigt.

Zur eigentlichen Bildaufnahme spricht man allgemein vom Detektor als dem bildaufnehmenden Element. Eine CMOS-Bildsensormatrix (oder auch "-Bildsensorarray" bzw. "-Sensormatrix") ist beispielsweise ein solcher Detektor. Die Bildsensormatrix ihrerseits besteht wiederum aus diskreten regulär angeordneten

Elementen, den "Pixeln". Das Pixel seinerseits besteht aus einem lichtempfindlichen Teil, dem Photosensorelement (Photodiode, siehe Kapitel 2) und einer Signalverarbeitungseinheit, die nicht zur Lichtausbeute beiträgt.

1.2.1 Linsenanordnungen als abbildendes System

Linsensysteme bilden das erste Glied in der Signalverarbeitungskette zwischen Umgebung und Abbild auf der Bildsensormatrix. Die in diesem Kapitel vorgestellten Zusammenhänge beruhen auf dem Strahlenmodell der Optik, welches auf der von Newton im Jahre 1672 eingeführten Korpuskulartheorie [9] beruht. Sie genügt, um die Begriffe Blende und Schärfentiefe zu erklären. Im weiteren Verlauf des Kapitels werden dann die wichtigsten Zusammenhänge aus der Wellentheorie eingeführt.

Die von einem Punkt auf der Objektoberfläche ausgehenden Lichtstrahlen werden durch das Linsensystem gebrochen und auf einem korrespondierenden Punkt in der Bildebene zusammengeführt. Das von einem beleuchteten Gegenstand P in Richtung des Objektivs reflektierte Licht wird über die Linsengleichung in der Bildebene, der Sensormatrix, abgebildet. Der Abbildungsmaßstab ist dabei durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\beta = \frac{a'}{a} = \frac{h'}{h} = \sqrt{\frac{A_D}{A_O}} \quad (1.5).$$

Dieser Zusammenhang gilt auch für die in der Abbildung 1.4 dargestellte dicke Sammellinse. Der Begriff der scharfen bzw. unscharfen Abbildung wird durch die Linsengleichung beschrieben. Die Linsengleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen Gegenstandsweite a , Bildweite a' und Brennweite f . Nur wenn der Abstand der Objektebene bzw. der Bildebene die Linsengleichung erfüllt, wird ein Objekt scharf abgebildet.

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a'} - \frac{1}{a} \quad (1.6)$$

$$k = \frac{f}{D_{ep}} \quad (1.7)$$

Ein weiteres Bauelement optischer Systeme ist die Blende. Sie wird mathematisch beschrieben durch die Blendenzahl k , welche das Verhältnis aus Brennweite und Eintrittspupille angibt [10]. Gerade bei diskreten Bildaufnehmern ist die Frage nach dem maximal zulässigen Unschärfekreis, mit dem Objekte noch fokussiert werden dürfen, interessant, da ein Unschärfekreis, der im Bereich des Pixelpitch (= Pixelbreite bzw. -höhe) liegt, vom Bildsensor nicht mehr aufgelöst wird. Für einen gegebenen zulässigen

Unschärfekreisdurchmesser u ergibt sich für den Schärfentiefebereich um einen scharf fokussierten Gegenstand:

$$a_v = \frac{af^2}{f^2 - uk(a + f)} \quad (1.8),$$

$$a_h = \frac{af^2}{f^2 + uk(a + f)} \quad (1.9).$$

Die resultierende Schärfentiefe beträgt dann:

$$\Delta a = a_v - a_h \quad (1.10).$$

Mit zunehmender Blendenzahl wird die Schärfentiefe immer größer. Jedoch ist bei sehr kleinen Blendenöffnungen mit Beugungseffekten zu rechnen, die nur mit der Wellentheorie erklärt werden können. Auf Beugungseffekte bei der Bildsignalaufnahme wird in einem der folgenden Unterkapitel noch näher eingegangen.

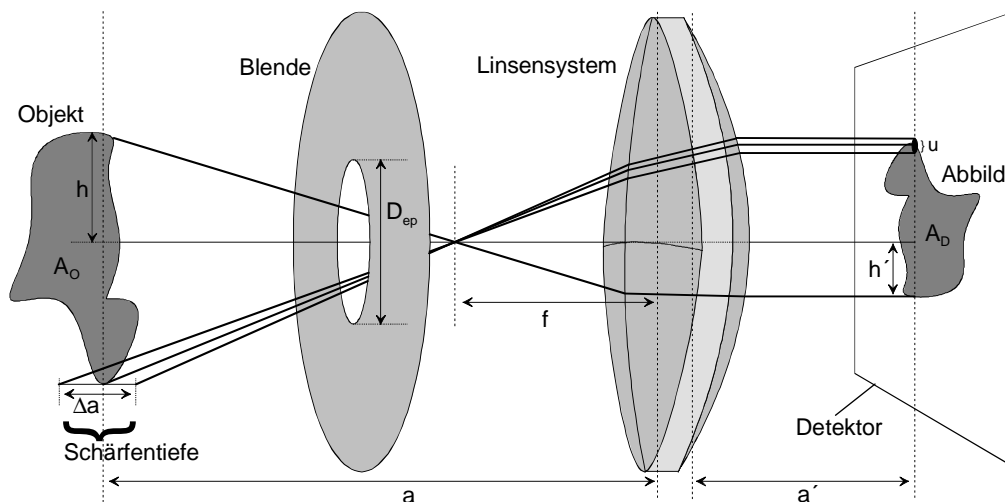


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung eines optischen Übertragungssystems

Die Blende des Objektivs bestimmt in erster Linie die auf den Detektor einfallende Lichtmenge. Zusätzliche nichtideale Effekte, wie Reflexionen an der Linsenoberfläche werden durch einen wellenlängenabhängigen Transmissionsgrad τ berücksichtigt, mit dem man die effektive Blendenzahl T_{AP} nach Gl.1.11 angibt. Neben dem gerade beschriebenen Nachteil der verringerten Empfindlichkeit durch Reflexionen verlieren Linsensysteme zusätzlich an Dynamik durch Geisterbilder bei hohen Dynamiken, da der innerhalb des Linsensystems mehrmals reflektierte Lichtanteil so groß wird, daß er dunklere Bildbereiche völlig überstrahlt.

$$T_{AP} = \frac{k}{\sqrt{\tau(\lambda)}} \quad (1.11)$$

Unter Verwendung der im ersten Unterkapitel eingeführten strahlungsphysikalischen Größen soll nun die Strahlung, die nach Passieren des optischen Abbildungssystems auf den Bildsensor trifft, berechnet werden. Nach dem in Abschnitt 1 vorgestellten photometrischen Grundgesetz gilt für die Strahlung, die von einer Objektoberfläche A_O ausgeht und auf einen Detektor (Abb.1.4 rechts) fällt:

$$\Phi_e = L_e \cdot \Omega \cdot \frac{A_O \cdot \cos \gamma_O \cdot \pi \cdot \frac{D_{ep}^2}{4} \cdot \cos \gamma_D}{r^2} \quad (1.12).$$

In dieser Gleichung ist bereits die Fläche der Blendenöffnung berücksichtigt. Liegt die Flächennormale der Gegenstandsfläche vereinfachend parallel zur optischen Achse des Systems, so ergibt sich für den Abstand zwischen Objekt und Abbild:

$$r = \frac{a}{\cos \gamma_D}, \gamma_O = \gamma_D := \gamma \quad (1.13).$$

Für den Strahlungsfluß, der auf den Detektor fällt, gilt dann:

$$\Phi_e = L_e \cdot \Omega \cdot \frac{A_O \cdot \pi \cdot \frac{D_{ep}^2}{4} \cdot \cos^4 \gamma}{a^2} \quad (1.14).$$

Unter der Voraussetzung, daß die Gegenstandsweite a groß gegenüber der Bildweite a' ist, nähert sich die Bildweite der Brennweite f . Die Bestrahlungsstärke, die vom betrachteten Objekt auf dem Detektor hervorgerufen wird, berechnet sich durch Division des Strahlungsflusses durch A_D .

$$E_e = \frac{\Phi_e}{A_D} = L_e \cdot \Omega \cdot \frac{A_O \cdot \pi \cdot \frac{D_{ep}^2}{4} \cdot \cos^4 \gamma}{A_D \cdot a^2} = L_e \cdot \Omega \cdot \frac{\pi \cdot \frac{D_{ep}^2}{4} \cdot \cos^4 \gamma}{f^2} \quad (1.15)$$

Mit der Blendenzahl k ausgedrückt ergibt sich (vgl. Abbildung 1.5):

$$E_e = L_e \cdot \Omega \cdot \frac{\pi}{4 \cdot k^2} \cdot \cos^4 \gamma \quad (1.16).$$

Die Bestrahlungsstärke nimmt demnach zum Rand der Linsen- bzw. Detektorfläche hin mit der 4. Potenz des Cosinus des Feldwinkels γ ab. Bei Teleobjektiven mit schmalen Bildwinkeln und großen Brennweiten ist dieser Effekt nur relativ schwach ausgeprägt,

bei Weitwinkel- und Fischaugenobjektiven tritt dieser Effekt jedoch deutlich in Erscheinung.

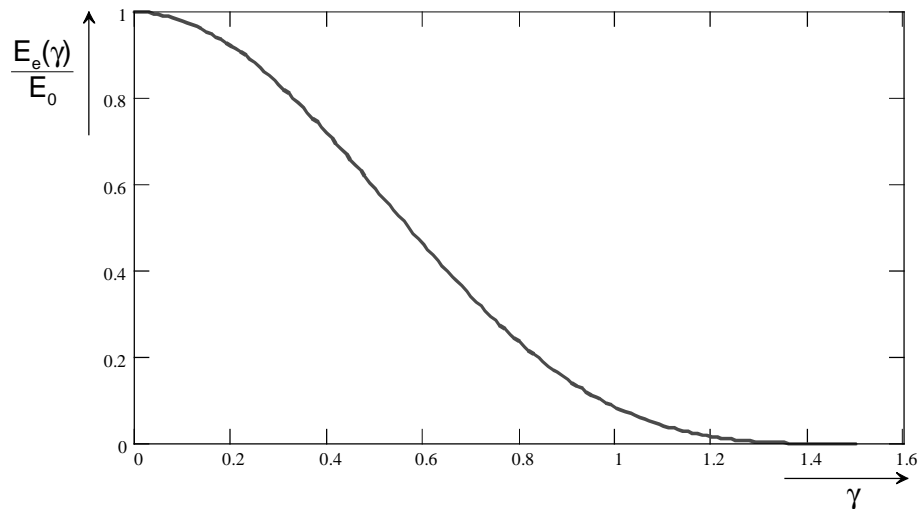


Abbildung 1.5: Bestrahlungsstärkeverlauf in Abhängigkeit vom Bildöffnungswinkel γ

Bei $\gamma=0$ liegt das Bestrahlungsstärkemaximum E_0 vor. Der Verlauf der Bestrahlungsstärke ist in Abbildung 1.5 dargestellt. Man erkennt deutlich die signifikante Abnahme der Bestrahlungsstärke schon bei kleinen Bildöffnungswinkeln γ . Die Bestrahlungsstärke läßt sich vereinfacht ausdrücken gemäß:

$$E_e = E_0 \cdot \cos^4 \gamma \quad (1.17).$$

Ein weiteres bauartbedingtes Problem bei Linsensystemen ist die Abschattung des Bildes zum Rand hin aufgrund der Gehäusefassungen der Linsen (Vignettierung).

1.2.2 Abbildung räumlich modulierter Bestrahlungsstärkesignale mit optischen Sensoren

Bei der nachrichtentechnischen Betrachtung optischer Systeme werden die Begriffe Kontrast oder auch Modulation zur Beschreibung des Informationsgehaltes eines Objektbildes herangezogen.

$$M = \frac{E_{e,max} - E_{e,min}}{E_{e,max} + E_{e,min}} \quad (1.18)$$

Der Kontrast eines Bildes ist ein Maß dafür, wie stark die informationstragenden räumlichen Variationen der Bestrahlungsstärke von ihrem konstanten Anteil zu unterscheiden sind. Die Modulation bzw. der Kontrast einer räumlich verteilten Bestrahlungsstärke [11,12] ist definiert gemäß Gl.1.18. Das räumliche

Auflösungsvermögen optischer Systeme bestimmt direkt ihre Übertragungseigenschaften. Grundsätzlich verändert jedes zwischen Objekt und Abbild gebrachte optische Abbildungssystem die Modulationscharakteristik des Eingangssignals. Die Modulationsübertragungsfunktion (MTF, [11]) beschreibt das Verhältnis zwischen Ausgangs- und Eingangsmodulation des betrachteten Systems gemäß:

$$MTF(f_x) = \frac{M_{out}(f_x)}{M_{in}(f_x)} \quad (1.19).$$

Die Ortsfrequenz f_x repräsentiert dabei sowohl x- als auch y-Richtung, da die in Frage kommenden optischen Abbildungssysteme in beiden Richtungen unabhängig voneinander sind und identische Eigenschaften aufweisen. Das Gesamtsystem ist durch die Multiplikation der Einzel-MTF's beschrieben, also der MTF des Linsensystems und der MTF des Detektors. Achtet man beim Entwurf des Detektors darauf, die optisch unempfindlichen Bereiche der Pixel sorgfältig abzudecken, kann man Übersprecheffekte zwischen den Pixeln zu 95% unterdrücken [13]. Jedoch treten Beugungseffekte auf, die ebenfalls zum Übersprechen beitragen. Im Verlauf der Arbeit wird dies noch ausführlicher behandelt.

1.2.3 Die Modulationstransferfunktion eines Objektivs

Reale Linsensysteme besitzen eine Tiefpaßcharakteristik, die sich aus der Limitierung der Übertragungsbandbreite der Linse ergibt. Daher wird ein Lichtpunkt, der auf eine Linse fällt, nicht als Punkt, sondern als Lichtfleck abgebildet. Der Abtastung des Eingangssignals im Ortsbereich entspricht dabei eine Multiplikation des Eingangssignals mit der Modulationstransferfunktion (MTF, [12]) des Objektivs im Ortsfrequenzbereich. Für eine Linse ist die MTF im Ortsfrequenzbereich gegeben durch:

$$MTF(f_x) = \frac{2}{\pi} \cdot \left[\arccos\left(\frac{f_x}{f_0}\right) - \frac{f_x}{f_0} \sqrt{1 - \left(\frac{f_x}{f_0}\right)^2} \right] \quad (1.20).$$

Die Gleichung zeigt, daß die Linse Tiefpaßverhalten besitzt. Hohe Ortsfrequenzanteile werden dadurch gedämpft, so daß ein ursprünglich scharfes Objekt nur noch unscharf abgebildet wird. Objektivs, die aus komplexen, ineinander verschachtelten Linsensystemen bestehen, lassen sich durch eine Gesamt-MTF und eine obere Grenzfrequenz f_0 für das Gesamtsystem beschreiben. In diesem Zusammenhang spricht man von der PSF ("point-spread-function"), die die optische Impulsantwort eines Objektivs beschreibt. Abbildung 1.6 zeigt die PSF eines Objektivs in Abhängigkeit vom Abstand zur optischen Achse $x-x_0$ (vgl. Abbildung 1.4). Die Auflösungsgrenze der Linse, ab der Objekte nicht mehr scharf abgebildet werden können, wird erreicht, wenn das

Eingangsbild Frequenzanteile enthält, die im Bereich der Grenzfrequenz f_0 liegen. Für f_0 gilt:

$$f_0 = \frac{1}{\lambda \cdot k} \quad (1.21).$$

Professionelle Objektive erreichen eine Ortsauflösung bis zu $3.6\mu\text{m}$.

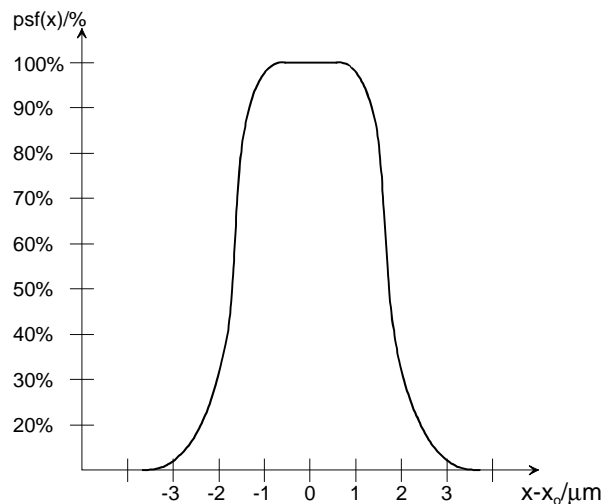


Abbildung 1.6: Die PSF eines Objektivs

1.2.4 Die MTF eines Pixels

Aufgrund der endlichen Ausdehnung der lichtempfindlichen Fläche (im folgenden als Photosensorelement bezeichnet) innerhalb eines Pixels kann die Bildabtastung nicht einfach über eine ideale Dirac-Folge beschrieben werden. Daher wird die Bildabtastung in digitalen Bildsensoren ebenfalls über eine Modulationstransferfunktion beschrieben. Ihre Entsprechung im Ortsbereich wird in diesem Zusammenhang auch als mikroskopische Aperturfunktion des Photosensorelements bezeichnet [13] (Abbildung 1.7). Das Helligkeitssignal (sei: $s(x)$) wird mit der mikroskopischen Aperturfunktion $h_{\text{mik}}(x)$ des Photosensorelements gefaltet, was einer Mittelung bzw. Integration aller Teilsignale über der Fläche des Photosensorelements entspricht. Das Faltungsergebnis (sei: $g(x)$) wird mit einer idealen Dirac-Stoßfolge im Ortsbereich abgetastet.

$$g(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - n \cdot l_p) \cdot [s(x) \otimes h_{\text{mik}}(x)] \quad (1.22)$$

Dieses Schema der gewichteten Integration des Helligkeitssignalverlaufs im Photosensorelement in Form einer Faltung und die nachherige Abtastung durch die Bildsensormatrix wird auch als "averaging sampling" [100] bezeichnet. Die x- und y-Richtung können dabei als unabhängig voneinander betrachtet werden, daher wird die

folgende Gleichung nur für die x -Richtung angegeben. Wenn die Zentren der Photosensorelemente im Abstand l_p voneinander angeordnet sind, gilt Gl.1.22. Hier ist der Idealfall einer unendlich ausgedehnten Bildsensormatrix angenommen, in der Praxis ist $g(x)$ mit einer Rechteckfunktion der Breite der Sensormatrix zu multiplizieren. Generell läßt sich feststellen, daß bei geringer werdendem Füllfaktor (dem Verhältnis zwischen Photosensorfläche und Pixelfläche) des Pixels die mikroskopische Apertur schmaler wird. Damit steigt das Abtastintervall im Ortsfrequenzbereich, spektral breitbandige Eingangssignale werden durch Aliasing verzerrt. Das Abtasttheorem wird verletzt und es treten Moiréeffekte auf.

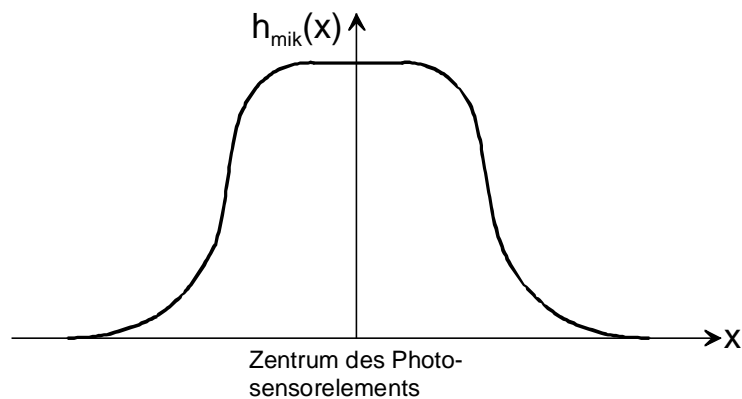


Abbildung 1.7: Die mikroskopische Aperturfunktion eines Photosensorelements

Überlappen sich die mikroskopischen Aperturen der Photosensorelemente im Ortsbereich zu stark, so ist die MTF im Ortsfrequenzbereich schmalbandig, was bei breitbandigen Eingangssignalen nun zur Dämpfung hoher Spektralanteile führt (Tiefpaßfilterung) - das Bild ist unscharf.

1.3 Beugung und Interferenz

Neben den Photosensorelementen innerhalb der Pixel eines CMOS-Bildsensors liegen - technologiebedingt auf eine Höhe von $1-3\mu\text{m}$ verteilt - verschiedene Metallagen und Oxid- bzw. Passivierungsschichten. Diese Schichten verhalten sich prinzipiell wie ein optisches Gitter. Beim Design des Pixels ist daher darauf zu achten, daß die pixelinterne Signalverarbeitungselektronik möglichst vollständig abgedeckt wird. Beim Offenlassen nur eines kleinen Schlitzes kann es sonst passieren, daß gebeugtes Licht auf die Signalverarbeitungselektronik fällt und sehr leicht zum unerwünschten Effekt des CMOS-Bloomings führt, dem Ausfall von Spaltenleitungen durch Bestrahlung eines oder mehrerer Transistors/en im Pixel. Die Abbildung 1.8 zeigt die prinzipiellen Zusammenhänge bei der Spaltbeugung im Pixel.

Für die Positionierung der Signalverarbeitungselektronik im Pixel ist es wichtig, mindestens die Lage der ersten beiden Beugungsnebenmaxima zu kennen, da ihre Beleuchtungsintensität sich bei hohen Bestrahlungsstärken des Bildsensors noch auswirkt.

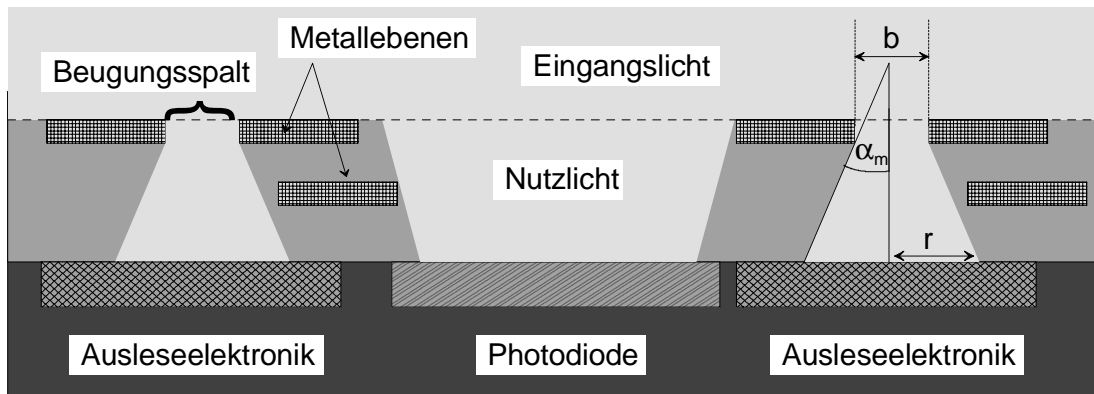


Abbildung 1.8: Beugung am Spalt

Gl.1.23 beschreibt die Lage der Nebenmaxima und die auftretenden Beugungswinkel:

$$\sin \alpha_m = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{\lambda}{b} \quad (1.23).$$

Geht man davon aus, daß der Spalt durch 2 nebeneinanderliegende Metalleitungen entsteht, deren Abstand $b=1\mu\text{m}$ beträgt, so ergibt sich bei einer unteren Grenzwellenlänge des detektierten Lichts von $\lambda=300\text{nm}$ und einer oberen Grenzwellenlänge von $\lambda=900\text{nm}$ das folgende Gleichungspaar für die korrespondierenden Beugungswinkel $\alpha_{m,u}$ und $\alpha_{m,o}$:

$$\alpha_{m,u} = \arcsin \left(\pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{300\text{nm}}{1\mu\text{m}} \right) = \pm \arcsin \left(0.3 \cdot \left(m + \frac{1}{2} \right) \right) \quad (1.24),$$

$$\alpha_{m,o} = \arcsin \left(\pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{900\text{nm}}{1\mu\text{m}} \right) = \pm \arcsin \left(0.9 \cdot \left(m + \frac{1}{2} \right) \right) \quad (1.25).$$

Befindet sich die Signalverarbeitungselektronik im Abstand h unterhalb der beiden Metallbahnen, so gilt für den Radius r der Maxima der Beugungskreise in dieser Ebene:

$$r = h \cdot \tan \alpha_m \quad (1.26),$$

$$r_{u,o} = h \cdot \tan \left(\alpha_{m,u,o} \right) \quad (1.27).$$

Die Beugungsmaxima erster und zweiter Ordnung ergeben sich für die untere und obere Grenzwellenlänge des einfallenden Lichtes durch Einsetzen der Beugungswinkel α für $m=1$ und $m=2$ in Gl.1.26 und Gl.1.27. Die Metallagen befinden sich für die am IMS verwendeten Fertigungsprozesse in einer Höhe h von 770nm und 2600nm über dem Photosensorelement bzw. der Photodiode (n-Diffusionsgebiet). Die Radien, die sich nach Berechnung mit diesen Werten ergeben, sind in der Tabelle 1.4 aufgelistet.

Ordnung m	Höhe der Metallage h	$\lambda = 300\text{nm}$	$\lambda = 666\text{nm}$
$m=1$	770nm	$r_{u1}=388\text{nm}$	$r_{o1}=17204\text{nm}$
$m=2$	770nm	$r_{u2}=873\text{nm}$	-
$m=1$	2600nm	$r_{u1}=1310\text{nm}$	$r_{o1}=58094\text{nm}$
$m=2$	2600nm	$r_{u2}=2948\text{nm}$	-

Tabelle 1.4: Beugungsradien an den Detektionsgrenzen

Wie man an den berechneten Werten in der Tabelle erkennt, können die Beugungsradien mehrere Pixelabstände betragen. Für mittlere und höhere Bestrahlungsstärken kann das u.U. zum kompletten Funktionsausfall einer Spalte führen. Man versucht durch designtechnische Maßnahmen, entweder erst gar keinen Spalt zu erzeugen (was aber häufig aufgrund der Abstands- und Geometrieregeln nicht möglich ist) oder die Auswerteelektronik außerhalb des Beugungskreises zu bringen, was aber nach Tabelle 1.4 auch nicht für alle Wellenlängen möglich ist. Die wirksamste Möglichkeit besteht darin, beim Design des Pixels die Metallagen in der Höhe versetzt zueinander anzuordnen, so daß die jeweils untere Metallage der oberen den Strahlengang versperrt. Damit sind dann nur noch die Beugungsringe relevant, die von evtl. vorhandenen Spalten der untersten Metallage herrühren. Kritisch ist jedoch nach wie vor das Beugungsmaximum 1.Ordnung bei der oberen Grenzwellenlänge 666nm, dessen Radius ungefähr $17\mu\text{m}$ beträgt. Bei hochauflösenden Sensorarrays mit Pixelabständen von $10\mu\text{m}$ und weniger sind daher noch andere Maßnahmen zu ergreifen, was aber relativ einfach zu bewerkstelligen ist. Vergrößert man in der untersten Metallage die Spaltbreite von $1\mu\text{m}$ auf $2\mu\text{m}$, so ergibt sich ein Beugungsradius für die obere Grenzwellenlänge $\lambda=666\text{nm}$ von nunmehr nur noch $r=443\text{nm}$. Das ist akzeptabel, da man den Spalt dann nur noch so anlegt, daß der Beugungskreis zum größten Teil über der Photosensorfläche liegt.

2. Bauelemente der CMOS-Bildsensorik

Die primäre Aufgabe eines elektronischen Bildsensors besteht in der Detektion einer Helligkeitsinformation und der Umwandlung dieser Größe in einen elektrischen Parameter (Spannung, Strom, Ladung). Daran schließt sich in der Regel eine sequentielle und/oder zeitlich parallele Nachverarbeitung des elektrischen Signals im Orts- bzw. Zeitbereich an. In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der einzelnen Bausteine dieser Signalverarbeitungskette behandelt und die Auswirkung ihrer Charakteristika auf die Praxis erläutert. Begonnen wird mit der Analyse der n-Diffusions-p-Substrat-Photodiode. Modellparameter des FhG-IMS 1.0µm Standard CMOS Prozesses bilden die Basis für die in diesem Kapitel präsentierten Simulationsergebnisse. Grundsätzlich bietet der Standard-CMOS Prozeß mehrere Möglichkeiten, lichtempfindliche Bauelemente zu realisieren. Zum einen gibt es die Familie der Photo-MOSFET-Strahlungsdetektoren, die eine hohe Empfindlichkeit - bis zu 10^6 mal höher als in einer Photodiode - erreichen. Da der Photo-MOSFET jedoch ein sehr viel höheres "Fixed-Pattern Noise" (Festmusterrauschen, FPN) als die Photodiode besitzt, kommt er bei den Strukturgrößen von Pixeln in 2D CMOS-Bildsensoren nicht zum Einsatz, da man nur über die Bauelementeabmessungen in der Lage wäre, das FPN zu reduzieren. Der parasitäre (vertikale) Bipolar-Phototransistor ist ein weiteres Bauelement der CMOS-Bildsensorik, er ist jedoch langsamer als die Photodiode und weniger empfindlich als der Photo-MOSFET. Allerdings besitzt er bei kleinen Strukturgrößen noch wesentlich bessere Matching-Eigenschaften als der MOS-Transistor [14], was für die Realisierung großer Filternetzwerkarrays mit kleinen Strukturelementabmessungen interessant ist. In Analogie zu den CCD-Bildsensoren hat man in der CMOS-Technik auch die Möglichkeit, optisch generierte Ladungen in einer Potentialwanne unterhalb der Gateelektrode eines MOS-Kondensators zu speichern. Diese Bauelemente gehören zur Familie der Photogates und sind vornehmlich am Jet Propulsion Laboratory (JPL) entwickelt worden. Neuere CMOS-Bildsensoren speziell für die medizinische Fotografie werden von der Firma Photobit hergestellt, die sich Anfang der 90er Jahre vom JPL abgespalten hat. Aufgrund der im Vergleich zur Photodiode geringeren Blauempfindlichkeit [15] und der schlechteren Quantenwirkungsgrade [16] scheidet dieser Sensortyp für viele Anwendungen in der Bildsensorik aus. Der letzte und für die in dieser Arbeit vorgestellten Anwendungen interessanteste Photodetektortypus gehört zur Familie der Photodioden. Mit ihr wurden am IMS bei zweidimensionalen CMOS-Bildsensoren die besten Erfahrungen gemacht. Sie kommt ausschließlich in den in dieser Arbeit vorgestellten Bildsensorarchitekturen

zur Anwendung. Das nächste Unterkapitel behandelt die physikalischen Grundlagen der Strahlungsabsorption im Halbleiter und, ausgehend davon, die theoretischen Grundlagen der pn-Photodiode.

2.1 Strahlungsdetektion in Silizium

Licht, das auf halbleitendes Material trifft, erzeugt auf seinem Weg durch die Gitterstruktur Band-Band-Übergänge zwischen Elektronen und Löchern. Photonen, die auf ein Gitteratom des Halbleiters treffen, lösen dabei ein gebundenes Elektron aus dem Valenzband heraus und heben es unter Abgabe ihrer eigenen Energie in das Leitungsband an. Das passiert jedoch nur dann, wenn die Energie des Photons größer als der Bandabstand der Atome des Kristallgitters ist.

$$W_{ph} = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \geq W_g \quad (2.1)$$

Bei Raumtemperatur beträgt der Bandabstand für Silizium $W_g=1.12\text{eV}$. Daraus ergibt sich mit Gl.2.1 eine maximal detektierbare Wellenlänge von

$$\lambda_{\max} = \frac{h \cdot c}{W_g} \quad (2.2).$$

Für Silizium ergibt sich bei Raumtemperatur ($T=300\text{K}$) eine Grenzwellenlänge von $1.1\mu\text{m}$. Strahlung größer als λ_{\max} wird von Silizium nicht mehr absorbiert. Die auf den Halbleiter treffenden Photonen dringen aufgrund ihrer verschieden hohen Energien unterschiedlich tief in den Halbleiter ein. Photonen, deren Energie höher als W_g ist, können Elektronen auch in Energiezustände oberhalb der Leitungsbandkante W_L anheben. Das hat zur Folge, daß kurzwelliges Licht vorwiegend an der Halbleiteroberfläche absorbiert wird, da viele verschiedene Energiezustände im Leitungsband besetzt werden können. Mit zunehmender Wellenlänge sinkt die Photonenenergie, so daß das besetzbare Energieband oberhalb der Leitungsbandkante immer schmaler wird. Die Zahl besetzbarer Energiezustände nimmt daher mit der Eindringtiefe ins Halbleitermaterial ab. Bis alle Photonen absorbiert sind, hat langwelliges Licht somit einen weiteren Weg im Halbleiter zurückgelegt als kurzwelliges Licht. Für die Herleitung der folgenden Zusammenhänge werden die in Kapitel 1 eingeführten, spektralen strahlungsphysikalischen Größen verwendet.

Trifft in einem Zeitintervall t die spektrale Photonendichte $N_{p,\lambda}$ auf die Photosensorfläche A_D , so gilt für den Strahlungsfluß durch den Photosensor (mit dem Planck'schen

Wirkungsquantum h , der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c und der Wellenlänge λ):

$$\Phi_{e,\lambda} = \frac{\partial Q_{e,\lambda}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (N_{p,\lambda} \cdot W_{ph}) = \frac{h \cdot c}{\lambda} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (N_{p,\lambda}) \quad (2.3).$$

Die korrespondierende spektrale Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}$ ergibt sich durch Differentiation des Strahlungsflusses nach der Fläche A_D :

$$E_{e,\lambda} = \frac{\partial \Phi_{e,\lambda}}{\partial A_D} = \frac{h \cdot c}{\lambda} \cdot \underbrace{\frac{\partial^2 N_{p,\lambda}}{\partial A_D \partial t}}_{E_{p,\lambda}}, \quad E_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{p,\lambda} \cdot d\lambda \quad (2.4).$$

Die Größe $E_{p,\lambda}$ wird nach DIN 5031 als spektrale Photonenbestrahlungsstärke bezeichnet (vgl. Tabelle 1.1 und 1.2 in Kapitel 1). Für breitbandige Strahlung ergibt sich die Photonenbestrahlungsstärke E_p durch Integration von $E_{p,\lambda}$ über der Wellenlänge. Die im Photosensorelement pro Volumen- und Zeiteinheit erzeugten Elektron-Loch-Paare ergeben sich durch Differentiation der Photonenbestrahlungsstärke E_p nach der Strahlungsausbreitungsrichtung im Halbleiter. Diese spezifische Photonenbestrahlungsstärke ist ein Maß für den im Detektor erzeugten Photostrom und wird als optische Generationsrate $g(x)$ bezeichnet.

$$g(x) = -\frac{dE_p}{dx} \quad (2.5)$$

Die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung zwischen Photon und Elektron ist für jedes in den Halbleiter eindringende Photon gleich groß. Daraus ergibt sich unmittelbar, daß die Anzahl der pro Volumen absorbierten Photonen proportional zur Gesamtzahl der einfallenden Photonen ist.

$$-\frac{dE_p}{dx} = \alpha \cdot E_p \quad (2.6)$$

Der Faktor α gibt nach Gl.2.6 die Rate an, mit der die Photonen im Halbleiter absorbiert werden, und wird als Absorptionskoeffizient bezeichnet. Die Lösung von Gleichung 2.6 ergibt sich durch Integration mit der Randbedingung, daß an der Halbleiteroberfläche die Photonenbestrahlungsstärke $E_p = E_p(x=0)$ ist gemäß folgender Gleichung:

$$E_p(x) = E_p(0) \cdot e^{-\alpha x} \quad (2.7).$$

Gl.2.7 beschreibt das makroskopische Absorptionsgesetz. Da der Absorptionskoeffizient α wellenlängenabhängig ist, ist Gl.2.7 individuell für jede Wellenlänge auszuwerten. Der Kehrwert des Absorptionskoeffizienten ist dabei ein

direktes Maß für die Eindringtiefe des Lichts in das Halbleitermaterial. Aus Gl.2.5 und 2.7 folgt für die optische Generationsrate:

$$g(x) = \alpha \cdot E_p(0) \cdot e^{-\alpha x} \quad (2.8).$$

Ist die Tiefe des optisch empfindlichen Photosensorelements x_1 - x_2 bekannt, so berechnet sich die Gesamtzahl der Photon-Elektron-Lochpaare pro Zeiteinheit zu:

$$G(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} \alpha \cdot E_p(0) \cdot e^{-\alpha x} dx = E_p(0) \cdot (e^{-\alpha x_1} - e^{-\alpha x_2}) \quad (2.9).$$

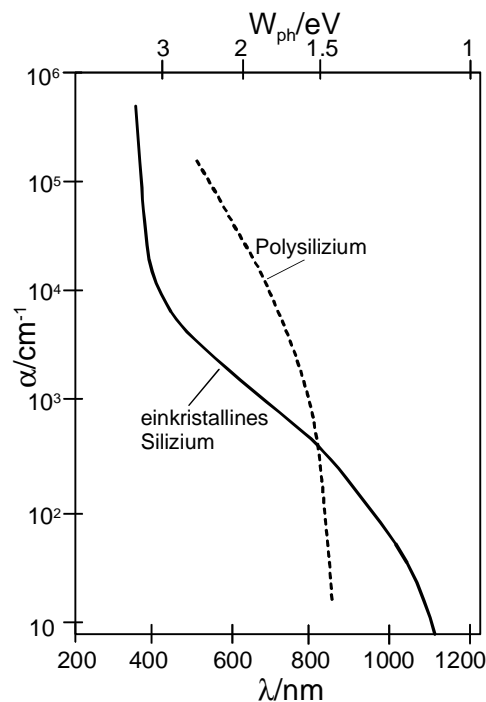


Abbildung 2.1: Absorptionskoeffizient in Silizium für $T=300\text{K}$ [21]

Abbildung 2.1 zeigt den optischen Absorptionskoeffizienten von einkristallinem Silizium (durchgezogene Kurve) im Vergleich zu Polysilizium. Wie bereits diskutiert, sinkt der Absorptionskoeffizient mit steigender Wellenlänge, da die Anzahl der besetzbaren Energiezustände im Leitungsband mit steigender Wellenlänge abnimmt. Der Absorptionskoeffizient von polykristallinem Silizium bricht bei 800nm stark ein, was u.a. auch der Grund für schlechtere Quantenwirkungsgrade (s. nächstes Unterkapitel) beim Photogate ist, da das Licht erst die polykristalline Gateschicht durchquert. Mit Gl.2.9 läßt sich für $x_1=0$ zeigen, daß über 90% der Strahlung des sichtbaren Lichts in den oberen $10\mu\text{m}$ des Halbleiterphotodetektors absorbiert werden. Die von den Photonen generierten Elektronen werden mittels eines elektrischen Feldes aus der Raumladungszone abgezogen, da sie sonst wieder mit den Löcherladungen rekombinieren würden. In der Praxis geschieht das durch Anlegen einer Spannung über

dem Photosensorelement. Bei der Photodiode besteht das Photosensorelement aus einem lichtempfindlichen pn-Übergang, dessen optisch generierte Ladungen über eine Sperrspannung getrennt werden. Auf die theoretischen Grundlagen der pn-Photodiode wird im folgenden Unterkapitel näher eingegangen.

2.2 Die pn-Photodiode

Die pn-Photodiode bietet momentan die meisten Vorteile bei der Verwendung in CMOS-Bildsensoren hinsichtlich Platzbedarf, Mismatch, Empfindlichkeit und Dynamik. Der in Abbildung 2.2 gezeigte pn-Übergang zeigt die n+-Diffusions/p-Substrat-Photodiode. Ihre Strahlungsübertragungscharakteristik hängt von der Einfallsrichtung des Lichts auf die Grenzschicht ab. Fällt die Strahlung senkrecht in die Raumladungszone zwischen p- und n-Gebiet ein, so wird der Photokonversionsprozeß mit dem Modell der vertikalen Photodiode beschrieben. Bei parallelem Lichteinfall gilt das laterale Photodiodenmodell. In Standard CMOS-Prozessen gefertigte Photodioden sind prinzipiell immer aus einer Mischung der lateralen und der vertikalen Photodiode aufgebaut. Man kann durch die Art des Designs der Photodiode (Metallabdeckungen, Mäanderform des n+-Diffusionsgebiets, Substratkontaktierung) einen der beiden Photodiodentypen etwas hervorheben. Simulationen und Berechnungen mit den Modellen aus [22] haben ergeben, daß durch Erhöhung des Anteils der lateralen Photodiode die Empfindlichkeit des Sensors für kurze Wellenlängen gesteigert werden kann.

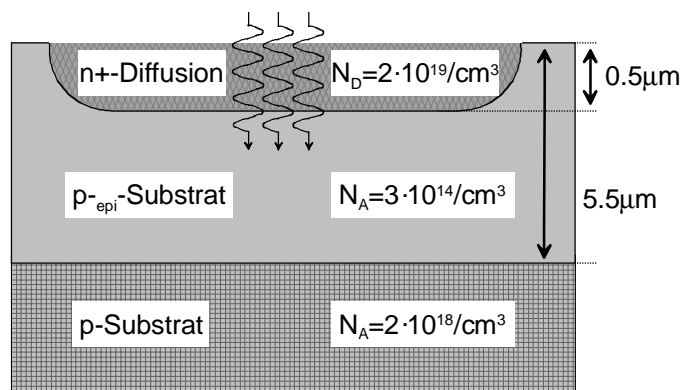


Abbildung 2.2: Aufbau einer pn-Photodiode in CMOS-Technik

Das Optimum des Photodioden- bzw. Pixeldesigns ist dann erreicht, wenn man eine genügend hohe Empfindlichkeit in einem möglichst großen Wellenlängenintervall erreicht. Bei der Wandlung von optischer Strahlungsenergie in elektrische Energie entstehen in der pn-Photodiode Verluste. Sie beruhen auf verschiedenen Mechanismen. Ein Teil der Strahlung wird an der Halbleiteroberfläche reflektiert, wobei das Reflexionsverhalten des pn-Übergangs neben dem Einfallswinkel des Lichts auch von der Wellenlänge λ abhängt. Desweiteren rekombiniert ein gewisser Anteil der optisch

generierten Ladungsträgerpaare noch bevor das korrespondierende Elektron abtransportiert wird. Die durch diesen Mechanismus beschriebene Rekombinationsrate ist genau wie die Generationsrate proportional zur Photonenbestrahlungsstärke. Berücksichtigt werden diese nichtidealen Effekte im wellenlängenabhängigen Quantenwirkungsgrad. Er gibt das Verhältnis zwischen der Anzahl der effektiv generierten Photoladungen und der spektralen Photonenbestrahlungsstärke an.

$$\eta_{ext}(\lambda) = \frac{I_{ph,\lambda}(\lambda)}{q \cdot A_D \cdot E_{p,\lambda}} \quad (2.10)$$

Der hier gezeigte Zusammenhang gilt für die Annahme, daß die spektrale Photonenbestrahlungsstärke konstant über der Diodenfläche ist. Zu beachten ist bei Gl.2.10, daß durch $I_{ph,\lambda}(\lambda)$ der spektrale Photostrom, d.h. der pro Wellenlänge erzeugte Photostrom (Einheit A/nm) beschrieben ist, da die Bestimmungsgrößen zum Teil ebenfalls von der Wellenlänge abhängen.

Die spektrale Empfindlichkeit des Photosensors ist definiert als Quotient aus pro Flächeneinheit und Wellenlänge erzeugtem Photostrom ("spektralem Photostrom") und pro Flächeneinheit und Wellenlänge auftreffendem optischen Strahlungsfluß (spektraler Bestrahlungsstärke). Somit lautet die Definition der spektralen Empfindlichkeit (Auflösen von Gl.2.10 nach $I_{ph,\lambda}(\lambda)$ und Einsetzen von Gl.2.3 und Gl.2.4 für $\Phi_{e,\lambda}$) sowie der sog. "Responsivity":

$$\mathfrak{R}_\lambda = \frac{\partial I_{ph,\lambda} / \partial A_D}{\partial \Phi_{e,\lambda} / \partial A_D} = \frac{\lambda \cdot q \cdot \eta_{ext}(\lambda)}{h \cdot c} \quad , \quad \text{Responsivity} = \frac{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D}{C_D} \quad (2.11).$$

Durch Integration über der Wellenlänge erhält man für breitbandiges Licht den insgesamt in der Photodiode fließenden Photostrom I_{ph} (Einsetzen von Gl.2.4, 2.10 und 2.11):

$$I_{ph} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{ph,\lambda} \cdot d\lambda = A_D \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_\lambda \cdot E_{e,\lambda} \cdot d\lambda \quad (2.12).$$

Der in Gl.2.10 bzw. Gl.2.12 angegebene Photostrom ergibt sich durch Überlagerung der Teilphotoströme der vertikalen und der lateralen Photodiode. Diese Teilphotoströme setzen sich wiederum aus jeweils zwei Anteilen zusammen, da sowohl die in der Raumladungszone erzeugten Ladungsträgerpaare als auch die Minoritätsladungsträger aus den feldfreien Gebieten zum Gesamtphotostrom beitragen. Der Stromanteil aus der Raumladungszone wird als Driftphotostrom bezeichnet, der Stromanteil aus den umliegenden feldfreien Gebieten als Diffusionsphotostrom. Der in der obigen Gleichung definierte Quantenwirkungsgrad repräsentiert den externen Quantenwirkungsgrad des Photodetektors. Zerlegt man den externen Quantenwirkungsgrad nun über die eben

diskutierten Teilphotoströme in seine verschiedenen Teil-Quantenwirkungsgrade, so gelangt man zu einer anschaulichen Beschreibung des externen Quantenwirkungsgrades in Abhängigkeit von den vertikalen und lateralen Diffusions- bzw. Driftphotoströmen der Photodiode. Die für die einzelnen Gebiete gültigen lokalen Quantenwirkungsgrade lassen sich bei Kenntnis einiger Technologie-Eckdaten über die Diffusionsgleichungen des pn-Übergangs berechnen. In [22] wird die Berechnung der lokalen bzw. externen Quantenwirkungsgrade anhand des statischen Modells der Photodiode ausführlich erläutert. Die Abbildung 2.3 zeigt den Verlauf des externen Quantenwirkungsgrades η_{ext} sowie der lokalen Quantenwirkungsgrade $\eta_{\text{vert,n}}$, $\eta_{\text{RLZ,lat}}$, $\eta_{\text{RLZ,vert}}$, $\eta_{\text{vert,p}}$. Die daraus resultierende spektrale Empfindlichkeit der Photodiode ist in Abbildung 2.4 gezeigt.

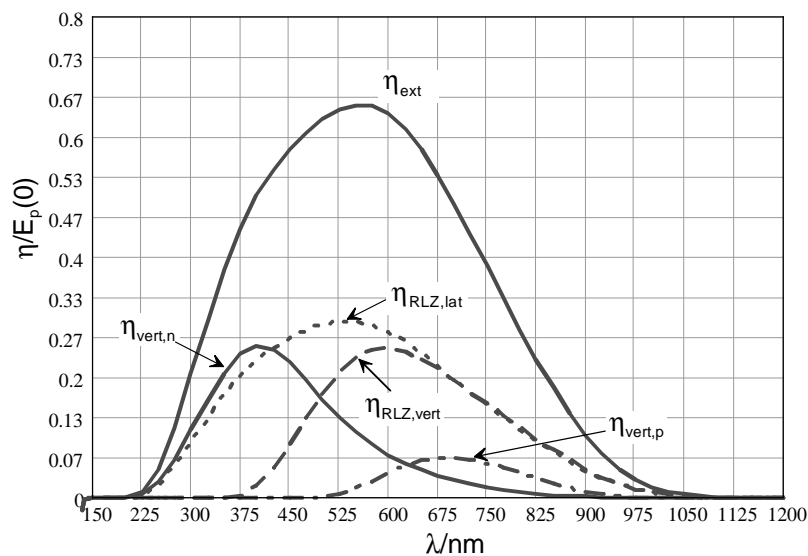


Abbildung 2.3: Lokale Quantenwirkungsgrade einer n+-p-epi Photodiode, externer Quantenwirkungsgrad (Standard 1 μm FhG-IMS-CMOS-Prozeß)

Diese Kurven wurden anhand von extrahierten Modellparametern des Standard 1 μm FhG-IMS-CMOS-Prozesses simuliert. Entsprechende Parameter sind in [22] zu finden. Der Verlauf der Quantenwirkungsgrade wurde basierend auf den in [22] hergeleiteten Gleichungen mittels Softwaresimulationen ermittelt. Die Superposition aller lokalen Quantenwirkungsgrade ergibt den externen Quantenwirkungsgrad. Deutlich zu erkennen ist in Abbildung 2.3, daß kurzwelliges Licht im wesentlichen in der Raumladungszone (RLZ) des lateralen pn-Übergangs ($\eta_{\text{RLZ,lat}}$) und im n-Diffusionsgebiet des vertikalen pn-Übergangs absorbiert wird ($\eta_{\text{vert,n}}$). Die Absorption von langwelligem Licht erfolgt in der Raumladungszone der tiefer liegenden lateralen Photodiode ($\eta_{\text{RLZ,lat}}$) und in der Raumladungszone der vertikalen Photodiode ($\eta_{\text{RLZ,vert}}$). Der Anteil der Ladungsträger, die aus dem p-epi-Substrat in die Raumladungszone diffundieren, ist sehr gering (525nm-900nm, $\eta_{\text{vert,p}} < 8\%$), da in dem hier gewählten Fall davon ausgegangen wurde, daß das hochdotierte p-Bulk/Substrat wegen seiner rückseitigen Kontaktierung mit dem Massepotential nicht mehr zum photoempfindlichen Volumen zählt. Die in diesem Bereich erzeugten Elektronen werden sofort zur Masse hin abgeleitet, was zur Folge hat,

daß nur die $5.5\mu\text{m}$ dicke p-epi-Schicht als photoempfindliches Gebiet wirkt (vgl. Abbildung 2.2). Derselbe Mechanismus wirkt beim Diffusionsstrom, der von den Photonen im feldfreien p-Gebiet erzeugt wird.

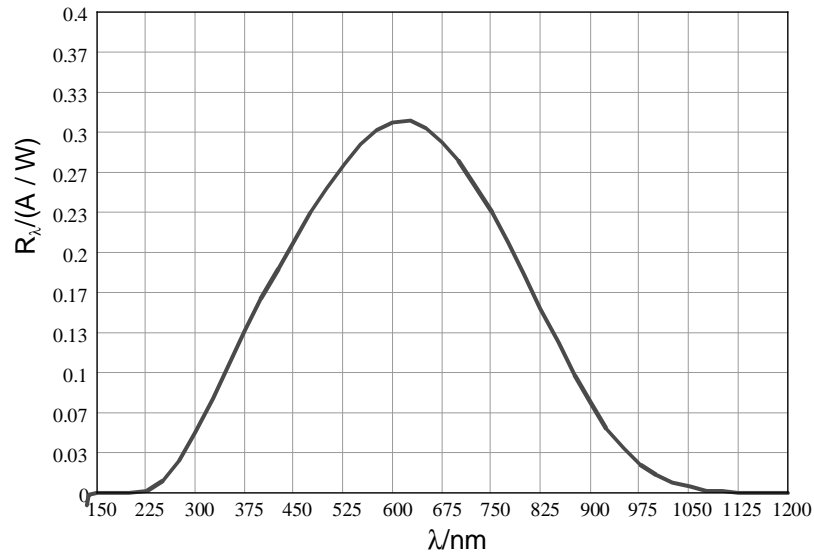


Abbildung 2.4: Spektrale Empfindlichkeit einer n+-p-epi Photodiode (Standard $1\mu\text{m}$ FhG-IMS-CMOS-Prozeß)

Je nach Abstand des nächsten Substratkontakts zum lateralen pn-Übergang werden die photogenerierten Elektronen ebenfalls zur Masse hin abgeleitet. In der hier gezeigten Simulation befinden sich die Substrat-Massekontakte im Mittel in $2.5\mu\text{m}$ Abstand zum lateralen pn-Übergang, was bereits zu einem völligen Wegfall der lateralen Diffusionsstromanteile am Gesamtphotostrom führt. Aus diesem Grund taucht der lokale Quantenwirkungsgrad des lateralen Diffusionsphotostroms in Abbildung 2.3 gar nicht mehr auf. Der in Abbildung 2.4 gezeigte Verlauf der spektralen Empfindlichkeit \mathfrak{R}_λ ergibt sich durch Einsetzen des in Abbildung 2.3 gezeigten Verlaufes des lokalen Quantenwirkungsgrades η_{ext} in Gl.2.11. Der Vorteil des hier gezeigten Photodiodendesigns liegt u.a. darin, daß sich der externe Quantenwirkungsgrad überwiegend aus den in den Raumladungszonen wirksamen lokalen Quantenwirkungsgraden zusammensetzt. Da die Transitzeit eines Elektrons in einer $4.7\mu\text{m}$ breiten pn-Raumladungszone nach [23] gerade 50ps beträgt, was einer Grenzfrequenz der Lichtmodulation von 10GHz entspricht, kann man diese Zeitkonstante gegenüber anderen Zeitkonstanten des Systems vernachlässigen. Desweiteren ist durch den relativ niedrigen Anteil der Diffusionsphotoströme am Gesamtphotostrom der Anteil der - aufgrund der gegenüber dem Pixelpitch großen Diffusionslängen - in weiterer Entfernung vom betrachteten Pixel generierten Ladungsträger gering. Die Aperturfunktionen der Pixel sind damit schärfer gegeneinander abgegrenzt, was zu einer verbesserten Ortsauflösung führt.

2.2.1 Das Großsignalmodell der pn-Photodiode

Die Photodiode ist prinzipiell nichts anderes als eine im Rückwärtsbetrieb mit einer Sperrspannung vorgespannte pn-Diode, die beleuchtet wird und von einem zur Bestrahlungsstärke E_e proportionalen Photostrom, der dem Sperrstrom additiv überlagert ist, durchflossen wird.

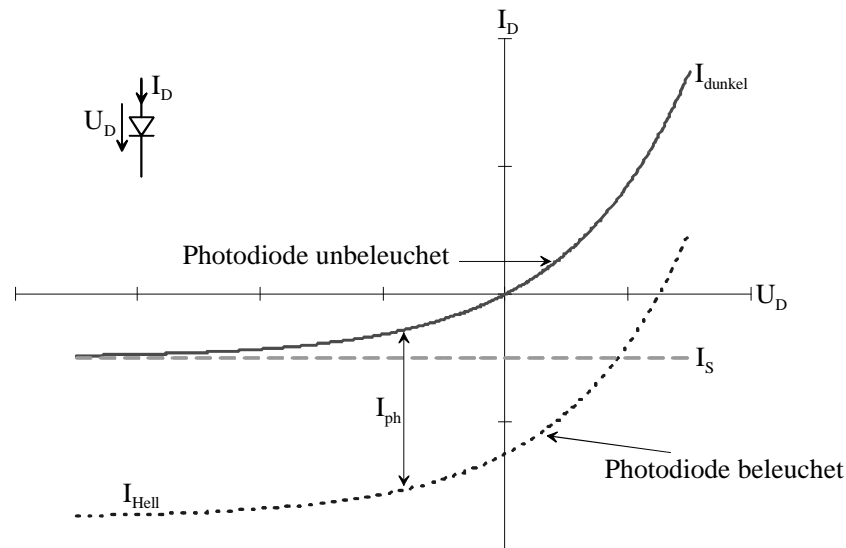


Abbildung 2.5: Kennlinie einer Photodiode

Gemäß den in Abbildung 2.5 getroffenen Vereinbarungen gilt für den durch die Photodiode fließenden Gesamtstrom I_D (mit der Boltzmannkonstante k , der Temperatur T und dem differentiellen Ausgangsleitwert der Diode $g_{m,D}$):

$$I_D = I_S \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) - I_{ph} \quad , \quad U_T = \frac{kT}{q} \underset{\text{Raumtemperatur}}{\approx} 26\text{mV} \quad , \quad g_{m,D} = \frac{\partial I_D}{\partial U_D} = \frac{I_S}{U_T} e^{\frac{U_D}{U_T}} \quad (2.13).$$

Beim Betrieb der pn-Diode als Photosensorelement wird sie über U_D soweit negativ vorgespannt, daß der Exponentialterm in Gl.2.13 vernachlässigbar wird und sich der durch die Photodiode fließende Gesamtstrom aus Sperrstrom I_S und Photostrom I_{ph} zusammensetzt. In diesem Zusammenhang spricht man vom Sperrstrom als Dunkelstrom, da dieser Anteil des Gesamtstroms immer, d.h. unabhängig von der Beleuchtung vorhanden ist. Dies ist wichtig, da der Dunkelstrom I_{dunkel} damit eine untere Grenze für die minimal detektierbare Bestrahlungsstärke angibt. Unter den oben genannten Voraussetzungen läßt sich für den Diodenstrom schreiben:

$$I_D \approx -I_S - I_{ph} = I_{Hell} \quad , \quad U_D \geq 3kT/q, \quad I_{dunkel} \approx I_S \quad (2.14).$$

2.2.2 Das Rauschmodell der pn-Photodiode

Ausgehend von den angestellten Betrachtungen der verschiedenen Stromanteile in der Halbleiterphotodiode liegt die Feststellung nahe, daß sämtliche lateralen und vertikalen Drift- und Diffusionsphotoströme zum Rauschen des Photostromes beitragen. Das Gesamtuschen am Ausgang der Photodiode setzt sich also zusammen aus Drift- und Diffusionsphotostromrauschen sowie dem Dunkelstromrauschen. All diese Rauschanteile sind in der Rauschstromquelle des Kleinsignalersatzschaltbildes der rauschenden Photodiode in Abbildung 2.6 zusammengefaßt.

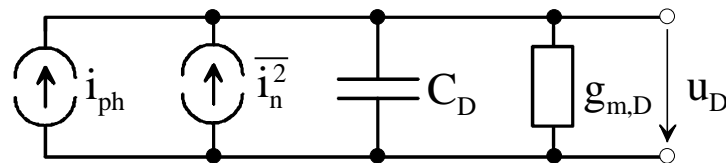


Abbildung 2.6: Kleinsignalersatzschaltbild einer rauschenden Photodiode

Im Bereich der Raumladungszone fällt die gesamte Sperrspannung ab. Ladungsträger in der Nähe dieses Bereiches hoher Feldstärke bewegen sich statistisch unabhängig voneinander und stören sich nicht gegenseitig in ihrer Driftbewegung. Daher können die Rauschbeiträge der einzelnen Ladungsträger ohne Berücksichtigung etwaiger Korrelationen addiert werden. Das eigentliche Rauschen des Photostromes wird erst durch den Detektionsmechanismus - die Generation von Elektron-Lochpaaren durch optische Bestrahlung - erzeugt, da der Photokonversionsprozeß selbst statistischen Schwankungen unterliegt. Der der Strahlungsdetektion zugrunde liegende Rauschmechanismus wird auch als Photonenrauschen bzw. Schrotrauschen bezeichnet. Die Beschränkung auf diesen Mechanismus gilt für Photodioden, die mit einer Sperrspannung betrieben werden, was aber immer zutrifft, da nur im Sperrbereich der Photodiode ein linearer Zusammenhang zwischen Photostrom und Photonenbestrahlungsstärke besteht. Die Anzahl der in einem Betrachtungsintervall erzeugten Ladungsträgerpaare ist dabei poissonverteilt. Photosensoren, die auf den durch das Photonenrauschen erzeugten Beitrag - also den Fehleranteil im Nutzsignal, der nicht beeinflussbar ist - hin optimiert sind, werden als "photon noise limited" bezeichnet (das gilt für den Fall der Beleuchtung, im unbeleuchteten Fall setzt sich das Rauschen der Signalverarbeitung zusammen aus dem Dunkelstromrauschen und Rauschen der Ausleseschaltung). Werden in der Photodiode für eine gegebene Belichtungs- bzw. Integrationszeit T_{int} photogenerierte Ladungsträgerpaare akkumuliert, so gilt für die Varianz (siehe Anhang A) der akkumulierten Photoelektronen:

$$\sigma^2 = \frac{I_D \cdot T_{int}}{q} \stackrel{U_D \geq 3U_T}{=} \frac{(I_{ph} + I_{dunkel}) \cdot T_{int}}{q} = \bar{N} \quad (2.15).$$

Bei bekannter Sperrschichtkapazität der Photodiode lassen sich die mit der Varianz korrespondierenden Rauschladungen Q_R bzw. Spannungen U_R berechnen gemäß:

$$\begin{aligned} \overline{Q_R^2} &= \overline{N} \cdot q^2 = q \cdot (I_{ph} + I_{dunkel}) \cdot T_{int} \quad , \quad Q_R = \sqrt{\overline{Q_R^2}} \\ \wedge \overline{U_R^2} &= \frac{\overline{Q_R^2}}{C_D^2} = \frac{q \cdot (I_{ph} + I_{dunkel}) \cdot T_{int}}{C_D^2} \quad , \quad U_R = \sqrt{\overline{U_R^2}} \end{aligned} \quad (2.16).$$

Der Sperrschichtkapazitätsbelag C_D' der pn-Photodiode berechnet sich mit der Spannung U_D in Flußrichtung und der Diffusionsspannung U_F zu:

$$\begin{aligned} C_D' &= \sqrt{\frac{q \cdot \epsilon_0 \epsilon_{r, Si} \cdot N_A N_D}{2(N_A + N_D) \cdot (U_F - U_D)}} \quad , \quad C_D = C_D' \cdot A_D \\ \Leftrightarrow C_D' &= \frac{C_{D0}'}{\sqrt{1 - \frac{U_D}{U_F}}} \quad , \quad C_{D0}' = \sqrt{\frac{q \cdot \epsilon_0 \epsilon_{r, Si} \cdot N_A N_D}{2(N_A + N_D) \cdot U_F}} \end{aligned} \quad (2.17).$$

Gemäß Gl.2.17 errechnet sich die Sperrschichtkapazität C_D der Photodiode durch Multiplikation des Sperrschichtkapazitätsbelags C_D' mit der Diodenfläche A_D . Der in einer integrierenden Photodiode erzielbare Signal-Rausch-Abstand SNR wird somit durch das Dunkelstromrauschen nach unten hin begrenzt.

$$SNR = 20dB \cdot \log\left(\frac{\overline{N}}{\sigma}\right) = 20dB \cdot \log\left(\frac{Q_{Signal}}{\sqrt{\overline{Q_R^2}}}\right) \quad (2.18)$$

Man kann den SNR nur durch eine längere Belichtungszeit erhöhen, wobei einem zusätzlich der nichtlineare Effekt der steigenden Sperrschichtkapazität bei sinkender Sperrspannung zugute kommt [22]. Für den SNR (Definition siehe Einleitung) der Photodiode läßt sich schließlich Gl.2.18 angeben. Die Signalladung Q_{signal} der akkumulierten Photoelektronen bestimmt sich bei der integrierenden Photodiode zu:

$$Q_{Signal} = I_{ph} \cdot T_{int} \quad (2.19).$$

Damit folgt für den SNR:

$$SNR = 20dB \cdot \log\left(\frac{I_{ph} \cdot T_{int}}{\sqrt{q \cdot (I_{ph} + I_{dunkel}) \cdot T_{int}}}\right) \quad (2.20).$$

Bei hohen Beleuchtungsstärken ist das Dunkelstromrauschen vernachlässigbar, da es vom Photonenrauschen dominiert wird. Der Signal-Rauschabstand steigt dann gemäß Gl.2.20 mit 10db/Dekade an.

Gemäß den in der Einleitung getroffenen Vereinbarungen kann man nun die Dynamik der Photodiode formelmäßig angeben. Die Photodiode ist das eigentliche Sensorelement des CMOS-Bildsensors, welches die Helligkeitsinformation in ein dazu äquivalentes elektronisches Signal umwandelt. Die Photodiode stellt somit das Eingangelement des Bildsensors dar. Daher macht es Sinn, in diesem Zusammenhang vom Begriff der Dynamik auch als "Eingangsdynamik" des CMOS-Bildsensors (vgl. Fußnote in der Einleitung) zu sprechen. Für die Eingangsdynamik des CMOS-Bildsensors bzw. der Photodiode gilt gemäß der Einleitung die Definition: maximale Variationsbreite des elektronisch erfassbaren Signals. Die maximale Variationsbreite ist gegeben durch den Quotienten aus maximal akkumulierbarem Nutzsignal (begrenzt durch den Hub bzw. die maximal akkumulierbare Photoladung) und minimalem Rauschen (bei fehlender Beleuchtung, $I_{ph} = 0$). Mit Gl.2.19 und Gl.2.20 gilt somit:

$$DR = 20dB \cdot \log \left(\frac{Q_{Signal,max}}{\sqrt{q \cdot I_{dunkel} \cdot T_{int}}} \right) \quad (2.21).$$

Dem minimalen Rauschen entspricht eine minimal detektierbare Bestrahlungsstärke, sie wird als NEP ("noise-equivalent-power") bezeichnet.

$$NEP_{\lambda} = \frac{\sqrt{U_R^2}}{Responsivity \cdot T_{int}} = \frac{\sqrt{U_R^2}}{\frac{A_D \cdot T_{int}}{C_D} \cdot \mathfrak{R}_{\lambda}} \quad (2.22)$$

$$\wedge \quad NEP = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} NEP_{\lambda} \cdot d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\sqrt{U_R^2}}{Responsivity \cdot T_{int}} d\lambda = \frac{\sqrt{U_R^2}}{\frac{A_D \cdot T_{int}}{C_D}} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_{\lambda}$$

Ihre Einheit ist zwar die einer Bestrahlungsstärke (W/m^2), jedoch ist zu berücksichtigen, daß sie über die "Responsivity" die spektrale Empfindlichkeit als Variable enthält. Deswegen ist sie für spektral breitbandiges Licht über der Wellenlänge zu integrieren. Für die NEP gilt damit Gl.2.22.

$$\overline{i_n^2} = 2q \cdot (I_{ph} + I_{dunkel}) \cdot BW_n \quad (2.23)$$

Für die Photodiode im kontinuierlichen Detektorbetrieb gelten dieselben Aussagen zum Rauschen, da man den Photostrom üblicherweise über einen Lasttransistor in eine logarithmisch dazu abhängige Spannung konvertiert, die dann als Sperrspannung über der Raumladungskapazität der Photodiode abfällt. Eine anschauliche Beschreibung des

Schrotrauschens ist in diesem Fall über den Rauschstrom gegeben. Bei Betrachtung des einseitigen Rauschspektrums läßt sich dann Gl.2.23 formulieren. BW_n ist die äquivalente Rauschbandbreite des Eingangssignals. Sie berechnet sich gemäß der in Anhang A, Gl.A.6 und A.7 gezeigten Vorschrift.

2.3 Der MOS-Transistor

Der MOS-Transistor kann in die drei Betriebsbereiche starke Inversion, moderate Inversion und schwache Inversion jeweils im Trioden- bzw. Sättigungsbereich unterteilt werden. Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Transistoren werden im Bereich der starken und der schwachen Inversion betrieben. Auf beide Betriebsarten wird in den folgenden Unterabschnitten näher eingegangen. Eine umfassende theoretische Analyse des MOS-Transistors findet sich z.B. in [19]. Abbildung 2.7 zeigt eine schematische Darstellung des n-Kanal MOS-Transistors.

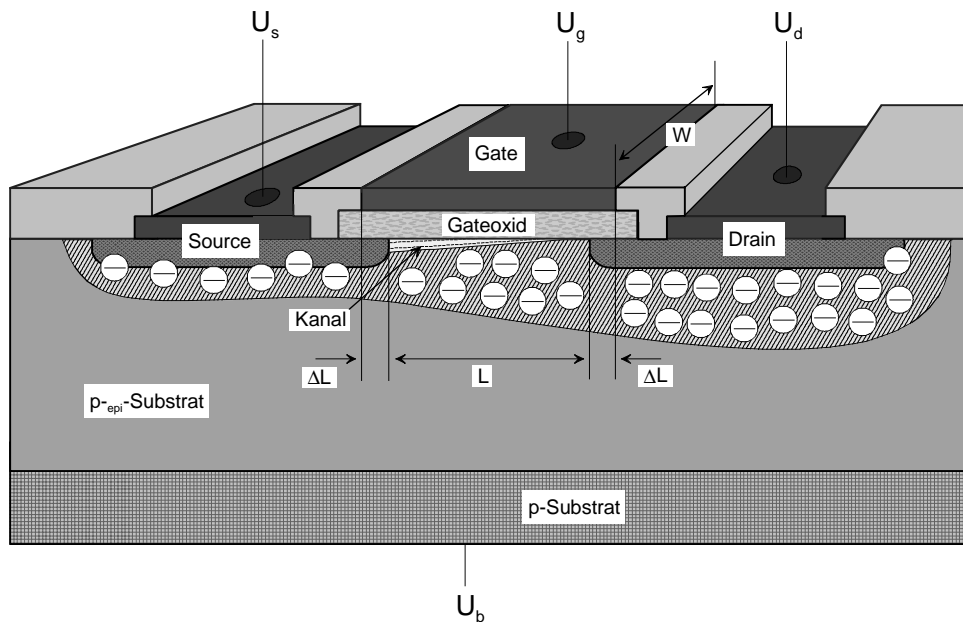


Abbildung 2.7: Der n-Kanal MOS-Transistor

Der Transistor wird auf ein niedrig dotiertes p-Substrat aufgebracht, welches auch als "Bulk" bezeichnet wird. Die n+-Diffusionsgebiete bilden Source und Drain des Transistors. Der Source-Anschluß zeichnet sich gegenüber dem Drain-Anschluß dadurch aus, daß sein Potential U_s niedriger als das Drainpotential U_d ist (NMOS-Transistor). Der MOS-Transistor wird als spannungsgesteuertes Bauelement über das Potential U_g der Gateelektrode gesteuert. Durch Anlegen einer positiven Spannung an der Gateelektrode wird die Halbleiteroberfläche an Majoritätsladungsträgern (Löchern) verarmt. Ist das Gatepotential U_g zu Anfang nur um einige 100mV höher als das Sourcepotential, so ist der auf der Influenz von Minoritätsladungsträgern (Elektronen)

unterhalb des Gates beruhende Diffusionsstrom zwischen Drain und Source exponentiell von der Gatespannung abhängig. Der Transistor befindet sich im Arbeitsgebiet der schwachen Inversion. Bei Erreichen der von den Bauelementeparametern abhängigen Schwellenspannung kommt der MOS-Transistor in den Bereich der sogenannten moderaten Inversion, der durch sehr komplexe Modellgleichungen beschrieben wird. Ist die Schwellenspannung um einige 100mV überschritten, arbeitet der MOS-Transistor in starker Inversion. Dann hat sich ein leitfähiger Kanal zwischen Drain und Source ausgebildet, der in Abhängigkeit von der Größe der Drain-Source-Spannung und der Gate-Source Spannung mehr oder weniger stark ausgeprägt ist. Grundsätzlich ist das sourceseitige Kanalende des MOS-Transistors das am stärksten invertierte, da hier die Potentialdifferenz zwischen Gate und Source am größten ist. Da durch die Überlagerung der vertikalen Feldkomponente der Gate-Bulk-Spannung mit der horizontalen Feldkomponente der Drain-Bulk-Spannung ein ortsabhängiges Oberflächenpotential zwischen Kanal und Bulk entsteht, ist die Breite des Kanals ebenfalls ortsabhängig. Steigt die Drain-Source Spannung nun über die Differenz aus Gate-Source-Spannung und Schwellenspannung an, so wird der Kanal am drainseitigen Ende abgeschnürt und der Driftstrom durch den Kanal steigt nur noch wenig mit der Drain-Source-Spannung an. Der MOS-Transistor befindet sich dann im Sättigungsbereich und arbeitet als spannungsgesteuerte Stromquelle, d.h. der Drainstrom ist in erster Näherung nur noch von der Gate-Source-Spannung abhängig. Für viele schaltungstechnische Anwendungen ist dies der bevorzugte Arbeitsbereich des MOS-Transistors.

$$U_{t,n,p} = U_{t0,n,p} + \gamma_{n,p} \left(\sqrt{2|\phi_F| + U_{sb}} - \sqrt{2|\phi_F|} \right)$$

$$\gamma_n = \frac{\sqrt{2\varepsilon_{Si}qN_A}}{C'_{ox}}, \quad \gamma_p = \frac{\sqrt{2\varepsilon_{Si}qN_D}}{C'_{ox}} \quad (2.24)$$

Allgemein gilt für sämtliche Arbeitsgebiete des MOS-Transistors für die von der Source-Bulk-Spannung und vom Fermi-Potential abhängige Schwellenspannung $U_{t,n}$, $U_{t,p}$ (NMOS-Transistor, PMOS-Transistor) Gl.2.24.

2.3.1 Der MOS-Transistor im Betriebsmodus der schwachen Inversion

Das Arbeitsgebiet der schwachen Inversion ist für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Schaltungen von großer Bedeutung. Deshalb geht dieser Abschnitt näher auf die Modellgleichungen ein, die für den MOS-Transistor in diesen Bereichen gültig sind. Solange kein Kanal zusätzlich zur Inversionsschicht unterhalb des Gates existiert, befindet sich der MOS-Transistor in schwacher Inversion. Dies ist erfüllt für $U_{gs} < U_t$. Charakteristisch für dieses Arbeitsgebiet ist, daß der MOS-Transistor bereits für Drain-Source-Spannungen, die 3 bis 4 mal größer als die Temperaturspannung $U_T = kT/q$ sind,

vollständig in Sättigung arbeitet (der Exponentialterm im Ausdruck für den Drainstrom verschwindet nahezu). Mit der Source-Bulk-Spannung U_{sb} gilt für die Grenzen des Arbeitsbereiches der schwachen Inversion [19]:

$$\Psi_{s,u} = U_{sb} + \Phi_F, \quad \Psi_{s,o} = U_{sb} + 2\Phi_F \quad (2.25).$$

Ein typischer Wert für das Fermi-Potential ist $\Phi_F=350\text{mV}$. Aus der Gleichung folgt damit unmittelbar, daß das Oberflächenpotential in einem Bereich von ca. 350mV variiert werden kann bei konstanter Source-Bulk-Spannung, wenn der MOS-Transistor noch in schwacher Inversion arbeiten soll. Durch die Beschränkung des Oberflächenpotentials Ψ_s auf den Bereich in Gleichung 2.25 werden die Potentialbarrieren der pn-Übergänge an der Drain- bzw. Source-Seite des MOS-Transistors nicht vollständig abgebaut, was zur Folge hat, daß der Ladungsträgertransport nur aufgrund der Diffusion der Minoritätsladungsträger erfolgt. Die Definition des Oberflächenpotentials $\Psi_{s,n,p}$ (NMOS-, PMOS-Transistor) lautet nach [19]:

$$\Psi_{s,n,p} = \left(-\frac{\gamma_{n,p}}{2} + \sqrt{\frac{\gamma_{n,p}^2}{4} + U_{gb} - U_{FB}} \right) \quad (2.26).$$

Das Oberflächenpotential ist daher - abgesehen von der Substrateffektkonstanten $\gamma_{n,p}$ (auch als "McWhorter-Tunnelparamester" bekannt) und der Flachbandspannung U_{FB} - nur vom Gate-Bulk-Potential U_{gb} abhängig. Dieser Umstand ist für die in dieser Arbeit entworfenen translinearen Transistornetzwerke in schwacher Inversion sehr bedeutend, was in Kapitel 4 ausführlich behandelt wird. Die Elektronen- (Index n) bzw. die Löcherbeweglichkeit (Index p) $\mu_{n,p}$ und der Kapazitätsbelag der Oxidschichtkapazität C_{ox} sowie die Substrateffektkonstante $\gamma_{n,p}$, die Temperaturspannung $U_T=kT/q$, die Source-Bulk-Spannung U_{sb} und das Fermi-Potential Φ_F gehen in die Beschreibungsgleichung des Drainstromes ein. Desweiteren ist der Drainstrom exponentiell abhängig von der Gate-Source-Spannung (in Analogie zum Bipolartransistor), wobei $I_{D0,n,p}$ den maximal möglichen Strom angibt, bei dem der MOS-Transistor noch in schwacher Inversion arbeitet. Die allgemeine Beschreibungsgleichung des Drainstromes im NMOS-bzw. PMOS-Transistor ergibt sich dann zu:

$$I_{D,n,p} = \mu_{n,p} C_{ox} \frac{W}{L} U_T^2 \frac{\gamma_{n,p}}{2\sqrt{\Psi_{s,n,p}}} \cdot e^{-\frac{2\Phi_F}{U_T}} \cdot e^{\frac{\Psi_{s,n,p}}{U_T}} \cdot \left(e^{-\frac{U_{sb}}{U_T}} - e^{-\frac{U_{db}}{U_T}} \right) \quad (2.27).$$

Die Beschreibungsgleichung des Drainstromes läßt sich unter Berücksichtigung der Abhängigkeit des Oberflächenpotentials von der Gate-Bulk-Spannung noch übersichtlicher schreiben:

$$I_{D,n,p} = \underbrace{\frac{W}{L} I_{D0,n,p}}_{\text{konstant}} \cdot \underbrace{\frac{\gamma_{n,p}}{2\sqrt{\Psi_{s,n,p}}}}_{\text{abhängig vom Gatepotential}} \cdot e^{\frac{\Psi_{s,n,p}}{U_T}} \cdot \left(e^{\frac{U_{sb}}{U_T}} - e^{\frac{U_{db}}{U_T}} \right), \quad I_{D0,n,p} = \mu_{n,p} C'_{ox} U_T^2 \cdot e^{-\frac{\Phi_F}{U_T}} \quad (2.28).$$

Diese Gleichung eignet sich besonders gut zur Beschreibung von Netzwerken aus MOS-Transistoren, deren Gatepotential gleich ist (vgl. [72]). Davon wird bei der Analyse der translinearen MOS-Transistornetzwerke in Kapitel 4 Gebrauch gemacht. Setzt man die obere Grenze des Bereiches der schwachen Inversion aus Gl.2.21 in Gl.2.23 ein, so ergibt sich für den maximal zulässigen Drainstrom, bei dem der Transistor noch in schwacher Inversion arbeitet:

$$I_{D,max,n,p} = \mu_{n,p} C'_{ox} U_T^2 \cdot \frac{W}{L} \cdot \frac{\gamma_{n,p}}{2\sqrt{U_{sb} + 2\Phi_F}} \quad (2.29).$$

Für den hier verwendeten Standard 1µm FhG-IMS-CMOS-Prozeß beträgt der Maximalstrom $I_{D,max} = 30\text{nA} \cdot W/L$.

Im folgenden wird die Beschreibung des Drainstromes für konstantes Source-Potential angegeben. Ausführliche Herleitungen hierzu finden sich z.B. in [19]. Mit den Parametern

$$U_{m,n,p} = U_{FB} + 1.5\Phi_F + \gamma_{n,p} \sqrt{U_{sb} + 1.5\Phi_F} \quad (2.30)$$

und

$$\tilde{I}_{D0,n,p} = \mu_{n,p} C'_{ox} U_T^2 \frac{\gamma_{n,p}}{2\sqrt{1.5\Phi_F + U_{sb}}} e^{-\frac{\Phi_F}{2U_T}} = I_{D0,n,p} \cdot \frac{\gamma_{n,p}}{2\sqrt{1.5\Phi_F + U_{sb}}} e^{-\frac{\Phi_F}{2U_T}} \quad (2.31)$$

läßt sich der Drainstrom für diesen Fall wie folgt modellieren:

$$I_{D,n,p} = \underbrace{\frac{W}{L} \tilde{I}_{D0,n,p}}_{I_{sat,n,p}} \cdot e^{\frac{U_{gs} - U_{m,n,p}}{nU_T}} \cdot \left(1 - e^{\frac{U_{ds}}{U_T}} \right) \quad (2.32).$$

Die Flachbandspannung U_{FB} in Gl.2.30 bezeichnet denjenigen Spannungsbetrag, der am Gate angelegt wird, um den Halbleiter unterhalb der Gateelektrode in einen elektrisch neutralen Zustand zu versetzen (flachbandiger Verlauf der Valenz- bzw. Leitungsbandkante und der Fermi-Energie bis zur Halbleiteroberfläche, vgl. [17]). Der

Faktor n beschreibt die Steigung der Strom-Spannungs-Kennlinie im einfach-logarithmischen Diagramm und wird als "weak inversion slope" bezeichnet. Für die Steigung der $\log(I_D)$ - U_{gs} -Kennlinie gilt $m=n \cdot U_T$. Laut Definition beschreibt der "weak inversion slope" n die Änderung des Oberflächenpotentials in Abhängigkeit von der Gate-Bulk-Spannung. Durch Differentiation der Gate-Bulk-Spannung nach dem Oberflächenpotential und Auswertung in der Mitte des Gültigkeitsbereiches der schwachen Inversion für $\Psi_{s,n,p} = U_{sb} + 1.5 \cdot \Phi_F$ folgt für die Steigung der mittleren Kennlinie des Drainstromes in Abhängigkeit von der Source-Bulk-Spannung:

$$n = 1 + \frac{\gamma_{n,p}}{2\sqrt{U_{sb} + 1.5\Phi_F}} \quad (2.33).$$

2.3.2 Der MOS-Transistor im Betriebsmodus der starken Inversion

Ist die Gate-Source-Spannung U_{gs} größer als die Schwellenspannung U_t , so befindet sich der MOS-Transistor in starker Inversion. Für $U_{gd} > U_t$ und $U_{ds} < U_{gs} - U_t$ bilden die Minoritätsladungsträger einen leitfähigen Kanal unterhalb der Gate-Elektrode, d.h. der gesamte Halbleiterbereich unter dem Gate ist an Majoritätsladungsträgern verarmt. Solange die Drain-Source-Spannung kleiner als die Differenz aus Gate-Source- und Schwellenspannung ist, arbeitet der Transistor im Triodengebiet, ist also noch ungesättigt. Die Minoritätsladungsträger driften von Source zu Drain und bilden den Drainstrom:

$$I_{D,n,p} = \mu_{n,p} \cdot C'_{ox} \frac{W}{L} \left[(U_{gs} - U_t) \cdot U_{ds} - 0.5 \cdot U_{ds}^2 \right] \quad (2.34).$$

Wird die Drain-Source-Spannung weiter erhöht, so daß $U_{gd} < U_t$ und $U_{ds} > U_{gs} - U_t$ wird, so schrumpft der leitende Kanal am drainseitigen Ende des Transistors zusammen, er ist abgeschnürt. Der MOS-Transistor befindet sich jetzt im Sättigungsgebiet, was zur Folge hat, daß der Drainstrom in erster Näherung nur noch von der Gate-Source-Spannung abhängt, der Transistor verhält sich wie eine spannungsgesteuerte Stromquelle. Für den Drainstrom gilt:

$$I_{D,n,p} = \frac{1}{2} \mu_{n,p} \cdot C'_{ox} \frac{W}{L} \cdot (U_{gs} - U_t)^2 \cdot (1 + \lambda_{n,p} \cdot U_{ds}) \quad (2.35).$$

Steigt die Drain-Source-Spannung im Sättigungsgebiet weiter an, so dehnt sich die Abschnürzone immer weiter aus und der Kanal wird kürzer. Dieser Effekt der spannungsabhängigen Kanallängenänderung wird in Gl.2.35 im Kanallängenmodulationsfaktor $\lambda_{n,p}$ im NMOS-bzw. PMOS-Transistor berücksichtigt. Aufgrund der Restriktionen hinsichtlich Platzbedarf im Pixel ist man in der Regel gezwungen, die MOS-Transistoren mit minimalen Geometrien auszulegen. Bei kurzen

Gates herrschen jedoch sehr hohe Feldstärken im Kanal, was zur Driftgeschwindigkeitssättigung der Minoritätsladungsträger führt und in der Beschreibungsgleichung des Drainstromes mit zu berücksichtigen ist. Nach [19] genügt die Einführung eines zusätzlichen Freiheitsgrades in Gl.2.35, wobei man dann folgenden Zusammenhang für den Drainstrom erhält:

$$I_{D,n,p} = \frac{1}{2} \mu_{n,p} \cdot C'_{ox} \frac{W}{L} (U_{gs} - U_t)^2 \cdot (1 + \lambda_{n,p} \cdot U_{ds}) \cdot \frac{1}{1 + \theta \cdot (U_{gs} - U_t)} \quad (2.36).$$

Der Faktor θ wird als Beweglichkeitsreduktionsfaktor bezeichnet.

2.3.3 Das Kleinsignalmodell des MOS-Transistors

Zur Bestimmung der dynamischen Eigenschaften des MOS-Transistors linearisiert man die Großsignalgleichungen um einen definierten Arbeitspunkt herum, indem man nach dem 1. Glied der Taylorreihenentwicklung abbricht, man berücksichtigt also nur die 1. Ableitung der Großsignalgleichungen und definiert hierfür die dementsprechenden Kleinsignalparameter. Eine sehr wichtige Kleinsignalbeschreibungsgröße ist die Steilheit bzw. Transkonduktanz des MOS-Transistors, sie beschreibt die Variation des Drainstromes in Abhängigkeit von der Änderung der Gate-Source-Spannung für kleine Signalaussteuerungen um einen festen großsignalmäßigen Arbeitspunkt I_D herum:

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial U_{gs}} \quad (2.37).$$

Kleinsignalmäßig ist der MOS-Transistor als spannungsgesteuertes Bauelement über eine ideale spannungsgesteuerte Stromquelle mit der Steilheit g_m beschrieben. Parasitäre Kapazitäten zwischen den Aktivgebieten des Transistors und dem Substrat werden über entsprechende passive Bauelemente berücksichtigt. Die Abbildung 2.8 zeigt das Kleinsignalersatzschaltbild des MOS-Transistors. Der Substrateffekt und der Ausgangsleitwert werden analog zur Steilheit g_m als Substratsteilheit g_{mb} und Ausgangsleitwert g_{ds} modelliert.

$$g_{mb} = \frac{\partial I_D}{\partial U_{bs}} \quad (2.38)$$

$$g_{ds} = \frac{\partial I_D}{\partial U_{ds}} \quad (2.39)$$

In der Praxis vereinfacht man das Kleinsignalersatzschaltbild des MOS-Transistors durch Abschätzungen und Vorgaben weiter, so daß auch komplexere Schaltungen

einerseits mathematisch handhabbar bleiben und auf der anderen Seite durch ein verlässliches Gesamtmodell beschrieben sind. Tabelle 2.1 zeigt die Parameter des MOS-Transistor-Kleinsignalmodells für das Arbeitsgebiet der starken und der schwachen Inversion. Man erkennt u.a., daß die Steilheit g_m in schwacher Inversion vom Drainstrom abhängt, was in einem der nächsten Kapitel noch eingehender betrachtet wird.

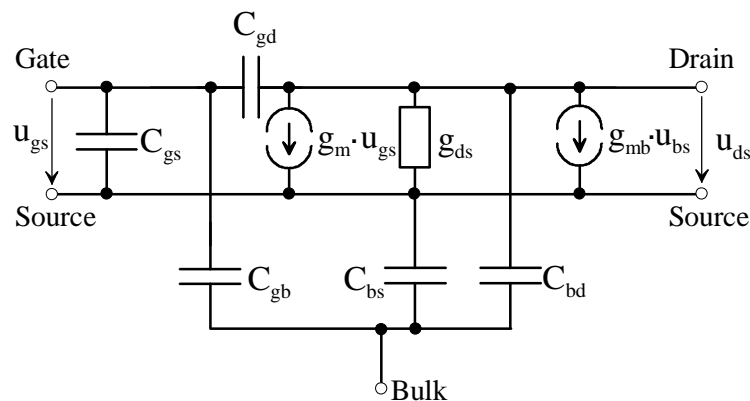


Abbildung 2.8: Kleinsignalersatzschaltbild des MOS-Transistors

Desweiteren ist die Steilheit wegen U_T stark temperaturabhängig, außerdem ist sie abhängig von den Variationen des "weak inversion slope"-Faktors n . Der Ausgangsleitwert g_{ds} ist für große Drain-Source-Spannungen proportional zum Quotienten aus Drainstrom $I_{D,n,p}$ und Gatelänge L . Man erkennt an den Beschreibungsgleichungen, daß sich räumliche Inhomogenitäten des Fertigungsprozesses (Dotierstoffkonzentrationsungleichgewicht, Variationen der Gateoxidschichtdicke, Toleranzen der Unterdiffusionslänge ΔL u.a.) bzw. statistische Schwankungen der Transistorgeometrien in Form von Variationen der Transistorparameter bemerkbar machen. In der Praxis leistet dieses als "mismatch" bezeichnete Phänomen einen festen Rauschbeitrag zum Ausgangssignal des Sensors.

Das "Fixed-Pattern-Noise" (FPN) einer zweidimensionalen Bildsensormatrix gründet sich hauptsächlich auf den gerade beschriebenen Mismatch in MOS-Transistoren. Dies ist ein Problem beim Design von analogen Signalverarbeitungsschaltungen, da durch den vorhandenen Rauschanteil der Nutzsignalaussteuerbereich weiter eingeschränkt wird. Ursachen für das Mismatching in MOS-Transistoren liegen z.B. im Lithographieprozeß, da sowohl die Maskenherstellung als auch die Positionierung des Belichters im Bereich von ca. 50nm schwanken. Dadurch entstehen Streuungen in Gateweite und -länge, was sich als Steilheitsmismatch und als Mismatch der Gateoxidkapazität $C_{ox} = C_{ox}' * WL$ (C_{ox}' ist der Kapazitätsbelag des Gateoxids) bemerkbar macht. Die Zustandsdichte der Oberflächenladungen und die Implantationsladungen im Kanal schwanken ebenfalls, was zu Streuungen des Flachbandpotentials und damit der Schwellenspannung führt. Desweiteren wirken sich Streuungen der Oxidschichtdicke, Verunreinigungen im Halbleiter (Variation der Ladungsträgerbeweglichkeit) und Dotierstoffstreuungen

störend auf die Homogenität der Steilheit und der Schwellenspannung aus. Man ist daher gezwungen, die Beiträge des FPN durch Designmaßnahmen so gering wie möglich zu halten bzw. durch Korrekturmaßnahmen den Einfluß des örtlichen Rauschens zu unterdrücken.

Parameter	Schwache Inversion	Starke Inversion	
	Sättigung ($U_{ds} \gg U_T$)	Sättigung	Triodengebiet
g_m	$\frac{I_D}{n \cdot U_T}$	$\sqrt{2\mu C'_{ox} \frac{W}{L} (1 + \lambda U_{ds})} \cdot I_D$	$\mu C'_{ox} \frac{W}{L} U_{ds}$
g_{mb}	$\frac{(n-1) I_D}{n U_T} = (n-1) \cdot g_m$	$g_m \cdot \frac{\gamma}{2\sqrt{2\phi_F + U_{sb}}}$	$g_m \cdot \frac{\gamma}{2\sqrt{2\phi_F + U_{sb}}}$
g_{ds}	$\left(e^{\frac{U_{ds}}{U_T}} - 1 \right)^{-1} \frac{I_D}{U_T}, U_{ds} < U_T$	$\frac{\lambda_D}{1 + \lambda U_{ds}}$	$\mu C'_{ox} \frac{W}{L} (U_{gd} - U_t)$
	$0.5 \frac{\mu m}{V} \cdot \frac{I_D}{L}, U_{ds} \geq 5U_T$ [19]		
g_{bs}	$\frac{-I_D}{U_T}$	$\frac{\gamma \cdot g_m}{2\sqrt{2\phi_F + U_{sb}}}$	
C_{gs}	$W \cdot \Delta L \cdot C'_{ox}$	$\frac{2}{3} C_{ox}$	$\frac{1}{2} C_{ox}$
C_{gd}	$W \cdot \Delta L \cdot C'_{ox}$	$W \cdot \Delta L \cdot C'_{ox}$	$\frac{1}{2} C_{ox}$
C_{gb}	$\frac{\gamma \cdot C_{ox}}{2\sqrt{\frac{1}{4}\gamma^2 + U_{gb} - U_{FB}}}$	$\frac{g_{bs}}{3(g_m + g_{bs})} \cdot C_{ox}$	0
C_{bd}	≈ 0	0	$\frac{\gamma \cdot C_{ox}}{4\sqrt{2\phi_F + U_{sb}}}$
C_{bs}	≈ 0	$\frac{\gamma \cdot C_{ox}}{3\sqrt{2\phi_F + U_{sb}}}$	$\frac{\gamma \cdot C_{ox}}{4\sqrt{2\phi_F + U_{sb}}}$

Tabelle 2.1: Kleinsignalparameter des MOS-Transistors (für γ , μ und I_D sind jeweils die mit n bzw. p indizierten Parameter für den NMOS-bzw. PMOS-Transistor einzusetzen)

2.3.4 Rauschprozesse im MOS-Transistor

Die im MOS-Transistor herrschenden Rauschprozesse gliedern sich in Schrotrauschen, thermisches Rauschen und 1/f-Rauschen, das vor allem bei niedrigen Frequenzen dominiert. In starker Inversion ist der weiße Rauschanteil durch thermisches Rauschen, in schwacher Inversion durch Schrotrauschen beschrieben [19]. Das 1/f-Rauschen kommt unabhängig vom Arbeitsbereich und vom Ladungstransportmechanismus vor [24].

2.3.4.1 Weißes Rauschen in starker und schwacher Inversion

Befindet sich der MOS-Transistor in starker Inversion, so bildet der stromdurchflossene Kanal unter der Gateelektrode einen rauschenden Widerstand zwischen Drain und Source. Die ausgangsbezogene thermische Rauschleistungsdichte des Rauschstromes läßt sich für die starke Inversion angeben mit:

$$S_{i,thermisch, \text{Sättigung}}(f) = \frac{8}{3} \cdot kT \cdot g_m \quad \wedge \quad S_{i,thermisch, \text{Triodengebiet}}(f) = 4 \cdot kT \cdot g_{ds} \quad (2.40).$$

Sie zeigt den weißen Charakter des thermischen Rauschens und gilt sowohl für den NMOS-als auch für den PMOS-Transistor. MOS-Transistoren im Trioden- und im Sättigungsgebiet besitzen grundsätzlich einen thermischen Rauschanteil. In schwacher Inversion liegt es näher [19], von einem Schrotrauschprozeß zu sprechen, da der Ladungstransport in schwacher Inversion durch Diffusion erfolgt. Die Diffusion der Ladungsträger durch eine Halbleitergrenzschicht geschieht dabei mit einer mittleren Rate, deren Elementarereignisse impulsartig über der Zeit auftreten, was zu diesem Rauschphänomen führt. Der rauschende Stromanteil ist dem fließenden Drainstrom zeitlich überlagert. Unter Berücksichtigung dieser Überlegungen ergibt sich gemäß Gl.2.32 und [17, 19 und 29] für die Leistungsdichte des Rauschstromes in schwacher Inversion der folgende Zusammenhang:

$$S_{i,Schrot,n,p}(f) = 2qI_{sat,n,p} \left(1 + e^{-\frac{U_{ds}}{U_T}} \right) \quad (2.41).$$

Je nach Arbeitsgebiet des MOS-Transistors ergibt sich somit qualitativ ein anderer weißer Rauschprozeß [19].

2.3.4.2 1/f-Rauschen in starker und schwacher Inversion

Bei niedrigen Frequenzen wird das 1/f-Rauschen u.U. groß gegenüber anderen Teilprozessen, da es gerade bei kleinen Transistoren den thermischen Rauschanteil überwiegen kann.

Allgemein läßt sich die ausgangsbezogene Leistungsdichte des 1/f-Rauschens angeben mit:

$$S_{i,n}(f) = \frac{1}{C'_{ox}WL} \cdot K_{f,n,aus} \cdot \frac{1}{f} \quad \wedge \quad S_{i,p}(f) = \frac{1}{C'_{ox}WL} \cdot K_{f,p} \cdot \frac{1}{f} \quad (2.42).$$

mit den Entsprechungen: $K_{f,n,aus} = g_m^2 \cdot K_{f,n} \quad \wedge \quad K_{f,p,ein} = \frac{1}{g_m^2} \cdot K_{f,p}$

Der Parameter K_f ist abhängig von der verwendeten Technologie, vom Transistortyp und vom Arbeitsgebiet. Desweiteren ist zu beachten, daß sich die Einheiten von $K_{f,n}$ und $K_{f,p}$ unterscheiden, da $K_{f,n}$ als eingangsbezogener Rauschparameter des NMOS-Transistors, $K_{f,p}$ jedoch als ausgangsbezogener Rauschparameter des PMOS-Transistors definiert ist. Für die Rauschparameter gilt Gl.2.43. Der Parameter $K_{f,n}$ setzt sich u.a. zusammen aus dem Kapazitätsbelag des Gateoxids, der Zustandsdichte der Störstellen an der Halbleiteroberfläche $N_T(E_F)kT$ und dem McWhorter Tunnelparameter γ_n . Es existiert keine Strom- oder Spannungsabhängigkeit. Im Gegensatz dazu hängt $K_{f,p}$ vom Drainstrom und der Drain-Source-Spannung ab. Außerdem gehen die Geometrien des PMOS-Transistors, der Kapazitätsbelag des Gateoxids, die Löcherbeweglichkeit μ_p und der Hooge-Parameter α_H mit ein.

$$K_{f,n} = \frac{q^2 \cdot N_T(E_F)kT}{C'_{ox} \cdot \gamma_n} \quad , \quad K_{f,p} = q\alpha_H\mu_p \cdot \frac{W}{L} I_{D,p} \cdot U_{ds} \cdot C'_{ox} \quad (2.43)$$

Aus Gründen der - manchmal einfacheren - Berechenbarkeit geht man ebenfalls dazu über, das sog. eingangsbezogene Rauschen zu betrachten, welches aber ein rein formaler mathematischer Hilfskonstrukt ist. Die Umrechnung erfolgt über die Steilheit g_m des jeweiligen Transistors (vgl. Gl.2.42). Die eingangsbezogene Rauschleistungsdichte $S_{u,n,p}(f)$ beschreibt die an der Gateelektrode nötige Fluktuation der Gatespannung in einem Frequenzintervall Δf , die nötig ist, um im Kanalgebiet unterhalb der Gateelektrode die geforderte ausgangsbezogene Rauschleistungsdichte $S_{i,n,p}(f)$ im Frequenzintervall Δf hervorzurufen. Diese formale Betrachtungsweise läßt sich auf alle hier beschriebenen Rauschprozesse anwenden, wovon in den folgenden Kapiteln wiederholt Gebrauch gemacht wird, da diese Vorgehensweise die schnell sehr komplex werdenden Ausdrücke für das Gesamtrauschen eines Systems überschaubar hält. Die Tatsache, daß $K_{f,n}$ als eingangs- und $K_{f,p}$ als ausgangsbezogener Rauschparameter definiert wurden, gründet sich auf die in [24] gemachten Vorgaben.

$$S_{u,n}(f) = \frac{1}{C'_{ox}WL} \cdot K_{f,n} \cdot \frac{1}{f} \quad \wedge \quad S_{u,p}(f) = \frac{1}{C'_{ox}WL} \cdot K_{f,p,ein} \cdot \frac{1}{f} \quad (2.44)$$

Formal läßt sich somit für den PMOS-Transistor ein eingangsbezogener Rauschparameter $K_{f,p,ein}$ und für den NMOS-Transistor ein ausgangsbezogener

Rauschparameter $K_{f,n,aus}$ definieren. Für die eingangsbezogenen Leistungsdichten $S_{u,n,p}(f)$ des 1/f-Rauschens läßt sich dann (mit den Vereinbarungen aus Gl.2.42) Gl.2.44 schreiben. Aus den in [25] und [26] angestellten Untersuchungen geht hervor, daß der NMOS und PMOS-Transistor unterschiedliches 1/f-Rauschverhalten besitzen.

Arbeitsgebiet	Triodengebiet	Starke Inversion + Sättigung	schwache Inversion
$S_{i,n}(f)$	$\frac{Wq^2 N_T(E_F)kT\mu_n^2}{\gamma_n \cdot L^3} U_{ds}^2 \frac{1}{f}$	$\frac{2q^2 \mu_n N_T(E_F)kT}{\gamma_n \cdot C'_{ox} L^2} I_{D,n} \frac{1}{f}$	$\frac{q^2 N_T(E_F)kT}{C'_{ox} \gamma_n WL \cdot n^2 U_T^2} I_{D,n}^2 \frac{1}{f}$
$S_{u,n}(f)$	$\frac{q^2 N_T(E_F)kT}{\gamma_n \cdot C'_{ox} \cdot WL} \frac{1}{f}$	$\frac{q^2 N_T(E_F)kT}{\gamma_n \cdot C'_{ox} \cdot WL} \frac{1}{f}$	$\frac{q^2 N_T(E_F)kT}{\gamma_n \cdot C'_{ox} \cdot WL} \frac{1}{f}$

Tabelle 2.2: Ein- und ausgangsbezogene Rauschleistungsdichte des Drainstromes im NMOS-Transistor

Physikalisch betrachtet ist das 1/f-Rauschen im MOS-Transistor ein Phänomen, welches im Kanal bzw. der Inversionsschicht und im p-epi-Substrat auftritt und sich dem fließenden Drainstrom in Form eines zusätzlichen Rauschstromes überlagert. Aus diesem Grund beschreibt die in Gl.2.42 eingeführte Leistungsdichte des Rauschstromes durch den MOS-Transistor den direkt herrschenden physikalischen Rauschprozeß.

Arbeitsgebiet	Triodengebiet	starke Inversion + Sättigung	schwache Inversion
$S_{i,p}(f)$	$\frac{q\alpha_H \mu_p}{L^2} \cdot I_{D,p} \cdot U_{ds} \cdot \frac{1}{f}$	$\frac{q\alpha_H \mu_p}{L^2} \cdot I_{D,p} \cdot U_{ds} \cdot \frac{1}{f}$	$\frac{q\alpha_H \mu_p}{L^2} \cdot I_{D,p} \cdot U_{ds} \cdot \frac{1}{f}$
$S_{u,p}(f)$	$\frac{q\alpha_H}{C'_{ox} WL} (U_{gs} - U_t - \frac{1}{2} U_{ds}) \frac{1}{f}$	$\frac{q\alpha_H}{2C'_{ox} WL} (U_{gs} - U_t) \frac{1}{f}$	$\frac{q\alpha_H \mu_p n^2 U_T^2}{L^2} \cdot \frac{U_{ds}}{I_{D,p}} \cdot \frac{1}{f}$

Tabelle 2.3: Ein- und ausgangsbezogene Rauschleistungsdichte des Drainstromes im PMOS-Transistor

Theoretische Überlegungen und Messungen in [24, 25, 26, 27 und 28] zeigen, daß die eingangsbezogene Leistungsdichte $S_{u,n}(f)$ des 1/f-Rauschens im NMOS-Transistor unabhängig von der Gatespannung bzw. dem Drainstrom ist, was auch aus Tabelle 2.2 hervorgeht. Beim PMOS-Transistor hingegen gehen Gatespannung bzw. Drainstrom mit

ein. Deutlich erkennbar wird dieser Unterschied, wenn man die eingangsbezogene Rauschleistungsdichte $S_{u,n}(f)$ des NMOS-Transistors und die (formale) eingangsbezogene Rauschleistungsdichte $S_{u,p}(f)$ des PMOS-Transistors anhand von Tabelle 2.2 und 2.3 miteinander vergleicht (vgl.[24]). Die in diesen beiden Unterabschnitten beschriebenen Rauschphänomene (Schrot- bzw. thermisches Rauschen und $1/f$ -Rauschen) treten im Realfall im Transistor überlagert auf. Je nach Arbeitsgebiet und Typ des MOS-Transistors ergeben sich unterschiedliche Teilprozesse. Bei Kenntnis der Rauschbandbreite des den Transistor umgebenden Systems läßt sich die insgesamt auftretende Rauschleistung durch Integration der bezogenen Rauschleistungsdichten im Frequenzbereich bestimmen. Im einzelnen können die in Tabelle 2.4 gezeigten Rauscharten auftreten.

Reale Systeme besitzen frequenzabhängige Übertragungsfunktionen $H(f)$, die die Rauschbandbreite BW_n begrenzen. Damit läßt sich die allgemein gültige Rechenvorschrift für verkettete Rauschquellen angeben:

$$S_{i,aus}(f) = |H(f)|^2 \cdot S_{u,ein}(f) \quad (2.45).$$

Transistortyp Arbeitsgebiet	Starke Inversion	Schwache Inversion
NMOS- $S_{u,n}(f)$	$\left[\frac{8}{3} kT \frac{1}{g_m} + \frac{K_{f,n}}{C'_{ox} WL} \cdot \frac{1}{f} \right]$	$\left[2qI_{sat,n} \left(1 + e^{\frac{U_{ds}}{U_T}} \right) \frac{1}{g_m^2} + \frac{K_{f,n}}{C'_{ox} WL} \cdot \frac{1}{f} \right]$
NMOS- $S_{i,n}(f)$	$\left[\frac{8}{3} kT g_m + \frac{K_{f,n}}{C'_{ox} WL} g_m^2 \cdot \frac{1}{f} \right]$	$\left[2qI_{sat,n} \left(1 + e^{\frac{U_{ds}}{U_T}} \right) + \frac{K_{f,n}}{C'_{ox} WL} g_m^2 \cdot \frac{1}{f} \right]$
PMOS- $S_{u,p}(f)$	$\left[\frac{8}{3} kT g_m + \frac{K_{f,p}}{C'_{ox} WL} \cdot \frac{1}{f} \right] \cdot \frac{1}{g_m^2}$	$\left[2qI_{sat,p} \left(1 + e^{\frac{U_{ds}}{U_T}} \right) + \frac{K_{f,p}}{C'_{ox} WL} \cdot \frac{1}{f} \right] \cdot \frac{1}{g_m^2}$
PMOS- $S_{i,p}(f)$	$\left[\frac{8}{3} kT g_m + \frac{K_{f,p}}{C'_{ox} WL} \cdot \frac{1}{f} \right]$	$\left[2qI_{sat,p} \left(1 + e^{\frac{U_{ds}}{U_T}} \right) + \frac{K_{f,p}}{C'_{ox} WL} \cdot \frac{1}{f} \right]$

Tabelle 2.4: In der Praxis übliche Rauschbeschreibungsmodelle des MOS-Transistors in Sättigung

Rein formal kann man nach Gl.2.45 die anfangs eingeführte Äquivalenz zwischen eingangs- und ausgangsbezogener Rauschleistungsdichte des MOS-Transistors beschreiben, wenn man die Transkonduktanz g_m als seine Übertragungsfunktion interpretiert. Für den NMOS- und den PMOS-Transistor in Sättigung ergeben sich damit die in Tabelle 2.4 gezeigten Rauschleistungsdichten. Auf die hier hergeleiteten Zusammenhänge zur Beschreibung der Rauschprozesse des MOS-Transistors wird im Verlauf der Arbeit

wiederholt zurückgegriffen, da die Effektivität der vorgestellten Filtersysteme nur durch eine Analyse ihres Rauschverhaltens beurteilt werden kann. Grundsätzlich ist festzuhalten, daß die thermischen und die Schrotrauschprozesse in der Theorie fundiert und konsistent belegt sowie durch eine Fülle von Messungen untermauert sind. Etwas anders verhält es sich bei der Modellierung des $1/f$ -Rauschens. Die dem $1/f$ -Rauschen zugrundeliegenden Mechanismen sind in ihrer Ursache noch keineswegs völlig verstanden. Die Autoren in [25-30] setzen verschiedene Beschreibungsmodelle an, um ihre Messungen zu untermauern. Der Hooge-Parameter α_H und der McWhorter-Parameter (bzw. die Substrateffektkonstante) $\gamma_{n,p}$ sind empirische Größen, die aus Messungen bestimmt werden und von [24] an PMOS- und NMOS-Transistoren verschiedener Hersteller für die starke und die schwache Inversion verifiziert wurden. Darüberhinaus gibt es noch eine ganze Reihe weiterer Parameter, die in die Modellgleichungen mit eingehen. Interessante, aber auch sehr komplexe Ansätze werden z.B. in [27, 28] aufgezeigt. Die Autoren berücksichtigen in ihren Modellen in viel größerem Umfang geometrische und technologische Gesichtspunkte von Dioden- und Transistorstrukturen. Die in [24] gezeigten Messungen erhärten die Modelle von Hooge und McWhorter und geben wichtige Abschätzungen über die dominierenden Rauschmechanismen im NMOS- und PMOS-Transistor. Danach ist in erster Näherung das $1/f$ -Rauschen im NMOS-Transistor durch Fluktuationen der Minoritätsladungsträgerkonzentration im Kanal beschrieben, das durch Generations- bzw. Rekombinationseffekte der Ladungsträger mit ungleichmäßig konzentrierten Störstellen im Halbleiter zustande kommt. Bei NMOS-Transistoren hat sich darüberhinaus gezeigt, daß das eingangsbezogene Rauschen keine Abhängigkeit von der Gatespannung aufweist. Beim PMOS-Transistor dagegen existiert eine starke Abhängigkeit des eingangsbezogenen Rauschens von der Gatespannung, was sich nach [24] durch Beweglichkeitsfluktuationen der Ladungsträger (Gesetz von Hooge, [30]) modellieren läßt. Ein sehr wichtiges Resultat aus den Messungen aus [24] ist, daß sich von Hersteller zu Hersteller keine Meßabweichungen ergaben, die dem zugrundeliegenden Modell prinzipiell widersprachen. Aus diesem Grund sind hier die Modelle von Hooge und McWhorter verwendet worden.

3. Dynamikanpassung in der zweidimensionalen CMOS-Bildsensorik

In vielen Anwendungen, z.B. der industriellen Fertigung und der industriellen Meßtechnik sowie im Automobilbereich (Fahrerassistenz-, Fahrspurerkennungssysteme, Sicherheitssysteme) besteht ein Bedarf an robusten Bildsensoren, die in der Lage sind, ungleichmäßig ausgeleuchtete Szenen bzw. Szenen mit schnell wechselnden Helligkeitsbedingungen zu verarbeiten. Dies ist ein Problem sowohl bei der elektronischen Bewegtbildaufnahme als auch bei der Aufnahme statischer Bilder. Da die Eingangsdynamik (zur Definition der hier verwendeten Begriffe siehe die Einleitung dieser Arbeit) bei konventionellen elektronischen Bildakquisitionssystemen wie CCD-Kameras nach oben durch die maximale Anzahl an Elektronen und nach unten durch die Rauschspannung begrenzt ist, können nur Helligkeitsdynamiken von maximal 50-60dB verarbeitet werden. In den genannten Anwendungsgebieten herrschen jedoch weitaus höhere Helligkeitsdynamiken, die je nach Beleuchtungssituation bis zu 220dB umfassen können⁵. In der Realität (z.B. Beobachtung von Schweißprozessen, Fahrbahnerkennung, Pre-Crash-Sensorik) wechseln die Beleuchtungsbedingungen rasch und unvorhersehbar (Schweißflamme ein/aus, Fahrt aus Tunnel ins helle, Gegenlichtsituation, z.B. bei Nacht entgegenkommendes Fahrzeug mit aufgeblendeten Scheinwerfern), was für ein intelligentes Bildaufnahmesystem bedeutet, daß es mit hoher - für den Anwender unbemerkter - Geschwindigkeit eine Anpassung an die Umgebungsbeleuchtungsbedingungen vorzunehmen hat. Hierin liegt oft die Schwäche der auf dem Markt erhältlichen CCD-Kamerasysteme, da sie nur sehr langsam in bezug auf die Beleuchtungsänderung reagieren und dies auch nur global, d.h., mit einer festen, für das gesamte Bild gültigen Belichtungszeit oder Blendenöffnung tun können. Die in dieser Arbeit vorgestellten Prinzipien zur Anpassung der verfügbaren Dynamik beruhen auf mehreren Überlegungen und Vorteilen.

Ein Vorteil der CMOS-Technologie gegenüber der CCD-Technologie ist ihre höhere Verfügbarkeit (CCD-Technologie: ca.40 Standorte weltweit, CMOS-Technologie: ca.120 Standorte weltweit [89]). Daraus resultieren geringere Herstellungskosten. Korrekt entworfene CMOS-Bildsensoren besitzen kein Blooming, die Pixelausgänge sind aktiv gepuffert, u.a. Zum anderen kommen Erkenntnisse aus der Bildverarbeitungstheorie zum Einsatz, da die CMOS-Technologie die Möglichkeit bietet, analoge und digitale Signalverarbeitungselektronik mit im Pixel zu integrieren, wodurch sich -

⁵ Das menschliche Auge besitzt die Fähigkeit, sich einem Leuchtdichtebereich von etwa 10^{-6} cd/m² bis 10^5 cd/m² (11 Zehnerpotenzen) anzupassen. Etwa konstante hohe Sehleistungen liegen im Bereich von 100 cd/m² bis etwa 10^4 cd/m².

normalerweise nur außerhalb des Sensors mittels Software programmierte - Bildverarbeitungsalgorithmen auf demselben Chip realisieren lassen. Zweidimensionale Filtermasken, deren Berechnung normalerweise einen hohen Sensor-externen Hardwareaufwand erfordert, lassen sich auf der Ebene der analogen, pixel-parallelen Signalverarbeitung durch entsprechend geartete Widerstands-Kapazitäts- und Schalternetzwerke realisieren. Verschiedenste on-chip Realisierungen zur Bewegungs- und Mustererkennung [39-41, 43, 45, 47, 60, 61, 64], neuronale Pixel zur Kontrastanhebung [53] und adaptiven Filterung [37, 49, 65] sowie verteilte zweidimensionale Netzwerke zur Bildsegmentierung [35, 36, 46], Glättungsfilerung [34-36] und Helligkeitsdynamikanpassung [33] sind bereits implementiert worden.

Das Ziel dieser Arbeit liegt darin, Methoden zu finden, die mit vertretbarem Hardwareaufwand eine Erweiterung der Eingangsdynamik von CMOS-Bildsensoren zulassen, so daß auch Szenen mit hoher Helligkeitsdynamik verarbeitet werden können. Vertretbarer Hardwareaufwand bedeutet hierbei, daß der Platzbedarf der zusätzlich notwendigen Signalverarbeitungselektronik im Pixel nicht zu hoch sein darf im Vergleich zum Platzbedarf des Photodetektors (in diesem Fall der Photodiode), um einen akzeptablen Füllfaktor zu gewährleisten [52]. Außerdem darf die Gesamtfläche des Pixels eine bestimmte Grenze nicht überschreiten, damit eine ausreichend hohe Bildauflösung bei vertretbarer Chipfläche erreicht wird. Als Konsequenz aus diesen Überlegungen folgt, daß die Anzahl der Transistoren pro Pixel nicht beliebig groß werden kann.

In der Mikroelektronik bieten sich verschiedene Möglichkeiten, räumlich/zeitlich parallele Signalverarbeitungssysteme aufzubauen. Speziell im Fall der Dynamikkompensation führt die Kombination dieser Signalverarbeitungstechniken zu bestimmten Mindestanforderungen bezüglich Systemparametern wie Auslesegeschwindigkeit, Bildrate, Auflösung, Abtastgrenze, Dynamik, Signal-Rauschabstand, Ortsrauschen (FPN) und minimal detektierbarer Eingangsbestrahlungsstärke (auch als NEP bzw. "noise equivalent power" bezeichnet).

In der CMOS-Bildsensorik besteht beispielsweise die Möglichkeit, kontinuierliche Sensoren aufzubauen, die den Photostrom messen und entweder direkt ihn selbst oder ein dazu elektrisches Analogon ausgeben oder aber diskret arbeitende Sensoren zu verwenden, die innerhalb eines bestimmten Zeitfensters den Photostrom integrieren und das Integrationsergebnis ausgeben. Aufbauend auf diesen Basis-Schaltungskonzepten zur Photodetektion mit CMOS-Bildsensoren lassen sich komplexere Systeme zur intelligenten Signalverarbeitung entwerfen. Die in diesem Kapitel angestellten theoretischen Betrachtungen führen in ihrer hardwaremäßigen Umsetzung auf Systeme, die die Signaltbearbeitung zeitlich/örtlich gemischt realisieren.

Wichtige Grundlagen der Bildentstehung werden besprochen und es wird gezeigt, wie sich der Informationsgehalt einer natürlichen Bildszene mathematisch veranschaulichen läßt. Darauf basierend werden verschiedene Verfahren zur Dynamikanpassung unter-

sucht und diskutiert, inwieweit eine Realisierung des jeweiligen Verfahrens unter oben genannten Kriterien möglich ist, wenn diese auf Pixelebene erfolgen soll. Die Verfahren werden in ihrer Effektivität miteinander verglichen und es werden auch prinzipbedingte Einschränkungen aufgezeigt. Auf den Diskussionsergebnissen aufbauend werden zwei vorgestellte Verfahren in Hardwareform in jeweils einem CMOS-Sensor implementiert (s. Kapitel 4 und 5).

3.1 Ausleseverfahren in CMOS-Bildsensoren

Ausgehend von den bereits in Kapitel 1 gemachten Aussagen läßt sich jede natürliche Szene als räumlich modulierte Bestrahlungsstärkeverteilung beschreiben. Die Modulation ist dabei durch die Oberflächenbeschaffenheit der Szenenobjekte gegeben. In diesem Zusammenhang spricht man auch vom Reflexionsfaktor eines Szenenobjekts, der das Verhältnis zwischen der auf das Objekt einfallenden und der vom Objekt reflektierten Bestrahlungsstärke definiert. Sowohl der Oberflächenreflexionsfaktor $r_{o,\lambda}$ als auch die spektrale Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}$ sind wellenlängenabhängig, da $E_{e,\lambda}$ üblicherweise von einer künstlichen Lichtquelle oder auch von natürlichem Sonnenlicht mit einem jeweils definierten Wellenlängenspektrum ausgeht. Mit dem Reflexionsfaktor $r_{o,\lambda}$ ist die Bildentstehung durch das Produkt dieser beiden Komponenten gegeben.

$$E_{b,\lambda}(x, y) = r_{o,\lambda}(x, y) \cdot E_{e,\lambda}(x, y) \quad (3.1)$$

$E_{e,\lambda}$ ist - wie schon erwähnt - die spektrale Bestrahlungsstärke, mit der die Bildszene ausgeleuchtet wird und somit ein Maß für die Lichtmenge, die zur Sichtbarmachung der Szenenobjekte verfügbar ist. Der Faktor $r_{o,\lambda}$ beschreibt den ortsabhängigen Oberflächenreflexionsfaktor der Szene. $E_{b,\lambda}$ folgt schließlich als Modulationsergebnis der beiden Signalkomponenten in der Abbildungs- bzw. Sensorebene. Wenn man vereinfachend annimmt, daß keine Intensitätsverluste durch das optische Abbildungssystem auftreten, läßt sich mit Gl.2.12 aus Kapitel 2 und Gl.3.1 für den in der Photodiode erzeugten Photostrom schreiben:

$$I_{ph} = A_D \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_\lambda \cdot E_{b,\lambda} \cdot d\lambda = A_D \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_\lambda \cdot r_{o,\lambda} \cdot E_{e,\lambda} \cdot d\lambda \quad (3.2).$$

Dem nun folgenden Überblick über die in der CMOS-Bildsensorik möglichen Auslesekonzepte, die für eine Dynamikerweiterung in Frage kommen, liegt das in Gl.3.1 und 3.2 beschriebene Modell der Bildaufnahme zugrunde. Wesentliches Beurteilungskriterium für die Tauglichkeit der vorgestellten Verfahren ist dabei ihre Fähigkeit, den Reflexionsfaktor der Szenenobjekte möglichst unverfälscht zu übertragen. Auf die Bedeutung des Oberflächenreflexionsfaktors für den Informationsgehalt der Szene wird detailliert in Abschnitt 3.3 eingegangen.

3.1.1 Einfache lineare Sensorauslese

In diesem Unterabschnitt wird das Prinzip der linearen Sensorauslese vorgestellt.

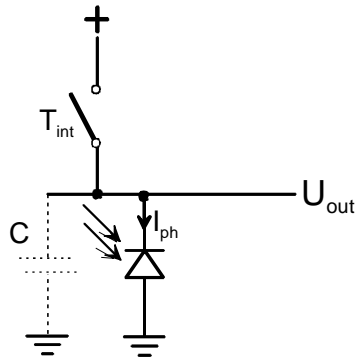


Abbildung 3.1: Das Prinzip der linearen Auslese

Im weiteren Verlauf der Betrachtung werden dann ausgehend vom grundlegenden Ausleseprinzip die möglichen Verfahren zur Dynamikerweiterung in der linearen bzw. quasilinearen Sensorauslese besprochen. Die hier vorgestellten Berechnungen dienen der Verdeutlichung der prinzipiellen Zusammenhänge der linearen Auslese, deswegen wird der Einfluß des Dunkelstroms bei allen Betrachtungen vereinfachend vernachlässigt. Die Abbildung 3.1 veranschaulicht die lineare Sensorauslese. Der signalabhängige Teil der Ausgangsspannung des Sensorsystems folgt (unter Vernachlässigung des Dunkelstroms, vgl. Kapitel 2) dem Gesetz laut Gl.3.3 (mit der Diodenkapazität C , der Integrationszeit T_{int} und dem Photostrom I_{ph}). Der fließende Photostrom wird auf der Kapazität der Photodiode solange integriert bis der Schalter geschlossen wird. Die Zeitdauer, für die der Schalter geöffnet ist, definiert die Integrationszeit T_{int} .

$$U_{out} = -\frac{I_{ph} \cdot T_{int}}{C} = -\frac{A_D \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_{\lambda} \cdot r_{o,\lambda} \cdot E_{e,\lambda} d\lambda \cdot T_{int}}{C} \quad (3.3)$$

Über eine Ausleseschaltung wird entweder die aufakkumulierte Ladung (Ladungsauslese) oder die Spannung (Spannungsauslese, Verwendung eines Sourcefolger-Transistors im Pixel, s. Kapitel 5) ausgelesen. Beiden Auslesearten liegt das Prinzip der Integration des Photostromes aus Abbildung 3.1 zugrunde.

Laut Definition (s. Einleitung dieser Arbeit) bestimmt sich die Dynamik bzw. die "Dynamik bezogen auf den Ausgang" oder Ausgangsdynamik der Sensorschaltung nach Abbildung 3.1 als Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Ausgangsspannung.

Die maximale Ausgangsspannung ist in diesem Fall direkt durch die maximal verarbeitbare Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda,max}$ gegeben (Integrationszeit und Kapazität sind festgelegt).

$$U_{out,max} = -\frac{A_D \cdot T_{int}}{C} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_\lambda \cdot r_{o,\lambda,max} \cdot E_{e,\lambda,max} \cdot d\lambda \quad (3.4)$$

Die minimale Ausgangsspannung wird erreicht, wenn das Eingangssignal nicht mehr vom Rauschen des Systems unterschieden werden kann. In diesem Fall spricht man von der NEP ("noise equivalent power"), welche durch $E_{e,\lambda,min}$ gegeben ist (genauer spricht man in diesem Zusammenhang von der NEP als einer "spektralen rauschäquivalenten Bestrahlungsstärke" NEP_λ - vgl. Gl.2.22 Kapitel 2). Für die minimale Ausgangsspannung gilt:

$$\begin{aligned} U_{out,min} &= -\sqrt{U_{R,out}^2} = -\frac{A_D \cdot T_{int}}{C} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_\lambda \cdot r_{o,\lambda,min} \cdot E_{e,\lambda,min} \cdot d\lambda \\ \Leftrightarrow U_{out,min} &= -\frac{A_D \cdot T_{int}}{C} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_\lambda \cdot NEP_\lambda \cdot d\lambda \end{aligned} \quad (3.5)$$

Unter Vernachlässigung des Dunkelstromrauschens läßt sich nun die Dynamik des linearen Photosensors bezogen auf seinen Ausgang berechnen:

$$DR = 20dB \cdot \log \left[\frac{U_{out,max}}{U_{out,min}} \right] = 20dB \cdot \log \left[\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_\lambda \cdot r_{o,\lambda,max} \cdot E_{e,\lambda,max} \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_\lambda \cdot r_{o,\lambda,min} \cdot E_{e,\lambda,min} \cdot d\lambda} \right] \quad (3.6)$$

Ein wichtiges Kriterium bei der Beurteilung der Effektivität eines elektronischen Bildaufnehmers ist dessen Fähigkeit, die durch die Oberflächenbeschaffenheiten der Szenenobjekte gegebene Modulation M_{szene} möglichst unverfälscht zu übertragen (man geht hierbei davon aus, daß das optische Übertragungssystem die Szenenmodulation nicht verfälscht und vereinbart M_{szene} als diejenige Modulation, welche auf die Bildsensormatrix trifft). Dabei gilt für eine homogene Beleuchtung der Szene mit monochromatischem Licht ($E_{e,\lambda} = \text{konstant}$):

$$M_{szene} = \frac{E_{b,\lambda,max} - E_{b,\lambda,min}}{E_{b,\lambda,max} + E_{b,\lambda,min}} = \frac{r_{o,\lambda,max} \cdot E_{e,\lambda} - r_{o,\lambda,min} \cdot E_{e,\lambda}}{r_{o,\lambda,max} \cdot E_{e,\lambda} + r_{o,\lambda,min} \cdot E_{e,\lambda}} = \frac{r_{o,\lambda,max} - r_{o,\lambda,min}}{r_{o,\lambda,max} + r_{o,\lambda,min}} \quad (3.7)$$

D.h., setzt man spektral schmalbandiges Licht und eine homogene spektrale Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}$ der Szene voraus, so läßt sich mit der in Kapitel 1 eingeführten Modulation bzw. dem Kontrast M für M_{szene} Gl.3.7 formulieren (vgl. Gl.1.18). Die Modula-

tion der Szene ist damit nur noch durch die Oberflächenreflexionsfaktoren bestimmt. Zum Vergleich ist die Modulation des Sensorsystems zu ermitteln. Am Ausgang des Photosensors gilt:

$$M_{Sensor} = \frac{U_{out,max} - U_{out,min}}{U_{out,max} + U_{out,min}} \quad (3.8).$$

Unter denselben Voraussetzungen wie für M_{Szene} gilt für M_{Sensor} beim linearen Sensor (Einsetzen von Gl.3.4 und 3.5 in Gl.3.8):

$$M_{Sensor} = \frac{-\frac{A_D T_{int}}{C} \cdot \mathfrak{R}_\lambda r_{o,\lambda,max} E_{e,\lambda} - \left(-\frac{A_D T_{int}}{C} \cdot \mathfrak{R}_\lambda r_{o,\lambda,min} E_{e,\lambda} \right)}{-\frac{A_D T_{int}}{C} \cdot \mathfrak{R}_\lambda r_{o,\lambda,max} E_{e,\lambda} + \left(-\frac{A_D T_{int}}{C} \cdot \mathfrak{R}_\lambda r_{o,\lambda,min} E_{e,\lambda} \right)} \quad (3.9).$$

$$\Leftrightarrow M_{Sensor} = \frac{r_{o,\lambda,max} - r_{o,\lambda,min}}{r_{o,\lambda,max} + r_{o,\lambda,min}} = M_{Szene}$$

Die Modulation der Szene bleibt also vollständig erhalten. Bei der logarithmischen Auslese ist dies nicht mehr der Fall, wie im folgenden Unterabschnitt gezeigt wird.

3.1.2 Logarithmische Sensorauslese

Die Abbildung 3.2 zeigt eine im logarithmischen Betrieb arbeitende Photodiode. Dieses Prinzip arbeitet zeitkontinuierlich im Gegensatz zur linearen Auslese.

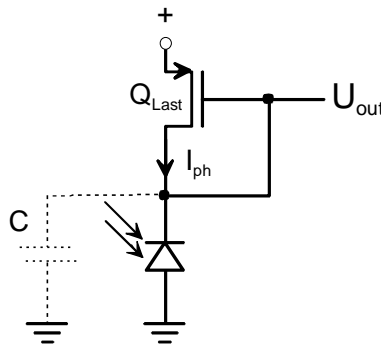


Abbildung 3.2: Das Konzept der logarithmischen Auslese

Der fließende Photostrom I_{ph} wird durch den Lasttransistor Q_{Last} in eine logarithmisch von I_{ph} abhängige Ausgangsspannung U_{out} gewandelt. Voraussetzung dafür ist, daß Q_{Last} in schwacher Inversion arbeitet. Damit gilt Gl.3.10. Wie schon in Unterabschnitt 3.1.1 wird auch hier der Einfluß des Dunkelstroms vereinfachend vernachlässigt. Zur Bestimmung der Dynamik werden die maximale und die minimale Ausgangsspannung

$U_{out,max}$ und $U_{out,min}$ ermittelt, was wieder durch Einsetzen des maximalen und minimalen Photostroms nach Gl.3.2 geschieht.

$$U_{out} = U_T \cdot \ln \left[\frac{I_{ph}}{\frac{W}{L} I_{D0,n}} \right], \quad Q_{Last} : U_{m,n} \approx 0 \wedge U_{ds} \gg 0 \quad (3.10)$$

Für die am Ausgang des logarithmischen Sensors darstellbare Dynamik gilt (Einsetzen von $I_{ph,max}$ für $I_{D,n}$ und U_T für $U_{m,n}$ in Gl.2.32, Vernachlässigung des Exponentialterms):

$$DR = 20dB \cdot \log \left[\frac{U_{out,max}}{U_{out,min}} \right] = 20dB \cdot \log \left[\frac{U_T \cdot \ln \left[\frac{I_{ph,max}}{\frac{W}{L} \tilde{I}_{D0,n}} \right]}{\sqrt{U_{R,out}^2}} \right] \quad (3.11).$$

Durch die logarithmische Kompression des Photostroms wird bei diesem Prinzip die obere Aussteuerungsgrenze im Vergleich zum linearen Prinzip erst bei viel höheren Bestrahlungsstärken erreicht (vgl. Gl.3.4). Man erkennt dies deutlich, wenn man die Dynamik auf den Eingang des Sensors bezieht, also die Eingangsdynamik bestimmt. Gemäß den in der Einleitung vereinbarten Definitionen gilt für die Eingangsdynamik des Photosensors bei schmalbandigem Licht:

$$DR_{ein} = 20dB \cdot \log \left[\frac{E_{b,\lambda,max}}{E_{b,\lambda,min}} \right] = 20dB \cdot \log \left[\frac{E_{b,\lambda,max}}{NEP_\lambda} \right] \quad (3.12).$$

Einsetzen von $I_{ph,max}$ aus Gl.3.11 und Auflösen nach $E_{b,\lambda,max}$ ergibt:

$$E_{b,\lambda,max} = \frac{\frac{W}{L} \cdot I_{D0,n} \cdot e^{\frac{U_{out,max}}{U_T}}}{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D} = \frac{I_{ph,max}}{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D} \quad (3.13).$$

Durch die Exponenzierung von $U_{out,max}$ wird eine sehr hohe Eingangsdynamik erzielt. Bei gegebener maximaler Ausgangsspannung $U_{out,max}$ ist die Eingangsdynamik dann nur noch durch den maximalen Strom $I_{D0,n} = I_{D0,n,max}$ begrenzt (vgl. Gl.2.29), für den Q_{Last} noch in schwacher Inversion arbeitet. Der in [81] vorgestellte CMOS-Bildsensor basiert auf dem logarithmischen Prinzip und erreicht eine Eingangsdynamik von 140dB.

Zur Beurteilung der "Neutralität" des logarithmischen Ausleseprinzips hinsichtlich der Übertragung der Modulation der aufzunehmenden Bildszene M_{szene} betrachtet man wieder die Modulation M_{Sensor} am Sensorausgang.

Mit Gl.3.8 gilt im logarithmischen Fall:

$$M_{Sensor} = \frac{U_T \cdot \ln \left[\frac{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D E_{b,\lambda,max}}{\frac{W}{L} \cdot I_{D0,n}} \right] - U_T \cdot \ln \left[\frac{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D E_{b,\lambda,min}}{\frac{W}{L} \cdot I_{D0,n}} \right]}{U_T \cdot \ln \left[\frac{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D E_{b,\lambda,max}}{\frac{W}{L} \cdot I_{D0,n}} \right] + U_T \cdot \ln \left[\frac{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D E_{b,\lambda,min}}{\frac{W}{L} \cdot I_{D0,n}} \right]} \quad (3.14).$$

$$\Leftrightarrow M_{Sensor} = \frac{\ln \left[\frac{E_{b,\lambda,max}}{E_{b,\lambda,min}} \right]}{2 \ln \left[\frac{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D}{\frac{W}{L} \cdot I_{D0,n}} \right] + \ln [E_{b,\lambda,max} \cdot E_{b,\lambda,min}]} \quad (3.14).$$

Nach einiger Rechnung erhält man mit Gl.3.7, 3.8 und 3.14 das folgende Ergebnis:

$$M_{Sensor} = \frac{2 \arctan M_{szene} - 1}{2 \arctan M_{szene} + 1} \neq M_{szene} \quad (3.15).$$

Die Modulation der Szene wird durch die logarithmische Kompression des Photostroms und damit der Bestrahlungsstärke stark verzerrt, worunter die Bildqualität sehr leidet. Aus diesem Grund ist das logarithmische Ausleseprinzip zum überwiegenden Teil vom linearen Prinzip verdrängt worden.

3.2 Lineare Konzepte zur Dynamikerweiterung in der CMOS-Bildsensorik

Für die hochqualitative Bildaufnahme eignen sich nur lineare Ausleseprinzipien. Gemäß den in den letzten beiden Abschnitten angestellten Untersuchungen ist die Eingangsdynamik beim linearen Ausleseprinzip so anzupassen, daß man ähnlich hohe Variationsbreiten der Eingangsbestrahlungsstärke wie beim logarithmischen Prinzip verarbeiten kann.

3.2.1 Steuerungsverfahren zur Dynamikanpassung

Bestimmt man beim linearen integrierenden Ausleseprinzip aus Abschnitt 3.1.1 die Eingangsdynamik, so gilt bei konstanter Integrationszeit T_{int} , fester Kapazität C und unter Vernachlässigung des Dunkelstroms für schmalbandiges Licht (vgl. Gl.3.3 für diskrete Wellenlängen) Gl.3.16. Gemäß Gl.3.16 ist die Eingangsdynamik also gleich der Dynamik des Sensors am Ausgang (vgl. Gl.3.6), welche aber durch das Rauschen und den maximalen Spannungshub begrenzt ist, so daß nur ein sehr kleiner Bereich an Bestrahlungsstärken erfaßt wird.

$$DR_{ein} = 20dB \cdot \log \left[\frac{E_{b,\lambda,max}}{E_{b,\lambda,min}} \right] = 20dB \cdot \log \left[\frac{T_{int} \cdot U_{out,max}}{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D \cdot C \cdot NEP_\lambda} \right] \quad (3.16)$$

Bestimmt man mit Gl.3.16 und Gl.3.4 für schmalbandiges Licht die maximale Bestrahlungsstärke $E_{b,\lambda,max}$, so ergibt sich Gl.3.17.

$$E_{b,\lambda,max} = \underbrace{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D}_{fest} \cdot \underbrace{C \cdot \frac{1}{T_{int}}}_{variabel} \quad (3.17)$$

Durch Veränderung von C (Parallelschalten von C_{add}) und/oder T_{int} (Verkürzen oder Verlängern von $T_{int,var}$) läßt sich die maximal verarbeitbare Bestrahlungsstärke $E_{b,\lambda,max}$ variieren (vgl. Abbildung 3.3). Damit läßt sich die Eingangsdynamik auch beim linearen Ausleseprinzip erhöhen.

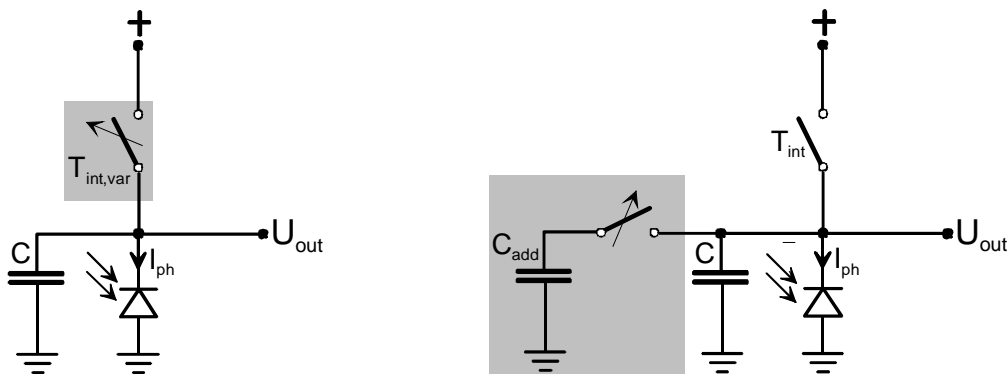


Abbildung 3.3: Möglichkeiten zur Dynamikanpassung in der integrierenden Auslese

Die Frage ist, wie C bzw. T_{int} eingestellt werden sollen, um die verfügbare Eingangsdynamik des Sensors bestmöglich auszunutzen. Es sind daher Steuer- bzw. Regelungsparameter notwendig. Am naheliegendsten im Fall der Variation der Integrationskapazität C bzw. der Integrationszeit T_{int} ist es, das Sensorsignal zu überwachen und beispielsweise bei Erreichen der 90%-Schwelle der Aussteuerungsgrenze $U_{out,max}$ (Überwachung der Sättigung) entsprechend dimensionierte Kapazitäten C_{add} der Integrationskapazität C hinzuschalten bzw. die Integrationszeit T_{int} zu verkürzen, die Integration also zu beenden. Sowohl C als auch T_{int} werden in diesem Fall vom Pixelsignal gesteuert. Abbildung 3.4 verdeutlicht das anhand der prinzipiellen Schaltungen. Alternativ dazu besteht die Möglichkeit der sog. "Mehrfachintegration" (siehe Abbildung 3.5). Hierbei werden die Bilder für eine feste Anzahl verschieden unterteilter Integrationszeiten ausgelesen. Man beginnt dabei mit der Auslese eines Bildes bei der kürzesten Integrationszeit $T_{int,var} = T_{int,1}$ (Abbildung 3.5), speichert alle Pixel in einem externen Bildspeicher und fährt mit der Sensorauslese bei der nächstlängeren Integrationszeit $T_{int,var} = T_{int,2}$ fort. Bei der Speicherauslese überprüft die externe

Signalverarbeitung, welche Pixel gesättigt sind. Existieren im Speicher auch ungesättigte Pixelwerte bei kürzeren Integrationszeiten, so wird derjenige Signalwert mit dem höchsten Hub ausgelesen und auf die längste Integrationszeit zurückgerechnet.

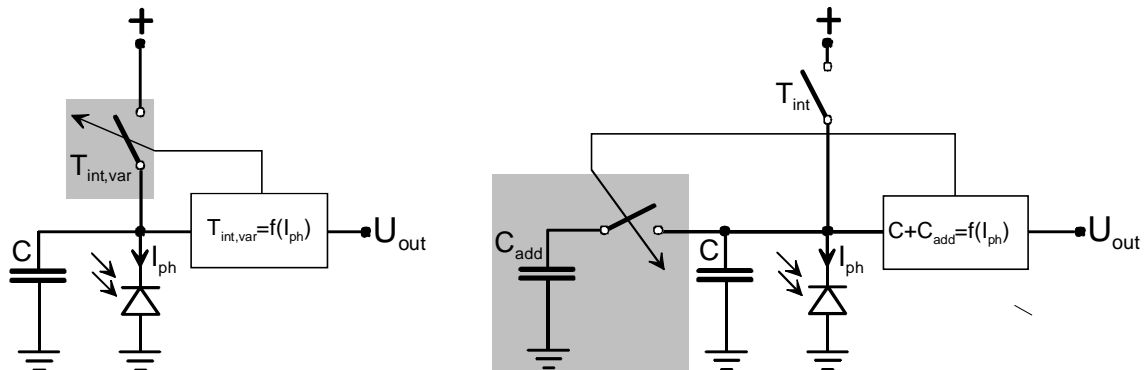


Abbildung 3.4: Steuerung der Integration durch Überwachung des Eingangssignals

So verfährt man weiter, bis die längste Integrationszeit erreicht ist. Die Überwachung der Sättigung des Pixelsignals geschieht hier also beim Zugriff auf die Signale, nicht bei der Signalentstehung wie im vorherigen Fall. Abbildung 3.5 zeigt das Prinzip anhand einer Schaltungsskizze. Das Verfahren der Mehrfachintegration ist dem Verfahren der Kapazitäts- bzw. Integrationszeitsteuerung während der Integration vorzuziehen, da bei dem Verfahren der Kapazitätsumschaltung Störungen beim Hinzuschalten der Kapazitäten eingekoppelt werden.

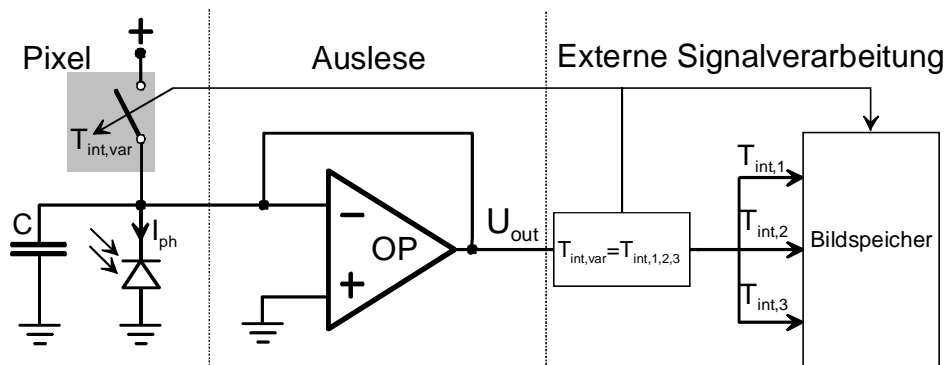


Abbildung 3.5: Mehrfachintegration durch Auswahl der Integrationszeit

Desweiteren erfolgt die Abschaltung der Integration üblicherweise mittels Komparatoren oder im Pixel angeordneter RC-Glieder. Der Mismatch der Komparatorschaltswelle bzw. des Widerstands im RC-Glied gehen direkt als Ortsrauschen (FPN) in das Pixelsignal mit ein. Bei Mehrfachintegration bestehen diese Probleme nicht, da das Pixelsignal in seinem Entstehungsprozeß nicht beeinflusst wird (also keine Störeinkopplung). Die Mehrfachintegration ist ein interessantes Verfahren zur Dynamikanpassung, da es die Modulation nicht verfälscht (vgl. Abschnitt 3.1.1). Darüberhinaus läßt es sich sehr effizient in CMOS-Bildsensoren implementieren. Die

Realisierung großer Bildmatrizen ist mit diesem Verfahren möglich, da das Pixel sehr einfach aufgebaut ist. Im Kapitel 5 dieser Arbeit wird ein CMOS-Bildsensor mit einer Matrixauflösung von 1024x1024 Pixeln vorgestellt, der für Mehrfachintegration ausgelegt wurde.

3.2.2 Regelungsverfahren zur Dynamikanpassung

Eine weitere Möglichkeit, die Eingangsdynamik des Bildsensors den herrschenden Szenenbedingungen anzupassen besteht darin, den ausgelesenen Photostrom direkt zu verändern. Bei fester Integrationszeit T_{int} und fester Kapazität C gilt:

$$E_{b,\lambda,\max} = \frac{1}{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D} \cdot \frac{C \cdot U_{\text{out},\max}}{T_{\text{int}}} \quad (3.18).$$

$$\Rightarrow E_{b,\lambda,\max} = \frac{1}{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D} \cdot I_{\text{ph},\max}$$

Will man nun höhere Bestrahlungsstärken auf den festen Term in Gl.3.18 rechts abbilden, so benötigt man einen Skalierungsfaktor. Dies kann durch einen Stromverstärker geschehen, der den ausgelesenen Photostrom mit der Verstärkung A_i derart absenkt/anhebt, daß der zur Verfügung stehende Aussteuerbereich des Sensors $I_{a,\max}$ nicht verlassen wird.

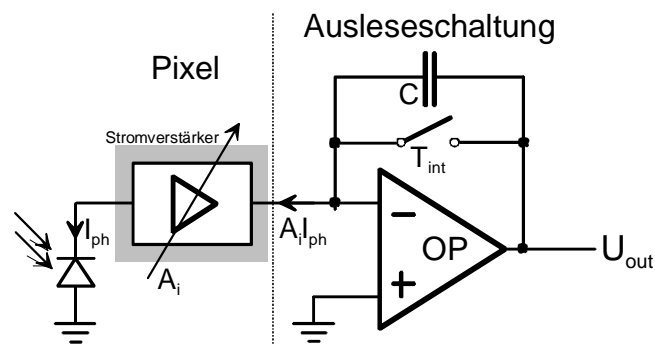


Abbildung 3.6: Dynamikanpassung in der linearen Auslese durch Stromverstärkung

Abbildung 3.6 zeigt den prinzipiellen Aufbau dieses Konzepts. Mit Gl.3.18 läßt sich für die Dynamikanpassung die erweiterte verarbeitbare Eingangsbestrahlungsstärke $E_{b,\lambda,\max,\text{neu}}$ formulieren. Die Verstärkung A_i ist so zu wählen, daß in Abhängigkeit von der Eingangsbestrahlungsstärke eine Sättigung bzw. Übersteuerung des Pixelausgangssignals vermieden wird. In diesem Fall ist das Pixelsignal zu regeln. In [33] wird ein CMOS-Bildsensor vorgestellt, der diese Regelung des Pixelausgangssignals in Abhängigkeit von den Eingangssignalen der Nachbarpixel vornimmt. Abbildung 3.7 zeigt das Prinzip dieser als "lokaladaptiv" bezeichneten Filterung. Eine Sättigung des

Pixelausgangssignals wird durch Normierung des jeweiligen Photostroms $I_{ph,i,j}$ auf eine tiefpaßgefilterte Version aller Photoströme vermieden.

$$I_{a,max} = I_{ph,max} = \underbrace{A_i}_{\text{variabel}} \cdot I_{ph,max,neu}$$

$$\Rightarrow E_{b,\lambda,max,neu} = \underbrace{\frac{1}{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D}}_{\text{fest}} \cdot I_{ph,max,neu} = \frac{1}{\underbrace{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D}_{\text{fest}}} \cdot \frac{1}{\underbrace{A_i}_{\text{variabel}}} \cdot I_{ph,max} = \frac{1}{A_i} \cdot E_{b,\lambda,max} \quad (3.19)$$

Die Verstärkung A_i im Pixel (i,j) ist bei diesem Konzept umgekehrt proportional zur tiefpaßgefilterten Version der Photoströme. Die Tiefpaßfilterung erfolgt durch eine gewichtete Summation aller im Sensor fließenden Photoströme. Dazu verfügt der Sensor aus [33] über ein lateral verkoppeltes zweidimensionales Widerstandsnetzwerk in Kombination mit einem Referenz-Photodiennetzwerk.

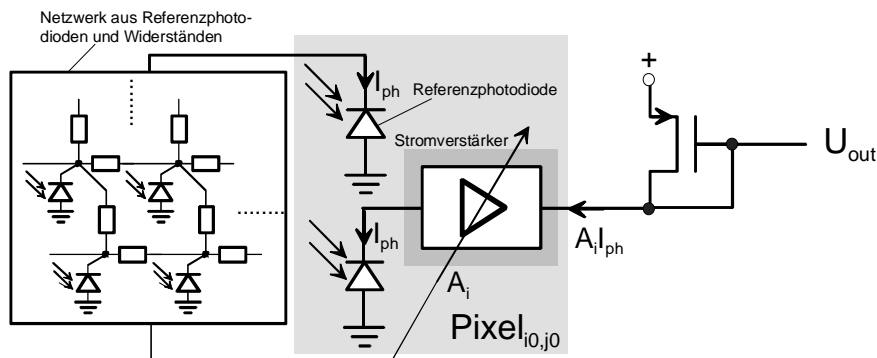


Abbildung 3.7: Prinzip des in [33] implementierten Verfahrens zur Dynamikanpassung

Die Impulsantwort des Widerstandsnetzwerks ist im Ortsbereich über von außen vorgebbare Spannungen einstellbar. Damit wird die Charakteristik der Tiefpaßfilterung verändert. Bei schmaler Impulsantwort werden im wesentlichen nur Pixel aus der engen Nachbarschaft berücksichtigt (lokale Helligkeitsanpassung), bei breiter Impulsantwort auch weiter entfernte Pixel in die Anpassung mit einbezogen (globale Helligkeitsanpassung). Die Verstärkung A_i , mit welcher die Ausgangsgröße I_{ph} geregelt wird, wird aus den aktuell im Bildsensor herrschenden Bestrahlungsstärken ermittelt. Es handelt sich somit um eine wirkliche Regelung, da keinerlei signalabhängige Vorgabe von außen durch Festlegung einer Integrationszeit oder Integrationskapazität existiert. Ein Nachteil dieses Verfahrens besteht in der Notwendigkeit zweier Photodioden pro Pixel, was den Füllfaktor stark reduziert. Außerdem schränkt der Platzbedarf der zusätzlich notwendigen Transistoren, die das Widerstandsnetzwerk nachbilden, den Füllfaktor ein. Die in [33] verwendete Ausleseschaltung ist logarithmisch (vgl. Abschnitt 3.1.2, [33] verwendet einen als Diode geschalteten Lasttransistor, über den der Strom $A_i I_{ph}$ abfällt), daher leidet die Bildqualität (vgl. die Untersuchungen aus Abschnitt 3.1.2 zur Modulation). Im Rahmen dieser Arbeit wird ein CMOS-Bildsensor

mit 128x128 Pixeln vorgestellt, der ein anderes Prinzip der lokaladaptiven Eingangsdynamikanpassung realisiert (s. Kapitel 4). Das hier entwickelte Verfahren zur Ermittlung der Verstärkung A_i benötigt weder ein Referenz-Photodiodennetzwerk noch ein lateral verkoppeltes Widerstandsnetzwerk.

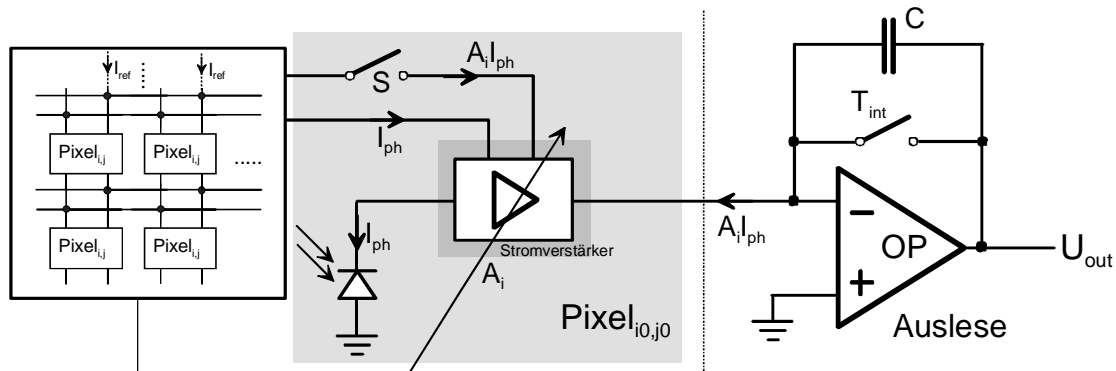


Abbildung 3.8: Prinzip des in dieser Arbeit [85,86] implementierten Verfahrens zur Dynamikanpassung

Der prinzipielle Aufbau der Schaltung ist in Abbildung 3.8 gezeigt. Die Verkopplung der Pixel untereinander wird durch einen zusätzlichen Schalter S pro Pixel hergestellt. Bei Beleuchtung der Matrix ändert sich die Verteilung der in die Bildmatrix eingespeisten spaltenweisen Referenzströme I_{ref} . Das Pixelsignal $A_i I_{ph}$ setzt sich aus dem im Pixel selbst fließenden Photostrom I_{ph} und dem Mittelwert des Photostroms in der Umgebung des Pixels zusammen. Die Verstärkung A_i ist dabei wieder umgekehrt proportional zum mittleren fließenden Photostrom. Im Unterschied zum Verfahren aus [33] ist das Gebiet, in welchem die Durchschnittsbildung stattfindet, hier programmierbar über die Schalter S . Bei diesem Verfahren handelt es sich ebenfalls um eine wirkliche Regelung, da auch hier keinerlei signalabhängige Vorgabe von außen durch Festlegung einer Integrationszeit oder Integrationskapazität existiert. Darüber hinaus benutzt dieses Verfahren eine integrierende Auslestufe, was unter Rauschgesichtspunkten (s. Kapitel 4) vorteilhafter ist als die Verwendung eines als Diode geschalteten Lasttransistors (vgl. Abbildung 3.7), wie er in [33] verwendet wird. Beiden Ausleseverfahren gemeinsam ist das Prinzip der Gewinnung der Verstärkung A_i durch laterale Verkopplung der Pixel untereinander. Charakteristisch ist hierbei, daß die Verstärkung bei steigenden Photoströmen aufgrund ihrer umgekehrt proportionalen Abhängigkeit vom Photostrom sinkt. Damit ist die Forderung nach Gl.3.19, nach der das Produkt aus hinzugewonnenem verarbeitbarem Photostrom bzw. hinzugewonnener Bestrahlungsstärke und der Verstärkung wegen der festen Ausgangsdynamik des Sensors konstant bleibt, erfüllt. Dieses Verfahren ist dem der linearen Auslese sehr ähnlich. Das hier realisierte Verfahren der lokaladaptiven Filterung arbeitet quasilinear und verhält sich somit relativ neutral gegenüber Verfälschungen in der Modulationsübertragung (vgl. Abschnitt 3.1.1).

Zusammenfassend sind noch einmal die Nachteile der vorgestellten Ausleseverfahren zu erwähnen. Bei der Methode der zuschaltbaren Kapazitäten während der Integration leidet die Bildqualität unter Störeinkopplungen bei der Umschaltung. Die Veränderung der Integrationszeit während der Auslese erfordert ein sehr komplexes Pixel, da sowohl das Speicherelement für die Integrationszeit sowie das Ansteuerelement der Photodiode im Pixel untergebracht sind, was zu einem niedrigen Füllfaktor führt. Sowohl das Verfahren der Kapazitäts- und Integrationszeitumschaltung als auch das Verfahren der Mehrfachintegration benötigen eine aufwendige externe Signalverarbeitung, da die bei verschiedenen Integrationskennlinien aufgenommenen Bilder auf eine mittlere Kennlinie zurückgerechnet werden. Bei dem in [33] vorgestellten lokaladaptiven Regelungsverfahren besteht das Problem, daß das Referenz-Photodiodennetzwerk den Füllfaktor erheblich reduziert.

Das rein logarithmische Ausleseverfahren stellt weder ein Regelungs- noch ein Steuerungsprinzip dar. Die hohe Eingangsdynamik existiert einfach aufgrund der Kompression des Eingangssignals wegen der logarithmischen Charakteristik des Lastelements. Die logarithmische Auslese wurde in dieser Arbeit nicht mehr weiterverfolgt. Die Hauptgründe dafür liegen darin, daß der Kontrast der Szene stark verfälscht wird, das Ortsrauschen nur mit aufwendigen Mitteln zu korrigieren ist und auch das zeitliche Rauschen hoch ist.

Die folgenden Unterabschnitte gehen auf das Verhalten des lokaladaptiven Dynamikanpassungsverfahrens hinsichtlich seines Kontrastaufklärungsvermögens ein. Dazu werden zunächst die notwendigen Grundlagen der Bildkomposition betrachtet. Anschließend wird mittels Simulationen gezeigt, wie sich die lokaladaptive Filterung auf die aufgenommene Szene auswirkt.

Für die lineare Auslese wurde die Invarianz des Verfahrens bezüglich des Kontrasts bereits in Abschnitt 3.1.1 Gl.3.9 bewiesen.

3.3 Separation des Oberflächenreflexionsfaktors als informationstragende Szenenkomponente

Aufgrund der rein multiplikativen Verknüpfung von Bestrahlungsstärke und Reflexionsfaktor ist gemäß Gl.3.1 eine Separierung der beiden Anteile über eine Division möglich. Nimmt man an, daß die Eingangsbestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}$ räumlich konstant ist, so ist die Ausgangsbestrahlungsstärke $E_{b,\lambda}$ nur noch durch die räumlichen Charakteristika - wenn man von der Wellenlängenabhängigkeit absieht - des Oberflächenreflexionsfaktors $r_{o,\lambda}$ bestimmt. Die gesamte Bildinformation ist also in $r_{o,\lambda}$ enthalten. Dies ist wichtig, da die räumlichen Variationen des Reflexionsfaktors einer Szene nur um maximal ca.1:30 schwanken, was einem Dynamikumfang von 30dB oder 1.5 Dekaden entspricht. Solch ein Dynamikumfang ist selbst von leistungsarmen ("low

power") Signalverarbeitungssystemen mit 1.2V Versorgungsspannung noch leicht zu verarbeiten. Die Dynamik der Eingangsbestrahlungsstärke kann dagegen wesentlich größer sein. Bei natürlichen Bildszenen ist die räumliche Eingangsbestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}$ einer Objektszene in wesentlich größeren Ausdehnungen nahezu konstant als der Oberflächenreflexionsfaktor $r_{o,\lambda}$. Mittels einer Ortsfilterung ist man in der Lage, im jeweils betrachteten Objektbereich eine Anpassung der Sensorempfindlichkeit derart herbeizuführen, daß sein Ausgangssignal nur noch von den Variationen des Oberflächenreflexionsfaktors $r_{o,\lambda}$ abhängt. Man erzielt eine Anpassung der Sensordynamik an die lokale - durch $r_{o,\lambda}$ beschriebene - Dynamik der Bildszene. Mit dieser Vorgehensweise ist das Problem des starken Einflusses der Beleuchtungsschwankungen einer Szene auf das Eingangssignal des Bildsensors, die je nach Situation (Tag, Nacht, Gegenlicht) um 8-9 Dekaden variieren kann, gelöst. Es wird jetzt nicht mehr der gesamte Wertebereich möglicher Bestrahlungsstärken auf den Dynamikumfang des Sensors abgebildet, was zwangsläufig zu einer Übersteuerung und somit zum Verschwinden wichtiger Bildinhalte führt, sondern nur noch derjenige Auszug aus dem Gesamtsignal, der auch die tatsächlich relevante Bildinformation enthält. Zusammenfassend ist die Separierung der informationstragenden Reflexionskomponente von der informationsirrelevanten Bestrahlungskomponente ein möglicher Weg, um den in Bildakquisitionssystemen verfügbaren Dynamikumfang effizient auszunutzen. Dazu besitzt das Sensorelement des Systems die Fähigkeit, zwischen Beleuchtungs- und Reflexionskomponente zu unterscheiden.

Bei homogen ausgeleuchteten Szenen ist die Eliminierung des Beleuchtungseinflusses mit integrierenden Photosensoren (wie z.B. CCD's, Film aber auch integrierende CMOS-Bildsensoren) relativ einfach durch globale Anpassung der Sensorempfindlichkeit an den im Mittel fließenden Photostrom zu erreichen. Man braucht im Prinzip nur eine obere/untere Sättigungsschwelle der Sensorausgangssignale festzulegen, die nicht erreicht bzw. überschritten werden darf. Geschieht dies, so regelt man die Belichtungszeit so lange nach, bis die Ausgangssignale ihren Sättigungszustand wieder verlassen haben. Belichtungsmesser in Photokameras und Weißabgleichautomatiken in CCD-Kameras arbeiten nach diesem Prinzip. Damit ist jedoch nur eine globale Sensorempfindlichkeitsanpassung möglich. Ist die betrachtete Szene stark inhomogen ausgeleuchtet, z.B. in Form eines Beleuchtungsgradienten von 6-8 Dekaden, was in der Realität ständig vorkommt (Gegenlichtsituation, Abschattung, bewegtes Bezugsobjekt vor wechselnd ausgeleuchtetem Hintergrund), versagen die globalen Empfindlichkeits- und Dynamikanpassungstechniken, der Sensor kann immer nur auf einen Teilbereich der Bildszene optimal angepaßt sein, nie auf die gesamte Bildszene. Der Fall einer inhomogen ausgeleuchteten Bildszene erschwert also die Extraktion der informationstragenden Reflexionskomponente erheblich. Eine nachrichtentechnische Betrachtung der signalbestimmenden Größen Oberflächenreflexionsfaktor und Eingangsbestrahlungsstärke hilft hier jedoch weiter. Da der Oberflächenreflexionsfaktor - wie vorhin schon erwähnt - als Maß für die Oberflächenbeschaffenheit der Szenenobjekte lokal stark variiert, ist der größte Teil

seiner spektralen Leistungsdichte bei hohen Ortsfrequenzen konzentriert. Anders ausgedrückt, konzentrieren sich die informationstragenden Anteile der resultierenden Bestrahlungsstärke E_b im Bereich hoher Ortsfrequenzen. Die Beleuchtungskomponente E_c dagegen besitzt überwiegend spektrale Signalanteile bei niedrigen Ortsfrequenzen, da sie sich im allgemeinen allmählich mit dem Ort ändert. Ohne das Wissen um die spektralen Eigenschaften von E_b wäre es gar nicht möglich, lokaladaptive Filter (vgl. das Prinzip der Verstärkungsregelung aus Abschnitt 3.2.2.) zu realisieren, da der Filterentwurf zwingend auf das à-priori-Wissen über das zu verarbeitende Signalspektrum angewiesen ist. In dieser Arbeit verwendete Begriffe wie "programmierbarer Filterkern" oder "lokale Helligkeitsanpassung" meinen daher immer das Prinzip (und seine Realisierungen) der lokalen, pixelweisen Anpassung der Sensorempfindlichkeit an zeitlich und räumlich wechselnde Szenenausleuchtungsbedingungen. Das biologische Vorbild nutzt ebenfalls den Ansatz der Empfindlichkeitsanpassung direkt am Detektionsort des Helligkeitssignals [40, 44, 48, 54, 56, 57, 59, 61-63]. Das Auge des Menschen und auch das des Tieres verfügt über einen solchen Helligkeitsanpassungsmechanismus. In der Netzhaut werden je nach Helligkeit die in den Ganglienzellen photogenerierten Reizströme mehr oder weniger stark in Abhängigkeit von denen der Nachbarganglien gedämpft, was eine Abschwächung des Einflusses der Helligkeitskomponente und eine Separation der Kontrastkomponente zur Folge hat [67-69]. Das über den Sehnerv ins Gehirn übertragene Signal ist bereits soweit vorverarbeitet, daß es nur noch die für das Gehirn relevanten Objektinformationen - die weitgehend durch den Reflexionsfaktor gegeben sind - enthält [70]. Damit hat das Gehirn nicht mehr die Aufgabe der Dynamikkompression zu bewältigen. Es wird kein Signal mit 10-11 Dekaden Dynamik über den Sehnerv übertragen, sondern nur noch eines mit 2-3 Dekaden, was die Anforderungen an die Reizleitung im Sehnerv wesentlich entschärft. Untersuchungen am Wirbeltiersehnerv belegen diese Aussage. Beim Menschen beträgt der Dynamikumfang des Sehnervs nur ca. 40dB. Dieses Vorbild aus der biologischen Welt liefert also im Prinzip ein mögliches Konzept. Wie bereits in den vergangenen Abschnitten erwähnt, gibt es noch andere Konzepte, um eine große Helligkeitsdynamik zu erreichen, z.B. das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene logarithmische Verfahren. CMOS-Sensoren, die nach diesem Prinzip arbeiten, komprimieren das Helligkeitssignal logarithmisch. Betrachtet man die Bilder, die solch eine Kamera liefert, so merkt man schnell, daß bereits eine Signalvorverarbeitung stattgefunden hat. Das Bild wirkt künstlich und kontrastarm (vgl. Abschnitt 3.1.2). Durch die zusätzliche Helligkeitsanpassung des menschlichen Auges erscheint das Bild dann sehr stark komprimiert und flächig (ohne Tiefenwirkung). Gemäß den Untersuchungen aus Abschnitt 3.1.2 wird die Kontrastinformation durch die logarithmische Kompression stark verzerrt, was die nachherige Bildverarbeitung erheblich erschwert. Bei dem in dieser Arbeit realisierten Konzept einer lokalen Helligkeitsadaptation aus Abschnitt 3.2.2 wird die Sensorempfindlichkeit zwar logarithmisch angepaßt, jedoch immer in Abhängigkeit von den Ausgangssignalen der Nachbarpixel, mit der Folge, daß die informationstragenden Signalkomponenten sich wieder linear zueinander verhalten. Für

maschinelle Bildverarbeitungssysteme besitzen diese Bilder nun das genau passende Format. Sie enthalten alle relevanten Informationen über die zu verarbeitende Szene in linearer Form und benötigen dazu lediglich eine Darstellungsbreite von 4-6bit (entsprechend 30-40dB Dynamik für die Reflexionsauflösung), was auch unter Systembandbreitengesichtspunkten eine nicht unerhebliche Rolle spielt. In den folgenden Abschnitten wird das Konzept der lokalen Helligkeitsadaptation eingehend besprochen und durch Simulationsergebnisse bestätigt.

3.3.1 Zweidimensionale Filterung

Grundsätzlich kann man Signale - ob räumlich, zeitlich oder gemischt - im jeweiligen Originalbereich (Orts-, Zeit-, Orts-/Zeitbereich) filtern und weiterverarbeiten oder aber im Bildbereich (Ortsfrequenzbereich, Frequenzbereich) filtern. Je nach Rahmenbedingungen (Größe des Filterkerns, Komplexität der Filterung, Güte des Filterungsergebnisses) ist es vorteilhafter, im Bildbereich statt im Originalbereich zu rechnen. Die numerische Berechnung im Bildbereich erfordert jedoch zusätzliche Transformationsglieder in der Signalverarbeitungskette zur Hin- und Rücktransformation des zu filternden Signals, was die Anforderungen an die Systemhardware signifikant erhöht. Es kann deshalb unter Umständen sinnvoller sein, nur im Originalbereich zu filtern. Der in diesem Kapitel gezeigte Filteralgorithmus wird im Ortsbereich angewendet, da bei zweidimensionalen Signalen - wie z.B. einem örtlichen Bildsignal - für jedes Bild eine erhebliche Datenmenge erst in den Bildbereich zu transformieren, dort zu verarbeiten und anschließend wieder zurück zu transformieren wäre. Im Hinblick auf endliche Busbreiten, Systemtakte und Speichertiefen in verkaufsfähigen Systemen ist das oft nicht praktikabel. Bevor auf den im Rahmen der Arbeit verwirklichten Ortsfilteralgorithmus eingegangen wird, werden zunächst die Grundlagen der zweidimensionalen Filterung besprochen.

3.3.1.1 Zweidimensionale Abtastung und Faltung

Gemäß der Fouriertransformation gilt für die Hintransformation eines zweidimensionalen Originalsignals $s(x,y)$ in den Bildbereich der folgende Zusammenhang.

$$S(f_x, f_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(x, y) \cdot e^{-j2\pi(f_x \cdot x + f_y \cdot y)} dx dy \quad (3.20)$$

Das Ausgangsspektrum $G(f_x, f_y)$ eines Übertragungssystems ergibt sich dann im Bildbereich durch Multiplikation des Eingangsspektrums $S(f_x, f_y)$ mit der Systemübertragungsfunktion $H(f_x, f_y)$ gemäß Gl.3.21.

$$G(f_x, f_y) = S(f_x, f_y) \cdot H(f_x, f_y) \quad (3.21)$$

Diesem Zusammenhang im Bildbereich entspricht im Originalbereich (Ortsbereich) gerade die Faltung der örtlichen Helligkeitsverteilung $s(x,y)$ mit der Impulsantwort des Ortsfiltersystems:

$$g(x, y) = s(x, y) ** h(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(\xi, \eta) \cdot h(x - \xi, y - \eta) \cdot d\xi d\eta \quad (3.22).$$

Die Abbildung 3.9 verdeutlicht dies anhand der Definitionsebene, die dunklen Flächen repräsentieren das Faltungsintegral, welches den Flächeninhalt der ortsabhängigen Überlappung zwischen Eingangssignal $s(x,y)$ und gespiegelter und verschobener Impulsantwort $h(x-\xi,y-\eta)$ des Übertragungssystems in der x/y-Ebene beschreibt.

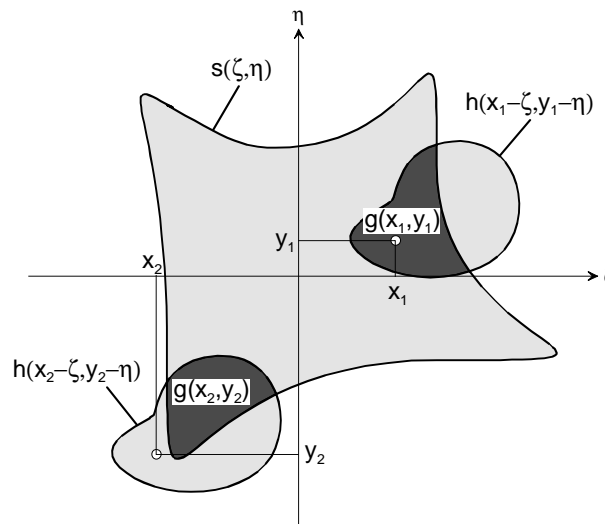


Abbildung 3.9: Zweidimensionale kontinuierliche Faltung

Im Realfall wird das Eingangsbild immer in abgetasteter Form weiterverarbeitet. Auch im Bereich der CMOS-Bildsensorik ist dies zwanghaft so, da Bildsensormatrizen diskret aufgebaut sind.

$$\begin{aligned} \prod_{x_p, y_p} (x, y) &= \prod_{x_p} (x) \cdot \prod_{y_p} (y) = \sum_{i=0}^{M-1} \delta(x - i \cdot x_p) \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \delta(y - j \cdot y_p) \\ \Leftrightarrow \prod_{x_p, y_p} (x, y) &= \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} \delta(x - ix_p, y - jy_p) \end{aligned} \quad (3.23)$$

Formal ergeben sich die Zusammenhänge im diskreten Bereich durch Multiplikation der kontinuierlichen Gleichungen im Ortsbereich mit dem separierbaren zweidimensionalen Dirac-Impulstrain, der durch die Pixel der Abtastmatrix begrenzt ist. Die

zweidimensionale Dirac-Abtastdistribution läßt sich dann bei einer Sensorauflösung von $N \times M$ Pixeln mit Gl.3.23 angeben. Die Abtastung im Ortsbereich führt im Bildbereich zur Periodisierung des Signalspektrums. Die ortskontinuierlichen Gleichungen gehen dann über in:

$$\begin{aligned} g(x, y) &= s(x, y) * h(x, y) \cdot \prod_{x_p, y_p} (x, y) \\ \Leftrightarrow g(x, y) &= \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} s(ix_p, jy_p) \cdot h(x - ix_p, y - jy_p) \end{aligned} \quad (3.24).$$

Der Multiplikation mit der zweidimensionalen Dirac-Punktsingularität im Ortsbereich entspricht die Faltung mit ihrer Fouriertransformierten im Bildbereich. Ist das Filter mit der Impulsantwort $h(x, y)$ separierbar, so läßt sich für $h(x, y)$ auch schreiben:

$$h(x, y) = h_x(x) \cdot h_y(y) \quad (3.25).$$

Für die Faltungsoperation zur Berechnung des Ausgangssignals $g(x, y)$ folgt:

$$g(x, y) = \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} s(ix_p, jy_p) \cdot h_x(x - ix_p) \cdot h_y(y - jy_p) \quad (3.26).$$

Damit ist die Ein-/Ausgangsbeziehung im Ortsbereich vollständig beschrieben. Das Ausgangssignal g ist durch die mit der Impulsantwort h gefaltete Eingangsfunktion s berechenbar.

3.3.2 Der zweidimensionale lokaladaptive Filteralgorithmus

Ausgehend von dem in Abschnitt 3.2.2 diskutierten Konzept der lokalen Helligkeitsadaptation zur Dynamikanpassung in CMOS-Bildsensoren wird in diesem Abschnitt ein Filterkern vorgestellt, welcher in der Lage ist, die notwendige Separation zwischen Reflexions- und Beleuchtungskomponente zu erzeugen. Eine typische Bildszene mit zusätzlich hineinmultipliziertem Helligkeitsgradienten ist in der Abbildung 3.10 gezeigt. Sie veranschaulicht die zu lösende Problematik.

$$E_{b,\lambda}(x, y) = r_{o,\lambda}(x, y) \cdot E_{e,\lambda}(x, y) \quad (3.27)$$

Wie bereits am Anfang dieses Kapitels gezeigt, liegt der Bildentstehung eine multiplikative Verknüpfung aus Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}$ und Oberflächenreflexionsfaktor $r_{o,\lambda}$ zugrunde. Das auf den Detektor einfallende und im weiteren Verlauf zu filternde Signal ist die Bestrahlungsstärke $E_{b,\lambda}$ (Vernachlässigung der Verluste durch das optische Abbildungssystem) in Gl.3.27. Wie in Kapitel 4 gezeigt wird, lassen sich auf Basis der analogen CMOS-Signalverarbeitung besonders effizient

Multiplikations- und Divisionsalgorithmen verwirklichen. Ziel ist, einen Algorithmus zu finden, der in seiner Hardwarerealisierung eine pixelweise monolithische Integration zuläßt, was bedeutet, daß man nur ein Minimum an zusätzlichen Transistoren im Pixel integrieren darf, um den Anforderungen an die Auflösung der Sensormatrix bei einem akzeptablen Füllfaktor gerecht zu werden.



Abbildung 3.10: Originalszene (links) und multipliziert mit Helligkeitsgradient (rechts) zur Untersuchung der Filteralgorithmen

Der Algorithmus soll ferner so flexibel sein, daß nicht nur ein fester Filterkern in der Sensormatrix mittels Designparametern wie Gateweiten und -längen voreingestellt wird, sondern auch eine von außen vorgebbare Programmierung der Filtercharakteristik möglich ist. Die Realisierung des Filteralgorithmus soll in der Lage sein, die Sensorempfindlichkeit in einem begrenzten Gebiet Ω anzupassen. Dies läßt sich durch eine ortsparallele Tiefpaßfilterung der Eingangssignale aller Pixel in Form einer zeitlich parallelen Division der pixelweisen Einzelsignale durch das Tiefpaßsignal verwirklichen (vgl. Abschnitt 3.2.2). Allgemein gilt dann (mit der Matrixauflösung $N \times M$):

$$r_{\Omega,\lambda}(x, y) = \frac{E_{b,\lambda}(x, y)}{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N E_{b,\lambda}(ix_p, jy_p) \cdot h_{\Omega}(x - ix_p, y - jy_p)} \cdot \prod_{x_p, y_p} (x, y) \quad (3.28).$$

Das Divisionsergebnis ist nun ein dimensionsloser Wert $r_{\Omega,\lambda}$, der den Reflexionsfaktor als relevante Bildinformation enthält. Mit der Definition des Eingangssignals $E_b(x,y)$ folgt allgemein Gl.3.29. Die in dieser Gleichung definierte nichtlineare Filterung aller Eingangssignale ist in ihrer Charakteristik über die Impulsantwort h_{Ω} einstellbar. Realisiert man die Impulsantwort $h_{\Omega}(x,y)$ als Tiefpaßfunktion, so ergeben die bei tiefen Frequenzen konzentrierten Spektralanteile von $E_{e,\lambda}(x,y)$ bei entsprechend eingestellter Impulsantwort h_{Ω} nach der Tiefpaßfilterung eine Schätzung der auf die einzelnen Pixel

entfallenden Spektralanteile von $E_{e,\lambda}(x,y)$. Die in Abschnitt 3.2.2 besprochene Realisierung von [33] arbeitet nach dem Prinzip in Gl.3.28.

$$r_{\Omega,\lambda}(x,y) = \frac{r_{o,\lambda}(x,y) \cdot E_{e,\lambda}(x,y) \cdot \prod_{x_p,y_p} (x,y)}{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N r_{o,\lambda}(ix_p, jy_p) \cdot E_{e,\lambda}(ix_p, jy_p) \cdot h_{\Omega}(x-ix_p, y-jy_p)} \quad (3.29)$$

Über die Breite der Impulsantwort $h_{\Omega}(x,y)$ wird die Größe des Bereiches zur Schätzwertermittlung festgelegt. Unter der Voraussetzung, daß $E_{e,\lambda}(x,y)$ räumlich konstant ist im durch $h_{\Omega}(x,y)$ festgelegten Gebiet $\Omega = \{M_{\text{grenz}}, N_{\text{grenz}}\}$ der im wesentlichen zur Helligkeitsanpassung erfaßten Pixel, kürzt sich die Bestrahlungsstärke heraus und es folgt Gl.3.30. In Abhängigkeit von der Breite der Impulsantwort $h_{\Omega}(x,y)$ ergibt sich eine mehr oder weniger genaue Schätzung der Beleuchtungskomponente $E_{e,\lambda}(x,y)$. Die Breite der Impulsantwort ist in Abhängigkeit von den aktuellen Szenenbedingungen einzustellen. Ist $h_{\Omega}(x,y)$ optimal eingestellt, ergibt sich die gewünschte Schätzung für $E_{e,\lambda}(x,y)$ und damit den Oberflächenreflexionsfaktor $r_{o,\lambda}(x,y)$.

$$r_{\Omega,\lambda}(x,y) \approx \frac{r_{o,\lambda}(x,y)}{\sum_{i=1}^{M_{\text{grenz}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{grenz}}} r_{o,\lambda}(ix_p, jy_p)} \cdot \prod_{x_p,y_p} (x,y) \quad (3.30)$$

Das in dieser Arbeit realisierte lokaladaptive Verfahren gemäß Abbildung 3.8 realisiert die Impulsantwort $h_{\Omega}(x,y)$ in Form eines Rechteckfensters, da es sich effizient in eine pixelparallele Hardwarearchitektur implementieren läßt (vgl. Kapitel 4).

Für die in Kapitel 4 dieser Arbeit realisierte Impulsantwort $h_{\Omega}(x,y)$ [85,86] gilt:

$$h_{\Omega}(x,y) = \text{rect}_{\Omega}(x,y) = \begin{cases} 1 & x - 0.5 \cdot (M_{\Omega} - 1) \cdot x_p < x < x + 0.5 \cdot (M_{\Omega} - 1) \cdot x_p \\ & \wedge y - 0.5 \cdot (N_{\Omega} - 1) \cdot y_p < y < y + 0.5 \cdot (N_{\Omega} - 1) \cdot y_p \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.31).$$

Einsetzen der Impulsantwort $h_{\Omega}(x,y)$ in Gl.3.30 ergibt:

$$r_{\Omega,\lambda}(x,y) = \frac{r_{o,\lambda}(x,y) \cdot E_{e,\lambda}(x,y) \cdot \prod_{x_p,y_p} (x,y)}{\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N r_{o,\lambda}(ix_p, jy_p) \cdot E_{e,\lambda}(ix_p, jy_p) [\text{rect}_{\Omega}(x-ix_p, y-jy_p)]} \quad (3.32),$$

woraus Gl.3.33 folgt. Die neu hinzugekommenen Variablen N_{Ω} und M_{Ω} legen das zur lokaladaptiven Filterung herangezogene Gebiet $\Omega = \{M_{\Omega}, N_{\Omega}\}$ auf die Größe $M_{\Omega} \cdot N_{\Omega}$ fest.

Im Zusammenhang mit dem hier realisierten Prinzip wird das Gebiet Ω als "Filterkern" bezeichnet.

$$r_{\Omega,\lambda}(x, y) = \frac{r_{o,\lambda}(x, y) \cdot E_{e,\lambda}(x, y)}{\sum_{i=1}^{M_{\Omega}} \sum_{j=1}^{N_{\Omega}} r_{o,\lambda}(ix_p, jy_p) \cdot E_{e,\lambda}(ix_p, jy_p)} \cdot \prod_{x_p, y_p} (x, y) \quad (3.33)$$

Innerhalb des Filterkerns Ω wird nun die durchschnittliche Bestrahlungsstärke berechnet, da der Nenner in Gl.3.33 nichts anderes als eine Mittelwertbildung darstellt. Im Gegensatz zu der Realisierung aus [33], wo die Tiefpaßfilterung mittels der durch das Widerstandsnetzwerk gegebenen Impulsantwort (vgl. Abbildung 3.7) erfolgt, geschieht bei dem hier gezeigten Verfahren die Tiefpaßfilterung mit der durch die Rechteck- (rect-) Funktion laut Gl.3.31 gegebenen Impulsantwort.

$$r_{\Omega,\lambda}(x, y) \approx \frac{r_{o,\lambda}(x, y)}{\sum_{i=1}^{M_{\Omega}} \sum_{j=1}^{N_{\Omega}} r_{o,\lambda}(ix_p, jy_p)} \cdot \prod_{x_p, y_p} (x, y) \quad (3.34)$$

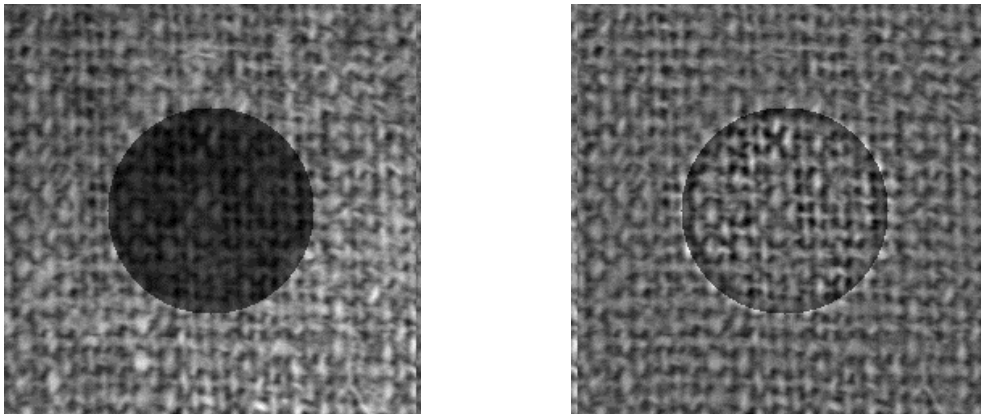


Abbildung 3.11: Künstliche Szene einer Textur mit hineinmultiplizierter Helligkeitskante (links) und Filterung mit 17x17 Filterkern (rechts)

In Abhängigkeit von der Größe des Filterkerns Ω ergibt sich nun eine mehr oder weniger genaue Schätzung der Beleuchtungskomponente $E_{e,\lambda}(x,y)$. Die Größe von Ω ist in Abhängigkeit von den aktuellen Szenenbedingungen einzustellen. Ist Ω optimal programmiert, ergibt sich die gewünschte Schätzung für $E_{e,\lambda}(x,y)$ mit einem relativ einfachen Algorithmus. Die Beschränkung auf eine Filterung mittels rect-Funktion reicht bereits aus, um die informationstragende Reflexionskomponente aus der Gesamtbildinformation zu extrahieren. Demzufolge ergibt sich auch hier qualitativ bei optimal eingestelltem Filterkern Ω (die Forderung nach einer quasi-konstanten Bestrahlungsstärke in Ω ist erfüllt) für das gefilterte Ausgangssignal $r_{\Omega,\lambda}(x,y)$ (siehe Gl.3.34). Das Filterungsergebnis einer Textur, die von einem um 5 Dekaden dunkleren

Schatten überdeckt ist, ist mit einem lokaladaptiven Filterkern der Größe $N_{\Omega}=17$ und $M_{\Omega}=17$ in Abbildung 3.11 dargestellt. Der rect-Filteralgorithmus erfasst bei diesem Filterkern alle relevanten Objektinformationen und leistet die gewünschte Helligkeitsanpassung. In Abbildung 3.12 ist das Ergebnis für die lokaladaptive Filterung einer natürlichen Szene gezeigt. Die Filtergüte bei natürlicher Szene mit Helligkeitsgradient entspricht der gewünschten Charakteristik. Die Beleuchtungskomponente wird wirkungsvoll unterdrückt. Für die hardwaremäßige Implementierung wird daher der rect-Filterkern gewählt [85]. Die Argumente für diese Wahl werden im folgenden noch einmal zusammengefasst:

- einfach zu programmierender Filteralgorithmus
- effizient in einer pixelparallelen Architektur bei einer monolithischen Hardwarerealisierung zu implementieren
- kleine Pixelabmessungen aufgrund des nur geringen zusätzlichen Hardwareaufwands (siehe folgendes Kapitel)



Abbildung 3.12: Natürliche Szene einer Textur mit hineinmultipliziertem Helligkeitsgradienten (links) und Filterung mit 17x17 Filterkern (rechts)

4. CMOS-Bildsensor mit gleitendem Filterkern

Der in diesem Kapitel vorgestellte CMOS-Bildsensor basiert auf dem in Kapitel 3 vorgestellten rect-Filterkern zur Regelung des Pixelsignals mittels der lokalen Helligkeitsadaptation. Der Sensor soll eine Eingangsdynamik von deutlich mehr als 90dB (CCD's) besitzen, da abgeschattete Bildbereiche bereits um ca. 60dB in der Beleuchtungskomponente variieren. Die erreichte Bildqualität sollte hoch sein, deshalb darf u.a. der SNR nicht zu gering werden. Unter der Voraussetzung, daß die Pixel-MTF an der Nyquistgrenze ca. 90% betragen sollte, ergibt sich ein angestrebter Füllfaktor von 25%. Die Auflösung der Matrix beträgt 128 mal 128 Pixel. Hinsichtlich der Bildqualität darf der Sensor ebenfalls ein nicht zu hohes zeitliches und örtliches Rauschen besitzen. Für die Verwendung in autarken Systemen ist es wichtig, daß der Sensor eine geringe Leistungsaufnahme aufweist: sie sollte 60mW nicht übersteigen. Die Bildrate ist von nachrangiger Bedeutung, dennoch sollte sie auch bei niedrigen Beleuchtungsstärken noch bei 4-5 Hz liegen.

Das Kapitel gliedert sich in die Beschreibung des Pixelprinzips und seiner Funktionalität im Hinblick auf die lokaladaptive Filterung (Abschnitt 4.1), ferner wird die auf dem in Kapitel 3.2.2 vorgestellten Verfahren basierende Ausleseschaltung besprochen und in Abschnitt 4.2 eine Rauschanalyse des Sensors vorgenommen. In Abschnitt 4.3 wird die Hardwarerealisierung des lokaladaptiven CMOS-Bildsensors mit Messungen vorgestellt. Abschnitt 4.4 zeigt Bildaufnahmen, die mit dem lokaladaptiven Sensor gemacht wurden und Abschnitt 4.5 schließt das vorgestellte Sensorkonzept mit einer Diskussion der Ergebnisse sowie alternativen Entwurfsmöglichkeiten ab.

4.1 Schaltungsprinzipien zur lokaladaptiven Filterung

Mögliche Schaltungskonzepte zu dem in Kapitel 3.2.2 Abbildung 3.8 vorgestellten Prinzip der lokaladaptiven Dynamikanpassung werden in diesem Abschnitt eingehend besprochen. Unterabschnitt 4.1.1 geht zunächst auf die Pixelschaltung ein, die die geforderte lokaladaptive Filterfunktionalität realisiert.

4.1.1 Das Prinzip des lokaladaptiven Pixels

Das in Kapitel 3.2.2 Abbildung 3.8 gezeigte Prinzip der lokaladaptiven Dynamikanpassung ist in Abbildung 4.1 gezeigt für den Fall der Verwendung des Filterkerns Ω .

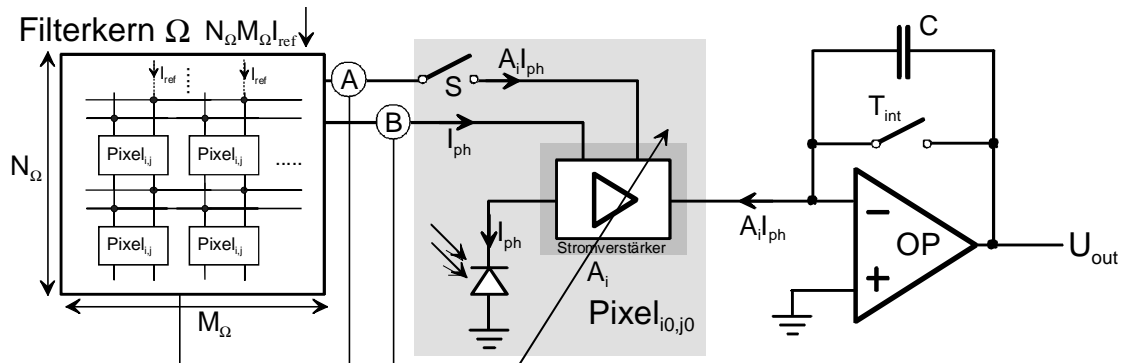


Abbildung 4.1: Dynamikanpassung: Das lokaladaptive Pixel

Basierend auf den Anforderungen, die das lokaladaptive Pixel erfüllen soll, lassen sich die notwendigen Signalverarbeitungsschritte gemäß Abbildung 4.1 unterteilen in:

- Berechnung der Verstärkung A_i aus dem räumlichen Mittelwert der Pixel-Eingangssignale in Ω
- Gewichtung des Photostroms I_{ph} mit der ermittelten Verstärkung A_i
- Auslese des gefilterten Pixel-Ausgangssignalwerts $A_i I_{ph}$

Der im betrachteten Pixel $(x,y)=(i_0,j_0)$ fließende Photostrom wird über den Stromverstärker in den Filterkern Ω eingespeist, welcher sich neben dem Pixel (i_0,j_0) noch aus den restlichen $(N_\Omega * M_\Omega) - 1$ Pixeln zusammensetzt (s. Kapitel 3.3.2), die über ihre Knoten A und B lateral über geschlossene Schalter S miteinander verkoppelt sind und damit 2 lokale Äquipotentialknoten in Ω bilden. In den Filterkern Ω fließt somit durch seinen Knoten B die Summe aller Photoströme I_{ph} . Der Äquipotentialknoten A wird von einem externen Referenzstrom der Größe $N_\Omega * M_\Omega * I_{ref}$ gespeist. In Abhängigkeit vom Photostrom I_{ph} im Pixel (i_0,j_0) und dem insgesamt in Ω fließenden Photostrom regelt sich das Potential am Knoten A nun so ein, daß der Ausgangszweig des Pixels (i_0,j_0) von einem Anteil des Referenzstroms I_{ref} durchflossen wird. Dieser Stromanteil bildet das Ausgangssignal des Pixels $A_i I_{ph}$. Die Verstärkung A_i ermittelt sich somit aus dem im Pixel (i_0,j_0) fließenden Photostrom und dem geregelten Potential am Knoten A. Im folgenden Unterabschnitt wird die Schaltung des lokaladaptiven Pixels vorgestellt. Anhand des Großsignalverhaltens des lokaladaptiven Pixels wird die Verstärkung A_i berechnet.

4.1.2 Realisierung des lokaladaptiven Pixels

Der in diesem Kapitel vorgestellte CMOS-Bildsensor enthält das in Abbildung 4.2 dargestellte lokaladaptive Pixel.

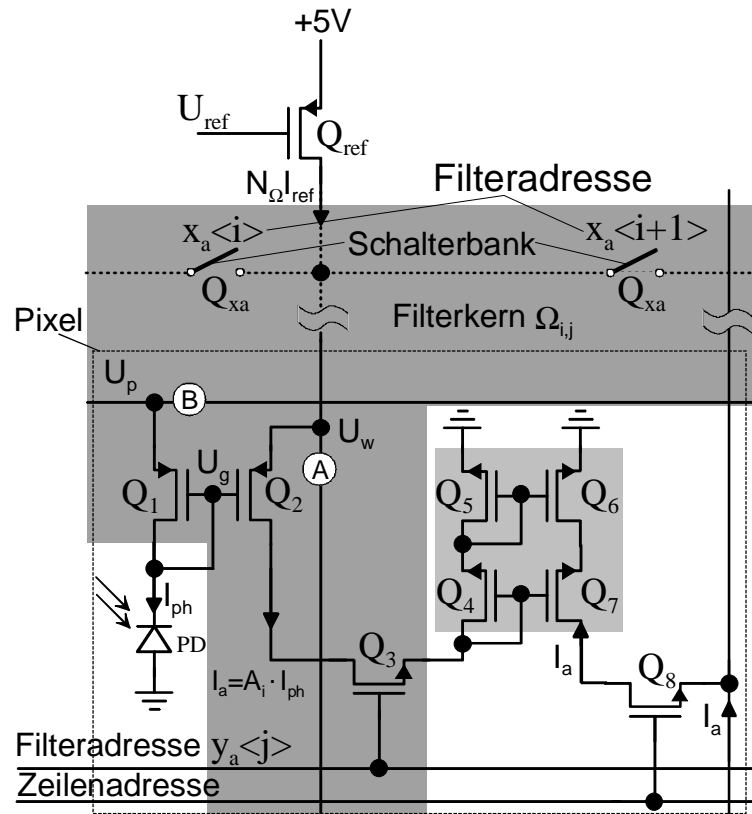


Abbildung 4.2: Aufbau des lokaladaptiven Sensorpixels

In der Photodiode PD wird der Photostrom I_{ph} durch Bestrahlung des Pixels erzeugt. Mit Hilfe des Stromspiegels Q1 und Q2 wird dieser "gespiegelt", so daß am Ausgang von Q2 der Strom $I_a = A_i I_{ph}$ erscheint. Dieser Strom wird über den NMOS Stromspiegel Q4-Q7 mit dem Spiegelverhältnis 1 auf die Leseleitung (in Abbildung 4.2 rechts) gespiegelt und mittels des Zeilenauswahlschalters Q8 in der in Abbildung 4.1 rechts gezeigten Integratorauslesestufe aufintegriert. Das in Abbildung 4.1 gezeigte Prinzip der Verkopplung der Pixel über die Schalter S wird über die Schalterbank Q_{x_a} ($x_a(i)$) und die pixelinternen Schalter Q3($y_a(j)$) realisiert. Die Gates der Schalttransistoren Q3 sind zeilenweise zusammengeschaltet und legen über das jeweilige Zeilenadreibit $y_a(j)$ die y-Koordinaten des Filterkerns fest. Die Schalterbank Q_{x_a} des Filterkerns ist lediglich oberhalb der Sensormatrix angeordnet und dient der Festlegung der x-Koordinaten des Filterkerns über das jeweilige Adreibit $x_a(i)$.

Die PMOS-Transistoren Q1 und Q2 nehmen die für die lokaladaptive Funktionalität des Pixels entscheidende Bedeutung ein. Bei dem in dieser Arbeit realisierten CMOS-

Bildsensor beträgt ihr Gateweiten- zu Längenverhältnis $W/L = 8\mu\text{m}/2\mu\text{m}$. Der maximal zulässige Strom, für den Q1 und Q2 noch in schwacher Inversion arbeiten, liegt nach Kapitel 2 dann bei ungefähr 120nA. Da der Sättigungszustand bei Drain-Source-Spannungen $>3U_T \approx 80\text{mV}$ bei Raumtemperatur sicher eintritt, lassen sich die in Kapitel 2 hergeleiteten Beziehungen für den MOS-Transistor in schwacher Inversion noch weiter vereinfachen. Wie in Abbildung 4.2 gezeigt, sind die Gates von Q1 und Q2 verbunden. Somit ist ihr Oberflächenpotential identisch. Gemäß Kapitel 2 läßt sich für die Strom-Spannungs-Beziehung von Q1 und Q2 dann der folgende Zusammenhang angeben (da es sich bei Q1 und Q2 um PMOS-Transistoren handelt, kann die Vorzeichenumkehr der für den NMOS-Transistor formulierten Gleichungen - siehe Gl.2.28 - durch Umkehrung der Reihenfolge der Variablenindizes erfolgen).

$$I_{D,p} = \underbrace{\frac{W}{L} I_{D0,p}}_{\text{konstant}} \cdot \underbrace{\frac{\gamma_p}{2\sqrt{\Psi_{s,p}}}}_{\text{abhängig vom Gatepotential}} \cdot e^{\frac{\Psi_{s,p}}{U_T}} \cdot \left(e^{-\frac{U_{bs}}{U_T}} - e^{-\frac{U_{bd}}{U_T}} \right) \quad (4.1)$$

Für den Quotienten aus Drainstrom durch Q1 und Drainstrom durch Q2 (Ausgangsstrom) gilt somit aufgrund der identischen Vorfaktoren des Exponentialterms in Gl.4.1:

$$\frac{I_{D1}}{I_{D2}} = \frac{I_{ph}}{I_a} = e^{\frac{U_{sb1}}{U_T}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{U_{sd1}}{U_T}} \right) \cdot \left[e^{\frac{U_{sb2}}{U_T}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{U_{sd2}}{U_T}} \right) \right]^{-1} \quad (4.2).$$

Unter der Voraussetzung, daß beide Transistoren in Sättigung arbeiten, folgt für den Quotienten schließlich Gl.4.3. Eingangsseitig (Sourceknoten von Q1) liegen alle Pixel auf dem Potential U_p . Ausgangsseitig (Sourceknoten von Q2) liegen alle Pixel, die über den Schalter Q3 und die Schalterbank Q_{x_a} oberhalb der Sensormatrix (vgl. Abbildung 4.2) mit den die Referenzströme I_{ref} führenden Spaltenleitungen verbunden sind, auf dem Potential U_w . Verglichen mit Abbildung 4.1 und 4.2 ist der Äquipotentialknoten A damit repräsentiert durch die Spannung U_w bzw. Knoten B durch U_p .

$$\frac{I_{D1}}{I_{D2}} = \frac{I_{ph}}{I_a} \stackrel{\substack{U_{sd1} \gg U_T, \\ U_{sd2} \gg U_T}}{=}}{=} e^{\frac{U_{sb1}}{U_T} - \frac{U_{sb2}}{U_T}} = e^{\frac{U_{s1}-U_{b1}}{U_T} - \frac{U_{s2}-U_{b2}}{U_T}} = e^{\frac{U_p-U_w}{U_T}}, \quad U_{b1} = U_{b2} = U_{DD} \quad (4.3)$$

Betrachtet man nun die eingangs- und ausgangsseitig insgesamt im Filterkern fließenden Ströme, so stellt man fest, daß der Exponentialterm in Gleichung 4.3 sowohl für den Quotienten aus den pixelindividuell fließenden Strömen als auch für den Quotienten aus der Summe aller Photoströme und Teilreferenzströme gleich ist. Das Netzwerk bestehend aus MOS-Transistoren, die alle in schwacher Inversion arbeiten, verhält sich also durch die beschriebene Beschaltung durch Q3 und die Schalterbank Q_{x_a} wie ein

translineares Dividiernetzwerk. Der Begriff "translinear" wurde von [71, 74, 75 und 78] ursprünglich geprägt. Er soll deutlich machen, daß ein Transistornetzwerk bestehend aus Elementen mit nichtlinearer (exponentieller) Charakteristik auf Netzwerkebene ein lineares Verhalten besitzt. Der Begriff "translinear" wird deutlicher, wenn man den Exponentialterm in Gl.4.3 durch den Quotienten der Summenterme substituiert:

$$\frac{I_{ph}}{I_a} = \frac{\sum_{i,j \in \Omega} I_{ph,i,j}}{\sum_{i,j \in \Omega} I_{ref}} = \frac{\sum_{i,j \in \Omega} I_{ph,i,j}}{N_{\Omega} \cdot M_{\Omega} I_{ref}} \quad (4.4).$$

Der Ausgangsstrom jedes Pixels I_a ist linear abhängig vom Eingangsstrom I_{ph} , die Steigung der Geraden ist dabei definiert durch den Quotienten aus Gesamt-Referenzstrom und Summe aller fließenden Photoströme in Ω . Für das Ausgangssignal des Pixels läßt sich dann schreiben:

$$I_a = \frac{I_{ph}}{\sum_{i,j \in \Omega} I_{ph,i,j}} \cdot \underbrace{N_{\Omega} M_{\Omega} I_{ref}}_{\substack{\text{gesamter, in den} \\ \text{Filterkern fließender} \\ \text{Referenzstrom}}} \quad (4.5).$$

Wenn man Gl.4.5 mit dem in Abbildung 4.1 gezeigten Prinzip der lokaladaptiven Filterung vergleicht (vgl. auch Kapitel 3, Gl.3.19), läßt sich die Verstärkung A_i berechnen:

$$I_a = A_i \cdot I_{ph} = \frac{N_{\Omega} M_{\Omega} I_{ref}}{\underbrace{\sum_{i,j \in \Omega} I_{ph,i,j}}_{A_i}} \cdot I_{ph} \quad (4.6).$$

Mit Gl.4.3 gilt ebenso:

$$I_a = A_i \cdot I_{ph} = e^{\underbrace{\left[\frac{U_p - U_w}{U_T} \right]}_{A_i}} \cdot I_{ph} \quad (4.7).$$

Wie laut Prinzip gefordert, beinhaltet die Verstärkung A_i die Nachbarphotoströme (inklusive den eigenen) innerhalb des Filterkerns als Variable (Gl.4.6). Vergleicht man dieses Ergebnis mit dem Abbildung 4.1 gezeigten Prinzip der lokaladaptiven Dynamikanpassung, so erkennt man, daß die Äquipotentialknoten A und B in Form von U_w und U_p in die Verstärkung eingehen (Gl.4.7). Es handelt sich bei dieser Schaltungsrealisierung somit um eine Nachbildung des geschlossenen Regelungsprinzips laut Kapitel 3.2.2.

Es ist noch zu zeigen, daß der hier formulierte Ausdruck für den Ausgangsstrom I_a (Gl.4.5) zu den Forderungen aus Kapitel 3.3.2, Gl.3.34 äquivalent ist. Dazu ist der

Photostrom I_{ph} in Gl.4.5 für diskrete Wellenlängen zu formulieren. Es gilt mit Gl.3.2 aus Kapitel 3 für diskrete Wellenlängen:

$$\begin{aligned}
 I_a(x, y) &= \frac{A_D \cdot \mathfrak{R}_\lambda \cdot r_{o,\lambda}(x, y) \cdot E_{e,\lambda}(x, y) \cdot \prod_{x_p, y_p}(x, y)}{\sum_{i=1}^{M_\Omega} \sum_{j=1}^{N_\Omega} A_D \cdot \mathfrak{R}_\lambda \cdot r_{o,\lambda}(ix_p, jy_p) \cdot E_{e,\lambda}(ix_p, jy_p)} \cdot N_\Omega M_\Omega I_{ref} \\
 \Leftrightarrow I_a(x, y) &= \frac{r_{o,\lambda}(x, y) \cdot E_{e,\lambda}(x, y) \cdot \prod_{x_p, y_p}(x, y)}{\sum_{i=1}^{M_\Omega} \sum_{j=1}^{N_\Omega} r_{o,\lambda}(ix_p, jy_p) \cdot E_{e,\lambda}(ix_p, jy_p)} \cdot N_\Omega M_\Omega I_{ref} \quad (4.8). \\
 \overset{E_{e,\lambda} = \text{const. in } \Omega}{\Leftrightarrow} I_a(x, y) &= \frac{r_{o,\lambda}(x, y)}{\underbrace{\sum_{i=1}^{M_\Omega} \sum_{j=1}^{N_\Omega} r_{o,\lambda}(ix_p, jy_p)}_{r_{\Omega,\lambda}(x,y)}} \cdot \prod_{x_p, y_p}(x, y) \cdot N_\Omega M_\Omega I_{ref}
 \end{aligned}$$

Der Ausgangsstrom des Pixels ist also - wie in Kapitel 3 gefordert - proportional zum Oberflächenreflexionsfaktor $r_{o,\lambda}$. Gl.4.5 läßt sich mit Gl.3.2 für spektral breitbandiges Licht formulieren gemäß:

$$I_a(x, y) = \frac{A_D \int_{\lambda} \mathfrak{R}_\lambda \cdot r_{o,\lambda}(x, y) \cdot E_{e,\lambda}(x, y) d\lambda \cdot \prod_{x_p, y_p}(x, y)}{\sum_{i=1}^{M_\Omega} \sum_{j=1}^{N_\Omega} A_D \int_{\lambda} \mathfrak{R}_\lambda \cdot r_{o,\lambda}(ix_p, jy_p) \cdot E_{e,\lambda}(ix_p, jy_p) d\lambda} \cdot N_\Omega M_\Omega I_{ref} \quad (4.9).$$

Durch geeignete Normierung der wellenlängenabhängigen Beleuchtungskomponente $E_{e,\lambda}$ läßt sich auch für spektral breitbandiges Licht die lokaladaptive Filtercharakteristik von Gl.4.6 zeigen. Zerlegt man die Beleuchtungskomponente $E_{e,\lambda}$ in einen beleuchtungs- und einen wellenlängenabhängigen Anteil, so folgt:

$$I_a(x, y) = \frac{A_D \int_{\lambda} \mathfrak{R}_\lambda \cdot r_{o,\lambda}(x, y) \cdot \underbrace{E_{e, \text{Beleuchtung}} \cdot E_\lambda(x, y)}_{E_{e,\lambda}} d\lambda \cdot \prod_{x_p, y_p}(x, y)}{\sum_{i=1}^{M_\Omega} \sum_{j=1}^{N_\Omega} A_D \int_{\lambda} \mathfrak{R}_\lambda \cdot r_{o,\lambda}(ix_p, jy_p) \cdot \underbrace{E_{e, \text{Beleuchtung}} \cdot E_\lambda(x, y)}_{E_{e,\lambda}} d\lambda} \cdot N_\Omega M_\Omega I_{ref} \quad (4.10).$$

Gemäß der Voraussetzung, daß die Beleuchtungskomponente $E_{e, \text{Beleuchtung}}$ konstant ist in Ω , kürzt sie sich heraus und der in Gl.4.11 festgehaltene Zusammenhang bleibt übrig. Gl.4.11 enthält - wie schon in Kapitel 3 - nur noch den Oberflächenreflexionsfaktor $r_{o,\lambda}$ als objektbeschreibende Variable, diesmal allerdings spektral breitbandig. Wie laut Kapitel 3 gefordert, wird auch hier die informationstragende Reflexionskomponente extrahiert und vom Pixel ausgegeben. Anschaulich läßt sich die nichtlineare Filterfunktionalität des Filterkerns mit Gl.4.5 erklären. Der Quotient in Gl.4.5 bzw. die

Verstärkung A_i in Gl.4.6 beschreibt den Schätzwert $r_{\Omega,\lambda}$ (Gl.4.8) für den Oberflächenreflexionsfaktor $r_{o,\lambda}$ des detektierten Helligkeitssignals. Die in ihrer Charakteristik über die Größe des Filterkerns einstellbare Ortstiefpaßfilterung erfolgt über die laterale Verkopplung der Pixel mittels der Schalter Q3 und der Schalterbank Q_{x_a} oberhalb des Sensorarrays.

$$I_a(x, y) = \frac{\int_{\lambda} \Re_{\lambda} E_{\lambda}(x, y) \cdot \underbrace{r_{o,\lambda}(x, y)}_{\text{Oberflächenreflexionsfaktor}} d\lambda}{\sum_{i=1}^{M_{\Omega}} \sum_{j=1}^{N_{\Omega}} \int_{\lambda} \Re_{\lambda} E_{\lambda}(x, y) \cdot \underbrace{r_{o,\lambda}(x, y)}_{\text{Oberflächenreflexionsfaktor}} d\lambda} \cdot \prod_{x_p, y_p}(x, y) \cdot N_{\Omega} M_{\Omega} I_{ref} \quad (4.11)$$

Die rechteckförmige Tiefpaßcharakteristik kommt dadurch zustande, daß alle Pixel innerhalb des Filterkerns gleichwertig sind, da sie nur über Schalter miteinander verkopplert sind. Frühere Realisierungsformen des Orts-Tiefpaßfilters beruhten auf der lateralen Verkopplung der Pixel über Widerstandsnetzwerke bzw. Transistoren, deren Transkonduktanzen über von außen vorgebbare Referenzspannungen in ihrer Charakteristik einstellbar waren (vgl. das Prinzip von [33] in Kapitel 3.2.2 Abbildung 3.7). Diese Realisierungsformen in Form von Widerstandsnetzwerken gehen auf das Konzept der "silicon retina" zurück [73]. Dabei versucht man, das Verhalten der menschlichen/tierischen Retina elektronisch nachzubilden. Die hohe Leistungsfähigkeit bzw. Bandbreite (Informationsverarbeitungsgeschwindigkeit, -durchsatz) des biologischen Systems beruht auf der hochparallelen neuronalen Signalverarbeitung, wobei die einzelnen Neuronen vergleichsweise langsam sind. Aufgrund der Masse an Neuronen und der Anzahl ihrer Verbindungen untereinander besteht jedoch eine enorme Parallelität an informationsverarbeitenden Ebenen, was die Signalverarbeitung beschleunigt. In [76-80] werden verschiedene rein resistive Netzwerkimplementierungen in CMOS-Technik und auf Pixelebene vorgestellt. Jedoch scheitern diese Konzepte am hohen Platzbedarf im Pixel, da der Füllfaktor zu klein wird. Außerdem sind diese Netzwerke aufgrund ihrer großen Transistorzahl äußerst empfindlich gegen Bauelementemismatch und bilden daher eine nicht zu unterschätzende Quelle für zeitliches Rauschen und Fixed-Pattern-Noise, welches selbst über externe "look-up" Tabellen nur schwer zu korrigieren ist und die Flexibilität der Sensoren stark einschränkt. Aufgrund dieser Probleme wurde das Hauptaugenmerk in dieser Arbeit darauf gelegt, einen effizienten Filteralgorithmus zu finden, der mit einem Minimum an zusätzlichen Transistoren pro Pixel auskommt und auch wirksamer von außen zu korrigieren ist.

Der folgende Unterabschnitt geht auf die dynamischen Eigenschaften des lokaladaptiven Pixels ein.

4.1.2.1 Dynamische Eigenschaften des lokaladaptiven Pixels

Die Einschwingzeit des lokaladaptiven Pixels ist umgekehrt proportional zur Bestrahlungsstärke [81]. Mit steigender Bestrahlungsstärke schwingen die Pixel schneller ein. Das liegt daran, daß über die parasitären Gate-Source- und Gate-Drain-Kapazitäten der Zeilenselecttransistoren und der Transistoren zur Filterkernanwahl Spannungssprünge an der hochohmigen Kathode der Photodiode eingekoppelt werden, was eine schlagartige Entladung der Sperrschichtkapazität der Photodiode zur Folge hat. Bestimmend für das Zeitverhalten des Pixels sind dabei Photodiode PD und Spiegeltransistor Q1. Sie sind in Abbildung 4.3 separat dargestellt.

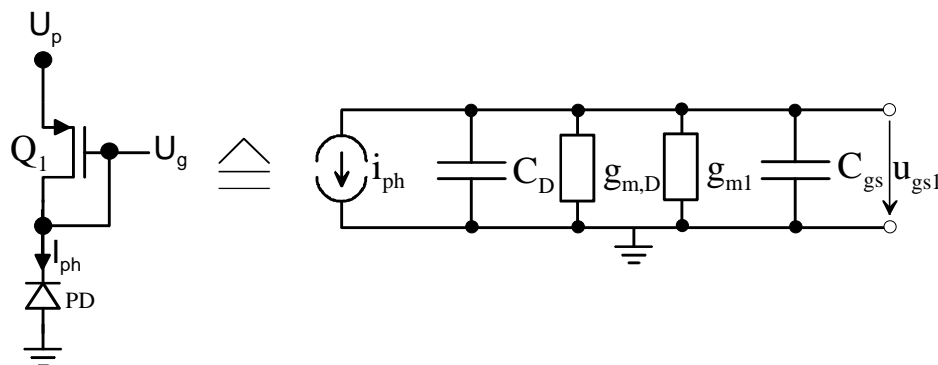


Abbildung 4.3: Kleinsignalersatzschaltbild der Detektorseite

Transkonduktanz g_{m1} und Kapazität der Photodiode C_D dominieren das Einschwingverhalten des Pixels, da der differentielle Ausgangsleitwert $g_{m,D}$ der Photodiode nur im Vorwärtsbetrieb der Diode ins Gewicht fällt und die Gate-Source-Kapazität C_{gs} klein gegenüber der Diodenkapazität C_D ist. In schwacher Inversion ergibt sich gemäß Kapitel 2 eine lineare Abhängigkeit der Transkonduktanz g_{m1} vom Drain- bzw. Photostrom für den PMOS-Transistor Q1 (Vertauschung der Variablenindizes bei allen Strömen und Spannungen im Vergleich zum NMOS-Transistor).

$$g_{m1} = \frac{\partial I_{D1}}{\partial U_{gs1}} = \frac{\partial}{\partial U_{gs1}} \left(\frac{W_1}{L_1} \cdot I_{D0,p} \cdot e^{\frac{-U_{gs1} + U_{m,p}}{nU_T}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{U_{sd1}}{U_T}} \right) \right) = \frac{I_{D1}}{nU_T} \quad (4.12)$$

In dem hier betrachteten Pixel wird die Photodiode in Sperrichtung mit Sperrspannungen $U_{sd1} \gg U_T$ betrieben. Der Differenzterm kann daher vernachlässigt werden. Für ein komplexwertiges Stromsignal i_{ph} läßt sich dann die Kleinsignal-Strom-Spannungs-Übertragungsfunktion nach Gl.4.13 aufstellen (Vernachlässigung von $g_{m,D}$ und C_{gs}).

$$\underline{u}_{gs1} = \frac{1}{g_{m1} + j\omega C_D} \cdot \underline{i}_{ph} \quad (4.13)$$

Die 3-dB Eckfrequenz berechnet sich für diskrete Wellenlängen mit Gl.3.2 gemäß Gl.4.14. Sie ist direkt proportional zur Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}$. Für eine Dotierstoffkonzentration der n-Wanne von Q1 und Q2 von $N_A=8 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$ ergibt sich mit der Definitionsgleichung aus Kapitel 2 für den PMOS-Transistor ein Wert von $\gamma_p=0.85\text{V}^{1/2}$. Für eine Sourcespannung von $V_p=4\text{V}$ ist der Betrag der Source-Bulk-Spannung 1V bei 5V Versorgungsspannung.

$$f_{3dB} = \frac{g_{m1}}{2\pi C_D} = \frac{I_{D1}}{2\pi nU_T C_D} = \frac{I_{ph}}{2\pi nU_T C_D} = \frac{1}{2\pi nU_T A_D C_D} \cdot \mathfrak{R}_\lambda A_D E_{e,\lambda} \quad (4.14)$$

Der "weak inversion slope" folgt daraus zu $n=1.344$. Bei dem hier realisierten Pixel beträgt der Kapazitätsbelag der n+-p-epi-Photodiode $0.218 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ im Standard $1\mu\text{m}$ FhG-IMS-CMOS-Prozeß. Bei Raumtemperatur ($U_T=26\text{mV}$) läßt sich dann die 3dB-Eckfrequenz bestimmen. Für die Einschwingzeit des Pixels folgt:

$$\tau = \frac{1}{2\pi \cdot f_{3dB}} = \frac{nU_T C_D'}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_\lambda \cdot E_{e,\lambda} \cdot d\lambda} \quad (4.15).$$

Gl.4.15 zeigt, daß die Einschwingzeit nur von der spektralen Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}$ abhängt. Alle anderen Variablen sind durch Prozeßparameter gegeben. Mit den Simulationsergebnissen für den Verlauf der spektralen Empfindlichkeit und den oben berechneten Werten läßt sich eine einfache Berechnungsvorschrift für die Einschwingzeit des Pixels angeben. Mit einer spektralen Empfindlichkeit von 0.31A/W bei 635nm (vgl. Abbildung 2.4 in Kapitel 2) gilt:

$$\tau = 24.57 \mu\text{s} \cdot \frac{1}{E_e [\frac{\text{W}}{\text{m}^2}]}, \lambda = 635\text{nm} \quad (4.16).$$

Gl.4.16 folgt durch Integration der spektralen Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}$ in einem infinitesimal schmalen Intervall um $\lambda=635\text{nm}$, in dem \mathfrak{R}_λ konstant ist. Gl.4.16 bestätigt somit die eingangs getroffene Aussage, daß die Einschwingzeit des Pixels bei sinkender Bestrahlungsstärke steigt.

Damit ist das Pixelprinzip und seine Realisierung, die für die lokaladaptive Filterung in Frage kommt, beschrieben. Der nächste Abschnitt geht detailliert auf das Prinzip des gleitenden Filterkerns Ω und seine schaltungstechnische Realisierung auf Bildmatrixebene ein.

4.1.3 Das Prinzip des gleitenden Filterkerns Ω

Der Filterkern Ω ist in Abbildung 4.4 grau hinterlegt dargestellt. Gemäß den Anforderungen für den Filterkern Ω lassen sich die notwendigen Signalverarbeitungsschritte unterteilen in:

- Anwahl der zum Filterkern Ω gehörenden Pixel über die Schalter Q_{x_a} und Q_3
- Räumliche Mittelung aller Pixel-Eingangssignale I_{ph} innerhalb des Filterkerns Ω , bzw. Einregeln des Potentials am Äquipotentialknoten A
- Einspeisung der individuellen Ausgangsströme $A_i I_{ph}$ in sämtliche Pixel, die Bestandteil des Filterkerns sind

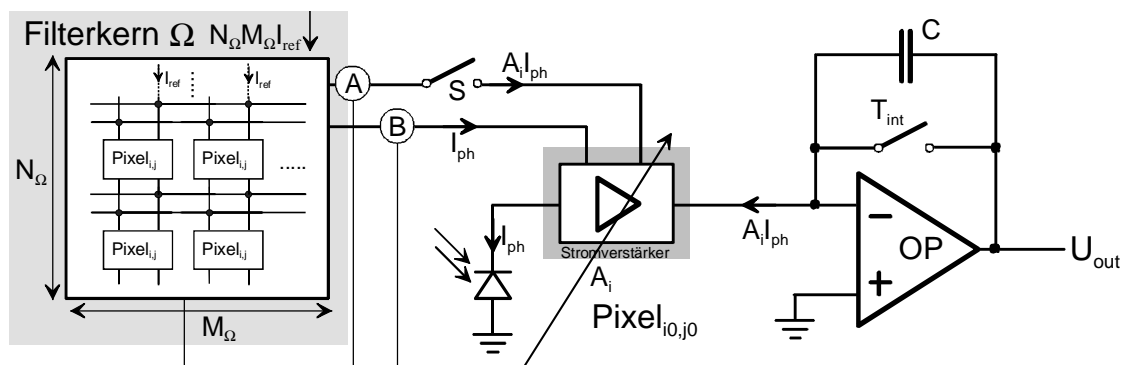


Abbildung 4.4: Dynamikanpassung: Der lokaladaptive Filterkern Ω

Da - wie bereits gezeigt - der Filterkern Ω nur aus einer Zusammenschaltung der bereits beschriebenen lokaladaptiven Pixel besteht, ist seine prinzipielle Funktionsweise durch die Beschreibung des lokaladaptiven Pixelprinzips in Abschnitt 4.1.1 gegeben.

Im folgenden Unterabschnitt wird die schaltungstechnische Realisierung des lokaladaptiven Filterkerns noch einmal auf Bildmatrixebene verdeutlicht.

4.1.3.1 Realisierung des gleitenden Filterkerns Ω

Der Filterkern wird von einem Digitalteil in x/y-Richtung adressiert. Dieser Digitalteil wird von einem externen FPGA mit der aktuellen Positionsadresse des Filterkerns geladen. Für die Auslese der Pixelausgangssignale sind auf dem Sensor Zeilen- und Spaltenadreibdekoder angeordnet, was die Anforderungen an die externe Ausleseelektronik vereinfacht, da nur noch ein Adreßzähler für die Zeilen- bzw. Spaltenadresse benötigt wird. Darüber hinaus besitzt die Schaltungsrealisierung ein völlig wahlfreies Adressierungsschema, d.h. die Pixel können in beliebiger Reihenfolge und Häufigkeit ausgelesen werden, da das lokaladaptive Pixel im Sinne eines "non destructive readout" (zerstörungsfreie Signalauslese)-Schemas entworfen ist. Abbildung

4.5 zeigt den Aufbau des gleitenden Filterkerns Ω auf Sensormatrixebene. Vereinfachend sieht man nur den lokalen Äquipotentialknoten A, der auf dem Regelpotential U_w liegt (vgl. Abb.4.1 und 4.2, Abschnitt 4.1.2). Der Äquipotentialknoten B liegt für alle Pixel der Sensormatrix fest auf dem Potential U_p (vgl. Abschnitt 4.1.2). Um die Übersichtlichkeit in Abbildung 4.5 zu wahren, ist er deshalb nicht dargestellt. Die Referenzstromquellen (I_{ref} in Abbildung 4.5, realisiert durch den Transistor Q_{ref} in Abbildung 4.2) zur Normierung der gefilterten pixelweisen Ausgangssignale sind dazu nötig, den Referenzstrom in Abhängigkeit von der Größe des Filterkerns anzupassen. Sie dienen zur Einstellung des Arbeitspunktes der lokaladaptiven Filterung. Der Referenzstrom I_{ref} ist bei der hier vorgestellten Chiprealisierung immer so einzustellen, daß pro Pixel im Ausgangszweig durch Q2 (vgl. Abbildung 4.2) im Mittel ca. 60nA fließen bei 120nA Maximalstrom in schwacher Inversion. Mittels der über der Matrix angeordneten Schalterbank Q_{x_a} werden die Referenzstromquellen am Knoten A zusammengeschaltet (lokaler Äquipotentialknoten).

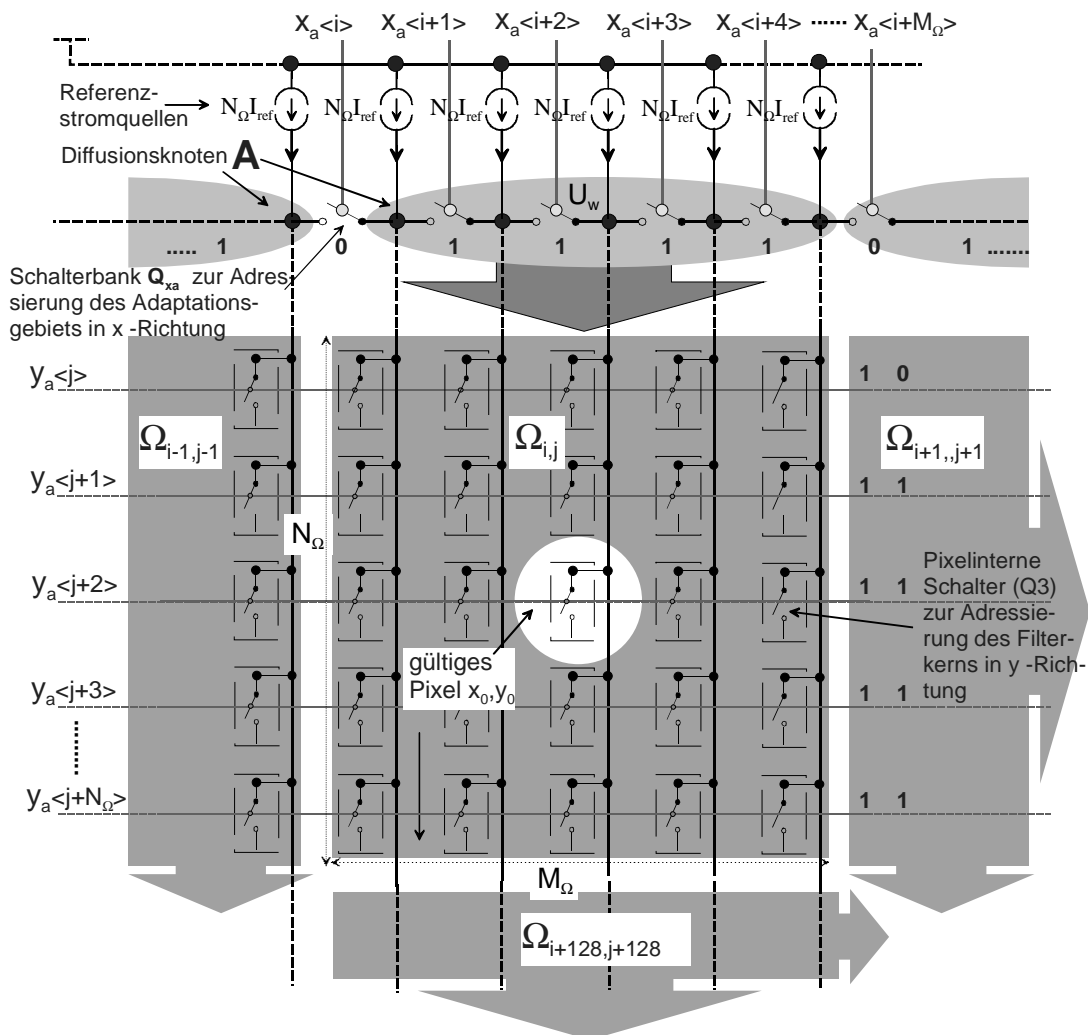


Abbildung 4.5: Aufbau des lokaladaptiven Filterkerns Ω am Beispiel $N_{\Omega} \times M_{\Omega} = 5 \times 5$

In Abhängigkeit von der auf die Pixel im Filterkern Ω einfallenden Bestrahlungsstärke verteilt sich der insgesamt in den Knoten A fließende Referenzstrom auf die einzelnen Pixel. Die übrige Beschreibung des Filtermechanismus ist in Abschnitt 4.1.2 zu finden. Die Bildsignalakquisition erfolgt nach dem Prinzip der seriellen zeilenweisen Sensorauslese ("Rolling Shutter Principle"). Mit Beginn der Zeilenauslese wird vom FPGA die Startadresse der auszulesenden Zeile sowie die Startadresse des gleitenden Filterkerns Ω in Zeilenrichtung (vertikal) y_a an den Sensor angelegt. Dabei liegt die Startadresse y_a des Filterkerns um $(N_\Omega-1)/2$ vor der Startadresse der auszulesenden Zeile, da die Filteroperation nur für das Pixel im Zentrum des Filterkerns definiert ist (Ortsfaltungstheorem). Abbildung 4.5 zeigt die Verhältnisse am Beispiel eines 5x5 Filterkerns. Wenn Zeile $y_a(j+2)$ selektiert ist, liegt die Startadresse des Filterkerns bei $y_a(j+2-(5-1)/2) = y_a(j)$. Für die spaltenweise Auslese gilt prinzipiell dasselbe. Es sind nur diejenigen Pixel gültig, welche im Zentrum des jeweiligen Filterkerns liegen, in diesem Beispiel also $x_a(i+2)$, $x_a(i+7)$, $x_a(i+12)$ usw. der Zeile $y_a(j+2)$. Daher ist bei jedem Zeilenzugriff der Filterkern M_Ω -mal (in diesem Beispiel 5 mal) in horizontaler Richtung zu verschieben, um alle Pixel einer Zeile auszulesen.

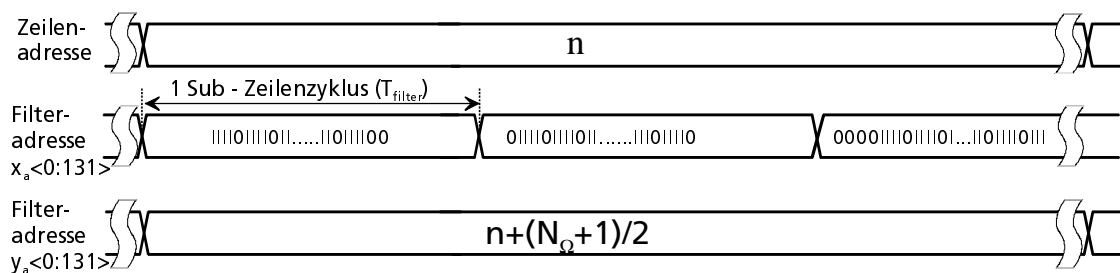


Abbildung 4.6: Adressierungsschema am Beispiel eines gleitenden 5x5-Filterkerns

Abbildung 4.6 zeigt das Timing der Filterung, die Adreßvariablen "Filteradresse" x_a und y_a korrespondieren mit x_a und y_a aus Abbildung 4.2 und Abbildung 4.5. Die Adreßvariable "Zeilenadresse" findet sich ebenfalls in Abbildung 4.2. Am Beispiel eines 5x5 Filterkerns werden gemäß dem Timingdiagramm zuerst die Spalten 1, 6, 11, 16,, 121, 126 ausgelesen. Nach der Zeit T_{filter} werden die Filterkerne um ein Pixel in Spaltenrichtung verschoben und die Spalten 2, 7, 12, 17, 127 ausgelesen. Danach werden die Filterkerne wieder um ein Pixel in Spaltenrichtung verschoben. Jeder dieser Auslesevorgänge benötigt die Zeit T_{filter} . Die Zeile ist komplett ausgelesen, wenn die Pixel 5, 10, 15,, 125 ausgelesen worden sind. Damit sind alle Pixel der Zeile der nichtlinearen lokaladaptiven Filteroperation unterworfen worden und die Folge-Zeile kann ausgelesen werden. Die Zeilenadresse (vgl. Abbildung 4.2) wird inkrementiert und der Vorgang wiederholt sich. Für die Randzeilen und Randspalten der Sensormatrix existieren keine linken und rechten bzw. oberen und unteren Nachbarn zur Filterung mehr, was zur Folge hat, daß die Faltung für diese Pixel nicht definiert ist. Hinzufügen von Zeilen- und Spaltenredundanz eliminiert diesen Effekt. Jedoch ist hier eine Obergrenze zu definieren, da z.B. bei einer effektiven Sensormatrixauflösung von

128x128 Pixeln und einem Maximalfilterkern von 65x65 Pixeln an jeder Seite der Matrix eine Redundanz von 32 Pixeln nötig ist, was eine 225%-ige Vergrößerung der 128x128 Pixelmatrix bedeutet. In der Praxis sind jedoch eher kleine Filterkerne von Interesse, um die Reflexionskomponente aus der Eingangsbildszene zu extrahieren, so daß die Addition von Redundanz für Filterkerne von bis zu 9x9 Pixeln Größe vollkommen ausreicht.

4.1.4 Das Prinzip der Integratorauslesestufe

Die Integratorauslesestufe ist in Abbildung 4.7 (vgl. Abbildung 4.1) grau hinterlegt dargestellt.

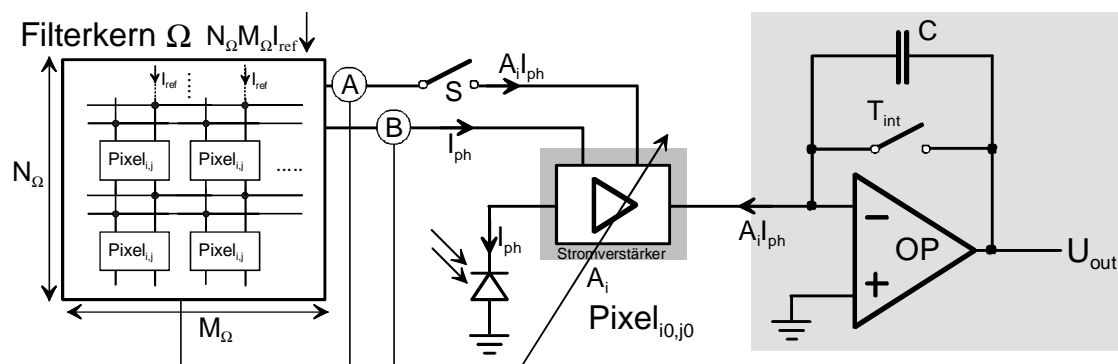


Abbildung 4.7: Dynamikanpassung: Die Integratorauslesestufe

Die notwendigen Verarbeitungsschritte, die die Integratorstufe leistet, sind:

- Integration des Pixelausgangsstroms $A_i I_{ph}$ auf der Kapazität C mit der Integrationszeit T_{int}
- Kompensation des Verstärkeroffsets
- Halten der Signalspannung auf der Kapazität C während der Spaltenauslese

Der folgende Unterabschnitt zeigt die Realisierung der Integratorstufe.

4.1.4.1 Realisierung der Integratorstufe

Die Integratorauslesestufe ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Sie ist im Sensor spaltenparallel unterhalb der Bildmatrix angeordnet. Der Ausgangstreiber in der Abbildung 4.8 rechts dient dazu, hohe kapazitive Lasten am Ausgang des Sensors zu treiben, er existiert nur einmal in der Chiprealisierung. Theoretisch kann man ihn ebenfalls spaltenparallel anordnen. Über den NMOS-Stromspiegel Q4-Q7 und den Zeilenselect-Transistor Q8 (vgl. Abbildung 4.2) fließt der Ausgangsstrom des Pixels $I_a = A_i I_{ph}$ auf die Spalten-Leseleitung und wird auf der zur jeweiligen Spalte gehörenden Integratorstufe in eine

Ausgangsspannung konvertiert. In der Integratorstufe wird eine Offsetkompensation der verwendeten Operationsverstärker vorgenommen, um im Ausgangssignal nur noch den Fehler, der durch die Pixel hervorgerufen wird, zu sehen.

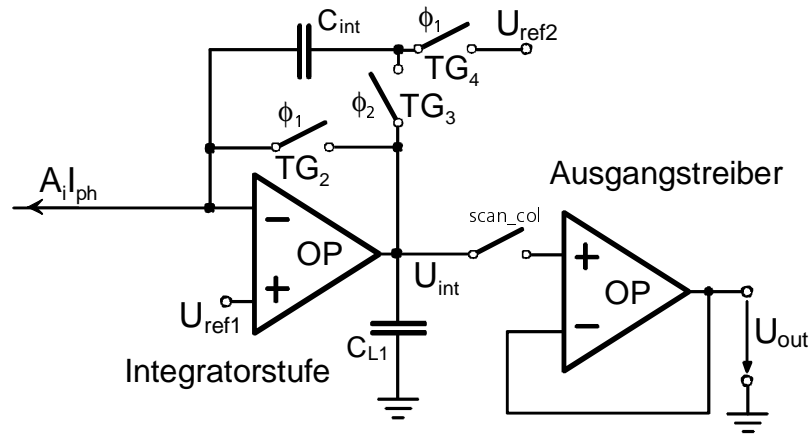


Abbildung 4.8: Aufbau der Integratorstufe mit Ausgangstreiber

Der Ausgangsstrom des Pixels I_a wird erst dann auf die Integrationskapazität C_{int} geführt (bzw. C in Abbildung 4.7), wenn die Offsetkompensation worden und der Filterkern Ω eingeschwungen ist.

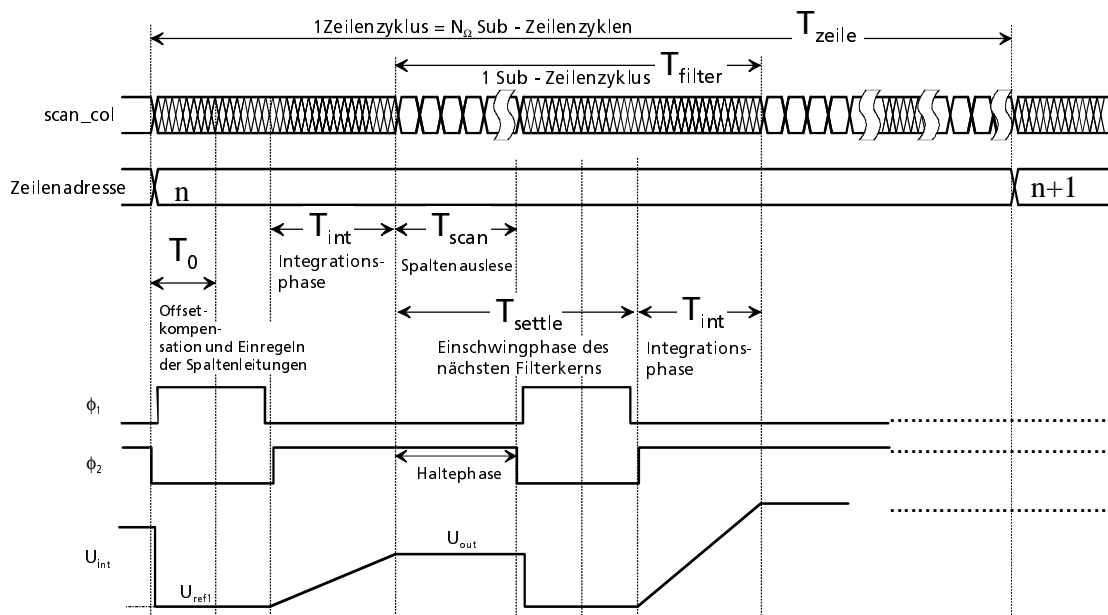


Abbildung 4.9: Timing der Strom-Spannungskonvertierung der Integratorstufe

Die Einschwingzeit der Spaltenleitung wird durch die Zeilenzugriffszeit der Pixel und des Filterkerns Ω dominiert. Das Timing der Integratoransteuerung ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Während eines Sub-Zeilenzyklus oder Filterzyklus werden die mit den Positionen der Filterkerne korrespondierenden gültigen Pixelausgangssignale zunächst

zeitlich parallel in der Integrationsphase in eine Spannung U_{int} konvertiert. Die spaltenparallelen Ausgangssignale U_{int} werden mit dem Takt scan_col auf den Ausgangstreiberverstärker gelegt (in Abbildung 4.8 rechts). Die Zeit zur Auslese einer Zeile, ein "Zeilenzyklus", dauert gemäß dem bereits in Abbildung 4.6 definierten Sub-Zeilenzyklus mit der Filterdauer T_{filter} N_{Ω} Subzeilenzyklen. Mit den in Abbildung 4.9 definierten Variablen gilt für das Timing der Integratoransteuerung:

$$T_{\text{filter}} = T_{\text{int}} + T_{\text{settle}} \quad , \quad T_{\text{scan}} = \left\lfloor \frac{128}{M_{\Omega}} \right\rfloor \cdot 100\text{ns} \quad , \quad T_{\text{settle}} = \tau \quad , \quad T_0 \ll T_{\text{settle}}$$

$$\wedge \quad T_{\text{zeile}} = M_{\Omega} \cdot T_{\text{filter}}$$

$$\wedge \quad T_{\text{fr}} = 128 \cdot T_{\text{zeile}}$$
(4.17).

Ein Sub-Zeilenzyklus setzt sich also aus Integrationszeit T_{int} und Einschwingzeit T_{settle} des Filterkerns zusammen, welche gemäß den Überlegungen aus Abschnitt 4.1.2.1 durch die Einschwingzeit τ der Pixel dominiert sind.

$$\begin{aligned} \phi_1 &= I : U_c = U_{\text{ref}2} - U_{\text{ref}1} - U_{\text{os}} \\ \Leftrightarrow \phi_2 &= I : U_{\text{int}} = U_c(\phi_1) - U_{\text{acc}} + U_{\text{os}} + U_{\text{ref}1} \\ \Leftrightarrow U_{\text{int}} &= U_c(\phi_1) + \frac{I_a \cdot T_{\text{int}}}{C_{\text{int}}} + U_{\text{os}} + U_{\text{ref}1} \end{aligned}$$
(4.18)

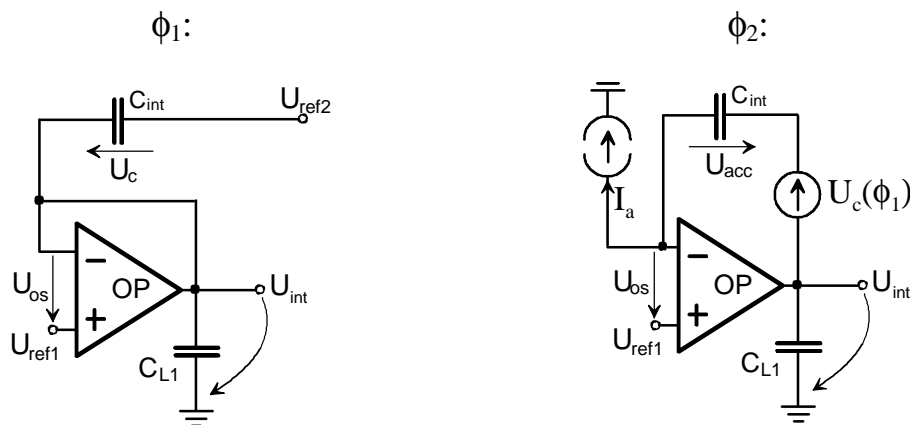


Abbildung 4.10: Ersatzschaltbilder für Offsetkompensations- und Integrationsphase

Der Scan der Integratorstufen (T_{scan}) und die Offsetkompensation (T_0) liegen zeitgleich mit dem Einschwingvorgang des nächsten Filterkerns (T_{settle}). Sie tauchen daher nicht explizit im Zeilenzyklus T_{zeile} auf. Die zu den Taktphasen ϕ_1 (Offsetabtastrung) und ϕ_2 (Integrations- und Auslesephase) gehörenden Ersatzschaltbilder sind in Abbildung 4.10 gezeigt. Die auf der Kapazität C_{int} liegende Spannung U_c enthält in ϕ_1 die Offsetspannung U_{os} des Operationsverstärkers. Damit gilt Gl.4.18. In der Taktphase ϕ_2

wird die Offsetspannung abgezogen, so daß das resultierende Ausgangssignal U_{int} offsetfrei ist. Dementsprechend gilt:

$$\Leftrightarrow U_{int} = U_{ref2} + \frac{I_a \cdot T_{int}}{C_{int}} \quad (4.19).$$

Durch geeignete Wahl von U_{ref2} läßt sich der Aussteuerbereich der Integratorbank an den Eingangsbereich U_{int} des Ausgangstreibers und den Pixel-Ruhestrom I_{ref} anpassen. Zur theoretischen Bewertung der dynamischen Eigenschaften des lokaladaptiven Filterprinzips ist eine Rauschanalyse der realisierten Schaltungskomponenten notwendig.

4.2 Rauschbetrachtung des lokaladaptiven Filterprinzips

Die Rauschanalyse wird für das lokaladaptive Pixel ohne Rückkopplung durchgeführt, da dieses Pixelprinzip in dem hier vorgestellten CMOS-Bildsensor realisiert ist (siehe nächstes Unterkapitel). Entgegen den bisher in der Literatur angestellten Rauschanalysen zu CMOS Pixelsensoren und Ausleseschaltungen genügt es nicht, jedes Pixel und seinen Signalpfad isoliert bis zum Sensorausgang zu betrachten und die Rauschübertragungsfunktionen aufzustellen. Vielmehr ergeben sich aufgrund der Netzwerktopologie des lokaladaptiven Filterprinzips weitaus komplexere Rauschbetrachtungsansätze. In die Betrachtung sind alle relevanten Rauschquellen mit einzubeziehen, also sämtliche Transistoren der Pixel Q1-Q8 und die Photodioden PD im Filterkern, die Referenzstromquellentransistoren Q_{ref} , die den Filterkern speisen, und die Integratorstufe. Die Schalter TG2-TG4 der Integratorstufe in Abbildung 4.8 sind als Transmissionsgates mit Dummy-Schaltern ausgeführt. Ihre Rauschbeiträge liegen um mehrere Größenordnungen unter den vom Pixel erzeugten Rauschbeiträgen - damit sind sie vernachlässigbar [19, 20, 24, 29, 82-84, 98]. Bei der Rauschanalyse wird - genau wie bei den vorangegangenen Betrachtungen - das Pixel im Zentrum des Filterkerns betrachtet. Gemäß dem Ortsfaltungstheorem (s. z.B. [87], Kapitel 3) besitzt nur das Pixel im Zentrum des Filterkerns ein gültiges Ausgangssignal. Somit macht es nur Sinn, das Rauschen, das dem Ausgangssignal des Sensors bei der Auslese dieses Pixels (im folgenden als "Pixel (x_0, y_0) " bezeichnet) überlagert ist, zu berechnen. Weil dieses Pixel mit allen $(N_Q \cdot M_Q) - 1$ Pixeln des Filterkerns über den lokalen Äquipotentialknoten A verbunden ist, sind auch die von den Nachbarpixeln in das Pixel (x_0, y_0) eingekoppelten Rauschbeiträge mit zu berücksichtigen. Um klar zwischen den vom Pixel (x_0, y_0) und den von den Nachbarpixeln im Pixel (x_0, y_0) erzeugten Rauschbeiträgen unterscheiden zu können, werden im folgenden die Begriffe "Eigenanteil" und "Fremdanteil" definiert.

- "Eigenanteil" des Rauschens bzw. der Rauschleistung σ^2_{eigen} :
 - Die von den Bauelementen des im Zentrum des Filterkerns Ω liegenden Pixels (x_0, y_0) erzeugten Beiträge an der Gesamtrauschleistung am Sensorausgang
- "Fremdanteil" des Rauschens bzw. der Rauschleistung σ^2_{fremd} :
 - Die Anteile der von den Bauelementen der Nachbapixel (i, j) in das Pixel (x_0, y_0) eingekoppelten Beiträge des Sensorrauschens

Die hier vorgestellten Ergebnisse basieren auf den im Anhang B berechneten Rauschübertragungsfunktionen. Sie enthalten alle für das Rauschen relevanten Pixel, d.h. alle Pixel im Filterkern sowie den Operationsverstärker in der Integratorstufe. Da der Filterkern über geöffnete bzw. geschlossene Schalter ($Q_{x_a}(x_a)$, $Q_3(y_a)$) programmiert wird, brauchen tatsächlich nur die Pixel, die innerhalb des Filterkerns liegen, berücksichtigt zu werden. Die Pixel außerhalb des Filterkerns sind durch geöffnete Schalter vollständig von den im Filterkern liegenden Pixeln entkoppelt (vgl. Abbildung 4.2 und 4.5). Der hier verfolgte Ansatz der Rauschanalyse miteinander zu einem Netzwerk verkoppelter Pixel ist völlig neu. Übliche CMOS-Bildsensorauslesearchitekturen beruhen auf der Auslese von Einzelpixeln. Es ist bei diesen Rauschbetrachtungen ausreichend, nur das Einzelpixel in Verbindung mit seiner Ausleseschaltung zu berücksichtigen. Um den für die hier gezeigte Rauschanalyse betriebenen Rechenaufwand überschaubar zu halten sind Vereinfachungen notwendig, sie sind im Anhang B ausführlich erklärt und belegt. Noch komplexere, wie z.B. das in [33] vorgestellte resistive Kopplungsnetzwerk lassen die hier und im Anhang B gemachten Vereinfachungen nicht mehr zu. Durch die resistive Verkopplung der Pixel ergibt sich eine Fülle von RC-Gliedern, die durch Formeln nicht mehr übersichtlich darstellbar sind. Die Rauschanalyse solcher Netzwerktopologien läßt sich nur mittels parametrischer Simulationen unter SPICE oder SPECTRE-RF⁶ durchführen. Selbst die hier vorgestellte Rauschbetrachtung ist schon an der Grenze des vertretbaren Aufwands an Rechenkomplexität. Die relativ einfache schalterbasierte Netzwerktopologie läßt jedoch wesentliche Vereinfachungen zu. Die detaillierte Berechnung der Übertragung des Rauschens der einzelnen Komponenten zum Sensorausgang ist in Anhang B gezeigt. In diesem Abschnitt werden - basierend auf den in Anhang B berechneten Rauschübertragungsfunktionen - die verschiedenen Rauschleistungsanteile am Sensorausgang für das im Zentrum des Filterkerns liegende Pixel (x_0, y_0) berechnet.

⁶ SPICE bzw. SPECTRE-RF sind kommerziell erhältliche Schaltungssimulationswerkzeuge. Im Unterschied zu SPICE bietet SPECTRE-RF auch die Möglichkeit, das Rauschverhalten abgetasteter Systeme zu simulieren.

Für die Rauschleistungsdichten der Photodiode und der einzelnen Transistoren gelten die in Tabelle 4.1 aufgelisteten Gleichungen. Diese Rauschleistungsdichten werden mit den in Tabelle B.1 aus Anhang B formulierten quadrierten Übertragungsfunktionen zum Sensorausgang übertragen.

Bauelement	Rauschleistungsdichte
Photodiode PD	$S_{i,PD}(f) = S_{i,PD, \text{Schrot}} = 2q \cdot (I_{ph} + I_{Dunkel})$
Lasttransistor Q1	$S_{i,Q1}(f) = S_{i,Q1, \text{Schrot}, 1/f}(f) = 2q \cdot (I_{ph} + I_{Dunkel}) + \frac{K_{f,p,Q1}}{C'_{ox} \cdot W_1 \cdot L_1} \cdot \frac{1}{f}$
Stromquellentransistor Q2	$S_{i,Q2}(f) = S_{i,Q2, \text{Schrot}, 1/f}(f) = 2q \cdot I_a + \frac{K_{f,p,Q2}}{C'_{ox} \cdot W_2 \cdot L_2} \cdot \frac{1}{f}$
Schalttransistor Q3	$S_{i,Q3}(f) = S_{i,Q3, \text{thermisch}, 1/f}(f) = 4kT \cdot g_{ds3} + \frac{K_{f,n}}{C'_{ox} \cdot W_3 \cdot L_3} \cdot g_{m3}^2 \cdot \frac{1}{f}$
Stromspiegeltransistoren Q4, Q5	$S_{i,Q4,Q5}(f) = S_{i,Q4,Q5, \text{thermisch}, 1/f}(f) = 2 \cdot \left[2qI_a + \frac{K_{f,n} \cdot g_{m4,5}^2}{C'_{ox} \cdot W_{4,5} \cdot L_{4,5}} \cdot \frac{1}{f} \right]$
Stromspiegeltransistoren Q6, Q7	$S_{i,Q6,Q7}(f) = S_{i,Q6,Q7, \text{thermisch}, 1/f}(f) = 2 \cdot \left[2qI_a + \frac{K_{f,n} \cdot g_{m6,7}^2}{C'_{ox} \cdot W_{6,7} \cdot L_{6,7}} \cdot \frac{1}{f} \right]$
Schalttransistor Q8	$S_{i,Q8}(f) = S_{i,Q8, \text{thermisch}, 1/f}(f) = 4kTg_{ds8} + \frac{K_{f,n}}{C'_{ox} \cdot W_8 \cdot L_8} \cdot g_{m8}^2 \cdot \frac{1}{f}$
Referenzstromquellentransistor Q _{ref}	$S_{i,Q_{ref}}(f) = S_{i,Q_{ref}, \text{Schrot}, 1/f}(f) = 2q \cdot N_{\Omega} I_{ref} + \frac{K_{f,p,Q_{ref}}}{C'_{ox} \cdot W_{ref} \cdot L_{ref}} \cdot \frac{1}{f}$
Operationsverstärker OP	$S_{un,op}(f) = S_{un,op, \text{thermisch}, 1/f}(f) = 2 \cdot \left[\frac{8kT}{3g_m} + \frac{K_{f,n}}{C'_{ox} \cdot W_{diff} \cdot L_{diff}} \cdot \frac{1}{f} \right]$

Tabelle 4.1: Leistungsdichte der relevanten Rauschkomponenten

$$K_{f,n} = \frac{q^2 \cdot N_T(E_F)kT}{C'_{ox} \cdot \gamma_n} \quad , \quad K_{f,p} = q\alpha_H\mu_p \cdot \frac{W}{L} I_D \cdot U_{ds} \cdot C'_{ox} \quad (4.20)$$

Bereits berücksichtigt bei der Formulierung der Rauschleistungsdichten ist der Umstand, daß die Geometrien der Transistoren Q4-Q7 des NMOS-Stromspiegels alle gleich sind - ihr Stromspiegelverhältnis ist 1. Zur vollständigen rechnerischen Beschreibung der Rauschbeiträge sind die Rauschparameter $K_{f,n}$ und $K_{f,p}$ zu bestimmen. Nach Kapitel 2 gilt für die Rauschparameter Gl.4.20. Mit der Störstellenkonzentration $N_T(E_F)kT = 1.8 \cdot 10^{-15}/\text{cm}^{-3}$, dem Hooge-Parameter $\alpha_H = 2.9 \cdot 10^{-6}$, dem McWhorter-Tunnelparameter $\gamma_n = 10^8/\text{cm}^{-1}$ [24], einer Löcherbeweglichkeit von $\mu_p = 440\text{cm}^2/\text{Vs}$ und einer Elektronenbeweglichkeit von $\mu_n = 1440\text{cm}^2/\text{Vs}$ folgt:

$$K_{f,n} = 2.304 \cdot 10^{-38} \text{VA}s \quad , \quad K_{f,p} = 8.54 \cdot 10^{-29} \frac{\text{A}^2\text{s}}{\text{V}^2} \cdot \frac{W}{L} I_D \cdot U_{ds} \quad (4.21).$$

Betrachtet man die kompletten Vorfaktoren der 1/f-Rauschterme in den Ausdrücken für die Rauschleistungsdichten $S_{i,Qv}$ in Tabelle 4.1, so lassen sich die 1/f-Rauschbeiträge der NMOS-Transistoren des Stromspiegels Q4-Q7 sowie der Schalttransistoren Q3 und Q8 gegen das 1/f-Rauschen der PMOS-Transistoren Q1, Q2 abschätzen zu:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{K_{f,n}}{C'_{ox} \cdot W \cdot L} \cdot g_m^2 \right]_{\substack{\text{max}, Q3, Q4, \\ Q5, Q6, Q7, Q8}} \ll \left[\frac{K_{f,p}}{C'_{ox} \cdot W \cdot L} \right]_{\text{min}, Q1, Q2} \\ & \Leftrightarrow \frac{2.304 \cdot 10^{-38} \text{VA}s}{1 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}^2} \cdot 2\mu\text{m} \cdot 1\mu\text{m}} \left[\underbrace{\mu_n C'_{ox} \frac{W}{L} U_{ds}}_{(1.68 \text{pS})^2} \right]_{\text{max}}^2 \ll \frac{8.54 \cdot 10^{-29} \frac{\text{A}^2\text{s}}{\text{V}^2} \cdot 2 \cdot \overbrace{16 \text{fA}}^{\substack{\text{minimal} \\ \text{auflösbarer} \\ \text{Photostrom}}} \cdot 10 \text{mV}}{1 \frac{\text{fF}}{\mu\text{m}^2} \cdot 2\mu\text{m} \cdot 8\mu\text{m}} \quad (4.22). \\ & \Leftrightarrow 8.128 \cdot 10^{-44} \text{A}^2 \ll 1 \cdot 10^{-31} \text{A}^2 \end{aligned}$$

Somit sind die 1/f-Rauschbeiträge der NMOS-Transistoren Q3-Q8 gegenüber denen der PMOS-Transistoren Q1 und Q2 vernachlässigbar.

Genauso wie die im Anhang B definierte Transresistanzübertragungsfunktion $\text{TR}_{\text{int}}(f)$ wird auch das 1/f-Rauschen mit der reziproken Filterdauer $1/T_{\text{filter}}$ abgetastet (vgl. Anhang B). Alle im Basisband auftretenden 1/f-Rauschleistungskomponenten, die von Q1, Q2, Qref und den Eingangstransistoren der Differenzstufe des Integrator-Operationsverstärkers herrühren, berechnen sich durch Superposition des jeweiligen Basisbandanteils mit den ins Basisband hinuntergefalteten Seitenbandanteilen (vgl. Gl.B.18).

$$\sigma_{1/f}^2 = 2 \int_{f_u}^{f_g} \left(S_{u,1/f, \text{Basis}}(f) + S_{u,1/f, \text{SBI}}(f) \right) df, \quad f_g = 1/2T_{\text{filter}} \quad (4.23)$$

Die obere Grenzfrequenz f_g ist für alle Rauschbeiträge gleich und gegeben durch die Nyquistfrequenz $1/2T_{\text{filter}}$ (s. Anhang B). Als untere Grenzfrequenz definiert man für den

1/f-Rauschprozeß üblicherweise den Kehrwert der doppelten Betriebsdauer. Für den Lasttransistor Q1 über der Photodiode ist die Betriebsdauer gleich der gesamten Einschaltdauer der Versorgungsspannung am Sourceknoten von Q1. Durch Abschalten des Sourcepotentials am Ende der Auslese eines Bildes wird diese Zeitdauer auf eine Bildperiode T_{fr} reduziert (vgl. Gl.4.17). Dies ist von Bedeutung, da dadurch das 1/f-Rauschen auf relativ einfache Weise kontrolliert werden kann. Die wesentlichen Anteile des 1/f-Rauschens sind überwiegend bei niedrigen Frequenzen konzentriert. Reduziert man nun die Einschaltzeitkonstante (in diesem Fall also T_{fr}), so verschiebt sich die untere Grenzfrequenz, ab der die 1/f-Rauschcharakteristik zu berücksichtigen ist, zu höheren Frequenzen und damit niedrigeren Werten. Ein effektives Mittel zur Reduktion des 1/f-Rauscheinflusses ist somit immer durch schaltungstechnische Maßnahmen gegeben, die die zeitliche Dauer des Stromflusses durch das Bauelement im Sinne einer Anhebung der unteren Grenzfrequenz des 1/f-Rauschens begrenzen. Dieselbe Argumentation gilt für Q2 und Q_{ref}. Der Stromquellentransistor Q2 und der Referenzstromquellentransistor Qref sind für die Dauer der lokaladaptiven Filterung T_{filter} aktiv, danach wandert der Filterkern um ein Pixel weiter und die Transistoren werden neu eingeschaltet. Daraus folgt, daß Q2 für M_{Ω} Filterzyklen mal T_{filter} eingeschaltet ist (vgl. Gl.4.17). Die Referenzstromquellentransistoren Qref sind ebenfalls für die Dauer von M_{Ω} Filterzyklen mal T_{filter} mit dem jeweiligen Filterkern verbunden. Danach hat der Filterkern die entsprechenden Spalten komplett passiert und die Transistoren Qref werden mit einem neuen Filterkern verbunden. Der zur Auslese angewählte Integrator-Operationsverstärker ändert sich mit jedem Filterzyklus T_{filter} . Für die unteren Grenzfrequenzen folgt somit:

$$\begin{aligned} f_{u,Q1,1/f} &= \frac{1}{2T_{fr}} = \frac{1}{2 \cdot 128 \cdot M_{\Omega} \cdot T_{filter}} \quad , \quad f_{u,Q2,1/f} = \frac{1}{2M_{\Omega} \cdot T_{filter}} \\ f_{u,Qref,1/f} &= \frac{1}{2M_{\Omega} \cdot T_{filter}} \quad , \quad f_{u,op,1/f} = \frac{1}{2T_{filter}} \end{aligned} \quad (4.24).$$

Für die 1/f-Rauschbeiträge von Q1, Q2, Qref und die Differenzstufe des Operationsverstärkers ergeben sich also relativ kurze Einschaltauern bzw. hohe untere Grenzfrequenzen. Unter Verwendung der im Anhang B hergeleiteten Übertragungsgleichungen zwischen Filterkern und Integrator lassen sich nun die relevanten, am Sensorausgang auftretenden 1/f-Rauschleistungsbeiträge berechnen. Für den Eigenanteil des 1/f-Rauschens von Q1 folgt:

$$\sigma_{Q1,1/f,eigen}^2 = \frac{n^2 g_{m2}^2(x_0, y_0)}{g_{m1}^2(x_0, y_0)} \underbrace{\sum_{m=0,1} \int_{f_{u,Q1,1/f}}^{f_g} \frac{TR_{int}^2 (f - 2mf_g)}{1 + \left(\frac{f - 2mf_g}{f_{det}}\right)^2} \cdot \frac{K_{f,p,Q1}}{C_{ox} W_1 L_1} \left(\frac{1}{f - 2mf_g}\right) df}_{\sigma_{Q1,1/f}^2(x_0, y_0)} \quad (4.25).$$

Der Integrand in diesem Ausdruck hängt vom Photostrom ab, da der Rauschparameter $K_{f,p,Q1}$ vom Drainstrom durch Q1 bzw. vom Photo- und vom Dunkelstrom abhängt. Somit ist das 1/f-Rauschen direkt abhängig von der Beleuchtung. Die Steilheiten g_{m1} und g_{m2} hängen vom Photo-/Dunkelstrom bzw. Ausgangsstrom ab, deren Quotient wiederum identisch zum Quotienten aus dem insgesamt fließenden Referenzstrom und dem insgesamt fließenden Photostrom ist. Damit gilt für den Eigenrauschanteil von Q1 die Formulierung (I_{d1} ist der Drainstrom durch Q1, er setzt sich aus dem Photostrom I_{ph} und dem Dunkelstrom I_{dunkel} zusammen):

$$\sigma_{Q1,1/f, \text{eigen}}^2 = n^2 \cdot \frac{M_\Omega^2 N_\Omega^2 \cdot I_{ref}^2}{\left(\sum_{i,j \in \Omega} I_{D1}(i,j) \right)^2} \cdot \sigma_{Q1,1/f}^2(x_0, y_0) \quad (4.26).$$

Für den Fremdanteil des 1/f-Rauschens von Q1 folgt:

$$\sigma_{Q1,1/f, \text{fremd}}^2 = n^4 \sum_{\substack{i,j \in \Omega, \\ i,j \neq x_0, y_0}} \frac{g_{m2}^2(x_0, y_0)}{\left(N_\Omega M_\Omega \cdot \frac{I_{ref}}{U_T} \right)^2} \cdot \frac{g_{m2}^2(i,j)}{g_{m1}^2(i,j)} \cdot \sigma_{Q1,1/f}^2(i,j) \quad (4.27).$$

Gemäß den Definitionen der Transkonduktanzen g_{m1} , g_{m2} und des Leitwerts g_{dsref} aus Anhang B gilt ebenso:

$$\sigma_{Q1,1/f, \text{fremd}}^2 = n^2 \frac{I_a^2}{\left(\sum_{i,j \in \Omega} I_{D1}(i,j) \right)^2} \sum_{\substack{i,j \in \Omega, \\ i,j \neq x_0, y_0}} \sigma_{Q1,1/f}^2(i,j) \quad (4.28).$$

Für die Abschätzung des maximal auftretenden Rauschens sind die Maxima der Eigen- und Fremdanteile der Rauschleistung von Q1 zu ermitteln. Der Ausdruck für das Fremdrauschen wird maximal bei minimalem Nenner und umgekehrt. Das ist genau bei homogener Ausleuchtung des Filterkerns der Fall, wo jedes Pixel vom minimalen/maximalen Photostrom durchflossen wird. Es gilt dann:

$$I_{D1,max}(i,j) = I_{ph,max} \quad \wedge \quad I_{D1,min}(i,j) = I_{Dunkel} \quad \wedge \quad I_a(i,j) = I_{ref} \quad (4.29).$$

Für die maximalen/minimalen Eigen- und Fremdrauschanteile von Q1 gilt somit:

$$\begin{aligned} \sigma_{Q1,1/f, \text{eigen,max,min}}^2 &= n^2 \cdot \frac{I_{ref}^2}{I_{D1,min,max}^2} \cdot \sigma_{Q1,1/f}^2(x_0, y_0) \\ \wedge \quad \sigma_{Q1,1/f, \text{fremd,max,min}}^2 &= n^2 \cdot \frac{I_{ref}^2}{I_{D1,min,max}^2} \cdot \frac{1}{N_\Omega M_\Omega} \sigma_{Q1,1/f}^2(x_0, y_0) \end{aligned} \quad (4.30).$$

Die durch die Transistoren Q1 in den Pixeln (i,j) erzeugten Fremd rauschanteile sind gegenüber dem Eigen rauschanteil im Pixel (x_0,y_0) vernachlässigbar. Selbst bei minimalem Filterkern (5×5) machen sie nur 4% des Eigenanteils aus. Das durch Q1 erzeugte $1/f$ -Rauschen wird bei homogener Beleuchtung des Filterkerns und maximalem Photostrom minimal gewichtet. Außerdem ist das Rauschen gemäß Gl.4.30 durch Wahl des Referenzstromes I_{ref} skalierbar. Allerdings erreichen die Rauschbeiträge $\sigma_{Q1,1/f}^2$ dann auch wegen des fließenden Maximalstroms $I_{D1,max}$ ihre Höchstwerte.

Zur Bestimmung des maximalen Schrotrauschanteils von Q1 und des Schrotrauschanteils der Photodiode PD verfährt man genauso wie bei der Bestimmung des $1/f$ -Rauschanteils. Mit $S_{i,PD,Schrot}(f)$ und $S_{i,Q1,Schrot}(f)$ aus Tabelle 4.1 gilt:

$$\sigma_{Q1,PD,Schrot}^2(i,j) = \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 4q \cdot (I_{ph}(i,j) + I_{Dunkel}) df \quad i, j \in \Omega \quad (4.31).$$

Diese Rauschleistung setzt sich zu jeweils 50% aus Schrotrauschen von Q1 und Schrotrauschen der Photodiode zusammen.

$$\begin{aligned} \sigma_{Q1,PD,Schrot, \text{eigen,max,min}}^2 &= n^2 \cdot \frac{I_{ref}^2}{I_{D1,min,max}^2} \cdot \sigma_{Q1,PD,Schrot}^2(x_0, y_0) \\ \wedge \quad \sigma_{Q1,PD,Schrot, \text{fremd,max,min}}^2 &= n^2 \cdot \frac{I_{ref}^2}{I_{D1,min,max}^2} \cdot \frac{1}{N_\Omega M_\Omega} \sigma_{Q1,PD,Schrot}^2(x_0, y_0) \end{aligned} \quad (4.32)$$

Für das Schrotrauschen gilt dieselbe Maximum/Minimum-Betrachtung wie im Fall des $1/f$ -Rauschens und es folgt Gl.4.32. Gegenüber dem Eigenanteil sind die Fremdanteile zu vernachlässigen, da auch hier die Fremdanteile mit $1/(N_\Omega M_\Omega)$ gewichtet in das Pixel (x_0,y_0) eingekoppelt werden. Bei maximaler Bestrahlungsstärke dominiert das Photonenrauschen das Schrotrauschen, da $\sigma_{Q1,Schrot}^2$ dann maximal wird. Die Leistungsdichte des Rauschstromes von Q2 wird lediglich mit der Transimpedanzfunktion $TR_{int}(f)$ der Integratorstufe bewertet (s. Tabelle B.1 im Anhang B). Der vom jeweiligen Pixel (i,j) im Pixel (x_0,y_0) erzeugte Fremdanteil ist genau so groß wie der vom Pixel (x_0,y_0) erzeugte Eigenanteil des Rauschens. Es gilt:

$$\begin{aligned} \sigma_{Q2,1/f}^2(i,j) &= \sum_{m=0,1} \int_{f_{u,Q2,1/f}}^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot \frac{K_{f,p,Q2}}{C_{ox} W_2 L_2} \left(\frac{1}{f - 2mf_g} \right) df \\ \wedge \quad \sigma_{Q2,Schrot}^2(i,j) &= \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 2q \cdot I_a(i,j) df \end{aligned} \quad (4.33).$$

In Summe fließt durch die Ausgangsweiche der Strom $N_\Omega M_\Omega I_{ref}$. Da sowohl $\sigma_{Q2,1/f}^2$ als auch $\sigma_{Q2,Schrot}^2$ linear abhängig vom Ausgangsstrom sind, liefert die Summation aller

Fremdanteile des 1/f- und des Schrotrauschens der Transistoren Q2 am Sensorausgang die Vorschrift in Gl.4.34. Das durch die Transistoren Q2 erzeugte Gesamtrauschen ist somit nur über den Referenzstrom I_{ref} bzw. die Filterkerngröße skalierbar.

$$\begin{aligned} \sigma_{Q2,1/f, \text{eigen,fremd}}^2 &= N_{\Omega} M_{\Omega} \sigma_{Q2,1/f}^2(i, j) \Big|_{I_a(i,j)=I_{ref}} \\ \wedge \quad \sigma_{Q2,Schrot, \text{eigen,fremd}}^2 &= N_{\Omega} M_{\Omega} \sigma_{Q2,Schrot}^2(i, j) \Big|_{I_a(i,j)=I_{ref}} \end{aligned} \quad (4.34)$$

Q3 ist als NMOS-Transistor ausgeführt, daher kann sein 1/f-Rauschen gemäß der Abschätzung in Gl.4.22 vernachlässigt werden gegenüber dem 1/f-Rauschen der PMOS-Transistoren Q1 und Q2. Es ist also nur sein thermisches Rauschen zu berücksichtigen. Dafür gilt:

$$\sigma_{Q3, \text{thermisch}}^2 = \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 4kT \cdot g_{ds3} df \quad (4.35).$$

Mit Tabelle 4.1 folgt für das Rauschen am Sensorausgang:

$$\sigma_{Q3, \text{thermisch, eigen,fremd}}^2 = \sum_{i,j \in \Omega} \left(\frac{g_{ds2}(i, j)}{g_{ds3}} \right)^2 \cdot \sigma_{Q3, \text{thermisch}}^2 \quad (4.36).$$

Das Rauschen von Q3 wird bei homogener Beleuchtung maximal, d.h. wenn jeder Transistor Q2 vom Referenzstrom I_{ref} durchflossen wird. Dann gilt:

$$\begin{aligned} \sigma_{Q3, \text{thermisch, eigen,fremd,max}}^2 &= N_{\Omega} \cdot M_{\Omega} \cdot \left(\frac{0.25V^{-1} \cdot I_{ref}}{g_{ds3}} \right)^2 \cdot \sigma_{Q3, \text{thermisch}}^2 \\ \text{mit: } g_{ds3} &= \mu_n C_{ox} \cdot \frac{W_3}{L_3} (U_{gd} - U_t)^2 \end{aligned} \quad (4.37).$$

Der Drain-Source-Leitwert g_{ds3} liegt bei ca. 0.7mS. Der Einfluß des thermischen Rauschens von Q3 ist vernachlässigbar.

$$\begin{aligned} \sigma_{Q3, \text{thermisch, eigen,fremd,max}}^2 &\ll \sigma_{Q2, \text{Schrot, eigen,fremd,min}}^2 \\ \Leftrightarrow \left[N_{\Omega} M_{\Omega} \left(\frac{0.25V^{-1} \cdot I_{ref}}{g_{ds3}} \right)^2 \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 4kT \cdot g_{ds3} df \right]_{\max} &\ll \dots \\ \dots \left[N_{\Omega} \cdot M_{\Omega} \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 2q \cdot I_{a,min} df \right]_{\min} & \end{aligned} \quad (4.38)$$

Dies kann man zeigen, wenn man das thermische Rauschen von Q3 gegen das Schrotrauschen von Q2 abschätzt. Demgemäß ist zu zeigen, daß das maximale thermische Rauschen von Q3 vernachlässigbar klein gegenüber dem minimalen Schrotrauschen von Q1 ist. Mit Gl.4.34 und Gl.4.37 gilt somit die Schätzvorschrift in Gl.4.38. Ausklammern der unabhängigen Faktoren führt zum Kürzen der Integrale in Gl.4.38. Auch die Filterkerngröße fällt heraus. Wenn man $I_{a,\min}$ der Einfachheit halber zu $I_{ref}/60$ setzt, was die Anforderung eines maximalen Verhältnisses der Ausgangsströme von 1:30 (Reflexionsfaktor) bereits weit übertrifft, bleibt ($g_{ds3} = 0.7\text{mS}$, $I_{ref}=60\text{nA}$):

$$\begin{aligned} & \left(0.25V^{-1} \cdot I_{ref}\right)^2 \cdot \frac{1}{g_{ds3}} \cdot 4kT \ll 2q \cdot \frac{I_{ref}}{60} \\ \Leftrightarrow & I_{ref} \ll 430\text{mA} \end{aligned} \quad (4.39).$$

Der Referenzstrom beträgt bei dem im nächsten Unterkapitel realisierten lokaladaptiven CMOS-Bildsensor 60nA. Laut der Abschätzung in Gl.4.39 beträgt der Fehler durch Vernachlässigung des thermischen Rauschens von Q3 somit 0.0000025%. Der thermische Rauschbeitrag von Q3 ist daher vernachlässigbar gegenüber dem Schrotrauschbeitrag von Q2.

Bei der Rauschabschätzung der NMOS-Stromspiegeltransistoren werden ebenfalls nur deren Schrotrauschbeiträge berücksichtigt, da nach Gl.4.22 das 1/f-Rauschen der PMOS-Transistoren dominiert. Für die durch Q4 und Q5 erzeugten Schrotrauschbeiträge ergibt sich mit

$$\sigma_{Q4,Q5,Schrot}^2(i,j) = \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 4q \cdot I_a(i,j) df \quad (4.40)$$

und Tabelle B.1 aus Anhang B die Schätzvorschrift in Gl.4.41.

$$\sigma_{Q4,Q5,Schrot, \text{eigen,fremd}}^2 = \frac{\left(0.25V^{-1}I_a(i,j)\right)^2}{\left(2 \cdot 0.25V^{-1}I_a(i,j) + (2n-1) \cdot \frac{I_a(i,j)}{nU_T}\right)^2} \cdot \sum_{i,j \in \Omega} \sigma_{Q4,5,Schrot}^2(i,j) \quad (4.41)$$

Für das insgesamt von Q4 und Q5 am Sensorausgang erzeugte maximale Schrotrauschen folgt der vereinfachte Ausdruck (die Summation liefert wieder den insgesamt durch die Ausgangszweige fließenden Strom $N_\Omega M_\Omega I_{ref}$):

$$\sigma_{Q4,Q5,Schrot, \text{eigen,fremd}}^2 = N_\Omega \cdot M_\Omega \cdot \frac{n^2 U_T^2}{((2n-1) \cdot 4V)^2} \cdot \sigma_{Q4,5,Schrot}^2(i,j) \Big|_{I_a(i,j)=I_{ref}} \quad (4.42).$$

Das Rauschen von Q4 und Q5 hängt gemäß Gl.4.40 direkt vom Ausgangsstrom I_a ab.

$$\sigma_{Q6,Q7,Schrot}^2(i, j) = \sigma_{Q4,Q5,Schrot}^2(i, j) = \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 4q \cdot I_a(i, j) df \quad (4.43)$$

Da aufgrund der identischen Geometrien der Transistoren Q4-Q7 auch im Ausgangszweig des NMOS-Stromspiegels der Strom I_a fließt, gilt für das Schrotrauschen von Q6, Q7 ebenfalls Gl.4.40. Daraus folgt Gl.4.43. Das am Sensorausgang hervorgerufene Schrotrauschen von Q6, Q7 errechnet sich zu:

$$\sigma_{\substack{Q6,Q7, \\ Schrot,gesamt}}^2 = \frac{1}{(2n-1)^2} \cdot \sigma_{Q6,7,Schrot}^2 \quad (4.44).$$

Auch hier hängt das Rauschen direkt vom Ausgangsstrom I_a ab. Zu beachten ist, daß hier nur noch der Eigenanteil zu berücksichtigen ist, da die Ausgangszweige Q6-Q7 der Pixel nicht mehr über den Filterkern miteinander verkoppelt sind. Die Schrotrauschanteile von Q4 bis Q6 lassen sich gegen das Schrotrauschen von Q2 abschätzen. Die Vorgehensweise ist analog zu der Abschätzung für das thermische Rauschen von Q3. Im Falle von Q4 und Q5 gilt mit Gl. 4.33, 4.34 und 4.42:

$$\begin{aligned} & \left[\sigma_{Q2,Schrot,eigen,fremd}^2 \right]_{\min} \gg \left[\sigma_{Q4,Q5,Schrot,eigen,fremd}^2 \right]_{\max} \\ \Leftrightarrow & \left[N_{\Omega} M_{\Omega} \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 2q \cdot I_a(i, j) df \right]_{\min} \gg \dots\dots\dots (4.45). \\ & \dots\dots \left[N_{\Omega} \cdot M_{\Omega} \cdot \frac{n^2 U_T^2}{((2n-1) \cdot 4V)^2} \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 4q \cdot I_a(i, j) df \right]_{\max} \end{aligned}$$

Heraus Kürzen der Integrale und des Ausgangsstroms I_a ergibt schließlich:

$$1 \gg 2 \frac{n^2 U_T^2}{((2n-1) \cdot 4V)^2} \Leftrightarrow 1 \gg 0.00005 \rightarrow 0.005\% \text{ Fehler} \quad (4.46).$$

Dieselbe Vorgehensweise liefert im Falle von Q6 und Q7:

$$\begin{aligned} & \left[\sigma_{Q2,Schrot,eigen,fremd}^2 \right]_{\min} \gg \left[\sigma_{Q6,Q7,Schrot,gesamt}^2 \right]_{\max} \\ \Leftrightarrow & \left[N_{\Omega} M_{\Omega} \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 2q \cdot I_a(i, j) df \right]_{\min} \gg \dots\dots\dots (4.47). \\ & \dots\dots \left[\frac{1}{(2n-1)^2} \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 4q \cdot I_a(i, j) df \right]_{\max} \end{aligned}$$

Hierfür ergibt sich entsprechend:

$$1 \gg 2 \cdot \frac{1}{N_{\Omega} M_{\Omega}} \cdot \frac{1}{(2n-1)^2} \Leftrightarrow 1 \gg 0.025 \rightarrow 2.5\% \text{ Fehler} \quad (4.48).$$

Das Schrotrauschen von Q4, Q5, Q6 und Q7 ist daher gegenüber dem Schrotrauschen von Q2 vernachlässigbar.

Der Zeilenauswahltransistor Q8 hat dieselben Geometrien wie Q3. Damit gilt ($g_{ds8}=g_{ds3}$):

$$\sigma_{Q8, \text{thermisch}}^2 = \sigma_{Q3, \text{thermisch}}^2 = \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2 (f - 2mf_g) \cdot 4kT \cdot g_{ds3} df \quad (4.49).$$

Auch das durch Q8 erzeugte thermische Rauschen ist nur einmal zu berücksichtigen, da Q8 im Ausgangszweig des NMOS-Stromspiegels Q6-Q7 liegt. Das Rauschen von Q8 ist nur abhängig von f_g , nicht aber vom Ausgangsstrom I_a . Der Drain-Source-Leitwert g_{ds8} beträgt (vgl. Q3) ca. 0.7mS.

$$\sigma_{\text{thermisch, gesamt}}^2 = \frac{1}{(2n-1)^2} \cdot \sigma_{Q8, \text{thermisch}}^2 \quad (4.50)$$

Der von Q8 erzeugte thermische Rauschanteil kann nicht vernachlässigt werden (die Abschätzung laut Gl.4.38 für Q8 anstelle von Q3 führt zum Widerspruch).

Das Rauschverhalten des Referenzstromquellentransistors Qref ist ebenfalls zu bewerten. Da Qref als PMOS-Transistor ausgeführt ist, sind sowohl sein thermischer als auch sein 1/f-Rauschanteil zu berücksichtigen. Mit

$$\begin{aligned} \sigma_{Qref, 1/f}^2 &= \sum_{m=0,1} \int_{f_{a, Qref, 1/f}}^{f_g} TR_{int}^2 (f - 2mf_g) \cdot \frac{K_{f,p,Qref}}{C_{ox} W_{ref} L_{ref}} \left(\frac{1}{f - 2mf_g} \right) df \\ \wedge \quad \sigma_{Qref, Schrot}^2 &= \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2 (f - 2mf_g) \cdot 2q \cdot N_{\Omega} I_{ref} df \end{aligned} \quad (4.51)$$

folgt für das gesamte durch die Stromquellentransistoren Qref erzeugte 1/f- und Schrotrauschen am Sensorausgang:

$$\begin{aligned} \sigma_{Qref, 1/f, \text{gesamt}}^2 &= \frac{1}{(N_{\Omega} \cdot M_{\Omega})^2} \cdot \left(\frac{I_a(x_0, y_0)}{I_{ref}} \right)^2 M_{\Omega} \cdot \sigma_{Qref, 1/f}^2 \\ \wedge \quad \sigma_{Qref, Schrot, \text{gesamt}}^2 &= \frac{1}{(N_{\Omega} \cdot M_{\Omega})^2} \cdot \left(\frac{I_a(x_0, y_0)}{I_{ref}} \right)^2 M_{\Omega} \cdot \sigma_{Qref, Schrot}^2 \end{aligned} \quad (4.52).$$

Das 1/f-Rauschen von Qref lässt sich gegen das 1/f-Rauschen von Q2 abschätzen, da die unteren Grenzfrequenzen des 1/f-Rauschens identisch sind gemäß Gl.4.24. Es gilt:

$$\begin{aligned} & \left[\sigma_{Q2,1/f,eigen,fremd}^2 \right]_{\min} \gg \left[\sigma_{Qref,1/f,gesamt}^2 \right]_{\max} \\ \Leftrightarrow & \left[N_{\Omega} M_{\Omega} \sum_{m=0,1} \int_{f_{u,Q2,1/f}}^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot \frac{K_{f,p,Q2}}{C_{ox} W_2 L_2} \left(\frac{1}{f - 2mf_g} \right) df \right]_{\min} \gg \dots \quad (4.53). \\ & \dots \left[\frac{M_{\Omega}}{(N_{\Omega} \cdot M_{\Omega})^2} \cdot \left(\frac{I_a(x_0, y_0)}{I_{ref}} \right)^2 \sum_{m=0,1} \int_{f_{u,Qref,1/f}}^{f_g} \frac{K_{f,p,Qref}}{C_{ox} W_{ref} L_{ref}} \left(\frac{TR_{int}^2(f - 2mf_g)}{f - 2mf_g} \right) df \right]_{\max} \end{aligned}$$

In Summe fließt durch die Transistoren Q2 wieder der Strom $N_{\Omega} M_{\Omega} I_{ref}$. Die Transistoren Qref werden jeweils von $N_{\Omega} I_{ref}$ durchflossen. Nach Ausklammern der frequenzunabhängigen Variablen kürzen sich die Integrale in Gl.4.53 und es folgt mit Gl.4.21:

$$\left[N_{\Omega} M_{\Omega} \frac{I_{ref} \cdot U_{ds2}}{L_2^2} \right]_{\min} \gg \left[\frac{M_{\Omega}}{(N_{\Omega} \cdot M_{\Omega})^2} \cdot \left(\frac{I_a(x_0, y_0)}{I_{ref}} \right)^2 \frac{N_{\Omega} I_{ref} \cdot U_{dsref}}{L_{ref}^2} \right]_{\max} \quad (4.54).$$

Mit $U_{ds2} \approx U_{dsref}$ (Drain-Source-Spannung von Qref) erhält man:

$$\left[I_a(x_0, y_0) \right]_{\max} \ll \left[N_{\Omega} \cdot M_{\Omega} \cdot \frac{L_{ref}}{L_2} \cdot I_{ref} \right]_{\min} \quad (4.55).$$

Aus "matching"-Gründen sollte L_{ref} möglichst groß gewählt werden. Damit reduziert sich das 1/f-Rauschen erheblich. Mit den in dieser Arbeit verwendeten Werten ($L_{ref} = 200\mu\text{m}$, $L_2 = 2\mu\text{m}$) ergibt sich mit $I_{a,max} = 2I_{ref}$ bei einer minimalen Filterkerngröße von 5x5 ein Schätzfehler von 0.08%.

$$\begin{aligned} & \left[\sigma_{Q2,Schrot,eigen,fremd}^2 \right]_{\min} \gg \left[\sigma_{Qref,Schrot,gesamt}^2 \right]_{\max} \\ \Leftrightarrow & \left[N_{\Omega} M_{\Omega} \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} TR_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot 2q \cdot I_{ref} df \right]_{\min} \gg \dots \quad (4.56) \\ & \dots \left[\frac{M_{\Omega}}{(N_{\Omega} \cdot M_{\Omega})^2} \cdot \left(\frac{I_a(x_0, y_0)}{I_{ref}} \right)^2 \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} 2q N_{\Omega} \cdot I_{ref} \left(\frac{TR_{int}^2(f - 2mf_g)}{f - 2mf_g} \right) df \right]_{\max} \end{aligned}$$

Mit entsprechend entworfenen Gategeometrien kann das 1/f-Rauschen der Stromquellentransistoren Qref daher gegenüber Q2 vernachlässigt werden. Für die Abschätzung des Schrotrauschens von Q2 gilt analog zum 1/f-Rauschen Gl.4.56.

Hieraus folgt die Ungleichung Gl.4.57. Bei kleinen Filterkernen macht das Schrotrauschen von Qref bis zu 8% des Schrotrauschens bezogen auf Q2 aus, es ist für größere Filterkerne vernachlässigbar.

$$\left[I_a(x_0, y_0) \right]_{\max} \ll \left[N_{\Omega} \cdot M_{\Omega} \cdot I_{ref} \right]_{\min} \quad (4.57)$$

Zuletzt ist noch der Rauschbeitrag des Operationsverstärkers der Integratorstufe am Sensorausgang zu betrachten. Im wesentlichen ist das Rauschen des Operationsverstärkers durch die rauschenden NMOS-Transistoren der Differenzstufe bestimmt.

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{op},1/f}^2 &= 2 \sum_{m=0,1} \int_{f_{u,op,1/f}}^{f_g} \left(1 + \frac{C_L}{C_{int}} \right)^2 H_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot \frac{K_{f,n}}{C_{ox} W_{diff} L_{diff}} \left(\frac{1}{f - 2mf_g} \right) df \\ \wedge \sigma_{\text{op,thermisch}}^2 &= 2 \cdot \sum_{m=0,1} \int_0^{f_g} \left(1 + \frac{C_L}{C_{int}} \right)^2 \cdot H_{int}^2(f - 2mf_g) \cdot \frac{8 kT}{3 g_m} df \end{aligned} \quad (4.58)$$

Für das 1/f-Rauschen des Operationsverstärkers gilt die Abschätzung aus Gl.4.22 nicht mehr, da die Transkonduktanz g_m der Differenzstufe im Bereich einiger mS liegt, und nicht - wie in Gl.4.22 für die NMOS-Transistoren im Pixel berechnet - nur einige pS beträgt. Für die thermischen und die 1/f-Rauschbeiträge des Operationsverstärkers am Sensorausgang gilt dann Gl.4.58. Das 1/f-Rauschen des Operationsverstärkers läßt sich minimieren, wenn man die Differenzstufe sehr groß auslegt. Das thermische Rauschen des Operationsverstärkers wird über eine hohe Transkonduktanz g_m minimiert. Theoretisch lassen sich die Rauschanteile des Operationsverstärkers an dieser Stelle noch nicht gegen die Rauschbeiträge der übrigen Transistoren abschätzen. Ein Operationsverstärker sollte jedoch immer so sorgfältig entworfen werden, daß sein Rauschen gegenüber dem übrigen Rauschen im System vernachlässigt werden kann. Sorgfältig entworfene Operationsverstärker besitzen thermische sowie 1/f-Rauschanteile, die im Bereich von $1fV^2$ und weniger liegen [19,20,24].

$$SNR_{\max} = 20dB \cdot \log \left(\frac{U_{int,max}}{\sqrt{\sum_v \sigma_{Q1,v}^2} \Big|_{U_{int,max}}} \right) = 20dB \cdot \log \left(\frac{(I_a \cdot T_{int})_{\max}}{C_{int} \cdot \sqrt{\sum_v \sigma_{Q1,v}^2} \Big|_{U_{int,max}}} \right) \quad (4.59)$$

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß sich die dominierenden Rauschanteile im lokal-adaptiven Signalpfad unter Berücksichtigung der bisher getroffenen Abschätzungen aus den Eigenanteilen des Schrot- und des 1/f-Rauschens von Q1, den Eigen- und Fremdanteilen des Schrot- und des 1/f-Rauschens von Q2, dem Schrotrauschen von Qref,

dem thermischen Rauschen von Q8 und dem 1/f- und dem thermischen Rauschen der Differenzstufe des Operationsverstärkers zusammensetzen. Der maximale SNR des Sensors tritt bei maximalem Ausgangssignal und dem bei diesem Signal herrschenden Rauschen auf. Es gilt Gl.4.59. Für den Laufindex v sind die oben aufgelisteten dominierenden Rauschanteile einzusetzen.

Die Eingangsdynamik des Sensors bestimmt sich als Verhältnis aus maximal und minimal darstellbarem Signal am Eingang. Im Fall des lokaladaptiven Pixels ist die untere Nachweisgrenze durch den Photostrom $I_{ph,min}$, bei dem das Pixel eingeschwungen ist, gegeben. Die obere Grenze ist festgelegt durch den maximalen Strom $I_{ph,max}$, für den Q1 noch in schwacher Inversion arbeitet. Somit gilt:

$$DR_{ein,max} = 20dB \cdot \log\left(\frac{I_{ph,max}}{I_{ph,min}}\right) \quad (4.60).$$

Toleriert man sehr lange Einschwingzeiten von mehr als 10s, so ist die untere Nachweisgrenze in Gl.4.60 durch den Dunkelstrom bestimmt.

4.3 Hardwarerealisierung

Der hier beschriebene Bildsensor wurde im Hinblick auf die am Anfang des Kapitels genannten Kriterien entworfen. Die Matrixgröße beträgt 132x132 Pixel, von denen 128x128 ausgelesen werden. Bis zu einer Filterkerngröße von 9x9 kann daher die volle Matrix mit 128x128 Pixeln genutzt werden. Die Randpixel entkoppeln die wirksame Bildmatrix dabei gleichzeitig von der Peripherie. Eingekoppeltes Übersprechen von den Schaltungsblöcken am Rand wird von den Randpixeln unterdrückt. Im Sensor wird das lokaladaptive Pixel aus Abschnitt 4.1.2 verwendet. Ebenso finden sich in diesem Sensor die bereits beschriebene Integratorstufe und der Filterkern wieder. Die Adressierungslogik des Filterkerns ist bereits auf dem Sensor integriert. Lediglich die verschiedenen Adressen und einige Taktsignale werden extern erzeugt. In diesem Entwicklungsstadium machte es aus Flexibilitätsgründen mehr Sinn, diese Signale noch extern zu erzeugen. Da sie aber in Form einer Hardware-Beschreibungssprache vorliegen, können sie bei künftigen Versionen leicht mit auf dem Chip integriert werden.

4.3.1 Architektur des lokaladaptiven CMOS-Bildsensors

Das Blockschaltbild in Abbildung 4.11 zeigt den lokaladaptiven CMOS-Bildsensor mit allen realisierten Schaltungskomponenten. Der Zeilenadreibdekoder steuert die Anwahl der auszulesenden Zeile. Der Spaltenadreibdekoder wählt die auszulesenden Integratorsignale aus und führt sie auf einen Ausgangstreiber, der als Pufferverstärker

dient. Die Ansteuerlogik des Filterkerns ist in einen Horizontal- (Filterkernansteuerlogik x_a) und einen Vertikalteil (Filterkernansteuerlogik y_a) unterteilt. Die über der Sensormatrix angeordnete Horizontal-Ansteuerlogik des Filterkerns wählt diejenigen Pixel in horizontaler (Spalten-) Richtung aus, welche zum Filterkern gehören.

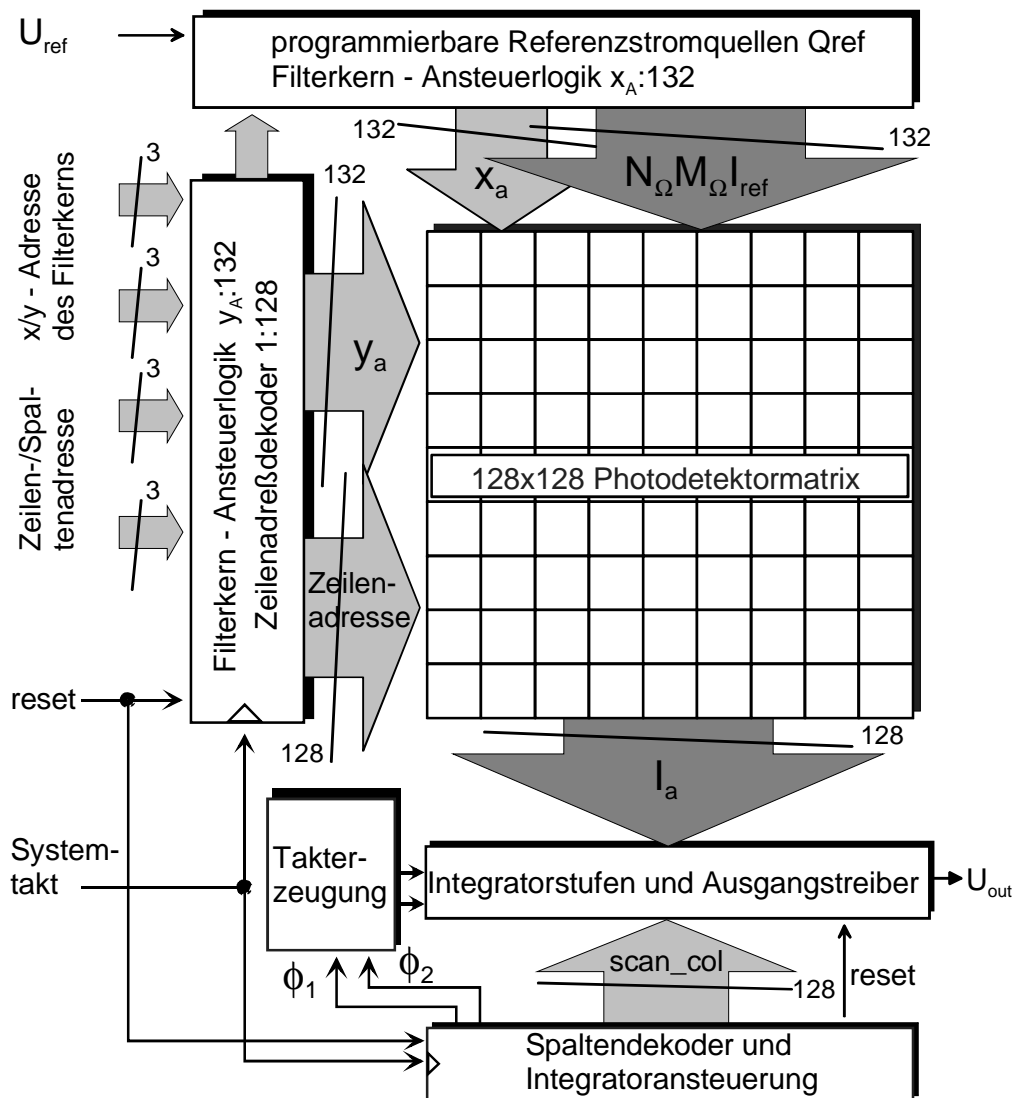


Abbildung 4.11: Blockschaltbild des lokaladaptiven 128x128 Pixel CMOS-Bildsensors

Dies erfolgt über die Schalter Q_{x_a} . (vgl. Abbildung 4.2 bzw. 4.5). Die Vertikal-Ansteuerlogik des Filterkerns ist neben der Sensormatrix angeordnet. Sie steuert die pixelinternen Schalttransistoren Q_3 an (vgl. Abbildung 4.2, 4.5) und legt damit fest, welche Pixel in vertikaler (Zeilen-) Richtung Teil des Filterkerns sind. Der zeitliche Ablauf der Filterkernanwahl und der Auslese der Signale ist in Abbildung 4.6 sowie in Abbildung 4.9 gezeigt. Zu Beginn wird die Filterkerngröße $N_\Omega M_\Omega$ von einem externen FPGA in die Horizontal- und Vertikalsteuerlogiken geladen. Der nötige Referenzstrom $N_\Omega I_{ref}$ ist über die Spannung U_{ref} an den Transistoren Q_{ref} vorgegeben. Danach beginnt die eigentliche Sensorauslese. Nach Anwahl des Filterkerns über x_a und

y_a schwingt dieser gemäß Gl.4.17 mit der Zeit T_{settle} ein. In den beleuchteten Pixeln fließt der Photostrom I_{ph} , wobei sich in ihrem Ausgangszweig der durch den Transistor Q2 fließende Ausgangsstrom $I_a = A_i I_{\text{ph}}$ als Ergebnis der lokaladaptiven Filterung einstellt. Zu dieser Zeit befinden sich das Integratortaktsignal ϕ_1 auf high und das Takt-signal ϕ_2 auf low (s. Abbildung 4.9) und die Offsetspannung des Operationsverstärkers wird auf der Integrationskapazität abgespeichert.

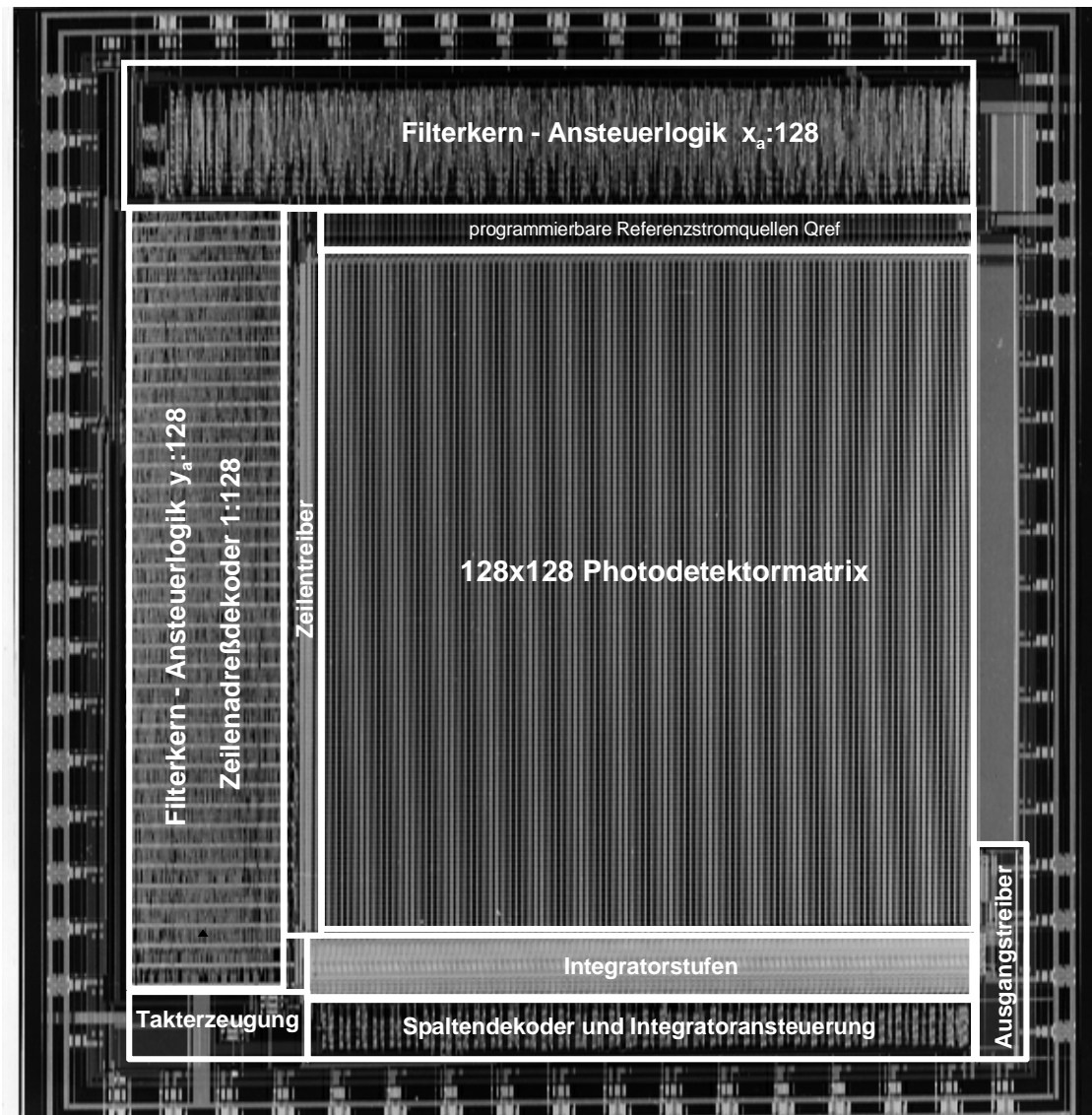


Abbildung 4.12: Chippfoto des lokaladaptiven CMOS-Bildsensors

Danach wird die Zeile über den Zeilenadressdekoder mit dem Signal "Zeilenadresse" (vgl. Abbildung 4.6 und 4.9, 4.11) selektiert. Der Ausgangsstrom I_a fließt dann auch durch den Ausgangszweig des NMOS-Stromspiegels Q6-Q7. Der Takt ϕ_1 wechselt von high auf low und der Takt ϕ_2 von low auf high, der Ausgangsstrom I_a der Pixel wird auf den Rückkoppelkapazitäten der Integratorstufen integriert. Zum Beenden der Integration wird die Zeile mittels "Zeilenadresse" deselektiert und der Integrator befindet sich im Haltemodus. Dann werden vom Spaltenadressdekoder diejenigen Integratorausgänge, die

gültige Signale besitzen, also mit den Pixeln im Zentrum des Filterkerns korrespondieren (vgl. Ortsfaltungstheorem), mit dem Signal `scan_col` seriell als Ausgangsspannung U_{out} ausgegeben. Wenn alle Pixel der Zeile ausgelesen sind, wird der Filterkern mittels des Ansteuersignals y_a in vertikaler Richtung um ein Pixel verschoben und die nächste Zeile wird ausgelesen. Dabei wird der Filterkern immer so adressiert, daß die aktuell ausgelesene Zeile in seiner Mitte liegt (Ortsfaltungstheorem). Nach Auslesen eines Bildes kann ein neuer Filterkern in den Sensor einprogrammiert werden, man kann also sehr schnell auf veränderliche Szenenbedingungen reagieren.

Spannungsversorgung	5V
Chipfläche (1 μ m Standard CMOS)	86.4mm ²
Gesamte Pixelzahl	132x132
Auslesbare Pixelzahl	128x128
Füllfaktor	35%
Pixelfläche	47 μ m x 47 μ m
Auflösung des Filterkerns	3bit
Sperrschichtkapazität der Photodiode ($U_D=0V$, rechnerisch)	168fF
Integrationskapazität der Integratorstufe	3pF

Tabelle 4.2: Technische Daten des lokaladaptiven CMOS-Bildsensors

Die einzeln beschriebenen Baugruppen finden sich im Chipphoto in Abbildung 4.12 wieder, die technischen Daten des Sensors sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

4.3.2 Meßergebnisse

Die Leistungsaufnahme wurde bei maximalem Filterkern (65x65) gemessen, da dann die Stromaufnahme des Sensors am höchsten ist. Das Fixed-Pattern Noise wird maximal bei maximaler Beleuchtung. Das minimale Fixed-Pattern noise wird bei minimalem Signal erreicht, d.h. wenn die Bestrahlungsstärke die minimal mit dem Sensor detektierbare Bestrahlungsstärke erreicht hat. In diesem Fall setzt sich das Ortsrauschen des Sensors nur noch aus den Mismatch-Anteilen der Komponenten im Pixel und der Ausleseschaltung zusammen. Abbildung 4.13 zeigt die Messung des minimalen Ortsrauschens entlang von 4 Zeilen der Sensormatrix. In der Abbildung 4.14 ist die Ausgangskennlinie eines Pixels über der Eingangsbestrahlungsstärke und für verschiedene Filterkerne dargestellt. Diese Messung zeigt die quasilineare Charakteristik des Pixels, wobei ein Nah-Infrarot-Laser mit 780nm Wellenlänge verwendet wurde. Der Laser war mittels eines Strahlteilers in 2 Strahlen gleicher Intensität aufgeteilt. Der erste Laserstrahl wurde über ein Linsensystem geringfügig defokussiert, so daß ein Bereich von ca. einem Achtel der Matrixfläche gleichmäßig

ausgeleuchtet war. Der zweite Laserstrahl wurde zunächst über optische Dämpfungsglieder so eingestellt, daß sich die gleiche Intensität ergab wie bei dem aufgeweiteten Laserstrahl.

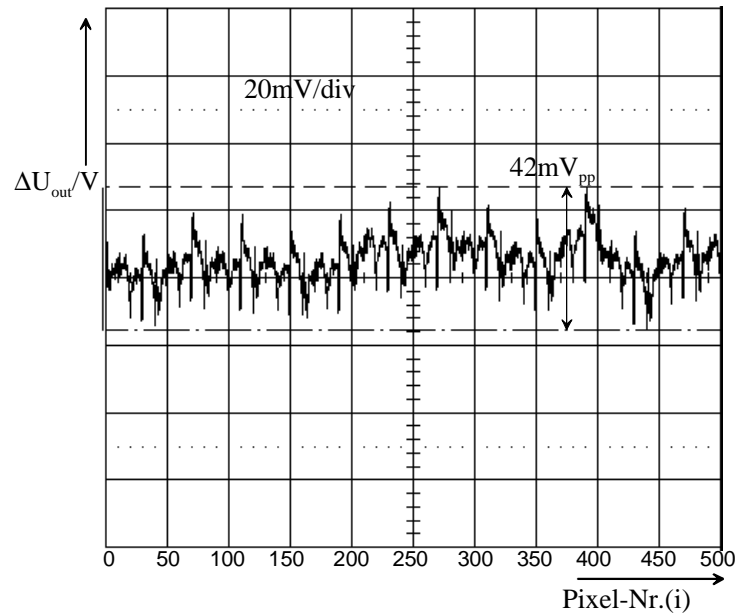


Abbildung 4.13: Minimales Ortsrauschen entlang von 4 Zeilen

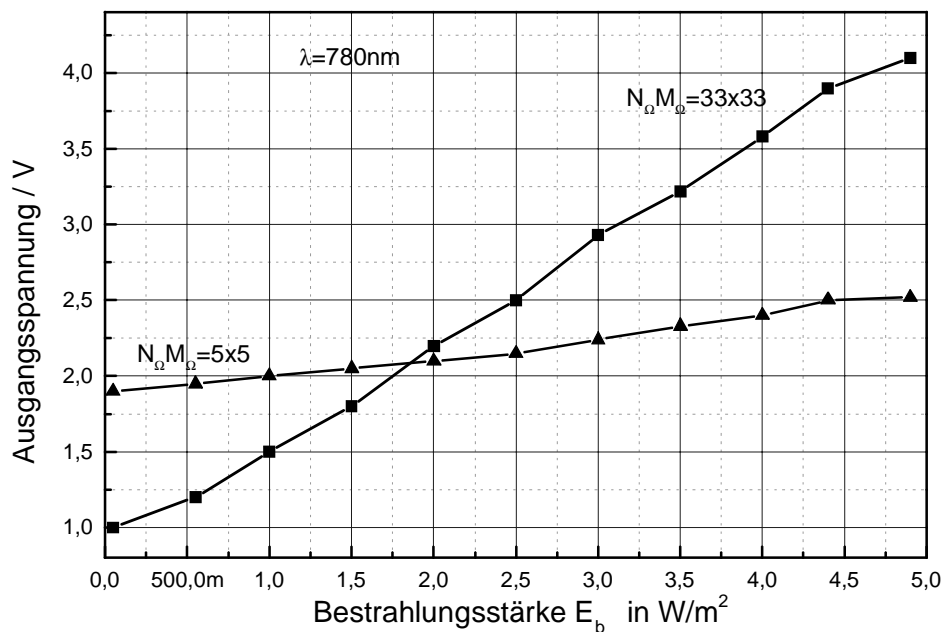


Abbildung 4.14: Kennlinien des lokaladaptiven Pixels

Zusätzlich wurde der zweite Laserstrahl über eine Lochblende auf einen Bereich von ca. 3×3 Pixeln fokussiert. Dieser Pixelbereich bildete das Zentrum des für die Messungen festgehaltenen Filterkerns. Nun wurde durch Wegnahme der optischen Sperrfilter die

relative Intensität des fokussierten Laserstrahls gegenüber dem aufgefächerten Laserstrahl erhöht. Die Messung in Abbildung 4.14 zeigt den Spannungsverlauf der Pixel innerhalb des Bereiches, der von dem scharf fokussierten Laser abgedeckt wird. Der Spannungsverlauf ist dabei aufgetragen über der relativen Intensitäts- bzw. Bestrahlungsstärkeabweichung zwischen fokussiertem und aufgeweitetem Laserstrahl für die Filterkerngrößen 5x5 und 33x33. Das Meßergebnis bestätigt die lokaladaptive Filterfunktionalität des Sensors. Bei kleinem Filterkern (5x5) kann das Pixel noch gar nicht zwischen globaler (aufgeweiteter Laserstrahl) und lokaler (fokussierter Laserstrahl) Beleuchtung unterscheiden, denn die Ausgangsspannung variiert nur wenig um einige 100mV. Erst bei größer werdenden Filterkernen (33x33) zeigt auch das Ausgangssignal eine merkliche Abhängigkeit vom Verhältnis zwischen lokaler und globaler im Filterkern vorhandener Bestrahlungsstärke. Mit dieser Messung bestätigt sich das Kontrastaufklärungsvermögen des Sensors, da die relativen Bestrahlungsstärken für obere und untere Sättigung des Ausgangssignals um ca. den Faktor 100 (entsprechend 40dB) auseinanderliegen.

Die Eingangsdynamik des Sensors wurde mit derselben Meßmethode bestimmt. Zur Ermittlung der minimal detektierbaren Bestrahlungsstärke wurde die Intensität der beiden Laserstrahlen so lange reduziert, bis sich am Ausgang des Sensors keine Spannungsabhängigkeit mehr einstellte. Die maximale Bestrahlungsstärke erhält man, wenn man die Intensität des fokussierten Laserstrahls solange erhöht, bis der Transistor Q1 den Arbeitsbereich der schwachen Inversion verläßt. Die quasilineare Abhängigkeit des Ausgangssignals von der Bestrahlungsstärke verschwindet dann und die Ausgangsspannung bleibt konstant.

Tabelle 4.3 faßt einige gemessene Eckdaten des Sensors zusammen.

Maximaler Spannungshub	3.4V
Maximales Fixed Pattern Noise	76mV
Minimales Fixed Pattern Noise	42mV
Leistungsaufnahme	40mW
Minimal detektierbare Bestrahlungsstärke	$< 10^{-5} \text{ W/m}^2$
Maximal detektierbare Bestrahlungsstärke	87 W/m^2
Maximaler Pixeltakt	10MHz
Bildrate bei 1 W/m^2 Bestrahlungsstärke ($\lambda=780\text{nm}$) in 50cm Abstand und 5x5 Filterkern	40Hz

Tabelle 4.3: Meßergebnisse des lokaladaptiven CMOS-Bildsensors

Für die in Tabelle 4.4 vorgestellten Messungen wurde die Eingangsdynamik bei verschiedenen Einschwingzeiten bestimmt. Die Eingangsdynamik wird umso größer, je

länger die Pixel einschwingen können (bei entsprechend niedrigerer Bildrate). Der bei gegebener maximaler Einschwingzeit $T_{\text{settle,max}}$ minimal detektierbare Photostrom berechnet sich über Gl.4.14, 4.16 und 4.17 zu:

$$I_{ph,min} = \frac{nU_T C_D}{T_{\text{settle,max}}} \underset{T_{\text{settle,max}} \gg T_{\text{int}}}{\approx} 128M_\Omega \cdot \frac{nU_T C_D}{T_{fr}} \quad (4.61).$$

Daraus folgt dann für die Eingangsdynamik bei gegebener Bilddauer T_{fr} und minimalem Filterkern (5x5) die Gl.4.62.

$$DR_{\text{ein}} = 20dB \cdot \log\left(\frac{120nA}{128 \cdot 5 \cdot nU_T C_D} \cdot T_{fr}\right) = 90dB + 20dB \cdot \log(T_{fr} [s]) \quad (4.62)$$

Die Bilddauer T_{fr} geht direkt in die Eingangsdynamik ein. Die Messungen in Tabelle 4.4 sind bei minimalem Filterkern (5x5) aufgenommen und den mit Gl.4.62 berechneten Werten gegenübergestellt.

Man erkennt, daß der Sensor in der Realität eine höhere Eingangsdynamik erreicht als in der Rechnung. Das liegt daran, daß der Sensor ein besseres Einschwingverhalten besitzt als in Gl.4.16 berechnet. Die Erklärung liegt darin, daß die Sperrschichtkapazität der Photodiode nicht konstant, sondern spannungsabhängig ist. Gemäß Gl.2.17 aus Kapitel 2 sinkt der Sperrschichtkapazitätsbelag der Photodiode mit steigender Sperrspannung. Die Sperrspannung steigt für kleiner werdende Photoströme gerade an (vgl. Abbildung 4.2).

Größe	Messung	Rechnung
DR_{ein} bei 0.1 Hz	119dB	110dB
DR_{ein} bei 1 Hz	100dB	90dB
DR_{ein} bei 10 Hz	80dB	70dB
SNR_{max}	36dB	32dB

Tabelle 4.4: Vergleich der Rechen- und Meßergebnisse zur Eingangsdynamik und zum SNR

In der Realität sinkt beim lokaladaptiven Pixel der Sperrschichtkapazitätsbelag bei fallender Beleuchtung, damit steigt die Einschwingzeit mit der Beleuchtung langsamer an, als in Gl.4.62 angenommen. Dies erklärt die Meßwerte in Tabelle 4.4.

Der maximale SNR wird gemäß Gl.4.59 bei maximaler Ausgangsspannung des Sensors und minimaler Größe des Filterkerns erzielt. Die in Abschnitt 4.2 hergeleiteten Rauschbeiträge sind nur noch mittels Software berechenbar. Das Ergebnis dieser Berechnungen fließt in die Bestimmung des maximalen Signal-Rauschabstands SNR_{max} in Tabelle 4.4 ein. Bei hoher Bestrahlung wird das gesamte Rauschen im System

normalerweise nur noch vom Photonengeräuschen als dominantem Schrotrauschen bestimmt. Bei diesem Bildsensor hingegen verhält es sich hingegen so, daß aufgrund der Tatsache, daß sich die Schrotrauschbeiträge aller Transistoren Q2 innerhalb des Filterkerns im betrachteten Pixel (x_0, y_0) überlagern (Summation aller Fremdgeräuschanteile und des Eigengeräuschanteils von Q2 im Pixel (x_0, y_0) , siehe Gl.4.34), das durch die Transistoren Q2 hervorgerufene Schrotrauschen gegenüber dem Photonengeräuschen dominiert. Dies liegt daran, daß das Schrotrauschen proportional zum im Kanal fließenden Strom ist. Der im Durchschnitt durch jeden Transistor Q2 fließende Strom beträgt $I_{ref}/2$. Dieser entspricht aber schon dem halben maximal zulässigen Photostrom. Dazu kommen noch die Anteile des Fremdgeräuschs, welche gemäß den Berechnungen aus Anhang B quasi "ungedämpft" in das Pixel (x_0, y_0) eingekoppelt werden. Damit dominiert das Schrotrauschen der Transistoren Q2 gegenüber dem Photonengeräuschen. Berechnungen mittels Software haben ergeben, daß das maximale Photonengeräuschen $\sigma_{Q1,PD,Schrot,eigen}^2$ ca. $3.9nV^2$ am Sensorausgang beträgt. Das insgesamt durch die Transistoren Q2 hervorgerufene Schrotrauschen am Sensorausgang beläuft sich dagegen auf $\sigma_{Q2,Schrot,eigen,fremd}^2 = 8.5\mu V^2$. Die Berechnungen ergeben für das Schrotrauschen von Qref $2nV^2$, es ist somit vernachlässigbar. Das thermische Rauschen von Q8 beträgt $1\mu V^2$ und ist ebenfalls relativ hoch. Das thermische Rauschen des Operationsverstärkers berechnet sich für den hier verwendeten Entwurf zu $0.2fV^2$ und fällt somit nicht ins Gewicht.

Aufgrund des Einflusses der Filterkerngröße auf die Grenzfrequenzen in Gl.4.24 werden selbst bei minimalem Filterkern immer noch sehr niederfrequente Anteile des 1/f Rauschens von Q1 und Q2 erfaßt. Software-Berechnungen der Gl.4.30 und 4.34 zeigen, daß das insgesamt von den Transistoren Q2 im Pixel (x_0, y_0) erzeugte 1/f-Rauschen um Größenordnungen über allen anderen Rauschanteilen liegt. Der Grund dafür liegt darin, daß die 1/f-Fremdgeräuschanteile der PMOS-Transistoren Q2 der Nachbarpixel "ungedämpft" in das Pixel (x_0, y_0) eingekoppelt werden. Der Anteil des 1/f-Rauschens von Q2 beträgt in der Simulation $7mV^2$ bei minimaler Filterkerngröße (5x5). Daraus ergibt sich bei einem Spannungshub von 3.4V der in Tabelle 4.4 enthaltene Wert von 32dB für den maximalen SNR. Gemessen wurde am Sensor ein maximaler Signal-Rauschabstand von 36dB. Die Messung bestätigt daher das modellierte Rauschverhalten des Sensors relativ genau. Die 1/f-Rauschbeiträge von Q1 und dem Operationsverstärker errechnen sich zu $27\mu V^2$ bzw. $0.1fV^2$. Gegenüber Q2 sind sie vernachlässigbar.

4.4 Bildaufnahmen

In diesem Abschnitt wird die Funktionalität des lokaladaptiven CMOS-Bildsensors anhand einiger realer Szenen demonstriert. Die in Kapitel 3 simulierte Filtercharakteristik wird durch die hier gezeigten Anwendungsbeispiele bestätigt.

Eine mit Hintergrundlicht beleuchtete Szene ist für einen 17x17 Filterkern (links) und einen 33x33 Filterkern (rechts) in Abbildung 4.15 dargestellt.

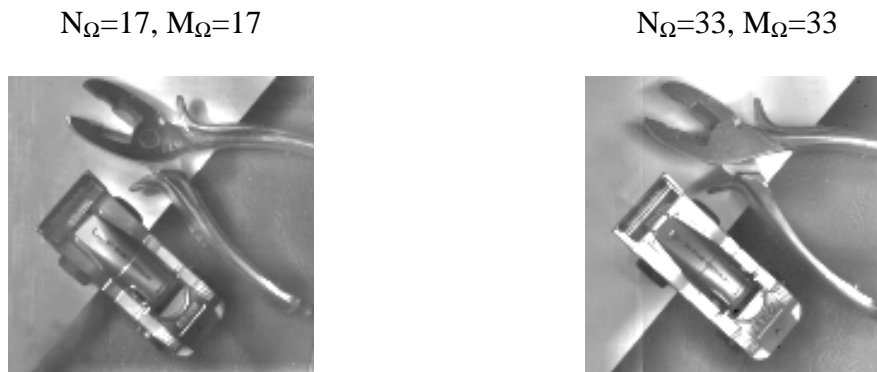


Abbildung 4.15: Ergebnisse einer lokaladaptiv mit dem 128x128 CMOS-Bildsensor gefilterten Bildszene mit indirekter Hintergrundbeleuchtung

Man erkennt deutlich den Unterschied des Beleuchtungseinflusses auf das Ausgangsbild in Abhängigkeit von der Größe des Filterkerns. In der Abbildung 4.15 rechts ist noch ein viel höherer Resthelligkeitseinfluß auf den Hintergrund zu beobachten. Auch die Reflexe des Spielzeugautos treten beim 33x33 Filterkern viel deutlicher hervor. Anders verhält es sich beim 17x17 Filterkern. Der weiße Hintergrund erscheint dunkler, auch die Reflexe des Autos sind verschwunden, die Detailinformationen sind jedoch vollständig erhalten geblieben bzw. überhaupt erst in Erscheinung getreten.

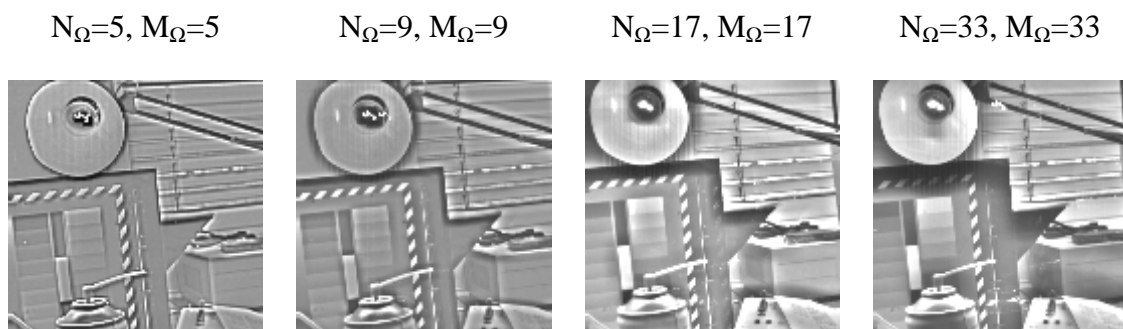


Abbildung 4.16: Lokaladaptive Filterung einer Gegenlichtsituation mit 60W Lampe

Die Bildserie in Abbildung 4.16 zeigt das Filterverhalten unter Gegenlichtbedingungen auch bei sehr kleinen Filterkernen. Von links nach rechts wird der Filterkern vergrößert. Der Eindruck von "Natürlichkeit" erhärtet sich ebenfalls mit größerem Filterkern. Für ein machine-vision System jedoch sind im Bild links (5x5 Filterkern) bereits alle relevanten Objektinformationen enthalten. Die Funktionalität des Sensors entspricht dabei genau der in Kapitel 3 mittels Simulationen vorausgesagten Filtercharakteristik. Ebenso ist das aus der Sinnesphysiologie bekannte Phänomen der Machbänder zu beobachten. Betrachtet man die vertikale schwarz-weiß-schwarze Balkenstruktur in der

Mitte des Testcharts, so erkennt man eine Zunahme der Resthelligkeit im Hellbereich bzw. eine verstärkte Verdunkelung im Dunkelbereich. Dieses Phänomen beruht auf der Tatsache, daß Machbänder immer bei rampenförmigen Leuchtdichteänderungen auftreten. Die dunkle Seite der Rampe erscheint im Übergangsbereich dunkler, die helle Seite dagegen heller als die übrigen Gebiete. Der Grund hierfür liegt in der schon in Kapitel 3 erwähnten lateralen Inhibition von Sinneszellen innerhalb der Retina. Sieht ein Photorezeptor (Ganglion bzw. Pixel) die dunkle Seite im Übergangsbereich, so wird er von denjenigen Rezeptoren, die bereits den Hellbereich detektieren, stärker gehemmt als die weiter vom Übergang entfernten Rezeptoren.

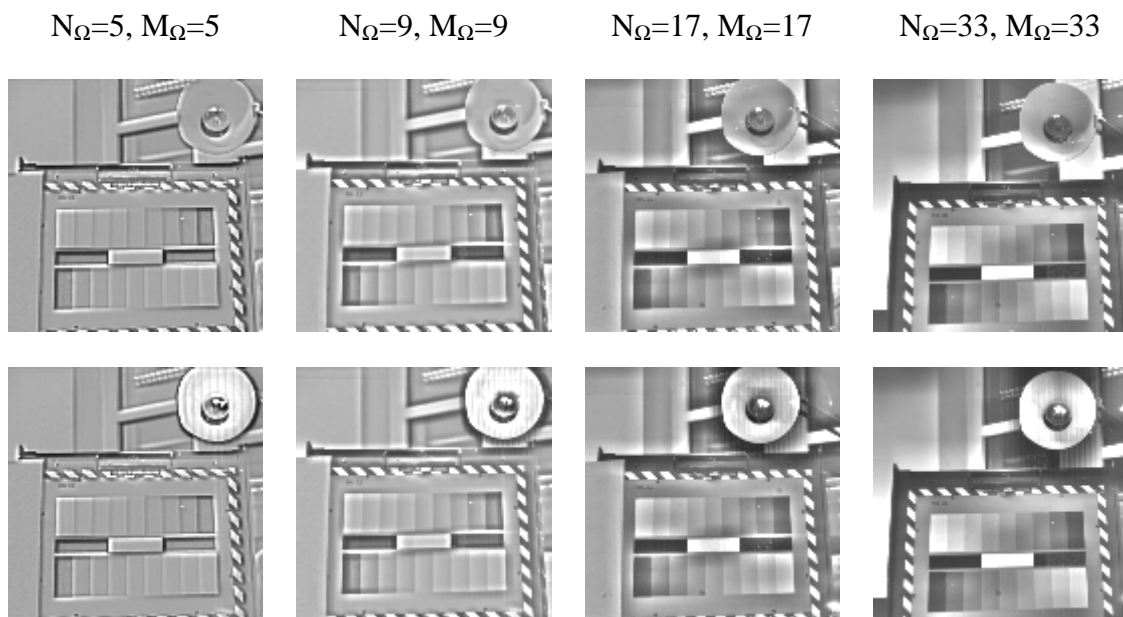


Abbildung 4.17: Filterfunktionalität bei homogener Ausleuchtung (oben, Lampe ausgeschaltet) und inhomogener Beleuchtungssituation (unten, 60W Lampe eingeschaltet)

Dies stimmt mit den bereits angestellten Vorüberlegungen überein, wonach bei wachsender Beleuchtungsstärke die Empfindlichkeit (Stromverstärkung A_i) des jeweiligen Photorezeptors sinken bzw. bei sinkender Beleuchtungsstärke steigt. Abbildung 4.17 zeigt die Filterfunktionalität bei gleichmäßig und ungleichmäßig ausgeleuchteter Bildszene (Lampe ein/aus). Sowohl bei homogener als auch bei inhomogener Beleuchtung zeigt der lokaladaptive CMOS-Bildsensor die gleiche Filtergüte. Bei allen Filterkerngrößen ist ein guter Kontrast zu beobachten. Die in Kapitel 3 postulierte und im ersten Unterabschnitt dieses Kapitels für spektral breitbandiges Eingangslicht hergeleitete Beschreibungsformel für das gefilterte Pixelausgangssignal wird daher auch in der Realität bestätigt. Eine Gegenüberstellung des entwickelten CMOS-Sensors mit einer handelsüblichen CCD-Kamera in Abbildung 4.18 zeigt die klare Überlegenheit des Konzepts der lokaladaptiven Filterung gegenüber einer nur global operierenden Belichtungssteuerung, wie sie bei CCD-Kameras zum Einsatz kommt. Bereits bei der hier gezeigten Gegenlichtsituation ist die CCD-Kamera

nicht mehr in der Lage, die Bildinformation zu verarbeiten. Im Hellbereich tritt Blooming auf, der Dunkelbereich ist völlig unterbelichtet.

Lokaladaptiver CMOS-Sensor

CCD-Sensor mit 768x576 Pixeln

$N_{\Omega}=17, M_{\Omega}=17$

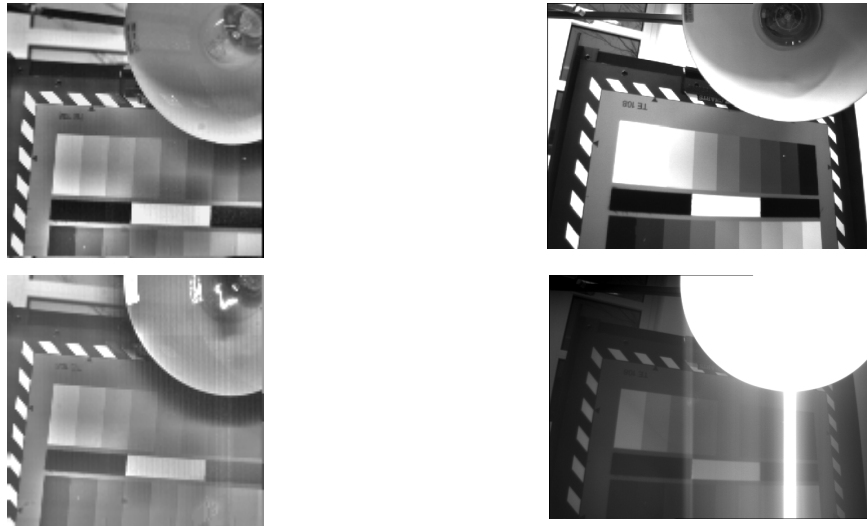


Abbildung 4.18: Funktionalitätsvergleich zwischen lokaladaptivem CMOS-Sensor und handelsüblicher CCD-Kamera bei direkter Gegenlichtsituation (oben: 60W Lampe ausgeschaltet, unten: 60W Lampe eingeschaltet)

Eine globale Belichtungssteuerung ist bei höheren Helligkeitsdynamikunterschieden im Bild nicht mehr in der Lage, einen für alle Bildbereiche passenden Belichtungswert zu berechnen. Für den lokaladaptiven CMOS-Bildsensor stellt dies kein Problem dar, da die Helligkeitsanpassung lokal auf Pixelebene erfolgt.

4.5 Erweiterungsfähigkeit des vorgestellten Sensorkonzepts

Wie bereits in den einführenden Abschnitten diskutiert, ergibt sich ein limitierender Faktor bei dem vorgestellten Sensorkonzept dadurch, daß die Einschwingzeit des lokaladaptiven Pixels ohne Rückkopplung bei sinkender Beleuchtung zunimmt. Mit einer Rückkopplung dagegen läßt sich die Einschwingzeit deutlich verringern. Nachfolgend wird ein Pixelkonzept vorgestellt, welches dafür in Frage kommt.

4.5.1 Lokaladaptives Pixel mit Rückkopplung

In [81] wird ein Rückkopplungsprinzip vorgestellt, mit dem die Einschwingzeit um ca. den Faktor 30 verbessert wird. Das lokaladaptive Pixel mit Rückkopplung ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Die Transistoren Q9-Q1 bilden eine geschlossene

Regelschleife. Bei niedrigen Beleuchtungsstärken steht nur ein kleiner Photostrom zur Umladung der Photodiodenkapazität zur Verfügung, was die Ansprechzeit des Pixels deutlich verlängert. Die neu hinzugekommenen Transistoren Q9, Q10 bilden einen Verstärker in Sourceschaltung.

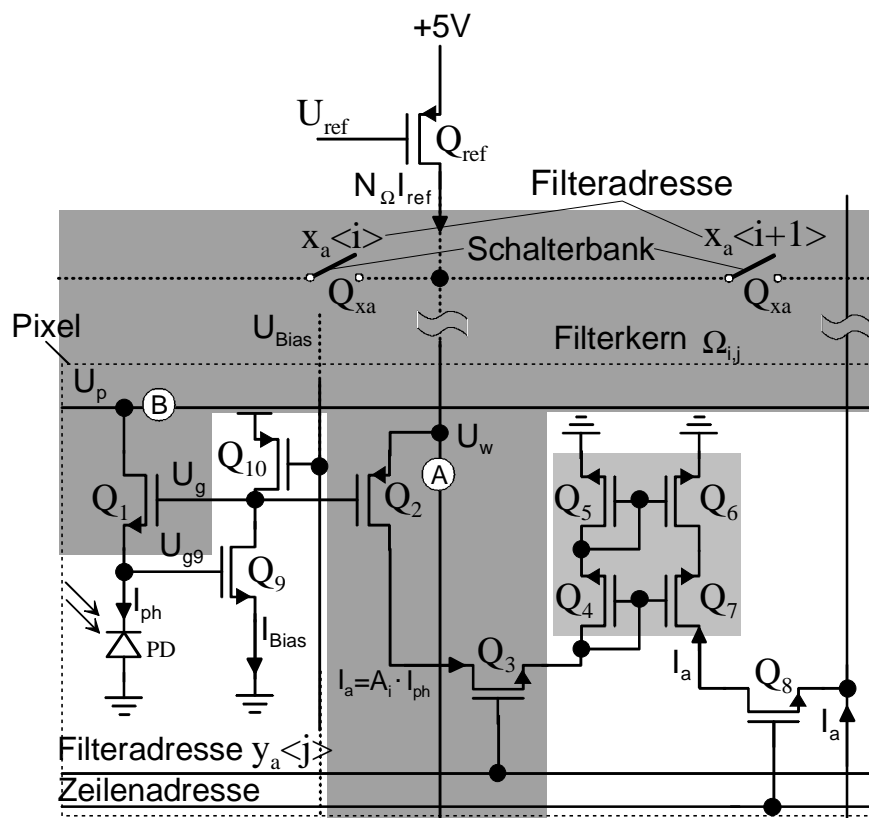


Abbildung 4.19: Rückgekoppeltes Pixel mit gleitendem Filterkern

Der NMOS-Transistor Q9 hält das Potential U_{g9} auf der Kathode der Photodiode konstant. Bei zunehmendem Photostrom sinkt die Spannung über der Photodiode. Damit steigt die Spannung U_g am Drain von Q9 bzw. am Gate von Q1. Das Sourcepotential von Q1 wird dementsprechend erhöht und wirkt somit dem Absinken der Kathodenspannung entgegen. Der PMOS-Transistor Q10 wird mit der Biasspannung U_{Bias} vorgespannt und stellt den notwendigen Biasstrom I_{Bias} zur Verfügung. Alle anderen Schaltungskomponenten nebst den zugehörigen Strömen und Spannungen erfüllen dieselbe Funktion wie beim lokaladaptiven Pixel ohne Rückkopplung in Abbildung 4.2. Wie sich später zeigen wird, ist die Ausgangscharakteristik des Pixels nun invertiert. Steigt der Ausgangsstrom beim nicht rückgekoppelten Pixel mit wachsendem Photostrom, so fällt er beim rückgekoppelten Pixel.

Zunächst geht der folgende Unterabschnitt auf das Großsignalverhalten des rückgekoppelten Pixels ein wobei die lokaladaptive Filterfunktionalität bewiesen wird.

Danach wird mittels einer Kleinsignalanalyse das Frequenzverhalten des rückgekoppelten Pixels beschrieben.

4.5.1.1 Großsignalverhalten

Q1 wird vom Photostrom durchflossen und arbeitet in schwacher Inversion. Das Source-Bulk-Potential U_{sb1} von Q1 ist gleichzeitig das Gatepotential U_{g9} von Q9. Da bei variierendem Gatepotential U_g das Kathodenpotential U_{g9} durch die Regelung konstant gehalten wird, formuliert sich der Drainstrom $I_{D1}=I_{ph}$ entsprechend Kapitel 2 wie folgt (vgl. 2.31):

$$I_{ph} = I_{D1} = \frac{W_1}{L_1} \tilde{I}_{D0,n} \cdot e^{\frac{U_{gs1}-U_{m,n}}{nU_T}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{U_{ds1}}{U_T}} \right) \stackrel{U_{ds1} \gg U_T}{=} \frac{W_1}{L_1} \tilde{I}_{D0,n} \cdot e^{\frac{U_g - U_{g9} - U_{m,n}}{nU_T}} \quad (4.63).$$

Durch Auflösen des Drainstroms I_{ph} nach $U_{sb1} = U_g$ folgt für das Gatepotential U_g (bzw. die Ausgangsspannung von Q9) des Filterkerns:

$$U_g(I_{ph}) = U_{g9} + U_{m,n} + n \cdot U_T \ln \left(\frac{I_{ph}}{\frac{W_1}{L_1} \tilde{I}_{D0,n}} \right) \quad (4.64).$$

Das Gatepotential U_g des Filterkerns zeigt auch hier wie beim Pixel ohne Rückkopplung eine streng logarithmische Abhängigkeit vom Photostrom. Das rückgekoppelte Pixel verhält sich in derselben Weise translinear wie das schon besprochene Pixel ohne Rückkopplung. Gemäß der Übertragungscharakteristik zwischen Gatepotential U_g und dem Photostrom ergibt sich im Gegensatz zum Pixel ohne Rückkopplung nun eine mit dem Photostrom ansteigende Spannung. Die Übertragungscharakteristik des Filterkerns im Pixel mit Rückkopplung ist daher invertiert im Vergleich zum Pixel ohne Rückkopplung. Zum Nachweis der lokaladaptiven Filtercharakteristik formuliert sich der Drainstrom durch den NMOS-Transistor Q1 gemäß (vgl. Gl.2.28):

$$I_{D1} = I_{ph} = \underbrace{\frac{W_1}{L_1} I_{D0,n}}_{\text{konstant}} \cdot \underbrace{\frac{\gamma_n}{2\sqrt{\Psi_{s,n}}}}_{\text{abhängig vom Gatepotential}} \cdot e^{\frac{\Psi_{s,n}}{U_T}} \cdot \left(e^{-\frac{U_{sb1}}{U_T}} - e^{-\frac{U_{db1}}{U_T}} \right) \quad (4.65).$$

Der Transistor Q2 ist nach wie vor ein PMOS-Transistor. Deswegen gilt für den Ausgangsstrom durch Q2:

$$I_{D2} = I_a = \underbrace{\frac{W_2}{L_2} I_{D0,p}}_{\text{konstant}} \cdot \underbrace{\frac{\gamma_p}{2\sqrt{\Psi_{s,p}}}}_{\text{abhängig vom Gatepotential}} \cdot e^{\frac{\Psi_{s,p}}{U_T}} \cdot \left(e^{-\frac{U_{bs2}}{U_T}} - e^{-\frac{U_{bd2}}{U_T}} \right) \quad (4.66).$$

Die charakteristischen Ströme $I_{D0,n}$ und $I_{D0,p}$ unterscheiden sich primär durch ihre Elektronen- und Löcherbeweglichkeiten μ_n, μ_p um ca. 2.9 [19]. Der zweite, vom Oberflächenpotential Ψ_s abhängige Term unterscheidet sich für den P- und den NMOS-Transistor durch das Verhältnis der Substrateffektkonstanten γ_n und γ_p . Bildet man den Quotienten aus I_a und I_{ph} , so fallen alle Terme bis auf die Donator- und Akzeptordotierstoffkonzentrationen heraus (vgl. die Definitionsgleichungen für $\gamma_{n,p}$, Kapitel 2, Gl.2.20). Wie schon beim Pixel mit PMOS-Stromspiegel ist das Oberflächenpotential $\Psi_{s,n}, \Psi_{s,p}$ gleich für Q1 und Q2, weil auch hier die Gates miteinander verbunden sind. Mit einer Donatorkonzentration von $N_D=8 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ für die n-Wanne und einer Akzeptorkonzentration von $N_A=4 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ für das p-Substrat läßt sich der Quotient aus Photo- und Ausgangsstrom nach Einsetzen der Dioden-Sperrspannung U_{g9} , des Arbeitspunktpotentials des Filterkerns U_w , der Versorgungsspannung U_{DD} sowie der Beweglichkeiten und der Substrateffektkonstanten berechnen. Berücksichtigt man, daß das Bulk-Potential des NMOS-Transistors Q1 nun das Massepotential und das Bulk-Potential des PMOS-Transistors Q2 die Versorgungsspannung ist, ergibt sich schließlich nach einiger Umrechnung für den Quotienten aus Photo- und Filterausgangsstrom:

$$\frac{I_{ph}}{I_a} = \frac{\gamma_n}{\gamma_p} \cdot \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot e^{\frac{U_{bs1}}{U_T} + \frac{U_{bs2}}{U_T}} = 2.9 \cdot \sqrt{\frac{N_A}{N_D}} \cdot e^{\frac{U_{b1}-U_{s1}}{U_T} + \frac{U_{b2}-U_{s2}}{U_T}} = 0.21 \cdot e^{\frac{\tilde{u}_p}{U_T} - \frac{U_w}{U_T}} \quad (4.67).$$

Die Regelschleife hält das Sourcepotential U_{g9} von Q1 (Gatepotential von Q9) konstant. Durch geeignete Wahl des Biasstroms wird U_{g9} so eingestellt, daß sich ein Optimum zwischen Aussteuerbereich des Arbeitspunktes des Filterkerns und Einschwingzeit des Pixels ergibt. Qualitativ ergeben sich somit dieselben Verhältnisse wie beim Pixel ohne Rückkopplung (bis auf den aus der Beweglichkeits- und der Substrateffektkonstantenabhängigkeit resultierenden Faktor 0.21). Der Exponentialterm ist nur abhängig vom Arbeitspunkt des Filterkerns U_w . Für die Filterfunktionalität gelten daher dieselben Folgerungen wie im Abschnitt 4.1.2.

4.5.1.2 Kleinsignalverhalten

Die Verringerung der Einschwingzeit bei Verwendung des rückgekoppelten Pixels hängt von der Geschwindigkeit der Regelung des Kathodenpotentials der Photodiode ab.

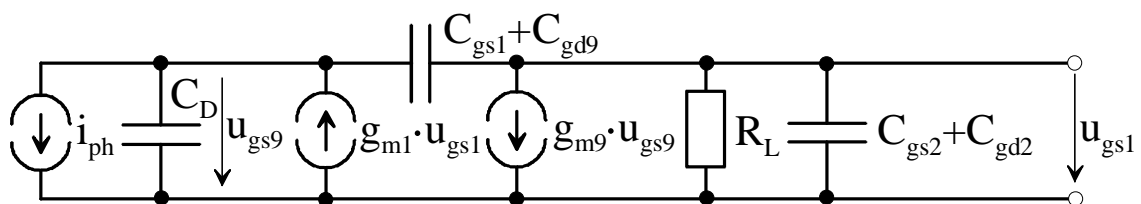


Abbildung 4.20: Kleinsignalersatzschaltbild der Rückkopplerschleife

Die Kleinsignalanalyse erstreckt sich daher auf den Detektorzweig mit Rückkopplung. Abbildung 4.20 zeigt das dazugehörige Kleinsignalersatzschaltbild. Die Photodiode wird durch die Stromquelle i_{ph} und die Sperrschichtkapazität C_D modelliert, Q1 durch die Stromquelle $g_{m1} \cdot u_{gs1}$. Der Substrateffekt kann hier aufgrund der Regelung des Sourcepotentials von Q1 auf konstantes Potential U_{g9} vernachlässigt werden. Der Rückkoppeltransistor Q9 erzeugt im Ausgangszweig kleinsignalmäßig den Strom $g_{m9} \cdot u_{gs9}$ durch Q9 und den Stromquellentransistor Q10, deren Last R_L sich aus der Parallelschaltung der Drain-Source-Leitwerte g_{ds9} und g_{ds10} zusammensetzt. In der Rückkoppelschleife liegt die Parallelschaltung der Gate-Source-Kapazität C_{gs1} von Q1 und der Gate-Drain-Kapazität C_{gd9} des Verstärkertransistors Q9. Diese begrenzen die Übertragungsbandbreite. Für u_{gs1} ergibt sich in Abhängigkeit von u_{gs9} :

$$u_{gs1}(u_{gs9}) = -u_{gs9} \cdot \frac{g_{m9} - j\omega(C_{gs1} + C_{gd9})}{g_{ds9} + g_{ds10} + j\omega(C_{gs1} + C_{gd9} + C_{gs2} + C_{gd2})} \quad (4.68).$$

Eingangsseitig geht der Kleinsignal-Photostrom i_{ph} mit in die Spannungsübertragungscharakteristik ein:

$$u_{gs1}(u_{gs9}) = \frac{[g_{m1} + j\omega(C_{gs1} + C_{gd9})] \cdot u_{gs9} - i_{ph}}{g_{m1} + j\omega(C_{gs1} + C_{gd9} + C_D)} \quad (4.69).$$

Substitution der Spannung u_{gs9} führt auf die Kleinsignal-Transimpedanzübertragungsfunktion. Berücksichtigt man, daß $g_{m9} \gg g_{ds9} + g_{ds10}$ erfüllt ist (Steilheit des Verstärkertransistors ist groß gegen die Ausgangsleitwerte), folgt:

$$\frac{u_{gs1}}{i_{ph}} = \frac{1}{g_{m1}} \cdot \frac{1 - j\omega \frac{C_{gs1} + C_{gd9}}{g_{m1}}}{1 + j\omega \frac{g_{m1}(C_{gs2} + C_{gd2}) + g_{m9}(C_{gs1} + C_{gd9})}{g_{m1}g_{m9}} - \omega^2 \frac{(C_{gs2} + C_{gd2})(C_{gs1} + C_{gd9} + C_D) + (C_{gs1} + C_{gd9})C_D}{g_{m1}g_{m9}}} \quad (4.70).$$

Die 3dB-Eckfrequenz läßt sich durch lineare Approximation der Übertragungsfunktion ab der 1. Polstelle bestimmen. Ein Koeffizientenvergleich führt zu:

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\frac{(C_{gs2} + C_{gd2})}{g_{m9}} + \frac{(C_{gs1} + C_{gd9})}{g_{m1}}} \quad (4.71).$$

Mit den in Tabelle 2.1 des Kapitels 2 angegebenen Definitionen lassen sich alle benötigten Kleinsignalparameter berechnen. Die Steilheit g_{m1} ist wieder abhängig vom Photostrom. Für geringe Beleuchtungen dominiert der zweite Term im Nenner die 3dB-Eckfrequenz, da die Kapazitäten nur um den Faktor 2, die Steilheiten aber um 6 Dekaden schwanken. Mit $g_{m1} = I_{ph}/nU_T$ läßt sich die 3dB-Eckfrequenz dann weiter vereinfachen gemäß Gl.4.72. Die Bestrahlungsstärke E_e folgt wieder durch Integration

der spektralen Bestrahlungsstärke $E_{e,\lambda}$ in einem infinitesimal schmalen Intervall um $\lambda=635\text{nm}$, in dem \mathfrak{R}_λ konstant ist. Damit gilt für die Einschwingzeit Gl.4.73. Ein wichtiger Faktor ist, daß sich die 3dB-Eckfrequenz beim rückgekoppelten Pixel durch die Fläche der Photodiode zusätzlich steigern läßt.

$$f_{3dB} = \frac{I_{ph}}{2\pi \cdot nU_T \cdot (C_{gs1} + C_{gd9})} = \frac{A_D}{2\pi \cdot nU_T \cdot (C_{gs1} + C_{gd9})} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathfrak{R}_\lambda E_{e,\lambda} \cdot d\lambda \quad (4.72)$$

Wenn man davon ausgeht, daß das rückgekoppelte lokaladaptive Pixel denselben (und keinen höheren) Flächenbedarf haben darf wie das Pixel ohne Rückkopplung, folgt daraus, daß sich die hier wirksame Diodenfläche im Vergleich zum Pixel ohne Rückkopplung deutlich reduziert, da die Transistoren Q9 und Q10 Platz im Pixel benötigen. Die Pixel dürfen einen maximalen pitch von $47\mu\text{m}$ besitzen.

$$\tau = nU_T \cdot \frac{C_{gs1} + C_{gd9}}{\mathfrak{R}_\lambda} \cdot \frac{1}{A_D} \cdot \frac{1}{E_e} \quad (4.73)$$

Bei einem angestrebten Füllfaktor von 35% beim Pixel ohne Rückkopplung ergibt sich die Diodenfläche zu $773.15\mu\text{m}^2$. Beim Pixel mit Rückkopplung wird diese Fläche um mindestens 15% kleiner, wenn man Q9 und Q10 mit minimalen Geometrien entwirft (was aber aus Matching-Gründen nicht sinnvoll ist). Im besten Fall erreicht man beim Pixel mit Rückkopplung bei demselben pitch (vgl. Designvorgaben am Anfang des Kapitels) eine Diodenfläche von $657.2\mu\text{m}^2$. Typische Designparameter sind: $C_{gs1} = C_{gs9} = 2\text{fF}$, $U_T = 26\text{mV}$ und $n = 1.4$. Analog zu Abschnitt 4.1.2.1 Gl.4.16 berechnet sich die Einschwingzeit für eine spektrale Empfindlichkeit von 0.31A/W bei 635nm (vgl. Abbildung 2.4 in Kapitel 2) nun durch Einsetzen dieser Werte in Gl.4.73 zu:

$$\tau = 0.72\mu\text{s} \cdot \frac{1}{E_e \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2} \right]}, \lambda = 635\text{nm} \quad (4.74).$$

Bildet man das Verhältnis aus der in Gl.4.74 bestimmten Einschwingzeit und derjenigen aus Gl.4.16, so ergibt sich der "Gewinn" zu ca. 34, also ca. 31dB. Die Bildrate wird bei niedrigen Bestrahlungsstärken somit deutlich gesteigert.

Für den in dieser Arbeit realisierten lokaladaptiven CMOS-Bildsensor schied die Verwendung des Pixels mit Rückkopplung allerdings aus mehreren Gründen aus:

- Durch das Lastelement Q10 im Rückkoppelzweig steigt die Leistungsaufnahme des Sensors stark an. Damit ist der eingangs genannte Zielparameter (Leistungsaufnahme $< 60\text{mW}$) nicht mehr einzuhalten (vgl. [81])

- Der Füllfaktor soll bei einem Pixelpitch von $47\mu\text{m}$ 35% nicht unterschreiten, beim rückgekoppelten Pixel sind jedoch nur maximal 25% erreichbar
- Der Term $U_{\text{DD}}-U_{\text{g9}}$ in Gl.4.67 erzeugt durch pixelweises Mismatching von U_{g9} beim rückgekoppelten Pixel einen Ortsrauschbeitrag, der beim Pixel ohne Rückkopplung nicht vorhanden ist, da dieser Term durch das feste von außen eingestellte Potential U_{p} repräsentiert ist (vgl. Gl.4.7). Hinsichtlich des Ortsrauschens ist daher das Pixel ohne Rückkopplung vorzuziehen
- Will man beim Pixel mit Rückkopplung die zusätzlichen Ortsrauschbeiträge durch Vergrößerung der Geometrien von Q9 und Q10 reduzieren, so erhöhen sich deren parasitäre Kapazitäten C_{gs1} und C_{gd9} bei gleichzeitiger Reduktion der verfügbaren Diodenfläche (wegen der Voraussetzung des konstanten Pixelpitchs). Wenn man davon ausgeht, daß sich durch diese Maßnahmen die parasitären Kapazitäten C_{gs1} und C_{gd9} verdoppeln und die Diodenfläche A_{D} um 20% reduziert, so erhöht sich gemäß Gl.4.73 die Einschwingzeit beim Pixel mit Rückkopplung um den Faktor 2.4, was nunmehr nur noch einem reduzierten "Gewinn" von 22dB entspricht (bei einem Füllfaktor von nur noch 20-25% und einem nach wie vor höheren Ortsrauschen). Hinsichtlich der eingangs geforderten hohen Bildqualität ist daher das Prinzip des Pixels ohne Rückkopplung zu bevorzugen
- Ein weiterer Grund für die Verwendung des lokaladaptiven Pixels ohne Rückkopplung ist dadurch gegeben, daß der Sperrschichtkapazitätsbelag mit steigender Sperrspannung (vgl. Gl.2.17) sinkt. Beim Pixel ohne Rückkopplung steigt die Sperrspannung mit sinkendem Photostrom an, da das Gate des Lasttransistors Q1 zusteuert (vgl. Abbildung 4.2). Somit sind in der Realität nicht so hohe Einbußen beim Einschwingverhalten des Pixels ohne Rückkopplung zu erwarten, wie in Gl.4.15 und Gl.4.16 berechnet

Der im Rahmen dieses Kapitels entwickelte CMOS-Bildsensor basiert aus diesen Gründen auf dem Prinzip des lokaladaptiven Pixels ohne Rückkopplung. Die genannten Gründe für das Ausscheiden des Pixels mit Rückkopplung beim hier vorgestellten lokaladaptiven CMOS-Bildsensor lassen sich bei Verwendung eines CMOS-Prozesses mit kleineren Strukturgrößen ($0.5\mu\text{m}$) größtenteils umgehen.

Bei kleineren Strukturgrößen kann man im Verhältnis zu ihrer Minimalgeometrie größere Transistoren realisieren. Damit verbessern sich die Matching-Eigenschaften der Transistoren untereinander. Die hohe Leistungsaufnahme des Rückkopplungsprinzips läßt sich durch Verwendung eines geschalteten Biasstroms (vgl. Abbildung 4.19) verringern. Man aktiviert nur diejenigen Lasttransistoren Q10, die auch zur momentanen lokaladaptiven Filterung benötigt werden. Die Reduktion des Füllfaktors durch die zusätzlich notwendigen Transistoren kann durch Verwendung von Mikrolinsen, die jeweils über der Photodiode das Licht bündeln, kompensiert werden.

4.5.2 Weitere Bemerkungen

Bei der Aufnahme beweglicher Szenen kommt es bei dem hier verwendeten lokaladaptiven Sensor zu Verzerrungen des Bewegtbildes, da sich der Filterkern nur mit endlicher Geschwindigkeit über die Matrix bewegt. Es ist daher in künftigen Realisierungen eine Möglichkeit zu finden, die Geschwindigkeit der Filterung zu erhöhen. Zum Beispiel kann das durch Verwendung des lokaladaptiven Pixels mit Rückkopplung geschehen. Darüberhinaus bestehen noch eine Reihe weiterer Möglichkeiten. Durch Vergrößerung des Spiegelverhältnisses des Ausgangsstromspiegels Q4-Q7 läßt sich der in den Integrator eingespeiste Strom hochskalieren. Damit wird die Integrationszeit bzw. die Filterzeit T_{filter} drastisch verkürzt und der Filterkern kann schneller die nächste Position anwählen. Außerdem besteht in der Verwendung einer mehrkanaligen Auslese eine Möglichkeit, die Filtergeschwindigkeit zu erhöhen.

5. CMOS-Bildsensor für die Mehrfachintegration

Der im vorangegangenen Kapitel vorgestellte lokaladaptive CMOS-Bildsensor erreicht die Dynamikanpassung auf Pixelebene durch Verwendung von Stromspiegelarchitekturen und eines zusätzlichen Schalters im Pixel. Aufgrund der relativ großen Pixelabmessungen kann man jedoch nur Matrixauflösungen von maximal 512x512 Pixeln realisieren (0.5 μ m CMOS). Will man Sensoren mit Dynamikanpassung und gleichzeitig großen Matrizen realisieren, so ist man gezwungen, das Pixel so einfach wie möglich auszulegen. Der in diesem Kapitel vorgestellte lineare CMOS-Bildsensor besitzt eine Matrixauflösung von 1024x1024 Pixeln bei einem Füllfaktor von 45% und einer Pixelgröße von 10 μ m x 10 μ m. Die Motivation bei der Entwicklung dieses Sensors lag darin, bei dieser hohen Matrixauflösung gleichzeitig ein Verfahren zur Dynamikerweiterung zu implementieren. Das bereits in Kapitel 3 vorgestellte Verfahren der Mehrfachintegration ist hierfür prädestiniert. Die Dynamikanpassung erfolgt zum größten Teil außerhalb des Pixels, das Pixel selbst ist lediglich mit verschiedenen Integrationszeiten ansteuerbar. Durch die bei den verschiedenen Belichtungs- bzw. Integrationszeiten gewonnenen Pixelsignale deckt man einen weiten Bereich der Eingangshelligkeitsdynamik ab. Aufgrund der kleinen Pixelabmessungen und des hohen Füllfaktors erzielt man eine sehr gute Bildqualität, da Moiré-Effekte kaum noch in Erscheinung treten. Es ist vielmehr so, daß bei Pixelabständen von 8 μ m und weniger eher das Objektiv den limitierenden Einfluß darstellt.

Der in diesem Kapitel vorgestellte CMOS-Bildsensor wurde im Hinblick auf eine Dynamikanpassung in Form einer Mehrfachintegration entworfen. Ferner sollten seine Pixelabmessungen 10 μ m in beiden Richtungen bei einem Füllfaktor von mindestens 40% nicht unterschreiten. Ebenfalls sollte bereits auf Chipebene eine Korrektur des Ortsrauschens vorgenommen werden. Die Eingangsdynamik des Sensors sollte bei einer Integrationszeit 60dB nicht unterschreiten. Der Sensor soll bei Verwendung zweier Integrationszeiten mindestens 90dB Eingangsdynamik erreichen. Außerdem soll er über eine Mehrkanalauslese verfügen, deren Mismatch einfach korrigiert werden kann. Das in diesem Bildsensor verwendete Pixelprinzip soll robust gegen Störeinkopplungen sein.

5.1 Schaltungsprinzipien und Realisierungen

Es gibt zwei Pixelprinzipien, die für das Verfahren der Mehrfachintegration in Frage kommen. Bei der Ladungsauslese wird direkt die auf der Sperrschichtkapazität der Photodiode akkumulierte Ladung ausgelesen. Dieses Verfahren ist jedoch sehr empfindlich gegen Störeinkopplungen, außerdem ist bei großen Matrizen der Leckstrom, der durch die Aktivgebiete der Zeilenauswahlswitcher in derselben Spalte abfließt, nicht zu vernachlässigen (eine detaillierte Analyse der Ladungsauslese findet sich in [101]). Das Verfahren der Spannungsauslese besitzt diese Probleme nicht. Es bietet darüberhinaus noch eine Reihe weiterer Vorteile, die im nächsten Unterabschnitt diskutiert werden.

5.1.1 Spannungsauslese

Abbildung 5.1 zeigt das Pixel mit dem Prinzip der Spannungsauslese. Bei diesem Verfahren wird die über dem Pixel anliegende Spannung U_{ph} ausgelesen. Zunächst wird die Photodiode durch Schließen des Reset-Transistors Q_1 auf eine definierte Spannung aufgeladen. Die Intensität des Lichts wird durch die Spannungsdifferenz zwischen Resetspannung und der nach der Integrationszeit T_{int} verbliebenen Restspannung auf der Photodiode repräsentiert.

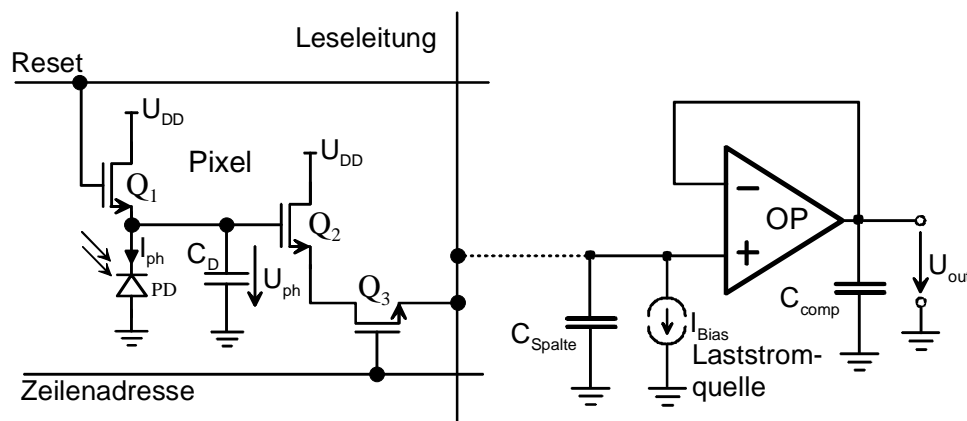


Abbildung 5.1: Pixel mit Spannungsauslese

Diese Spannung kann nicht direkt ausgelesen werden, da die Kathode der Photodiode hochohmig ist und das Signal damit sofort zerstört werden würde. Es ist daher eine Impedanzwandlung erforderlich. Aus diesem Grund ist im Pixel ein Pufferverstärker in Form eines Sourcefolgertransistors Q_2 eingebaut. Er sorgt für die erforderliche Impedanzwandlung, da er einen niedrigen Ausgangswiderstand besitzt. Es handelt sich damit um ein sogenanntes "aktives Pixel" [66]. Das Gate des Sourcefolgertransistors ist mit der Kathode der Photodiode verbunden. Der Sourceanschluß wird über den Zeilenauswahltransistor Q_3 mit der Leseleitung verbunden. Durch die Schwankung der

Schwellenspannungen der Sourcefolgertransistoren Q2 und der Reset-Transistoren Q1 von Pixel zu Pixel entsteht ein additiver Fehler, der sich in Form von Ortsrauschen bemerkbar macht. Mit Hilfe einer Doppelabtastung kann er kompensiert werden. Dabei wird zunächst die Signalspannung ausgelesen, danach wird das Pixel zurück in den Reset-Zustand versetzt und die Resetspannung ausgelesen. Beide Spannungen enthalten den additiven Fehler, der durch Differenzbildung eliminiert wird. Bei der in Abbildung 5.1 gezeigten Schaltung ist der Drain-Anschluß des Reset-Transistors Q1 mit der Versorgungsspannung U_{DD} verbunden, die Resetspannung über der Photodiode ergibt sich dann zu $U_{reset} = U_{DD} - U_{t1}$, mit U_{t1} als der Schwellenspannung des Transistors Q1. Mit Beginn der Integration wird der Schalter Q1 geöffnet und durch den Lichteinfall ein Photostrom I_{ph} erzeugt, der die Sperrschichtkapazität C_D der Photodiode entlädt. Am Ende der Integrationszeit wird der Zeilenauswahlschalter Q3 geschlossen und der Ausgang des Pixels wird mit der Leseleitung verbunden. Auf der Leseleitung stellt sich nun die Spannung über der Photodiode abzüglich der Schwellenspannung des Sourcefolgers Q2 ein. Die Signalspannung U_{int} , die sich während der Integration über der Photodiode eingestellt hat, ergibt sich nun zu:

$$\Leftrightarrow U_{int} = U_{reset} - \frac{I_{ph} \cdot T_{int}}{C_D} = U_{DD} - U_{t1} - \frac{I_{ph} \cdot T_{int}}{C_D} \quad (5.1).$$

Nachdem die Signalspannung ausgelesen ist, wird das Pixel kurz in den Resetzustand versetzt, um die Resetspannung auszulesen. Die Differenz enthält das Signal, welches wie folgt gegeben ist:

$$\Leftrightarrow U_{Signal} = -\frac{I_{ph} \cdot T_{int}}{C_D} \quad (5.2).$$

Danach beginnt der nächste Auslesezyklus.

5.1.1.1 Linearität

Wie bereits in Kapitel 2 und 4 erwähnt, ist die Spannung über der Photodiode nichtlinear abhängig von der akkumulierten Photoladung und damit von der Beleuchtung, da die Weite der Raumladungszone von der Spannung abhängt. Deswegen ist die Spannungsauslese im Unterschied zur Ladungsauslese quasilinear. Die Sperrschichtkapazität der Photodiode ist nach Gl.2.17 gegeben mit:

$$C_D' = \frac{C_{D,0}}{\sqrt{1 - \left(-\frac{U_{ph}}{U_F} \right)}} \quad (5.3).$$

Die aktuelle, über der Sperrschichtkapazität $C_D=C_D'A_D$ anliegende Spannung U_{ph} hängt von der akkumulierten Ladungsdifferenz $Q_{res}-Q_{int}$ ab. Damit gilt:

$$U_{ph} = \frac{Q_{res} - Q_{int}}{C_D' A_D} \quad (5.4).$$

Die Ladung Q_{res} ist die nach Rücksetzen der Photodiode auf der Sperrschichtkapazität verbliebene Resetladung. Die Ladung $Q_{int} = I_{ph}T_{int}$ wird durch den fließenden Photostrom erzeugt. Die Sperrschichtkapazität der Photodiode ergibt sich durch Multiplikation der flächenbezogenen Diodenkapazität C_D' mit der Fläche A_D . Einsetzen von Gl.5.4 in Gl.5.3 und Auflösen nach der Spannung U_{ph} ergibt schließlich den nichtlinearen Zusammenhang zwischen akkumulierter Photoladung und Diodenspannung U_{ph} .

$$U_{ph} = \frac{(Q_{res} - Q_{int})^2}{(C_D' A_D)^2 U_F} \cdot \left(1 + \sqrt{1 + 4 \cdot \frac{(C_D' A_D U_F)^2}{(Q_{res} - Q_{int})^2}} \right) \quad (5.5)$$

$$U_{ph,lin} = \frac{Q_{res} - Q_{int}}{C_D' A_D}$$

Trägt man die Diodenspannung U_{ph} über der akkumulierten Photoladung Q_{int} auf, so erhält man die in Abbildung 5.2 gezeigte nichtlineare Abhängigkeit. Die Abweichung tritt speziell bei hohen Bestrahlungsstärken (große Photoladungen) deutlich hervor. Zum Vergleich ist auch die lineare Kurve $U_{ph,lin}$ gezeigt, die sich ergibt, wenn die Sperrschichtkapazität konstant bliebe.

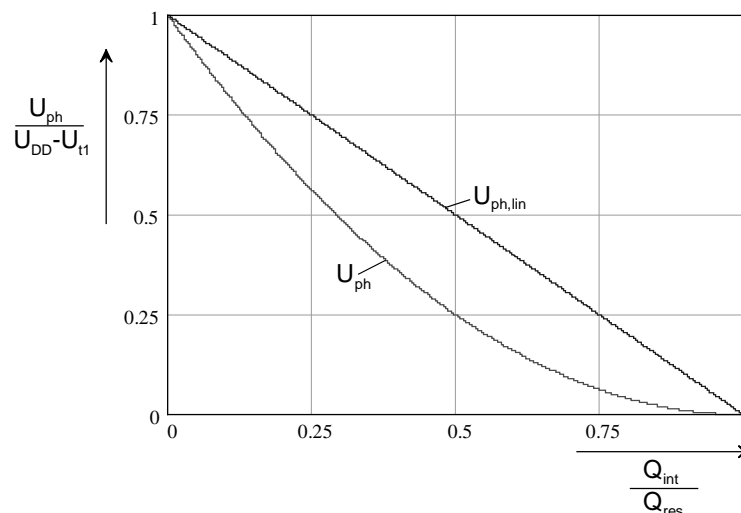


Abbildung 5.2: Kathodenspannung über der Photodiode

Prinzipiell kommt zu der Nichtlinearität wegen der spannungsabhängigen Diodenkapazität noch die Nichtlinearität des Sourcefolgers wegen des Substrateffekts

hinzu. Es läßt sich zeigen, daß die Nichtlinearität des Sourcefolgers gegenüber der der Diodenkapazität vernachlässigbar ist, wenn man den Biasstrom I_{Bias} (s. Abbildung 5.1) im Bereich einiger μA wählt (vgl. [101]). Außerdem kann man die Linearität des Sourcefolgers noch weiter steigern, wenn man einen nichtimplantierten NMOS-Transistor verwendet. Die lineare Abhängigkeit zwischen Belichtung und Ausgangsspannung kann durch eine belichtungsabhängige Korrektur der Sensorausgangssignale erfolgen. Bei dieser sogenannten Gammakorrektur nimmt man die Kennlinie des Pixels auf und speichert ihre invertierte Charakteristik in einer externen "look-up"-Tabelle ab. Der Ausgangswert des Sensors adressiert die Tabelle und der gespeicherte Korrekturwert wird ausgegeben.

5.1.1.2 Rauschen

Bei der hier durchgeführten Rauschanalyse gehen wir davon aus, daß gemäß Abbildung 5.1 die Rauschanteile des Sourcefolgertransistors Q2, des Schalttransistors Q3, der Stromquelle und der Ausleseschaltung soweit optimiert sind, daß sie gegenüber dem Photonenrauschen nicht ins Gewicht fallen. In [101] wird eine detaillierte Analyse der hier vernachlässigten Schaltungskomponenten vorgenommen und es werden Dimensionierungsvorschriften angegeben, die die getroffenen Vernachlässigungen rechtfertigen. Nach dem Rücksetzen bleibt auf der Sperrschichtkapazität der Photodiode eine Rauschladung zurück. Nach Anhang A ist die Rauschspannung:

$$\overline{u_{n,kTC}^2} = \frac{kT}{C_D} = \frac{qU_T}{C_D} \quad (5.6).$$

Desweiteren sind Photonen- und Dunkelstromrauschen mit zu berücksichtigen. Über der Photodiode entsteht dann gemäß Kapitel 2 eine Rauschspannung von

$$\overline{u_{n,ph}^2} = \frac{q \cdot (I_{ph} + I_{dunkel}) \cdot T_{int}}{C_D^2} = \frac{qU_{int}}{C_D} \quad (5.7).$$

Die beiden Rauschanteile treten immer auf und lassen sich nicht eliminieren. Gemäß der oben getroffenen Annahme, daß die Rauschanteile der anderen Schaltungskomponenten vernachlässigbar sind, gilt für das eingangsbezogene Rauschen:

$$\overline{u_{n,ges}^2} = \frac{q \cdot (U_{int} + U_T)}{C_D} \quad (5.8).$$

$$SNR = 20dB \cdot \log \left(\frac{U_{int}}{\sqrt{\overline{u_{n,ges}^2}}} \right) = 20dB \cdot \log \left(U_{int} \cdot \sqrt{\frac{C_D}{q \cdot (U_{int} + U_T)}} \right) \quad (5.9)$$

Für den Signal-Rauschabstand folgt damit Gl.5.9. Die Eingangs- bzw. Ausgangsdynamik beträgt:

$$DR = 20dB \cdot \log \left(\frac{U_{int,max}}{\sqrt{u_{n,ges}^2} \Big|_{I_{ph}=0}} \right) = 20dB \cdot \log \left(U_{int,max} \cdot \sqrt{\frac{C_D^2}{q \cdot (I_{dunkel} \cdot T_{int} + C_D U_T)}} \right) \quad (5.10).$$

5.1.2 Korrelierte Doppelabtastung

Bei dem hier betrachteten Prinzip der Spannungsauslese ist aus verschiedenen Gründen eine korrelierte Doppelabtastung "correlated double sampling" (CDS) notwendig. Das Pixel mit Spannungsauslese besitzt einen Offsetfehler, der durch die Schwellenspannungsschwankungen des Reset-Transistors Q1 und des Sourcefolgertransistors Q2 hervorgerufen wird. Der Offsetfehler kann dabei von Pixel zu Pixel um bis zu 100mV schwanken. Nimmt man einen Signalhub am Sourcefolgerausgang von 2V an, so macht der Offset bereits 5% aus. Eine so hohe Abweichung ist daher zu korrigieren.

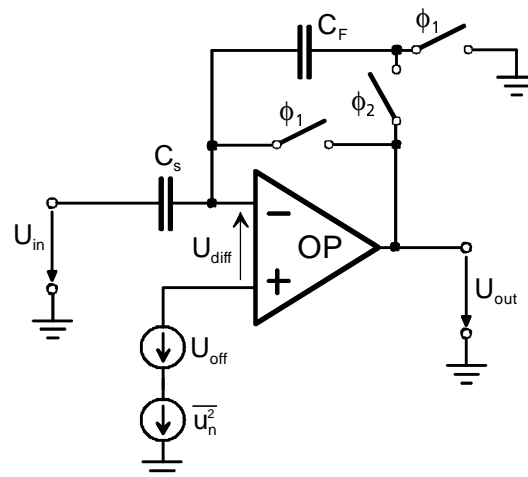


Abbildung 5.3: Korrelierte Doppelabtastung

Da die linearen Pixel einen definierten Resetzustand besitzen, ist es möglich, diesen auszulesen und damit den Offset subtraktiv zu kompensieren. Prinzipiell geht man dabei so vor, daß zwischen zwei Werten, dem Signal- und dem Resetwert, die Differenz gebildet wird. Die beiden Signalwerte werden zu aufeinanderfolgenden Zeitpunkten abgetastet. Die Switched-Capacitor-Schaltung in Abbildung 5.3 übernimmt diese Aufgabe. Die Spannung U_{in} ist dabei die Ausgangsspannung des Sourcefolgers, der über den Zeilenauswahlschalter Q3 in Abbildung 5.1 über die Spaltenleitung mit dem Eingangsknoten der Abtastkapazität C_s aus Abbildung 5.3 verbunden ist. In der

Taktphase ϕ_1 wird der invertierende Eingang des Operationsverstärkers mit dem Ausgang verbunden, gleichzeitig liegt der Rückkoppelkondensator C_F mit einer Seite auf Massepotential. Am Eingang liegt die Spannung $U_{in,1}$ an. Zu diesem Zeitpunkt ist die Rauschspannung u_{n1} . Der Kondensator C_s lädt sich auf die Spannung $U_{in,1} - U_{off} - u_{n1} + U_{diff}$ auf. Die Rückkoppelkapazität C_F liegt in dieser Phase auf dem Potential $U_{diff} - U_{off} - u_{n1}$. Nun wird die CDS-Stufe umgeschaltet. In der Taktphase ϕ_2 liegt am Eingang die Spannung $U_{in,2}$ an, die Rauschspannung ist u_{n2} . Die Spannung über C_s beträgt nun $U_{in,2} - U_{off} - u_{n2} + U_{diff}$. Über C_F liegt die Spannung $U_{diff} + U_{out,2} - U_{off} - u_{n2}$ an. Der Operationsverstärker besitzt die endliche Verstärkung A_0 . Damit lassen sich die Knotengleichungen für die verschiedenen Taktphasen aufstellen. In der Taktphase ϕ_1 gilt:

$$j\omega C_s \cdot (U_{in,1} - U_{off} - u_{n1} + U_{diff,1}) + j\omega C_F \cdot (U_{diff,1} - U_{off} + u_{n1}) = 0$$

$$U_{diff,1} \approx \frac{U_{off}}{1 + A_0} \quad (5.11).$$

Zur Taktphase ϕ_2 ist ebenfalls die Knotengleichung für den invertierenden Eingang des Operationsverstärkers aufzustellen. Es gilt Gl.5.12.

$$j\omega C_s \cdot (U_{in,2} - U_{off} - u_{n2} + U_{diff,2}) + j\omega C_F \cdot (U_{out,2} - U_{off} - u_{n2} + U_{diff,2}) = 0 \quad (5.12).$$

$$U_{diff,2} \approx \frac{U_{out,2}}{A_0}$$

Aufgrund des Ladungserhaltungsgesetzes am nichtinvertierenden Eingang des Operationsverstärkers sind beide Formeln identisch. Für die Spannung $U_{out,2}$ am Ausgang der CDS-Stufe ergibt sich damit ($A_0 \gg 1$, $A_0 C_F \gg C_s$):

$$U_{out,2} = \frac{C_s}{C_F} (U_{in,1} - U_{in,2}) + \left(1 + \frac{C_s}{C_F}\right) \cdot (u_{n2} - u_{n1}) + \left(1 + \frac{C_s}{C_F}\right) \cdot \frac{U_{off}}{A_0} \quad (5.13).$$

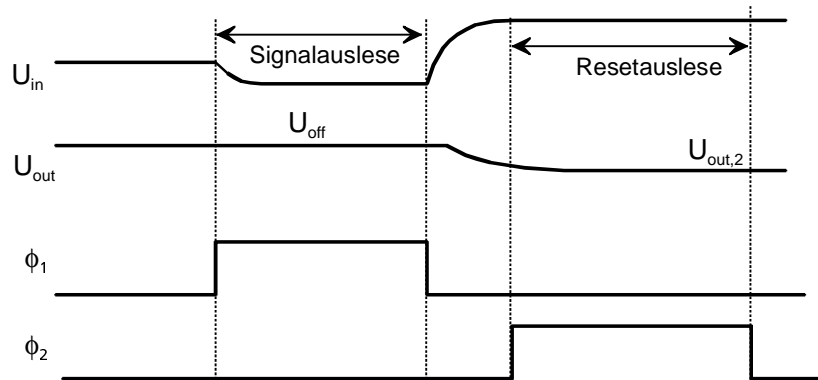


Abbildung 5.4: Timing der korrelierten Doppelabtastung

Im Ausgangssignal $U_{\text{out},2}$ ist am Ende der Taktphase ϕ_2 nur noch die Differenz der Eingangssignale enthalten. Abbildung 5.4 zeigt das Timing der Filterung. Die Offsets des Operationsverstärkers und des Pixels werden mit dem Verstärkungsfaktor A_0 unterdrückt. Niederfrequente Anteile des $1/f$ -Rauschens werden ebenfalls unterdrückt aufgrund der hohen Korrelation der niederfrequenten spektralen Komponenten von u_{n1} und u_{n2} . Hochfrequente Rauschanteile bzw. weißes Rauschen werden jedoch verdoppelt, da die Abtastwerte unkorreliert sind. Mit dem CDS-Verfahren lassen sich daher das $1/f$ -Rauschen und das signalunabhängige Ortsrauschen der Pixel unterdrücken.

5.2 Dynamikanpassung durch Mehrfachintegration

Bereits in Kapitel 3, Abbildung 3.5 ist dieses Verfahren angedeutet. Es macht sich die Kontrollierbarkeit der Belichtung durch Wahl der Integrationszeit zunutze. Entscheidend hierbei ist, daß die Integrationszeit nicht während der Signalentstehung verändert wird, sondern vorher eingestellt wird. Dieses Verfahren basiert somit nicht auf einer pixelindividuellen Manipulation der Belichtungszeit, sondern auf einer Steuerung der Integrationszeit während des Zugriffs auf die Pixel. Das Pixel ist sehr einfach ausgeführt, es entspricht der in Abbildung 5.1 gezeigten Form.

5.2.1 Variation der Integrationszeiten

Bildsensoren für die Mehrfachintegration benötigen einen spaltenparallelen Zugriff auf die Ausgangssignale der Pixel einer Zeile. Das bedeutet, daß die Pixelausgangssignale zeilenweise ausgelesen ("Rolling-Shutter"-Prinzip) und zeilenweise zurückgesetzt (Reset) werden. Bei einer Matrix mit 1024×1024 Pixeln sind somit 1024 Ausleseschaltungen vorzusehen. Abbildung 5.5 zeigt den typischen Signalverlauf der Ausgangsspannung U_{out} des Sensors bei Mehrfachintegration. Die zeitliche Verschiebung zwischen dem Wegfall des Resetsignals ("Reset" am Transistor Q1 aus Abbildung 5.1) und dem Ende der Auslese der Ausgangsspannung ("Select"-Signal an "Zeilenadresse" von Q3 aus Abbildung 5.1) ist die aktuelle Integrations- bzw. Belichtungszeit T_{int} . In Abbildung 5.5 ist bereits die Auslese des Pixels mittels CDS-Stufe gemäß Abschnitt 5.1.2 berücksichtigt. Daraus resultiert der zusätzliche Reset-Puls am Ende der Signalauslese (fallende Flanke des "Select"-Signals). Ist die maximale Integrationszeit $T_{\text{int,max}}$ begrenzt durch die Bildrate T_{Bild} und die minimale Integrationszeit durch die Zeit zur Auslese einer Zeile T_{zeile} , dann ergibt sich die maximale Integrationszeit $T_{\text{int,max}}$ zu:

$$T_{\text{int,max}} = T_{\text{Bild}} - T_{\text{zeile}} = (N - 1) \cdot T_{\text{zeile}} \quad , \quad N : \text{Anzahl der Zeilen des Sensors} \quad (5.14).$$

Hat sich die Diodenkapazität C_D während der maximalen Integrationszeit ganz entladen, so ist die Ausgangsspannung gesättigt bzw. übersteuert und somit nicht verwertbar. Die

Ausgangsspannung U_{out1} in Abbildung 5.5 hingegen ist noch nicht gesättigt, da sie bei geringerer Beleuchtung entstanden und damit verwertbar ist.

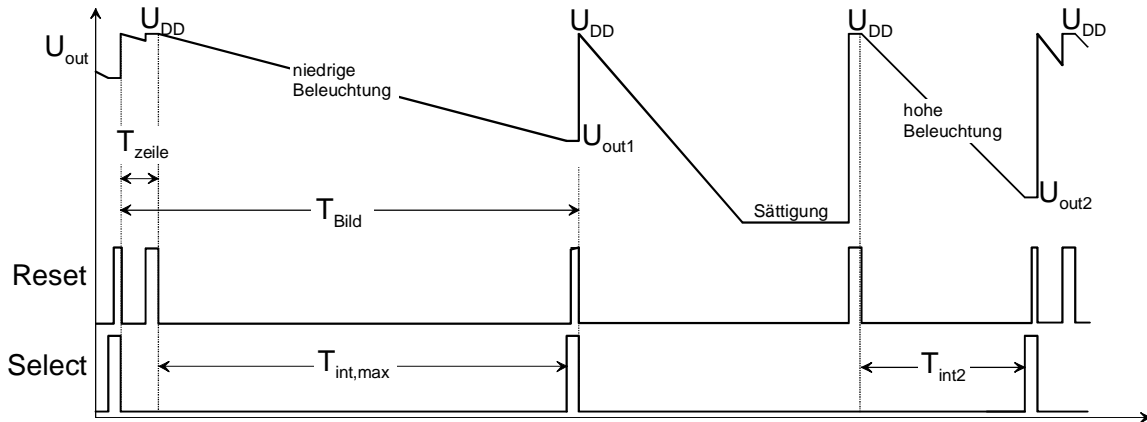


Abbildung 5.5: Prinzip der Mehrfachintegration

Die nächste eingestellte Integrationszeit T_{int2} ist kürzer als $T_{int,max}$. Nun können auch höhere Beleuchtungen verarbeitet werden. Die Ausgangsspannung U_{out2} ist nicht mehr in Sättigung. Mit kürzer werdender Integrationszeit läßt sich somit ein immer weiter werdender Bereich an Bestrahlungsstärken abdecken. Gemäß den Grundlagen aus Kapitel 3, Abschnitt 3.2.1, Gl. 3.17 gilt allgemein für die maximal verarbeitbare Bestrahlungsstärke $E_{b,\lambda,max}$ bei einer bestimmten Integrationszeit T_{int} (schmalbandiges Licht):

$$E_{b,\lambda,max} = \underbrace{\frac{U_{out,max}}{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D}}_{\text{fest}} \cdot \underbrace{C_D}_{\text{variabel}} \cdot \frac{1}{T_{int}} \quad (5.15).$$

Im Falle der Mehrfachintegration wird die Integrationszeit T_{int} variiert. Reduziert man die Integrationszeit T_{int} auf $T_{int,neu}$, so ergibt sich:

$$E_{b,\lambda,max,neu} = \frac{U_{out,max}}{\mathfrak{R}_\lambda \cdot A_D} \cdot C_D \cdot \frac{1}{T_{int,neu}} \quad (5.16).$$

Der Eingangsdynamikgewinn ΔDR bestimmt sich nun als Verhältnis aus hinzugewonnener verarbeitbarer Bestrahlungsstärke $E_{b,\lambda,max,neu}$ bei $T_{int,neu}$ und der Bestrahlungsstärke $E_{b,\lambda,max}$ bei T_{int} gemäß Gl.5.17.

$$\Delta DR = 20dB \cdot \log\left(\frac{E_{B,\lambda,max,neu}}{E_{B,\lambda,max}}\right) = 20dB \cdot \log\left(\frac{T_{int}}{T_{int,neu}}\right) \quad (5.17)$$

Der Eingangsdynamikgewinn bei Mehrfachintegration ist dann durch das Verhältnis der gewählten Integrationszeiten gegeben. Je kürzer die Integrationszeit $T_{\text{int,neu}}$ gewählt wird, desto größer wird ΔDR . Man darf die Integrationszeiten jedoch nicht zu weit voneinander entfernen, da dies Konsequenzen für den Signal-Rauschabstand hat, was im nächsten Abschnitt gezeigt wird.

5.2.2 Rauschanalyse der Mehrfachintegration

Für die Rauschbetrachtung gelten die in Abschnitt 5.1.1.2 getroffenen Voraussetzungen. Der maximal mögliche Photostrom ist durch die kürzeste Integrationszeit $T_{\text{int,min}}$ festgelegt, es gilt also:

$$I_{ph,max} = \frac{U_{DD} \cdot C_D}{T_{\text{int,min}}} \quad (5.18).$$

Der minimale Photostrom ist durch die aufintegrierte Rauschladung Q_R , die sich aus dem Dunkelstromrauschen und dem kTC-Rauschen gemäß Gl.5.8 zusammensetzt, während der maximalen Integrationszeit gegeben:

$$I_{ph,min} = \frac{Q_R}{T_{\text{int,max}}} = \frac{\sqrt{q \cdot (I_{\text{dunkel}} \cdot T_{\text{int,max}} + C_D U_T)}}{T_{\text{int,max}}} \quad (5.19).$$

Damit folgt die maximale Eingangsdynamik des Pixels im Falle der Mehrfachintegration zu:

$$DR_{max} = 20\text{dB} \log\left(\frac{I_{ph,max}}{I_{ph,min}}\right) = 20\text{dB} \cdot \log\left(\frac{U_{DD} \cdot C_D}{\sqrt{q \cdot (I_{\text{dunkel}} T_{\text{int,max}} + C_D U_T)}} \cdot \frac{T_{\text{int,max}}}{T_{\text{int,min}}}\right) \quad (5.20).$$

Ein Vergleich mit Gl.5.17 liefert somit den maximal möglichen Eingangsdynamikgewinn, wenn man für den Quotienten aus T_{int} und $T_{\text{int,neu}}$ das Verhältnis aus maximaler und minimaler Integrationszeit $T_{\text{int,max}}/T_{\text{int,min}}$ einsetzt. Mittels einer Kompensation des Dunkelstromrauschens kommt man in die Nähe des Wertes in Gl.5.21.

$$\Delta DR_{max} = 20\text{dB} \cdot \log\left(\frac{T_{\text{int,max}}}{T_{\text{int,min}}}\right) \quad (5.21)$$

Durch Integration zusätzlicher abgedeckter "Dunkelpixel" in Form von Dunkelzeilen auf dem Bildsensorchip läßt sich eine solche Dunkelstromkompensation realisieren. Allerdings macht diese "on-chip" Dunkelstromkompensation nur dann Sinn, wenn der

Dunkelstrom örtlich nur schwach variiert. Variiert der Dunkelstrom örtlich stark, wird die Dunkelstromkompensation in Form eines Abgleichs außerhalb des Sensors vorgenommen. Dazu wird ein Referenzbild bei der längsten Integrationszeit und bei Dunkelheit aufgenommen und abgespeichert. Der Abgleich erfolgt dann durch Subtraktion des Referenzbildes vom aktuell ausgelesenen Bild. Der Korrekturwert wird auf die jeweils eingestellte Integrationszeit umgerechnet, was nur sinnvoll ist, wenn vorher eine Gammakorrektur vorgenommen wurde. Sonst erzeugt die Umrechnung ihrerseits Fehler aufgrund der nichtlinearen Spannungscharakteristik der Photodiode. Bei Verzicht auf eine Gammakorrektur ist für jede Integrationszeit ein Korrekturbild aufzunehmen. Speziell bei höheren Betriebstemperaturen ist eine Dunkelstromkompensation notwendig, da der Dunkelstrom mit der Temperatur ansteigt. Der theoretische Wert für den maximalen Eingangsdynamikgewinn ΔDR_{\max} laut Gl.5.21 ist in der Praxis ohne diese Korrekturmaßnahmen nicht erreichbar. Nimmt man beispielsweise einen Dunkelstrom von $I_{\text{dunkel}}=1\text{fA}$ (Dunkelstrombelag $20\text{aA}/\mu\text{m}^2$, Füllfaktor 45%, $100\mu\text{m}^2$ Pixelfläche) und eine Diodenkapazität von $C_D=20\text{fF}$ für den Standard $0.5\mu\text{m}$ FhG-IMS-CMOS-Prozeß an, so folgt aus Gl.5.20, daß bei ca. $T_{\text{intmax}}=9.12\text{ms}$ das Dunkelstromrauschen den Wert für das kT/C -Rauschen erreicht hat. Bei Videorate (30Hz) beträgt die maximale Integrationszeit ca. 25ms. Bei dieser Integrationszeit ist das Dunkelstromrauschen fast 3mal so hoch wie das kT/C -Rauschen. Der Einfluß des Dunkelstroms ist somit für hohe Integrationszeiten oder niedrige Beleuchtungsstärken nicht vernachlässigbar. Die minimal detektierbare Bestrahlungsstärke ist damit durch den Dunkelstrom (genau wie beim lokaladaptiven Pixel) und das kT/C -Rauschen gegeben. Beide Rauschanteile steigen proportional mit der Fläche der Photodiode an.

Es sei noch einmal erwähnt, daß die Ausleseschaltung im Hinblick auf das Rauschen vernachlässigt wird. Durch die Platzierung der Ausleseelektronik außerhalb der Bildsensormatrix ist es möglich, diese zu optimieren. In der Sensorperipherie ist genügend Platz, um auch sehr große Kompensationskapazitäten für die Operationsverstärker zu integrieren. Ihr Rauschen läßt sich damit relativ einfach um Größenordnungen unter die hier diskutierten Rauschbeiträge absenken. Der maximale Signal-Rauschabstand ergibt sich bei maximaler Beleuchtung. Bei maximaler Beleuchtung dominiert das Photonenrauschen. Mit Gl.5.7 und Gl.5.9 ergibt sich:

$$SNR_{\max} = 20\text{dB} \cdot \log\left(\frac{U_{\text{int}}}{\sqrt{u_{n,ph}^2}}\right) = 10\text{dB} \cdot \log\left(\frac{I_{ph} T_{\text{int}}}{q}\right) = 10\text{dB} \cdot \log\left(\frac{U_{\text{int,max}} C_D}{q}\right) \quad (5.22).$$

Gl.5.22 zeigt, daß sich bei Mehrfachintegration die beiden Integrationszeiten nicht zu stark voneinander unterscheiden dürfen, da der SNR im Bereich der Entscheidungsschwelle um das Verhältnis der Integrationszeiten schwankt.

5.3 Regionsauslese

Zur Erhöhung der Flexibilität bei der Auslese großer Bildsensorarrays ist es nützlich, zusätzliche Funktionalität auf dem Sensor vorzusehen, die die Auslese einer Region begrenzter Größe ermöglicht. Für die schieberegister-basierte Auslese der Zeilen und Spalten des Sensorarrays wird in diesem Abschnitt ein Verfahren vorgestellt, welches platzsparend ist und zeitlich parallel mit der Auslese abläuft. Dabei sind keine zusätzlichen Wartezyklen oder Totzeiten zu berücksichtigen für das Einprogrammieren der auszulesenden Regionen. Ein weiteres wichtiges Entwurfskriterium besteht darin, auch die Auslese mehrerer Regionen an unterschiedlichen Positionen in einem Bild zu ermöglichen. Abbildung 5.6 verdeutlicht dies anhand einer prinzipiellen Darstellung der auszulesenden Bildregionen (grau hinterlegt).

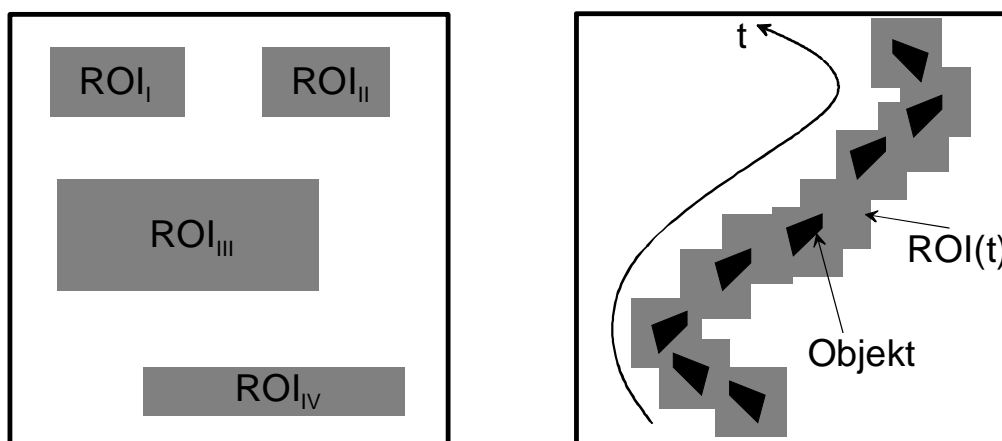


Abbildung 5.6: Regionsauslese: Feste Bildbereiche (links), veränderliche Region (rechts)

In Abbildung 5.6 links ist eine statische Konfiguration dargestellt. Die auszulesenden Regionen sind in den Sensor eingeladen worden und bleiben konstant. Dieser Fall tritt z.B. in der industriellen Überwachung und bei der Bestückung auf. Durch die Auslese der notwendigen Teilregionen ("Region of Interest") ROI_I - ROI_{IV} erhält das angeschlossene Steuersystem des Automaten wesentlich schneller seine Informationen, was den Durchsatz erhöht. In der Abbildung 5.6 rechts ist der Fall einer sich zeitlich schnell verändernden Ausleseregion $ROI(t)$ dargestellt. Dieser Betriebsmodus ist typisch für Objektverfolgungsaufgaben aber auch für Steuerung und Überwachung von Fertigungsrobotern, die schnelle und abrupte Bewegungen ausführen. Die Adressierung der Sensormatrix über ein Scannerschieberegister hat den Vorteil, daß sie im Vergleich zu Dekodernetzwerk-Architekturen wesentlich platzsparender ist. Sie besitzt jedoch einen entscheidenden Nachteil. Um einen bestimmten Bereich auszulesen, ist man gezwungen, erst alle nicht relevanten Bereiche auszulesen, bevor man den Beginn der Ausleseregion erreicht hat, da die Schieberegister seriell arbeiten. Um nun eine Funktionalität wie die in Abbildung 5.6 gezeigte zu erreichen, ist es erforderlich, diese Architektur um einige Komponenten zu erweitern. Abbildung 5.7 zeigt das Prinzip der

ROI-Ausleseschaltung. Die dargestellten Adreßblöcke sind in der Bildsensorperipherie seriell miteinander verschaltet. Jeder Block ist zuständig für Auslese und Überspringen von M Zeilen bzw. Spalten ($M < \text{Gesamtspaltenzahl bzw. Gesamtzeilenzahl}$). Die konventionelle schieberegisterbasierte Auslese verwendet prinzipiell einen Schieberegister für das Scanner-Schieberegister sowie ein Signal "scan_in", welches mit jedem Taktsignal "Schiebetakt" um ein Flipflop des Scannerregisters weiterwandert und auf den "Select"-Bus ausgegeben wird, welcher die spalten- und zeilenweise Ansteuerung der Pixel in der Bildsensormatrix vornimmt.

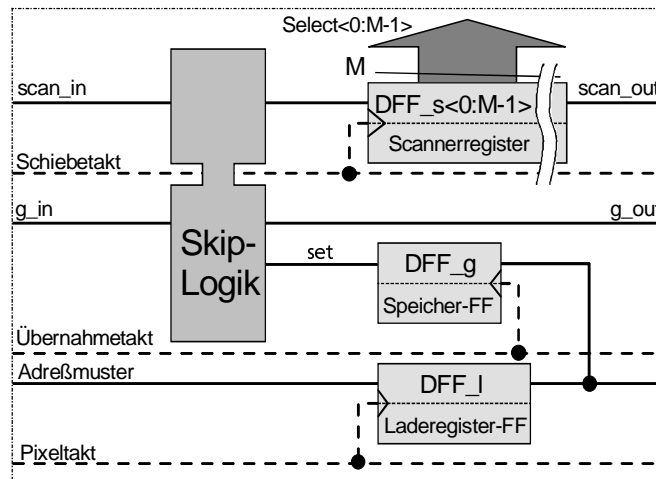


Abbildung 5.7: Adreßblock zur Regionsauslese

Kern dieses neuen Adreßblocks ist die sogenannte "Skip Logik", die ein Selektieren bzw. Überspringen des Scannerregisters ermöglicht. Dies geschieht in Abhängigkeit von der Variable "set" in Abbildung 5.6. Wenn sie high ist, wird das ankommende Signal "scan_in" direkt in das angeschlossene Scannerregister verzweigt und die M angeschlossenen Zeilen und Spalten werden ausgelesen. Am Ende des Scannerregisters angekommen, wird die logische 1 auf den Knoten "scan_in" des nächsten Adreßblocks gelegt und die Abfrage beginnt von neuem. Ist die Variable "set" nun low, wird die 1 von "scan_in" auf den Knoten "g_out" anstelle des Eingangs des Scannerregisters verzweigt. Sie erreicht noch in dieser Taktphase den nächsten Adreßblock am Knoten "g_in". In Abhängigkeit vom Zustand der Variablen "set" dieses Adreßblocks wird die 1 nun entweder wieder weiterverzweigt ("g_out" = high) zum nächsten Block ("set" = low) oder in das Scannerregister des aktuellen Adreßblocks verzweigt ("set" = high). Mit Hilfe des Vektors der Variablen "set" lassen sich somit durch ein einfaches Bitmuster die auszulesenden Bildregionen in x- und y-Richtung festlegen. Sowohl für die x- als auch für die y-Richtung ist solch ein Adreßblock notwendig (für die y- bzw. Zeilenrichtung sind 2 Adreßblöcke notwendig, einer für die reset und einer für die select-Adressierung, da sie zeitversetzt ablaufen). Die Bitmuster für die x- bzw. y-Richtung zur Auslese der Region werden seriell über die Leitung "Adreßmuster" in das Laderegister der jeweiligen x- bzw. y-Adreßblöcke mit dem Pixeltakt eingetaktet. Wenn das Bitmuster die mit den Start- bzw. Endkoordinaten der Ausleseregionen

korrespondierende Position im Laderegister erreicht hat, wird es über einen kurzen Puls an "Übernahmetakt" in die Speicher-Flipflops der Adreßblöcke übernommen.

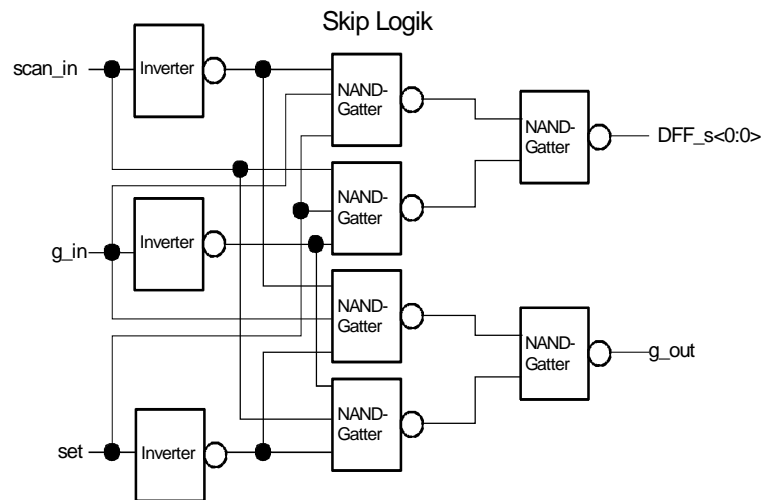


Abbildung 5.8: Verknüpfungslogik "Skip Logik"

Nun ist das aktuelle für das auszulesende Bild gültige Adreßmuster in den Sensor eingetaktet und die Variablen "set" enthalten die Information über die auszulesenden Bildregionen. Wichtig hierbei ist, daß das Einlesen des Adreßmusters für das nächste Bild bei der Auslese des aktuellen Bildes passiert, während sich die select-I im Scanner-Register des letzten aktivierten Adreßblocks befindet. Unterteilt man das Bildsensorarray beispielsweise in 32x32 Adreßblöcke, so benötigt man pro Richtung gerade 32 Pixel- bzw. Scannertakte, um das neue Muster einzuladen. Wenn man pro Adreßblock nun mindestens 32 Spalten vorsieht, kann das Einlesen des nächsten Adreßmusters völlig synchron mit der Auslese des aktuellen Bildes erfolgen (dann gilt z.B.: "Schiebetakt" = "Pixeltakt"). Solange der Takt "Pixeltakt" schnell genug ist, das nächste Adreßmuster innerhalb der Zeit einzulesen, die die Auslese einer Zeile dauert, arbeitet dieses Prinzip so, als ob es gar nicht vorhanden wäre, es entstehen keinerlei Wartezeiten. Abbildung 5.8 zeigt die Logik, welche die Variablen der Adreßblöcke miteinander verknüpft. Um für jeden logischen Zustand die gleiche Gatterlaufzeit zu erzielen, wurden die Booleschen Funktionen aus Exklusiv-Oder-Elementarverknüpfungen mit "NAND"-Gattern aufgebaut, was auf die in Abbildung 5.8 gezeigte Digitalschaltung führt. Die Logik realisiert die folgenden Booleschen Funktionen:

$$DFF_s < 0 > = (scan_in + g_in) \cdot set \wedge g_out = (scan_in + g_in) \cdot \overline{set} \quad (5.23).$$

Damit sind alle Schaltungsprinzipien des hochauflösenden CMOS-Bildsensors für die Mehrfachintegration besprochen. Im nächsten Unterkapitel wird die Hardwarerealisierung des Sensors zusammen mit Meßergebnissen vorgestellt.

5.4 Hardwarerealisierung

Die Abbildung 5.9 zeigt die Architektur des hochauflösenden CMOS-Bildsensors. Das Zeilenregister besteht aus dem Zeilenansteuerungsregister DFF_s_select und dem Zeilenresetregister DFF_s_reset (vgl. Abbildung 5.7).

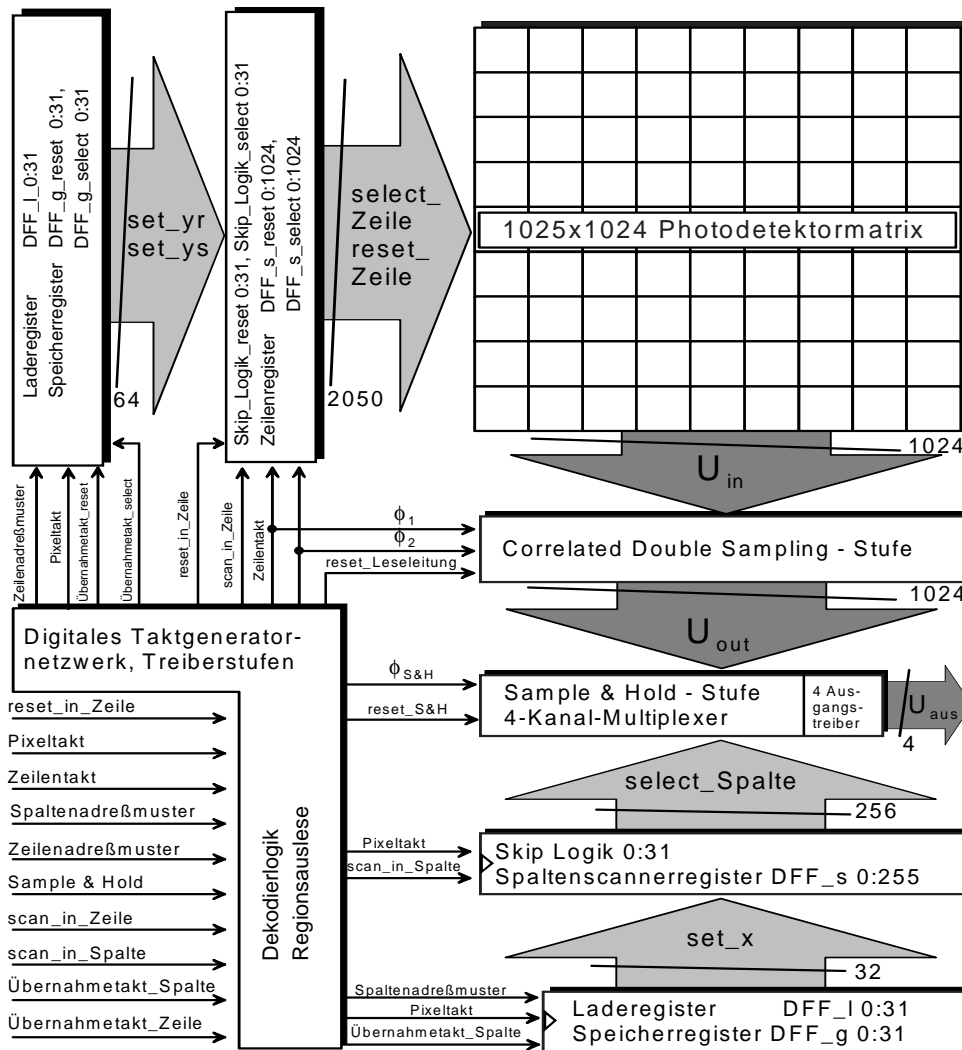


Abbildung 5.9: Architektur des hochauflösenden CMOS-Bildsensors

Diese Register werden zeitversetzt von einer logischen 1 durchlaufen und steuern damit die Belichtung mittels der Signale "select_Zeile" und "reset_Zeile" (diese sind zeilenweise mit den Transistoren Q3 bzw. Q1 im Pixel in Abbildung 5.1 verbunden). Die Programmierung der Regionsauslese erfolgt für die Zeilenrichtung mittels des Laderegisters DFF_l und der Speicherregister DFF_g_reset und DFF_g_select (vgl. Abbildung 5.7). Die Ansteuersignale korrespondieren mit denen aus Abbildung 5.7, sie sind lediglich im Hinblick auf ihre Funktionalität indiziert ("Adremuster" → "Zeilenadremuster", "Übernahmetakt" → "Übernahmetakt_reset" für reset, "set" →

"set_yr" Adreßmuster für reset usw.). Je nach Zustand der Komponenten der Vektoren "set_yr" bzw. "set_ys" werden die eingespeisten logischen Einsen "reset_in_Zeile" bzw. "scan_in_Zeile" nun in den Zeilenreset- bzw. Zeilenansteuerungsregistern DFF_g_reset bzw. DFF_g_select mittels "Skip_Logik_reset" bzw. "Skip_Logik_select" verzweigt. Da diese Verzweigung für die reset- und die select-Operation zeitversetzt abläuft wegen des "Rolling-Shutter"-Prinzips, erfolgt auch das Laden der reset/select-Adreßmuster für das nächste Bild zeitversetzt. Aus diesem Grund ist nur ein Laderegister DFF_1 notwendig, über dieses Register werden die Adreßmuster sowohl für die reset- als auch für die select-Operation geladen.

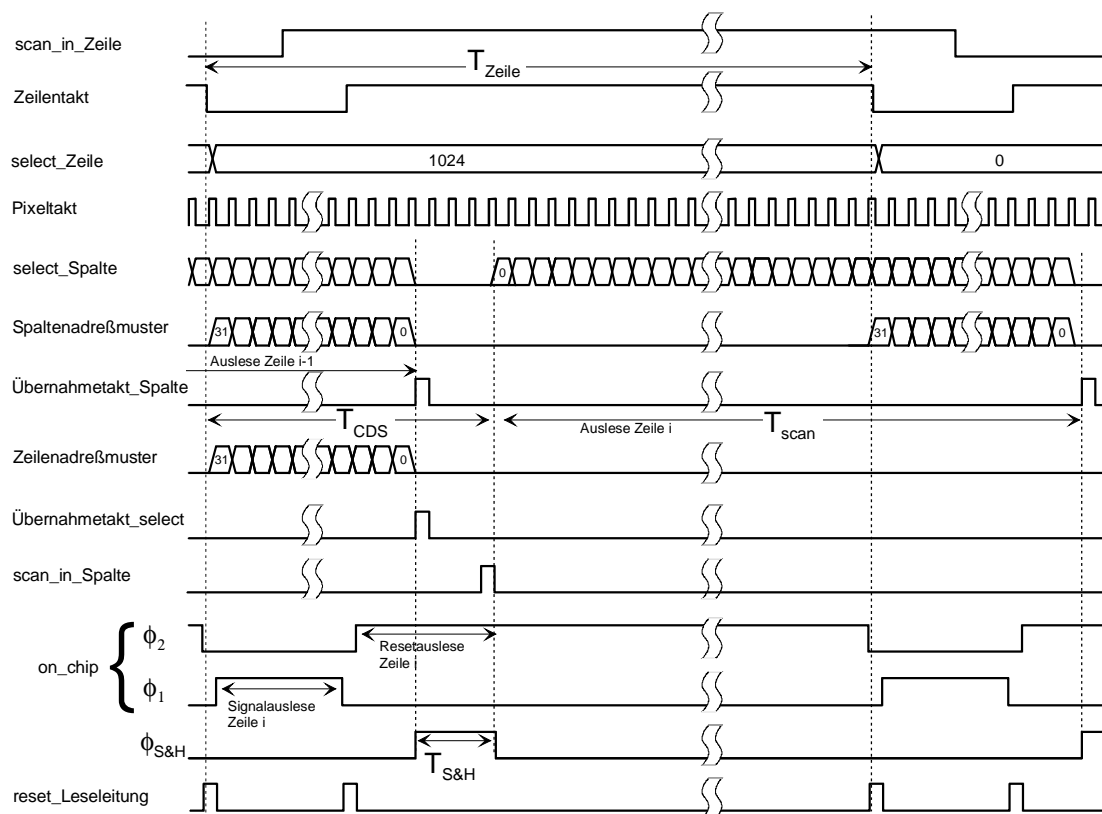


Abbildung 5.10: Auslesetiming

Das jeweilige Adreßmuster wird in die Speicherregister DFF_g_reset und DFF_g_select mit dem Signal "Übernahmetakt_reset" bzw. "Übernahmetakt_select" übernommen. Der Zeilentakt ist der Schiebetak für das Zeilenansteuerungs- und Zeilenresetregister. Er setzt sich aus den nichtüberlappenden Takten ϕ_1 und ϕ_2 zusammen, die aus dem externen Signal "Zeilentakt" on-chip erzeugt werden. Die Takte ϕ_1 und ϕ_2 dienen gleichzeitig zur Ansteuerung der Correlated Double-Sampling-Stufe. In der Taktphase ϕ_1 wird der Signalwert U_{in} ausgelesen, in der Phase ϕ_2 der Resetwert $U_{in,reset} = U_{DD} - U_{t1} - U_{t2}$. Am Ausgang der CDS-Verstärker sind Sample-and-Hold-Stufen angebracht. Diese dienen zur Entkopplung der Ausgänge der CDS-Verstärker von der Leseleitung des 4 Kanal-Spaltenmultiplexers. Da die Leseleitung eine sehr hohe Lastkapazität besitzt, ist

die Entkopplung notwendig, andernfalls würde die Einschwingzeit der CDS-Verstärker die Bandbreite des Sensors erheblich einschränken. Die Sample-and-Hold-Stufe besitzt an ihrem Eingang einen Sourcefolger, der vom Ausgang der CDS-Stufe getrieben wird. Aufgrund der spaltenparallelen Anordnung der Sample-and-Hold-Stufen kann der Sourcefolger sehr groß ausgelegt werden, da genügend Einschwingzeit vorhanden ist. Der Sourcefolger kann damit Haltekapazitäten im Bereich mehrerer pF treiben. Dadurch ist das durch den Abtast-Halte-Vorgang erzeugte kT/C-Rauschen gegenüber dem kT/C-Rauschen der Photodiode vernachlässigbar, da die Haltekapazität im Nenner der Rauschspannung steht (vgl. Anhang A, Gl.A.12). Die notwendigen Signale $\phi_{S\&H}$ und $\text{reset}_{S\&H}$ für die Sample-and-Hold-Operation werden aus dem externen Signal "Sample&Hold" auf dem Chip erzeugt. Die Spannung auf der Haltekapazität wird über einen zweiten Sourcefolger gepuffert auf die Leseleitung des Spaltenmultiplexers geschaltet und über einen Ausgangstreiber an den Ausgang des Sensors verzweigt. Aufgrund der 4-kanaligen Auslesearchitektur erscheint für jeden Kanal eine Spannung U_{aus} , die extern weiterverarbeitet wird (Analog/Digital-Wandlung, Speicherung). Der 4-Kanal-Spaltenmultiplexer wird über das Spaltenscannerregister DFF_s mittels des Signals "select_Spalte" angesteuert. Dieses Register besteht aus $1024/4=256$ Flipflops. Die Programmierung der Regionsauslese für die Spaltenrichtung erfolgt über das Laderegister DFF_l und das Speicherregister DFF_g . Die Ansteuersignale korrespondieren mit denen aus Abbildung 5.7, sie sind auch hier lediglich im Hinblick auf ihre Funktionalität indiziert ("Adreßmuster" \rightarrow "Spaltenadreßmuster", "Übernahmetakt" \rightarrow "Übernahmetakt_Spalte", "set" \rightarrow "set_x" für die Spaltenanwahl usw.). Die minimal programmierbare Region beträgt 32 Zeilen mal 32 Spalten. Abbildung 5.10 zeigt das Timing der Auslese. In diesem Fall wird die Programmierung der Regionsauslese in Spaltenrichtung bei Zeilenselectoperation gezeigt. Das Zeilenadreßmuster "Zeilenadreßmuster" für die Select-Operation wird zeitlich parallel mit "scan_in_Zeile" eingelesen und übernommen mit "Übernahmetakt_select". Die Programmierung des Adreßmusters für die Resetoperation (hier nicht gezeigt) erfolgt genauso. Es wird zeitlich parallel mit "reset_in_Zeile" eingelesen und mit "Übernahmetakt_reset" übernommen (vgl. Abbildung 5.9). Das Spaltenadreßmuster wird zeilenweise eingelesen, da im Sensor immer nur ein Spaltenadreßmuster für eine Zeile abgespeichert werden kann. Für die Dauer der Auslese einer Zeile T_{zeile} gilt mit Abbildung 5.10 Gl.5.24.

$$T_{\text{zeile}} = T_{S\&H} + T_{\text{scan}} \quad (5.24)$$

Die Zeilendauer T_{zeile} hängt also nur von der Dauer der Sample-and-Hold Operation $T_{S\&H}$ und von der Anzahl der auszulesenden Spalten T_{scan} ab. Die Zeit für die korrelierte Doppelabtastung T_{CDS} taucht explizit nicht mehr auf, da das CDS der nächsten Zeile bereits gestartet wird, während noch Spalten der aktuellen Zeile ausgelesen werden. Abbildung 5.11 zeigt eine Chipphotografie des Sensors. In der Tabelle 5.1 sind die technischen Daten des hochauflösenden Bildsensors zusammengefaßt.

Spannungsversorgung	3.3V
Chipfläche (0.5µm Standard CMOS)	164.9mm ²
Füllfaktor	45%
Gesamte Pixelzahl	1025x1024
Auslesbare Pixelzahl	1024x1024
Pixel Pitch	10µmx10µm
Dunkelzeile	1x1024

Tabelle 5.1: Technische Daten des hochauflösenden CMOS-Bildsensors

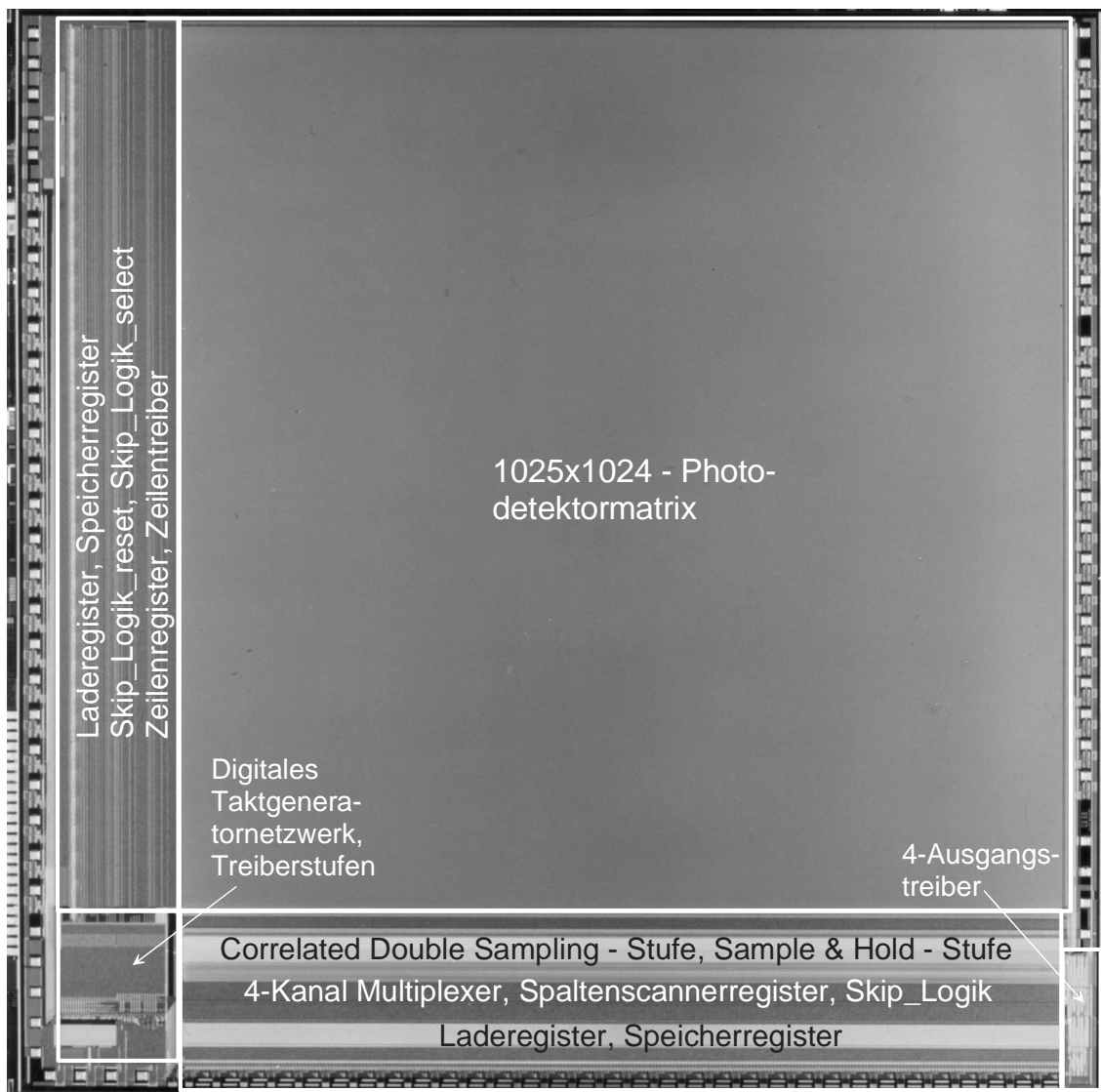


Abbildung 5.11: Chiphoto des hochauflösenden CMOS-Bildsensors

5.4.1 Meß- und Simulationsergebnisse

Die Messungen sind grundsätzlich durch das zeitliche Rauschen des Meßaufbaus und der Spannungsquellen von ca. 1mV limitiert.

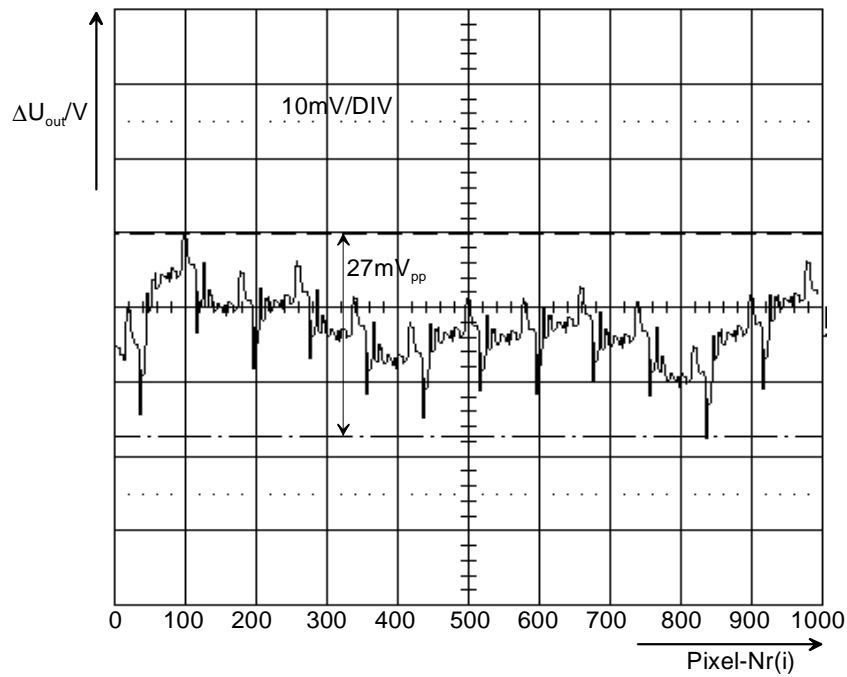


Abbildung 5.12: Kanal-Mismatch entlang einer Zeile

Maximaler Ausgangsspannungshub	950mV
Maximaler Kanal-Mismatch (Kanal 1-4)	27mV _{pp}
Maximales Fixed Pattern Noise (Pixel-Pixel)	<1mV _{pp}
Leistungsaufnahme	400mW
Minimal detektierbare Bestrahlungsstärke (440ms Integrationszeit)	< 1*10 ⁻⁴ W/m ²
Integrationsperiode	1 bis 1024 Zeilen
Maximaler Pixeltakt	3.3 MHz
Bildrate	13 Hz
Dunkelstrom	15fA
Sperrschichtkapazität der Photodiode (U _D =0V)	75fF
Sperrschichtkapazität der Photodiode (U _D =-1.5V)	55fF
Sperrschichtkapazität der Photodiode (U _D =-3.3V)	48fF

Tabelle 5.2: Meßergebnisse des hochauflösenden CMOS-Bildsensors

Das maximale Fixed Pattern Noise von Pixel zu Pixel kann mit diesem Meßaufbau nicht mehr aufgelöst werden und ist geringer als 1mV. Der Mismatch zwischen den 4 Auslesekanälen beträgt maximal 27mV_{pp} . Die Abbildung 5.12 zeigt den Verlauf der maximalen Differenz zwischen den Ausgängen der Kanäle entlang einer Zeile, wenn sich alle Pixel im Reset-Zustand befinden. Tabelle 5.2 zeigt eine Übersicht der gemessenen Kennwerte des hochauflösenden CMOS-Bildsensors. Kapazitäts-Spannungs-Messungen an Teststrukturen der hier verwendeten n+-p-epi-Photodiode haben eine Sperrschichtkapazität der Photodiode von ca. 75fF bei 0V Sperrspannung ergeben. Mit Gl.5.9 ergibt sich dann bei einem Maximalhub von 3V über der Photodiode rechnerisch für den maximal erreichbaren Signal-Rauschabstand ein Wert von ca. 58dB.

Parameter	Messung	Rechnung
Eingangsdynamik (40ms Integrationszeit)	67dB	71dB
Maximaler Signal-Rauschabstand (40ms Integrationszeit)	55dB	58dB

Tabelle 5.3: Vergleich gemessene/berechnete Werte für die Eingangsdynamik und den SNR

Die Messung von 55dB stimmt daher gut mit der Rechnung überein, wenn man den nicht idealen Meßaufbau berücksichtigt. Eine Gegenüberstellung der gemessenen und berechneten Werte für die maximal erreichbare Eingangsdynamik und den maximalen Signal-Rauschabstand findet sich in Tabelle 5.3. Mit Gl.5.10 läßt sich der maximale Dynamikbereich bestimmen. Bei einem gemessenen Dunkelstrom von ca. 15fA ergibt sich bei einer maximalen Integrationszeit von 40ms rechnerisch eine Eingangsdynamik von ca. 71dB. Der gemessene Wert liegt mit 67 dB etwas niedriger, was am Rauschen des Meßaufbaus liegt. Die minimal bei diesem Sensor einstellbare Integrationszeit ist $T_{\text{int,min}} = T_{\text{zeile}}$. Sie beträgt bei allen Messungen $T_{\text{zeile}} = 210\mu\text{s}$. Die maximal mögliche Integrationszeit ist nach Gl.5.15 mit $T_{\text{int,max}} = (1025-1)T_{\text{zeile}} = 1024T_{\text{zeile}}$ gegeben. Die Integrationszeiten können daher zwischen $210\mu\text{sec}$ und ca. 220msec variiert werden. In der Abbildung 5.13 sind die Ausgangskennlinien des hochauflösenden CMOS-Bildsensors für einige Integrationszeiten innerhalb dieses Bereiches dargestellt. Der Vergleich zwischen den Ausgangskennlinien in Abbildung 5.13 oben links und oben rechts zeigt, daß die Bereiche der erfaßten Eingangsbestrahlungsstärken um ca. den Faktor 15 ($60\text{W}/\text{m}^2$ und $4\text{W}/\text{m}^2$, entsprechend 24dB) auseinanderliegen. Die Integrationszeiten unterscheiden sich um den Faktor 33, was laut Gl.5.21 einem Eingangsdynamikgewinn von 30dB entspricht. Die theoretische Vorhersage ist somit etwas höher als die Messung. Vergleicht man die Kennlinien, die zu den benachbarten Integrationszeiten 108ms und 7ms in Abbildung 5.13 links unten und rechts oben gehören, stellt man fest, daß sich die Bereichsmitten der erfaßten Eingangsbestrahlungsstärken nun um ca. den Faktor 20 ($5\text{W}/\text{m}^2$ und $0.25\text{W}/\text{m}^2$, entsprechend 26dB) unterscheiden. Das Verhältnis der Integrationszeiten beträgt für

diesen Fall 15.4, was einem vorausgesagten Eingangsdynamikgewinn von 24dB entspricht. Damit wird die theoretische Vorhersage gemäß Gl.5.21 bestätigt. Im letzten Fall liegen die Integrationszeiten mit 108 bzw. 220msec um ca. den Faktor 2 auseinander. Wieder bestätigt sich die Gültigkeit von Gl.5.21.

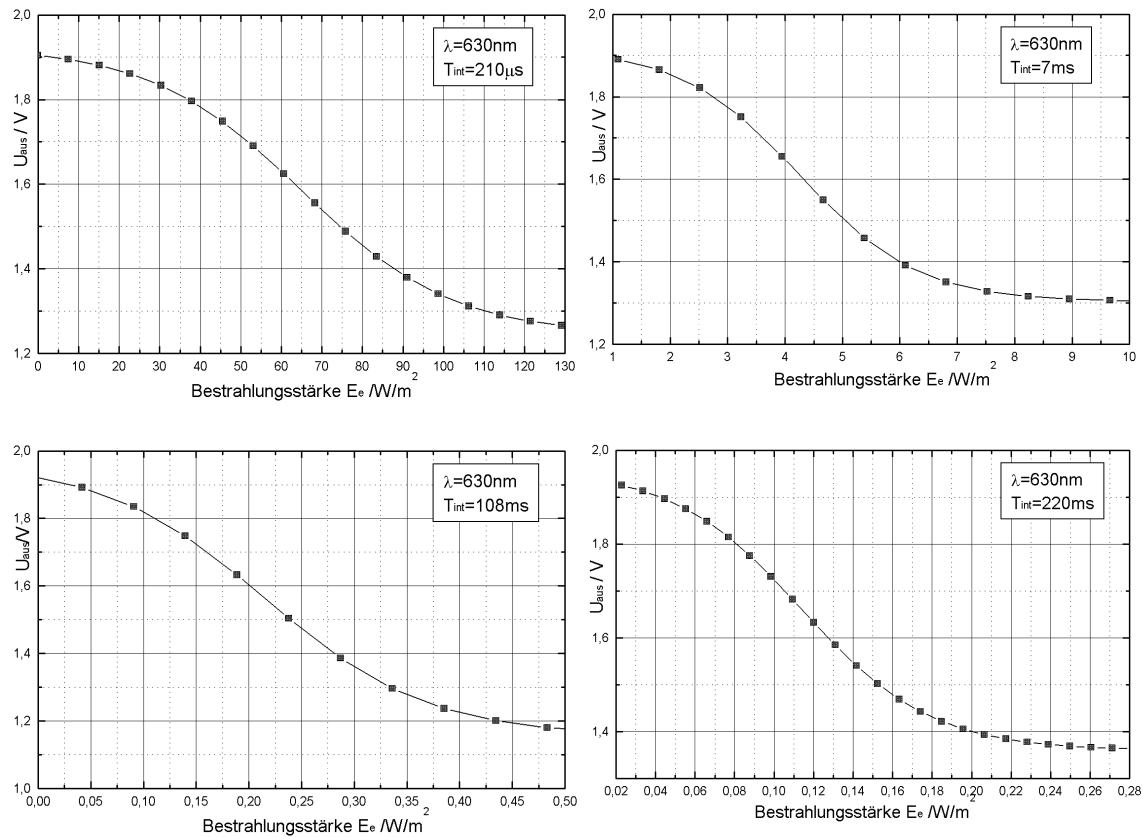


Abbildung 5.13: Ausgangskennlinien des hochauflösenden CMOS-Bildsensors für variable Integrationszeiten

Bestimmt man die korrespondierenden Responsivitäten graphisch aus den Kennlinien in Abbildung 5.13, so ergeben sich die in Tabelle 5.4 aufgelisteten Werte. Die Responsivität $Responsivity_{me\beta}$ berechnet sich gemäß:

$$Responsivity_{me\beta} = \frac{\Delta U_{out}}{\Delta E_e \cdot T_{int}} \quad (5.25).$$

Durch den Signalpfad zwischen Pixel und Sensorausgang ergibt sich eine Dämpfung der Ausgangsspannung des Pixels. Zum einen tragen die Sourcefolgertransistoren dazu bei. Zum anderen sorgt der Depletion-Reset-Transistor im Pixel dafür, daß im Bereich der unteren Aussteuerungsgrenze (niedrige Sperrspannung der Photodiode) Ladung nachgeschoben wird. Auch der Ausgangstreiber trägt zu einer Abschwächung des Signals bei. Die Responsivität des Pixels läßt sich durch Korrektur der Responsivitäten in Tabelle 5.4 mittels Multiplikation mit den inversen Dämpfungsfaktoren ermitteln. Pro

Sourcefolger beträgt die Dämpfung ca. 0,7, der Reset-Transistor im Pixel und der Ausgangstreiber dämpfen das Signal um jeweils ca. $\frac{2}{3}$, so daß sich ein inverser Korrekturfaktor von $1/(0,7 \cdot 0,7 \cdot 0,7 \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{2}{3}) = 6,6$ ergibt.

Integrationszeit	Responsivity _{meß} (am Sensorausgang)	Responsivity (am Pixel)
220ms	20.5 V/(J/m ²)	134.5 V/(J/m ²)
108ms	20.8 V/(J/m ²)	136.4 V/(J/m ²)
7ms	17.93 V/(J/m ²)	117.6 V/(J/m ²)
210µs	39.6 V/(J/m ²)	259.8 V/(J/m ²)

Tabelle 5.4: Responsivität bei verschiedenen Integrationszeiten

Bei einer spektralen Empfindlichkeit von 0,2A/W für $\lambda=630\text{nm}$, einem Füllfaktor von 45% und einer Pixelfläche von $100\mu\text{m}^2$ (vgl. Tabelle 5.1) berechnet sich die Responsivität aus den gemessenen Kapazitätswerten für die Photodiode laut Tabelle 5.2 bei $C_D=55\text{fF}$ mit Gl.2.11 ("Responsivity") zu $164\text{V}/(\text{J}/\text{m}^2)$. Dieser Wert stimmt gut mit den Meßwerten am Bildsensor aus Tabelle 5.4 rechts überein. In Abbildung 5.14 ist eine Simulation des Digitalteils zur Regionsauslese gezeigt.

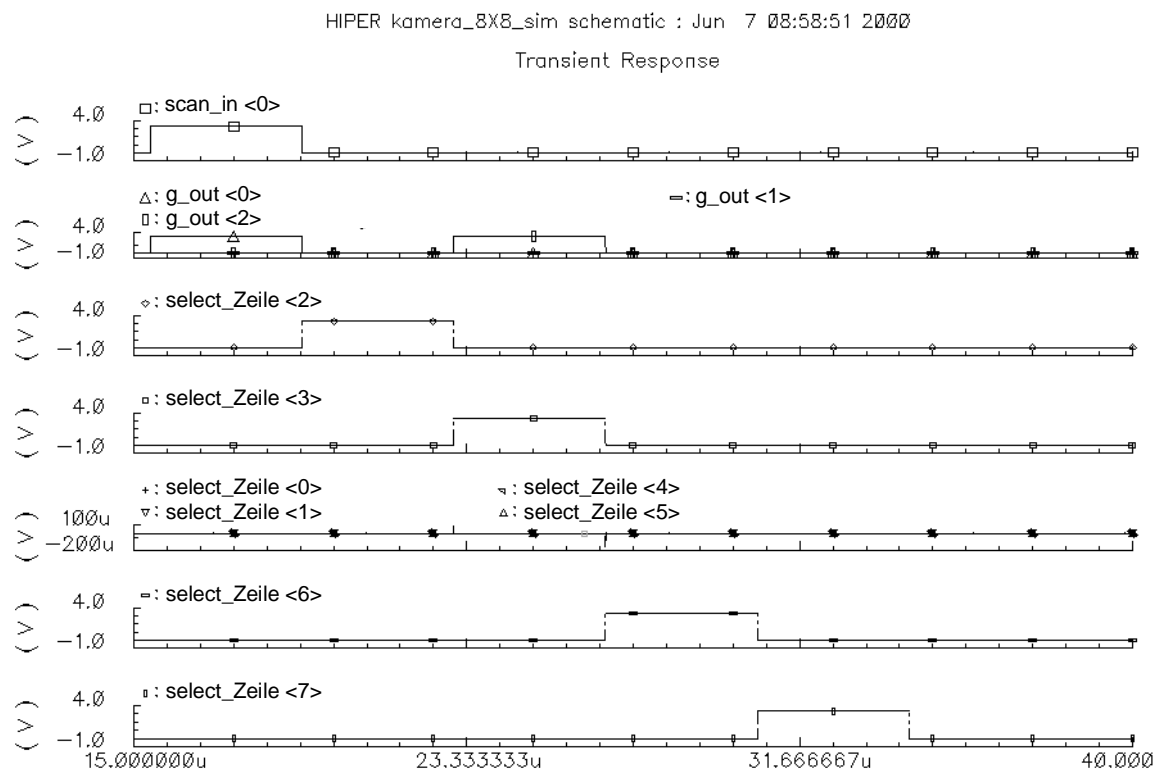


Abbildung 5.14: Simulation der Verzweigungsfunktionalität bei Auslese mehrerer Regionen

Die Simulation zeigt die Funktionalität der Verknüpfungslogik "Skip Logik" anhand des Verzweigungsmechanismus der logischen I, die an "scan_in<0>" in den Sensor

eingespeist wird. Die logische 1 erscheint zu diesem Zeitpunkt am Knoten "scan_in<0>" des ersten Adreßblocks (vgl. Abbildung 5.7). Die Variable "set<0>" des ersten Adreßblocks ist low (hier nicht gezeigt), deswegen wird die logische 1 von "scan_in<0>" direkt weiterverzweigt, "g_out<0>" wird logisch high und die Ausgänge "select_Zeile<0>", "select_Zeile<1>" des Scannerregisters bleiben low (der Einfachheit halber bestehen die Scannerregister in der Simulation nur aus 2 Flipflops), der erste Adreßblock wird übersprungen. Die weiterverzweigte logische 1 an "g_out<0>" erreicht den nächsten Adreßblock. Der zweite Adreßblock ist aktiviert ("set<1>" = high, nicht dargestellt), die logische 1 an "g_out<0>" wird in das Scannerregister des zweiten Adreßblocks verzweigt und die Ausgangssignale der Flipflops "select_Zeile<2>", "select_Zeile<3>" werden nacheinander logisch high. Am Ausgang "select_Zeile<3>" des Scannerregisters angekommen, liegt die logische 1 gleichzeitig am Eingang scan_in<2> des dritten Adreßblocks. Der dritte Adreßblock ist wieder deaktiviert und es wiederholt sich der schon für den ersten und den zweiten Adreßblock beschriebene Vorgang. Nach diesem Schema laufen sowohl der Zeilenreset, Zeilenauslese und Spaltenauslese ab.

5.4.2 Bildaufnahmen

Nachfolgend werden einige Bilder, die mit dem hochauflösenden CMOS-Bildsensor unter Laborbedingungen aufgenommen wurden, gezeigt. Abbildung 5.15 zeigt die Aufnahme eines Testcharts.

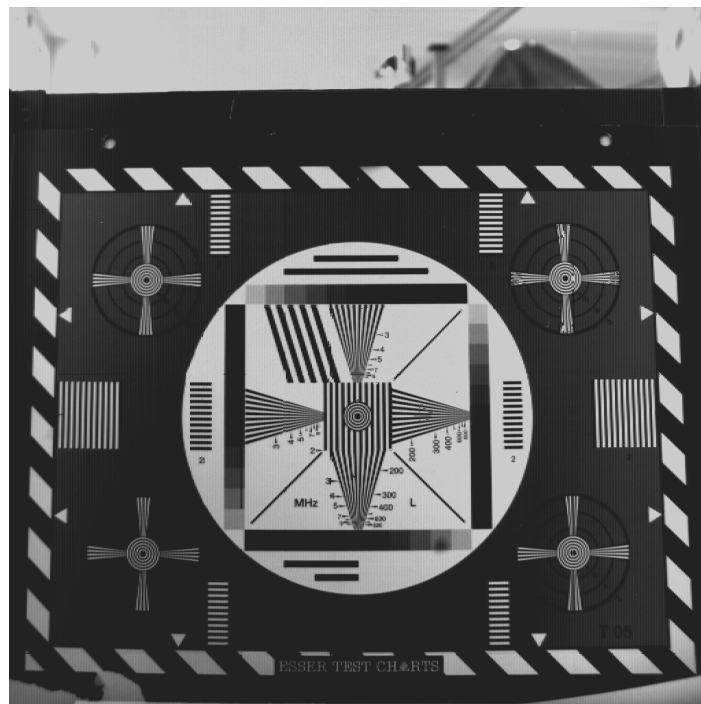


Abbildung 5.15: Aufnahme eines Testcharts (80µs)

Es zeigt die Fähigkeit des Sensors, bei formatfüllender Abbildung die Auflösung von 1024 Zeilen zu erreichen. Die Aufnahme wurde bei einer Integrationszeit von $80\mu\text{s}$ gemacht. Abbildung 5.16 zeigt den Sensor im Betriebsmodus der Mehrfachintegration. Die Bilder wurden bei $640\mu\text{s}$ und 20ms Integrationszeit aufgenommen. Die Integrationszeiten unterscheiden sich somit um den Faktor 31.25. Die insgesamt erfaßte Eingangsdynamik beträgt mit Gl.5.21 bei dieser Einstellung damit ca. 97dB (67dB Eingangsdynamik +30dB Eingangsdynamikgewinn).



Abbildung 5.16: Aufnahmen mit Mehrfachintegration (links: $640\mu\text{sec}$, rechts: 20ms)

5.5 Abschlußbemerkungen

Der in diesem Kapitel vorgestellte hochauflösende CMOS-Bildsensor für Mehrfachintegration wurde im Rahmen eines EU-Forschungsprojekts [88] entwickelt. Der Sensor ist aufgrund seiner hohen Eingangsdynamik und der hohen Bildqualität für eine Vielzahl von Anwendungsgebieten geeignet. Er befindet sich zur Zeit in der Erprobungsphase für ein automatisches Schiffscontainer-Be- und Entladesystem, für die Inspektion von Paletten und Nockenwellen sowie für die Steuerung von SMD-Bestückungsautomaten.

Künftige Weiterentwicklungen des Sensors schließen eine nochmalige Reduktion der Pixelgröße, sowie eine Erhöhung der Bildrate und eine weitere Flexibilisierung des Digitalteils zur Regionsauslese ein.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zwei CMOS-Bildsensoren vorgestellt, mit denen die Aufnahme hochdynamischer zweidimensionaler Bildsignale möglich ist. Beide Sensoren basieren auf dem quasilinearen Sensorausleseprinzip. Bei dem in Kapitel 4 vorgestellten lokaladaptiven Bildsensor wird das Ausgangssignal durch Division des Pixelsignals durch einen Schätzwert der Nachbarsignale ermittelt. Durch die Filterarchitektur ergibt sich am Ausgang des Pixels bei entsprechender Programmierung des Filterkerns eine quasilineare Abhängigkeit von der Beleuchtung im Filterkern. Der in Kapitel 5 präsentierte Bildsensor besitzt eine integrierende Photodiode, deren Spannung ausgelesen wird. Die Konversion der aufintegrierten Ladung in eine dazu äquivalente Spannung ist quasilinear, da die Sperrschichtkapazität der Photodiode spannungsabhängig ist. Beide in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren sind somit quasilinear.

CMOS-Bildsensoren sind inzwischen in fast allen Aspekten (Dynamik, Geschwindigkeit, Adressierbarkeit, kein Blooming usw.) den CCD-Bildsensoren überlegen. Bezüglich der Bildqualität hingegen sind CCD's den CMOS-Sensoren immer noch einen Schritt voraus, da CCD's wenig Probleme mit Ortsrauschen haben. Das ist auch der Grund dafür, daß die Akzeptanz der CMOS-Bildsensorik bis zuletzt unter der schlechteren Bildqualität litt. Aus diesem Grund wurde beim Entwurf der CMOS-Bildsensoren in dieser Arbeit besonderer Wert darauf gelegt, Signalverarbeitungskonzepte und daraus hervorgehend Pixel-/Filterarchitekturen für eine hohe Eingangsdynamik zu entwickeln, die gleichzeitig eine gute Bildqualität garantieren [92-97]. Wie anhand der beiden Chip-Realisierungen in dieser Arbeit gezeigt wurde, ist dieses Ziel erreichbar. Anhand des lokaladaptiven Sensors aus Kapitel 4 konnte gezeigt werden, daß man trotz komplexen Pixelaufbaus eine gute Bildqualität erzielen kann. Das in Kapitel 3 und 4 dieser Arbeit vorgestellte Konzept der lokaladaptiven Filterung vereint die Vorteile der kontinuierlichen CMOS-Bildsensoren mit logarithmischer Charakteristik (hoher Dynamikbereich) und der integrierender Sensoren mit linearer Charakteristik (ansprechende Bildqualität, niedriges Rauschen). Erreicht wird die hohe Bildqualität durch das Rauschformungsverhalten des Integrators. Was bei linearer Auslese durch Integration des Rauschens im Pixel passiert (Reduktion der Rauschbandbreite), erfolgt beim lokaladaptiven Pixel in der Integratorstufe der Ausleseschaltung.

Eine Abschätzung ergibt, daß mit den Pixelarchitekturen aus Kapitel 4 Matrizen bis zu 512x512 Pixeln aufgebaut werden können (0.5µm Standard CMOS, 1"-Optik, 25µm Pixel Pitch). Für größere Matrixauflösungen ist das Pixel zu vereinfachen und damit die

Signalverarbeitung in die Peripherie zu verlegen. Dies ist am Beispiel des hochauflösenden Megapixel-CMOS-Bildsensors in Kapitel 5 demonstriert worden.

Um die größtmögliche Flexibilität in der jeweiligen Applikation zu erreichen, besitzt der hochauflösende CMOS-Bildsensor die Möglichkeit, einen hohen Eingangsdynamikbereich von mehr als 90dB bei Verwendung von zwei Integrations- bzw. Belichtungszeiten abzudecken. Der lokaladaptive CMOS-Bildsensor erreicht ebenfalls mehr als 90dB, jedoch bei sehr niedriger Bildrate (vgl. Tabelle 4.4, Kapitel 4). Der hochauflösende CMOS-Bildsensor besitzt eine konstante Bildrate, wenn die Anzahl der verschiedenen Belichtungszeiten festgelegt ist. Bei Verwendung zweier Belichtungszeiten ist die effektive Bildrate demnach halb so groß im Vergleich zur Verwendung einer Integrationszeit, da zwei Bilder ausgelesen werden. Gemäß Kapitel 5 deckt der hochdynamische CMOS-Bildsensor damit einen Eingangsdynamikbereich von ca. 97dB ab. Der lokaladaptive Bildsensor aus Kapitel 4 erreicht eine Eingangsdynamik von 100dB erst bei einer Bildrate von ca. 1Hz (vgl. Tabelle 4.4, Kapitel 4). Zukünftige Realisierungen des lokaladaptiven Sensors sollten daher in jedem Fall das Prinzip der Rückkopplung aus Kapitel 4.5.1 einsetzen, da sich damit Eingangsdynamikgewinne bis zu 31dB (siehe Kapitel 4.5.1.2) bei derselben Bildrate erzielen lassen. Umgekehrt ist bei gegebener Eingangsdynamik die maximale Bildrate um ca. den Faktor 30 höher. Man kann also beim rückgekoppelten Prinzip die Eingangsdynamik von 100dB schon bei Videorate erreichen.

Parameter/Verfahren	Lokaladaptiv	Mehrfachintegration
DR_{\max}	119dB	97dB (32 Zeilen:1024 Zeilen)
SNR_{\max}	36dB	55dB

Tabelle 6.1: Vergleich des DR/SNR beim lokaladaptiven/Mehrfachintegrations-Prinzip

Tabelle 6.1 faßt die wichtigsten Ergebnisse aus den Kapiteln 4 und 5 für die maximal erreichbaren Eingangsdynamiken und Signal-Rauschabstände zusammen. Der maximale SNR ist beim lokaladaptiven Sensorprinzip primär abhängig von der Filterkerngröße. Wie in der Rauschabschätzung in Kapitel 4 gezeigt wurde, spielt die Beleuchtung nur eine untergeordnete Rolle. Es läßt sich somit beim lokaladaptiven Prinzip für jede Beleuchtungssituation der maximale Ausgangshub erreichen, da er bei fester Integrationszeit nur vom durch den Ausgangszweig des Pixels fließenden anteiligen Referenzstrom abhängt. Dieser schwankt lediglich um die Dynamik des Kontrasts.

Für das Verfahren der Mehrfachintegration gilt dieselbe Feststellung. Bei jeder Beleuchtungssituation läßt sich der maximale Ausgangshub durch Anpassung der Integrationszeit erreichen. Der maximale SNR ist also bei beiden Verfahren auch bei niedrigen Beleuchtungen erreichbar.

Das lokaladaptive Verfahren besitzt den Vorteil, daß die Pixel völlig individuell und mehrfach auslesbar sind wegen der dekoder-basierten Adreßstruktur. Damit ist der lokaladaptive Sensor für die direkte Ankopplung an Mikroprozessoren prädestiniert.

Der hochauflösende Sensor für Mehrfachintegration besitzt mit dem in Kapitel 5.3 beschriebenen Regionsausleseverfahren die Möglichkeit der Auslese kleiner Teilregionen der Matrix. Die Auslese des Sensors ist damit flexibler als bei reinen Schieberegisterarchitekturen für Zeilen- und Spaltenanwahl.

Hinsichtlich des Ortsrauschens (FPN) ist festzuhalten, daß der lokaladaptive Sensor eine externe FPN-Korrektur benötigt. Beim hochauflösenden Bildsensor wird das pixelweise FPN bereits on-chip mittels der CDS-Technik kompensiert. Allerdings kann der Kanalismatch nur extern korrigiert werden. Sieht man eine Dunkelstromkompensation unter Verwendung der im Sensor integrierten Dunkelzeile vor, so erfolgt die Kanal-korrektur automatisch mit der Dunkelstromkompensation.

Desweiteren benötigen beide Verfahren externen Speicher zum Ablegen der Bilddaten. Beim lokaladaptiven Verfahren werden pro Zeile immer die bei einer Filterkernposition in der Mitte liegenden Pixel ausgelesen und extern abgepeichert. Wenn der Filterkern seine Endposition erreicht hat, enthält der externe Speicher ein gesamtes Bild, das ausgelesen werden kann. Bei der Mehrfachintegration wird externer Speicher für alle bei den verschiedenen Integrationszeiten ausgelesenen Bilder benötigt. Der Bildspeicherbedarf ist also höher als beim lokaladaptiven Prinzip. Desweiteren erfolgt beim Verfahren der Mehrfachintegration noch eine externe Umrechnung der bei den verschiedenen Integrationszeiten aufgenommenen Bilder, was beim lokaladaptiven Verfahren nicht notwendig ist.

Wenn man die beiden Ausleseverfahren unter dem Aspekt des Ortsrauschens und des notwendigen externen Bildspeichers betrachtet, stellt man fest, daß beide Verfahren ungefähr den gleichen Speicherbedarf haben. Das lokaladaptive Verfahren benötigt viel Speicher und Rechenkapazität für die Korrektur, dafür wenig Speicher für die Bilddaten. Umgekehrt benötigt das Verfahren der Mehrfachintegration wenig Speicher für die Korrekturwerte (Dunkelzeile), hingegen viel Speicher für die Bilddaten.

Prinzipbedingte Probleme der CCD-Technik (Blooming, Smearing) treten bei den in dieser Arbeit implementierten CMOS-Sensoren nicht auf. Daher ermöglichen die hier vorgestellten CMOS-Bildsensoren die Entwicklung von Systemlösungen für ein breites Anwendungsspektrum, speziell dort, wo CCD's überfordert sind. In der Röntgenphotografie benötigt man beispielsweise Sensoren mit hoher Eingangsdynamik, niedrigem Rauschen und hoher Störfestigkeit gegen Röntgenstrahlung. Automobilanwendungen wie Fahrbahnerkennung und Innenraumüberwachung benötigen ebenfalls Sensoren mit hoher Eingangsdynamik bei hoher Temperaturstabilität. Hierfür ist der hochauflösende Sensor gut geeignet wegen seiner Dunkelzeile, mit deren Hilfe man den temperaturabhängigen Dunkelstrom

kompensieren kann. Die Beobachtung und Steuerung von industriellen Fertigungsprozessen (Schweißvorgang, Robotersteuerung) verlangt nach Sensoren, die hohe Bestrahlungsstärken verarbeiten können und einen einfachen Pixelzugriff ermöglichen. Hierfür ist der lokaladaptive Sensor prädestiniert.

Ein wichtiges Kriterium hinsichtlich der Bewertung der Vorteile von CMOS-Bildsensoren gegenüber CCD's sind die Kosten, die für Aufbau, Kalibration und eventuelle Wartung des Systems anfallen. Auch in diesem Punkt sind die CMOS-Sensoren den CCD's eindeutig überlegen, da die Herstellungskosten aufgrund der Verwendung von Standard-CMOS-Prozessen sehr viel geringer sind. Durch die Möglichkeit, analoge und digitale Signalverarbeitungselektronik auf demselben Chip zu integrieren, kommt man in die Lage, sehr preisgünstige Kameras für den Massenmarkt zu fertigen, die mit wesentlich weniger Systemaufwand auskommen als CCD's.

Zur Zeit beschäftigt sich das IMS u.a. mit der Entwicklung von Farbfiltern für CMOS-Kameras. Eine andere interessante Entwicklung sind Mikrolinsen, die den Füllfaktor von CMOS-Photosensormatrizen nahe an 100% bringen und noch einmal für eine signifikante Bildqualitätsverbesserung sorgen werden. Außerdem werden verschiedene Architekturen für Analog/Digital-Wandler untersucht, die sich im Hinblick auf Platzbedarf, Bandbreite und Wortbreite am besten für CMOS-Bildsensoren eignen.

Dieses Jahrzehnt wird daher durch interessante und innovative Neuentwicklungen im Bereich der CMOS-Bildsensorik gekennzeichnet sein.

Anhang A

Theoretische Grundlagen des Rauschens in CMOS-Bildsensoren

Die dem Rauschen zugrundeliegenden stochastischen Prozesse sind in den hier analysierten CMOS-Schaltungen ergodischer Natur [31], was bedeutet, daß ihre Scharmittelwerte (Erwartungswert, Varianz und Autokorrelationsfunktion) auch durch die korrespondierenden zeitlichen Mittelwerte ausgedrückt werden können. Desweiteren können die hier betrachteten Rauschprozesse als stationär bzw. zeitinvariant angenommen werden. Der Mittelwert x_m (Erwartungswert) eines ergodischen Zufallsprozesses X ist gegeben durch folgende Gleichung.

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

Die quadratische Abweichung vom Probenmittelwert wird durch die Varianz σ^2 beschrieben, im Falle des Rauschens beschreibt sie die Leistung des Rauschprozesses im Beobachtungsintervall T .

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

Das Zustandekommen der verschiedenen Rauschphänomene gründet sich theoretisch auf eine mehr oder minder starke Abhängigkeit zeitlich aufeinanderfolgender Rauschprobenwerte. Die Autokorrelationsfunktion $R(\tau)$ beschreibt den Grad der Korrelation zweier Rauschprobenwerte, die im relativen Zeitabstand τ zueinander beobachtet werden. Für die hier betrachteten stationären ergodischen Zufallsprozesse ist die Autokorrelationsfunktion eine reelle gerade Funktion in Abhängigkeit von τ und nimmt für $\tau=0$ ihr Maximum an. Ein weißer Rauschprozeß besitzt eine dirac-förmige Autokorrelationsfunktion, da zeitlich zueinander verschobene Rauschprobenwerte keinerlei Abhängigkeit voneinander besitzen.

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x(t + \tau) \cdot x(t) dt \quad (\text{A.3})$$

Der Wert $R(0)$ beschreibt die Varianz des Zufallsprozesses, wenn er mittelwertfrei ist. Die Autokorrelationsfunktion wird in allgemeiner Form laut Gl.A.3 angegeben. Die zur Beschreibung der Rauschprozesse in den Bauelementen der CMOS-Bildsensoren wichtige Kenngröße der spektralen Rauschleistungsdichte ist über die Fouriertransformation mit der Autokorrelationsfunktion verknüpft.

$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) e^{-j2\pi f \tau} d\tau \quad (\text{A.4})$$

Wenn $R(\tau)$ reell und gerade ist, ergibt sich bei einem mittelwertfreien Rauschprozeß durch Rücktransformation in den Zeitbereich für die Rauschleistung bzw. Varianz die Beziehung nach Gl.A.5.

$$\sigma^2 = 2 \int_0^{\infty} S(f) df = R(0) \quad (\text{A.5})$$

Je nach Betrachtungsweise (Rauschspannung oder Rauschstrom) des Rauschprozesses ergeben sich andere Dimensionen für $S(f)$ bzw. σ^2 . Kennt man beispielsweise die Leistungsdichte eines Rauschprozesses aus modellbasierten Ansätzen oder aus Messungen, so wird das Integral in Gl.A.5 nicht mehr bis ∞ , sondern nur noch bis zur Grenzfrequenz BW_n ausgewertet.

Für Rauschprozesse mit weißem Charakter läßt sich Gl.A.5 etwas eleganter auswerten, wenn man den Begriff der äquivalenten Rauschbandbreite BW_n [20] einführt. Die äquivalente Rauschbandbreite beschreibt diejenige Bandbreite, die ein idealer Tiefpaß (unendliche Flankensteilheit, rechteckförmige Übertragungsfunktion) hat, um an seinem Ausgang die gleiche Rauschleistung hervorzurufen wie der reale Tiefpaß des betrachteten Systems, über den das Rauschen tatsächlich übertragen wird. Die eingangsbezogene Rauschleistung (s. Kapitel 2) berechnet sich dann nach folgender Gleichung:

$$\overline{u_n^2} = S_{i, \text{weiß}} \cdot H_{v, TP, \text{ideal}}^2 \cdot BW_n \quad , \quad BW_n = \frac{1}{H_{v, TP, \text{ideal}}^2} \cdot \int_0^{\infty} |H_{v, TP, \text{real}}(f)|^2 df \quad (\text{A.6}).$$

Nach [20] ergeben sich die äquivalenten Rauschbandbreite eines rauschenden Tiefpasses erster und zweiter Ordnung (1 bzw. 2 Polstelle/n) nach Gl.A.7.

$$BW_{n, TP1.O} = \frac{\pi}{2} f_{3dB, \text{real}} \quad , \quad BW_{n, TP2.O} = \frac{\pi}{2} \frac{f_{3dB, \text{real},1} \cdot f_{3dB, \text{real},2}}{f_{3dB, \text{real},1} + f_{3dB, \text{real},2}} \quad (\text{A.7})$$

Der Vorteil dieser Beschreibungsweise ist, daß sich die Übertragung des thermischen und des Schrotrauschens über reale Systeme nur durch die äquivalente Rauschbandbreite BW_n formuliert. Bei der Überlagerung der verschiedenen Rauschanteile in realen Systemen erhöht diese Vorgehensweise die Übersichtlichkeit, da in der Regel eine Fülle von Rauschquellen in die Berechnungen mit einbezogen wird. Die Beiträge der einzelnen Rauschquellen können dabei als statistisch voneinander unabhängig angenommen werden. Somit gilt für die resultierende Varianz Gl.A.8.

$$P_{\text{Rausch}_{\text{gesamt}}} = \sigma_{\text{ges}}^2 = \sum_k \sigma_k^2 \quad (\text{A.8})$$

Das Superpositionsgesetz gilt ebenso für die Autokorrelationsfunktion und die spektrale Rauschleistungsdichte.

A.1 Thermisches Rauschen

Die Elektronen fluktuieren statistisch im Leiter. Dadurch entsteht thermisches Rauschen. Über einem Widerstand läßt es sich mit wie folgt angeben:

$$\overline{u_n^2} = 4kT \cdot R \cdot BW_n \quad \Leftrightarrow \quad \overline{i_n^2} = \frac{4kT}{R} \cdot BW_n \quad (\text{A.9}).$$

k ist die Boltzmannkonstante, T die Temperatur und BW_n die äquivalente Rauschbandbreite.

A.2 Das kT/C-Rauschen

Beim kT/C-Rauschen wird das Rauschen des Widerstandes durch einen RC-Tiefpaß begrenzt. Das Rauschen wird wie beim thermischen Rauschen im Widerstand R erzeugt. Gleichzeitig ist der Widerstand R Teil des rauschbegrenzenden RC-Tiefpasses bei Parallelschaltung mit einer Kapazität C . Für diesen Fall beträgt die 3dB-Eckfrequenz:

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi RC} \quad (\text{A.10}).$$

Die äquivalente Rauschbandbreite berechnet sich gemäß Gl.A.7 zu:

$$BW_n = \frac{\pi}{2} \cdot f_{3dB} = \frac{1}{4RC} \quad (\text{A.11}).$$

Damit ist das kT/C -Rauschen am Ausgang des RC-Gliedes gemäß Gl.A.6 gegeben durch die Multiplikation der Rauschleistung am Eingang mit der äquivalenten Rauschbandbreite BW_n :

$$\overline{u_{n,kTC}^2} = 4kT \cdot R \cdot BW_n = \frac{kT}{C} \quad (\text{A.12}).$$

Das Rauschen ist demnach unabhängig vom Widerstand R , es läßt sich nur durch Vergrößern der Kapazität C verringern. Speziell bei abgetasteten Systemen tritt das thermische Rauschen in Form von kT/C -Rauschen auf.

Anhang B

Rauschanalyse des lokaladaptiven CMOS-Bildsensors

Die in Kapitel 4 vorgestellten Ausdrücke für die Rauschleistungsbeiträge am Sensorausgang des lokaladaptiven CMOS-Bildsensors basieren auf dem in diesem Anhang berechneten Übertragungsverhalten des lokaladaptiven Pixels ohne Rückkopplung in Verbindung mit der Integratorauslesestufe.

Jedes Pixel ist innerhalb des Filterkerns mit seinem Nachbarpixel über den Sourceanschluß A (lokaler Äquipotentialknoten A, siehe Kapitel 4, Abbildung 4.2) des betreffenden PMOS-Stromquellentransistors Q2 verbunden. Da der Knoten A kleinsignalmäßig niederohmig ist, werden sämtliche im Pixel generierten Rauschanteile in alle anderen zum Filterkern gehörenden Pixel eingekoppelt. Die Abbildung B.1 zeigt das Rauschersatzschaltbild des lokaladaptiven Pixels ohne Rückkopplung mit den Referenzstromquellen (oberes Netzwerk) und der Integratorstufe in der Ausleseschaltung (rechts unten). Dabei bildet der Sourceknoten A den im Filterkern existierenden Verbindungspfad an dem sich großsignalmäßig das in Kapitel 4 diskutierte beleuchtungsabhängige Regelpotential der lokalen Helligkeitsadaptation einstellt. Der Detektorzweig des Pixels wird durch die rauschende Photodiode und den rauschenden PMOS-Lasttransistor Q1 modelliert. Der PMOS-Dividierer wurde aus Matching-Gründen zwar relativ groß entworfen, seine parasitären Kapazitäten werden aber trotzdem von der Detektorkapazität der Photodiode dominiert. Alle Transistoren bis auf die Schalttransistoren Q3, Q8 und Q_{x_a} (siehe Abbildung 4.2, Kapitel 4) befinden sich in schwacher Inversion. Für die Steilheiten, Ausgangsleitwerte und parasitären Kapazitäten der übrigen Bauelemente gelten daher die Modellgleichungen für die schwache Inversion aus Kapitel 2. Die Rauschersatzschaltbilder der Transistoren sind ausgangsbezogen, die Rauschprozesse werden durch den im Kanal herrschenden Rauschstrom modelliert. Die in dem Rauschersatzschaltbild in Abbildung B.1 enthaltenen Vereinfachungen lassen sich damit begründen, daß die Gate-Bulk Kapazitäten in schwacher Inversion groß gegenüber allen anderen parasitären Transistorkapazitäten sind [19]. Ihrerseits sind die Gate-Bulk Kapazitäten C_{gb1} und C_{gb2} der PMOS-Transistoren Q1 und Q2 und des NMOS-Stromspiegeltransistors Q4 mit jeweils ca. 3fF vernachlässigbar gegenüber der Kapazität der Photodiode mit 168fF und der Spaltenkapazität des Äquipotentialknotens A. Ebenfalls kann vereinfachend angenommen werden, daß die on-Widerstände der Transistorbank Q_{x_a} vernachlässigbar klein sind. Das Tiefpaßverhalten der Rauschfilterung des Filterkerns wird hauptsächlich

durch die Kapazität C_K am Sourceknoten A, die je nach Filterkerndimension sehr groß werden kann (bis zu einigen pF) und die Sperrschichtkapazität C_D der Photodiode bestimmt. Begonnen wird die Rauschanalyse mit der Betrachtung der Photodiode und dem Transistor Q1 als Rauschquellen. Basierend auf dem Ortsfaltungstheorem gilt die Konvention, daß ein gültiges Ausgangssignal nur vom Pixel im Zentrum des Filterkerns generiert wird, wie in Kapitel 3 und 4 beschrieben.

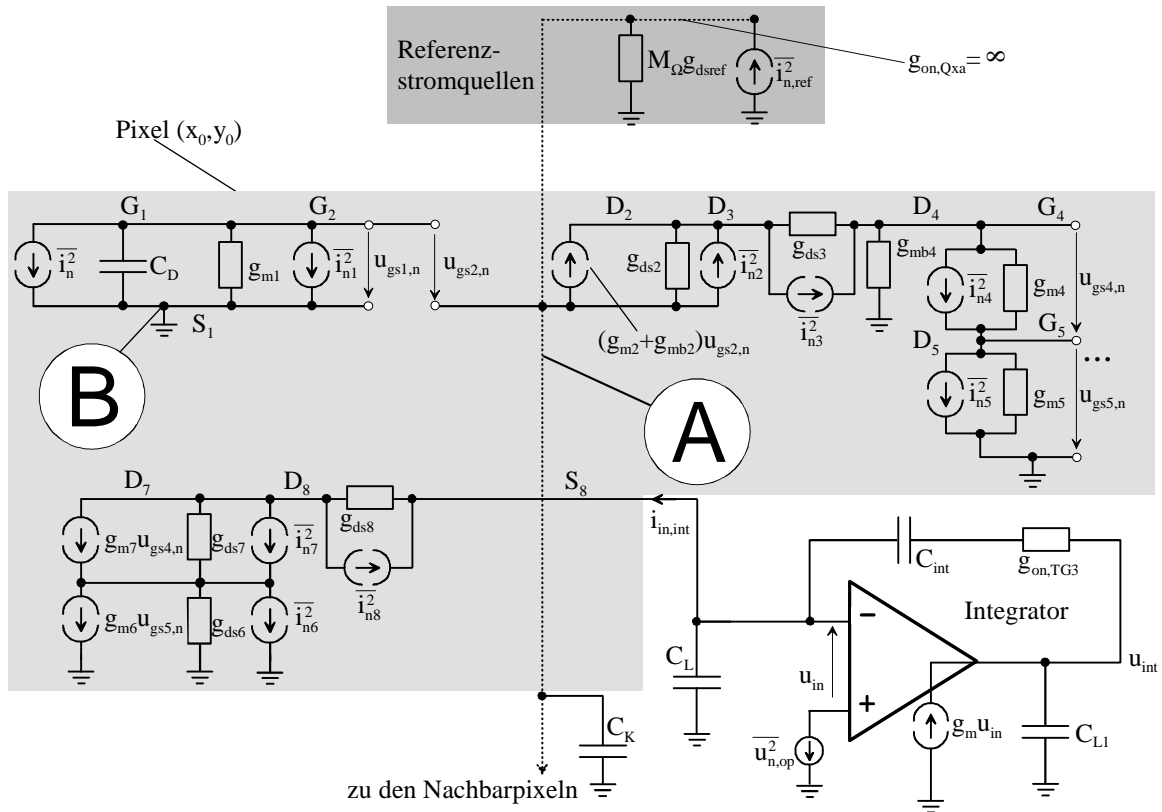


Abbildung B.1: Vereinfachtes Rauschersatzschaltbild des lokaladaptiven Signalpfads

Das bedeutet, daß das Pixel im Zentrum des Filterkerns mit den Koordinaten (x_0, y_0) bei der Rauschanalyse betrachtet wird und alle von den Nachbarpixeln in das Pixel (x_0, y_0) über den Sourceknoten A eingekoppelten Fremdrauschanteile (Definition siehe Kapitel 4) überlagert werden. Die vom Sourceknoten A des Pixels (x_0, y_0) aus in den Filterkern eingesehene Impedanz Z_K enthält dabei auch die Gesamt-Spaltenkapazität C_K . Z_K wird im weiteren Verlauf des Kapitels berechnet, sie wird aber der Einfachheit halber bereits jetzt formal eingeführt. Abbildung B.2 zeigt den prinzipiellen Betrachtungsansatz für die Berechnung der Eigen- und Fremdrauschanteile. Ein im Detektorzweig des Pixels (i, j) fließender Rauschstrom i_n (Photodiode) bzw. i_{n1} (Q1, s. Abbildung B.1) erzeugt am Gate G1, G2 von Q1 und Q2 eine Rauschspannung $u_{gs1,n}(i, j)$. Diese Rauschspannung erzeugt ihrerseits eine Rauschspannung $u_{gs2,n}(i, j)$ zwischen dem Gate G1, G2 und dem Sourceknoten A von Q2. Damit wird ein Rauschstrom $i_R(i, j)$ erzeugt, der nun durch den Ausgangszweig A-D2 des Pixels (i, j) fließt. Dieser Rauschstrom fließt auch durch die Filterkernimpedanz Z_K und erzeugt über dieser eine Rauschspannung $u_{w,n}(i, j)$. Die

Abbildung B.2 zeigt die sowohl vom Detektorzweig des Pixels (x_0, y_0) als auch die von den Detektorzweigen der Fremdpixel (i, j) in den Ausgangszweig A-D2 des Pixels (x_0, y_0) eingekoppelten Rauschbeiträge. Da alle Pixel innerhalb des Filterkerns Ω am Sourceknoten A von Q2 miteinander verbunden sind, erzeugt $u_{w,n}(i, j)$ in jedem Pixel aus Ω den Rauschstrom $i_R(i, j)$.

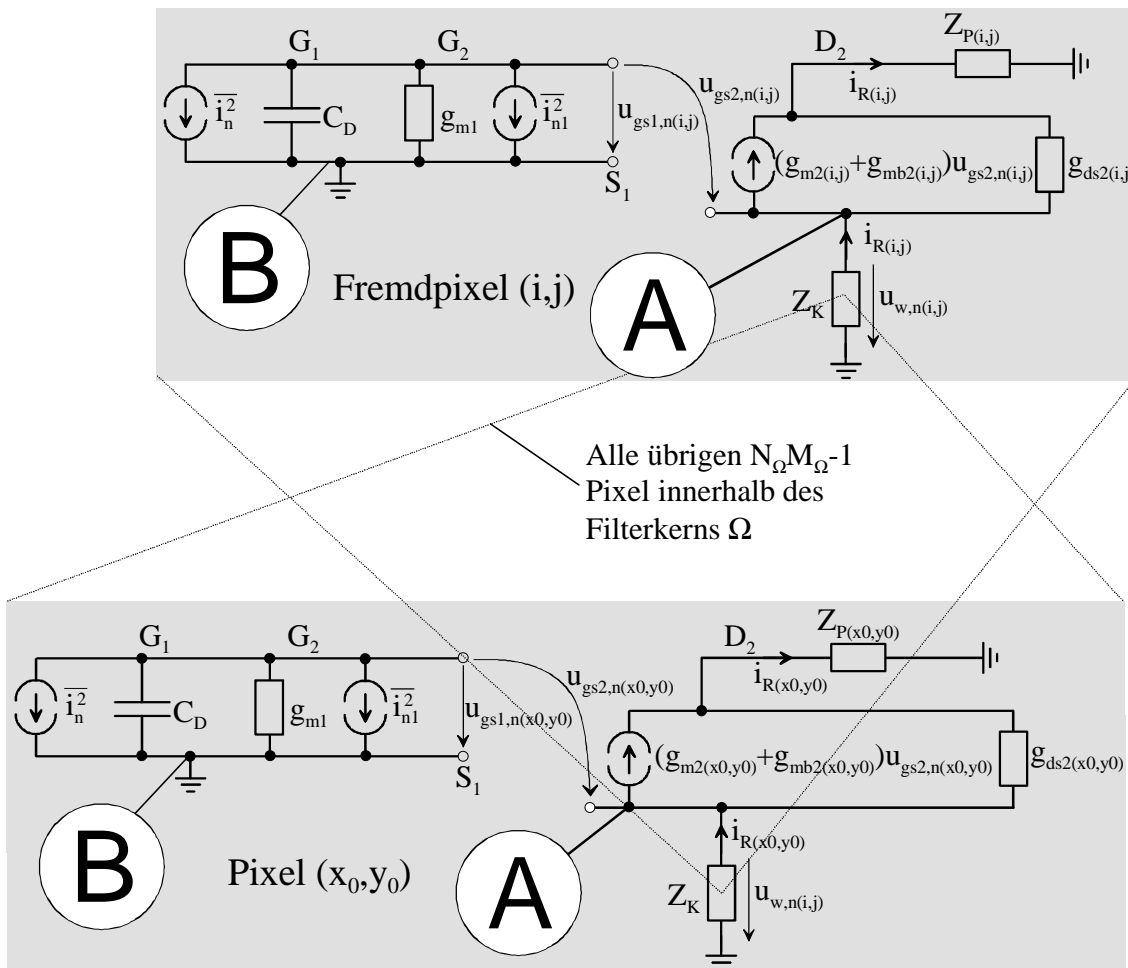


Abbildung B.2: Rauschersatzschaltbild zur Ermittlung der Eigen- und Fremddetektoranteile

Das Pixel (x_0, y_0) wird somit ebenfalls von diesem Rauschstrom durchflossen. Bei Betrachtung der Fremdanteile liegt das Gate G_1, G_2 vom Pixel (x_0, y_0) kleinsignalmäßig an Masse und es gilt:

$$\begin{aligned}
 u_{gs2,n}(x_0, y_0) &= -u_{w,n}(i, j) \\
 \wedge \quad i_R(i, j) &= -\frac{u_{w,n}(i, j)}{Z_K} \stackrel{\text{Äquipotentialknoten A}}{=} -\frac{u_{w,n}}{Z_K} = i_R(x_0, y_0) \quad (B.1).
 \end{aligned}$$

Ebenso erzeugen die in den Fremdpixeln (i, j) existierenden Rauschquellen Q2, Q3, Q4 und Q5 (vgl. Abbildung 4.2, Kapitel 4) einen entsprechenden Rauschstrom $i_R(i, j)$ im

Ausgangszweig A-D2 des jeweiligen Fremdpixels (i,j). Damit korrespondierend entsteht auch für diesen Rauschstrom eine entsprechende Rauschspannung $u_{w,n}$ über der Impedanz Z_K , die im Pixel (x_0, y_0) den jeweiligen Rauschstrom $i_{R(x_0, y_0)}$ erzeugt. Diejenigen Rauschanteile im Pixel (x_0, y_0) , welche sich sowohl aus Eigen- als auch aus Fremdbeiträgen zusammensetzen, rühren also von der Photodiode PD und den Transistoren Q1 bis Q5 her. Die von den übrigen Rauschquellen erzeugten Beiträge sind nur im Pixel (x_0, y_0) wirksam, da kleinsignalmäßig kein Verbindungspfad zwischen dem Eingangspfad Q4, Q5 und dem Ausgangspfad Q6, Q7 der NMOS-Stromspiegel besteht, wenn man - wie hier geschehen - die parasitären Gate-Drain-Kapazitäten von Q4, Q5, Q6 und Q7 vernachlässigt. Für die durch die Eigen- und Fremdrauschbeiträge erzeugten Rauschströme $i_{R,eigen}$ und $i_{R,fremd}$ im Pixel (x_0, y_0) gilt mit Abbildung B.2 und Gl.B.1:

$$\begin{aligned}
 i_{R,eigen}(x_0, y_0) &= -\frac{g_{m2}(x_0, y_0) + g_{mb2}(x_0, y_0)}{1 + g_{ds2}(x_0, y_0) \cdot (Z_K + Z_p(x_0, y_0))} \cdot u_{gs1,n}(x_0, y_0) \\
 \wedge \quad i_{R,fremd}(x_0, y_0) &= +\frac{g_{m2}(x_0, y_0) + g_{mb2}(x_0, y_0)}{1 + g_{ds2}(x_0, y_0) \cdot (Z_K + Z_p(x_0, y_0))} \cdot u_{w,n} \\
 \Leftrightarrow \quad i_{R,fremd}(x_0, y_0) &= -\frac{g_{m2}(x_0, y_0) + g_{mb2}(x_0, y_0)}{1 + g_{ds2}(x_0, y_0) \cdot (Z_K + Z_p(x_0, y_0))} \cdot Z_K \cdot i_R(i, j) \tag{B.2}.
 \end{aligned}$$

$$Z_p(i, j) = \left(\frac{g_{m4}(i, j) \cdot g_{m5}(i, j)}{g_{m4}(i, j) + g_{m5}(i, j)} + g_{mb4}(i, j) \right)^{-1} \stackrel{\substack{g_{m4}=g_{m5} \text{ wegen} \\ \text{schwacher Inversion,} \\ g_{mb4}=(n-1)g_{m4}}}{=} \frac{2}{(2n-1) \cdot g_{m4}(i, j)}$$

Die vom Sourceknoten A des jeweiligen Pixels aus in den Filterkern eingesehene Impedanz Z_K ist zunächst zu berechnen. Die Topologie des Filterkerns ist für diesen Fall in Abbildung B.3 gezeigt. Charakteristisch bei dem hier implementierten Filterkern ist, daß die Impedanz Z_K immer dieselbe ist, gleichgültig, von welchem Pixel aus sie eingesehen wird. Die Impedanz Z_K setzt sich zum einen aus der Parallelschaltung der Eingangsimpedanzen (im folgenden als Z_{ein} bezeichnet) aller Pixel am Knoten A des Filterkerns bis auf das betrachtete Pixel zusammen.

$$\begin{aligned}
 Z_{ein}(i, j) &= \frac{u_w}{i_w} \quad \wedge \quad u_{gs2}(i, j) = -u_w \\
 i_w &= \frac{g_{ds2}(i, j) + g_{m2}(i, j) + g_{mb2}(i, j)}{1 + g_{ds2}(i, j)Z_p(i, j)} \cdot u_w \tag{B.3}
 \end{aligned}$$

Hinzu kommen die parallelgeschalteten Drain-Source-Leitwerte g_{dsref} der Referenzstromquellentransistoren Qref und die Kapazität C_K am Knoten A, die sich aus den extrinsischen Source-Bulk-Kapazitäten aller Transistoren Q2 und Qref innerhalb des Filterkerns zusammensetzt [19]. Für die Berechnung der Eingangsimpedanz $Z_{ein}(i, j)$ des Pixels (i,j) gilt das in Abbildung B.4 gezeigte Kleinsignaleratzschaltbild. Es gilt

Gl.B.3. Die Eingangsimpedanz $Z_{\text{ein}}(i,j)$ eines Pixels (i,j) berechnet sich dann durch Quotientenbildung aus u_w und i_w .

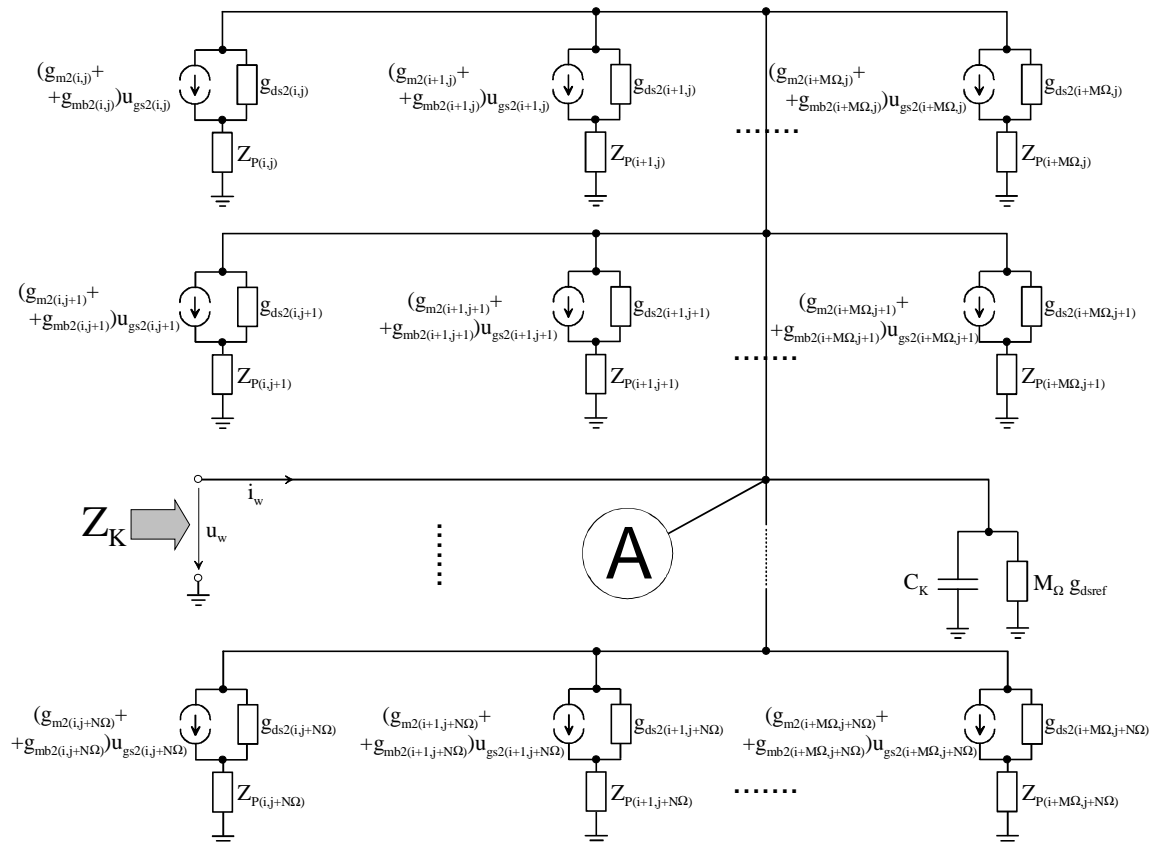


Abbildung B.3: Ersatzschaltbild zur Bestimmung der Eingangsimpedanz des Filterkerns

Damit folgt:

$$Z_{\text{ein}}(i,j) = \frac{1 + g_{\text{ds}2}(i,j)Z_p(i,j)}{g_{\text{ds}2}(i,j) + g_{\text{m}2}(i,j) + g_{\text{mb}2}(i,j)} \quad (\text{B.4.})$$

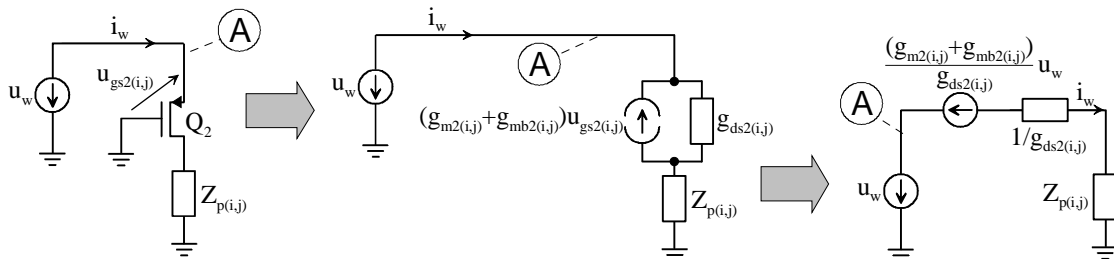


Abbildung B.4: Ersatzschaltbild zur Bestimmung der Eingangsimpedanz eines Pixels

Der Ausdruck für $Z_{\text{ein}}(i,j)$ läßt sich vereinfachen, wenn man berücksichtigt, daß der Drain-Source Leitwert $g_{\text{ds}2}(i,j)$ für Drain-Source-Spannungen $U_{\text{ds}} > 5U_T$ (was in diesem Fall immer gegeben ist, da großsignalmäßig ca. 1.5 V über der Drain-Source-Strecke

von Q2 abfallen) durch die Beziehung in Gl.B.5 beschrieben ist ([19], mit I_a aus Kapitel 4, Abbildung 4.2 und $L_2 = 2\mu\text{m}$ entsprechend der Chiprealisierung).

$$g_{ds2}(i, j) = 0.5 \frac{\mu\text{m}}{V} \cdot \frac{I_a(i, j)}{L_2} = 0.25V^{-1} \cdot I_a(i, j), \quad L_2 = 2\mu\text{m} \quad (\text{B.5})$$

Nun läßt sich der Term $g_{ds2}(i,j)Z_P(i,j)$ im Nenner der Doppelsumme im Ausdruck für Z_K gegen 1 abschätzen. Die Abschätzungsvorschrift lautet:

$$\begin{aligned} g_{ds2}(i, j) \cdot Z_P(i, j) &\ll 1 \\ \Leftrightarrow 0.25V^{-1} \cdot I_a(i, j) \cdot \frac{2}{(2n-1) \frac{I_a(i, j)}{nU_T}} &\ll 1 \Leftrightarrow 0.5V^{-1} \cdot nU_T \ll 2n-1 \\ \Leftrightarrow 0.5V^{-1} \cdot 1.4 \cdot 26\text{mV} &\ll 2 \cdot 1.4 - 1 \Leftrightarrow 0.0182 \ll 1.8 \end{aligned} \quad (\text{B.6}).$$

Der Approximationsfehler beträgt 0.5%, nun gilt für $Z_{\text{ein}}(i,j)$:

$$Z_{\text{ein}}(i, j) = \frac{1}{g_{m2}(i, j) + g_{mb2}(i, j)} \stackrel{\substack{\text{=} \\ \text{Kapitel 2, Tabelle 2.1}}}{=} \frac{1}{n \cdot g_{m2}(i, j)} \quad (\text{B.7}).$$

Die in den Filterkern Ω eingesehene Impedanz Z_K berechnet sich mit C_K und g_{dsref} zu:

$$Z_K = \left[M_\Omega \cdot g_{dsref} + j\omega C_K + \sum_{\substack{i=i_0 \\ i \neq x_0}}^{i_0+M_\Omega} \sum_{\substack{j=j_0 \\ j \neq y_0}}^{j_0+N_\Omega} n \cdot g_{m2}(i, j) \right]^{-1} \quad (\text{B.8}).$$

Unter Berücksichtigung des translinearen Charakters der hier diskutierten Schaltung läßt sich der Summenterm wesentlich transparenter ausdrücken. Der Summation aller Ausgangsleitwerte entspricht aufgrund ihrer Proportionalität zum Drainstrom die Summation aller im Filterkern fließenden Pixel-Ausgangsströme. Der Summenterm in Gl.B.8 läßt sich für diesen Fall mit der in Gl.B.9 gezeigten Vorschrift ausdrücken.

$$\sum_{\substack{i=i_0 \\ i \neq x_0}}^{i_0+M_\Omega} \sum_{\substack{j=j_0 \\ j \neq y_0}}^{j_0+N_\Omega} n \cdot g_{m2}(i, j) = n \sum_{\substack{i=i_0 \\ i \neq x_0}}^{i_0+M_\Omega} \sum_{\substack{j=j_0 \\ j \neq y_0}}^{j_0+N_\Omega} \frac{I_a(i, j)}{nU_T} = \frac{1}{U_T} (M_\Omega N_\Omega I_{ref} - I_a(x_0, y_0)) \quad (\text{B.9})$$

Der Term in Gl. B.9 ist nur abhängig vom insgesamt in den Filterkern eingespeisten Gesamtreferenzstrom, durch den der Drain-Source Leitwert g_{dsref} definiert ist minus dem Ausgangsstrom des Pixels (x_0, y_0) . Der Realteil von Z_K läßt sich weiter vereinfachen, wenn man berücksichtigt, daß aus Matching-Gründen der Stromquellentransistor Qref zur Reduktion des 1/f-Rauschens eine große Gatelänge L_{ref} besitzt (vgl. Kapitel 4). In dem hier betrachteten Fall wird L_{ref} zu mindestens $200\mu\text{m}$ angesetzt (dies ist auch der

Wert, der in der Chiprealisierung verwendet wurde). Damit gilt dann für den Drain-Source Leitwert des Stromquellentransistors Q_{ref} :

$$g_{dsref} = 0.5 \frac{\mu m}{V} \cdot \frac{N_{\Omega} I_{ref}}{L_{ref}} = 0.0025 V^{-1} \cdot N_{\Omega} I_{ref}, \quad L_{ref} = 200 \mu m \quad (B.10).$$

Unter Verwendung von Gl.B.8, B.9 und B.10 gilt die folgende Abschätzvorschrift:

$$\begin{aligned} \left[\frac{1}{U_T} N_{\Omega} M_{\Omega} \cdot I_{ref} \right]_{\min} &\gg g_{dsref} \Big|_{\max} = 0.0025 V^{-1} \cdot M_{\Omega} N_{\Omega} I_{ref} \\ \Leftrightarrow \left(\frac{1}{26 mV} \right) &\gg 0.0025 V^{-1} \rightarrow 0.007\% \text{ Fehler} \end{aligned} \quad (B.11).$$

Der Realteil von Z_K ist also durch den Summenterm in Gl.B.8 beschrieben. Der Summenterm selbst läßt sich ebenfalls abschätzen, wenn man die beiden Summanden in Gl.B.9 miteinander vergleicht. Der zweite Summand in Gl.B.9 soll vernachlässigt werden gegenüber dem ersten Summanden. Das hat zur Folge, daß damit der resultierende Schätzwert für Z_K geringer ist als der tatsächliche laut Gl.B.8, da der vernachlässigte Term vom ersten Summanden subtrahiert wird und der Gesamtausdruck im Nenner steht. Da die Rauschabschätzung immer eine "worst-case"-Betrachtung ist, ist dies vertretbar, da die in das Pixel (x_0, y_0) eingekoppelten Rauschbeiträge sich umso mehr auswirken, je niederohmiger Z_K ist. Es gilt somit folgende Schätzvorschrift:

$$\begin{aligned} \left[N_{\Omega} M_{\Omega} \cdot I_{ref} \right]_{\min} &\gg \left[I_a(x_0, y_0) \right]_{\max} \\ \Leftrightarrow 5 \cdot 5 \cdot I_{ref} &\gg 2 \cdot I_{ref} \rightarrow 8\% \text{ Fehler} \end{aligned} \quad (B.12).$$

Der Schätzfehler beträgt maximal 8%. Der Realteil der Impedanz Z_K wird damit etwas geringer (vgl. Gl.B.8). Im Sinne der Rauschbestimmung ist dies jedoch eine Vereinfachung zugunsten der Abschätzung des Maximalrauschens.

Für die von einem beliebigen Pixel des Filterkerns Ω aus in den Äquipotentialknoten A eingesehene Impedanz Z_K gilt dann die Vorschrift:

$$Z_K = \left[N_{\Omega} M_{\Omega} \cdot \frac{I_{ref}}{U_T} + j\omega C_K \right]^{-1} \wedge C_K = M_{\Omega} N_{\Omega} \underbrace{C_{sb,ext} + N_{\Omega} C_{sb,source}}_{\substack{\text{extrinsische Source-} \\ \text{Bulk Kapazität der Aktiv-} \\ \text{gebiete von Q2[19] und der} \\ \text{Spaltenstromquellen } Q_{ref}}} \quad (B.13).$$

Damit sind alle Elemente des Kleinsignalersatzschaltbildes zur Übertragung der Detektorrauschanteile auf die Nachbarpixel bzw. auf den NMOS-Ausgangsstromspiegel im Pixel (x_0, y_0) ermittelt.

Das Gesamtrauschen des Pixels setzt sich, wie gezeigt wurde, aus einem Anteil, der von den Nachbarpixeln (i,j) des Filterkerns herrührt und einem Anteil, der im Ausgangszweig des Pixels (x_0,y_0) erzeugt wird, zusammen.

Die Photodiode PD, die PMOS-Transistoren Q1-Q2, der Schalttransistor Q3 und die Eingangstransistoren Q4-Q5 des NMOS-Stromspiegels sowie die Referenzstromquellentransistoren Qref tragen zum Rauschen im Filterkern bei. Diese Komponenten tragen somit auch zum Rauschen im Pixel (x_0,y_0) bei. Sie werden sowohl im Pixel (x_0,y_0) selbst erzeugt (Eigenanteile) als auch von den Nachbarpixeln über die Impedanz Z_K in das Pixel (x_0,y_0) eingekoppelt (Fremdanteile).

Die Beiträge der Spiegeltransistoren Q6 und Q7 und des Zeilenselect-Transistors Q8 wirken nur lokal im Pixel (x_0,y_0) . Das Rauschen des Operationsverstärkers der Integratorstufe wirkt ebenfalls nur im Signalpfad des Pixels (x_0,y_0) . Zunächst wird die Übertragung der Fremdrauschbeiträge berechnet, die in das Pixel (x_0,y_0) im Zentrum des Filterkerns eingekoppelt werden. Die Berechnung der Rauschübertragung geschieht zunächst nur bis zum Integriereingang, da von dort aus alle Rauschbeiträge über dieselbe Ausgangsstufe übertragen werden. Ausgehend von dem im Ausgangszweig durch Q2 fließenden Rauschstrom $i_R(x_0,y_0)$, der den jeweiligen Eigen- bzw. Fremdrauschbeitrag beschreibt, ist die Übertragungsfunktion zwischen dem Ausgangszweig Q6-Q7 des NMOS-Stromspiegels und des Integriereingangs zu bestimmen. Der im Eingangszweig des NMOS-Stromspiegels fließende Rauschstrom $i_R(x_0,y_0)$ wird in den Eingangsstrom $i_{in,int}(x_0,y_0)$ des Integrators transformiert. Da sich die Transistoren Q4 bis Q7 alle in schwacher Inversion befinden, ergibt sich für den kleinsignalmäßigen Eingangsstrom $i_{in,int}$ des Integrators in Abhängigkeit vom kleinsignalmäßigen Pixelausgangsrauschstrom $i_R(x_0,y_0)$ (Stromspiegelverhältnis 1):

$$i_{in,int}(x_0, y_0) = \frac{g_{m6}(x_0, y_0)}{g_{m4}(x_0, y_0)} \cdot i_R(x_0, y_0) = i_R(x_0, y_0) \quad (\text{B.14}).$$

$$\text{mit: } g_{m6}(x_0, y_0) = \frac{I_a(x_0, y_0)}{nU_T} \quad \wedge \quad g_{m4}(x_0, y_0) = \frac{I_a(x_0, y_0)}{nU_T}$$

Nun ist die Übertragung des Rauschstromes $i_{in,int}(x_0,y_0)$ über die Integratorstufe zu bestimmen. Während der Integrationsphase gilt für die Integratorstufe das in Abbildung B.5 gezeigte Ersatzschaltbild. Da das Schrot- und das 1/f-Rauschen der Operationsverstärker primär über deren jeweilige Transkonduktanz g_m (W/L-Verhältnis beim Schrotrauschen) bzw. das Produkt $W \cdot L$ (beim 1/f-Rauschen) kontrollierbar ist (auf die Zusammensetzung der spektralen Leistungsdichte wird im weiteren Verlauf dieses Anhangs eingegangen), kann das Rauschen der Ausgangstreiberverstärkers (in Abbildung 4.8, Kapitel 4) vernachlässigt werden, da dieser eine sehr groß dimensionierte Eingangsstufe besitzt. Aus diesem Grund taucht der Ausgangstreiber bei den hier durchgeführten Betrachtungen nicht mehr auf. Der on-Widerstand des Transmissionsgates TG3 kann vernachlässigt werden. Die Auswertung

der gemäß Abbildung B.5 geltenden Knoten- und Maschengleichungen liefert dann nach Fouriertransformation für die Ausgangsspannung des Integrators Gl.B.15. Aufgrund der endlichen Integrationszeit T_{int} erfährt die Ausgangsspannung im Zeitbereich eine "Fensterung" in Form einer Faltung mit einer rect-Funktion der Breite T_{int} (s. Abbildung 4.9, Kapitel 4), was einer Multiplikation des Ausgangsspannungsspektrums mit einer si-Funktion im Frequenzbereich entspricht.

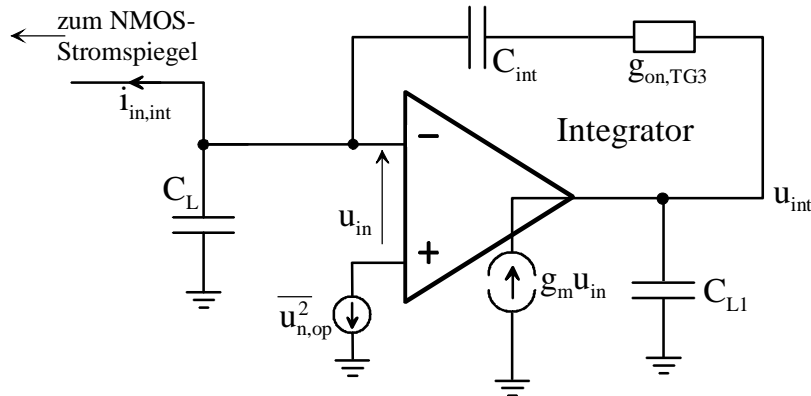


Abbildung B.5: Ersatzschaltbild der Integratorstufe

Im weiteren Verlauf der Rauschberechnungen wird sich zeigen, daß die Integratorstufe aufgrund dieser Charakteristik die einzige effektiv wirksame Rauschunterdrückungsstufe in der gesamten Signalkette vom Pixel über den Filterkern über die Ausleseelektronik bis hin zum Sensorausgang ist (bis auf die vom Detektorzweig erzeugte Rauschformung bei niedrigen Beleuchtungen).

$$u_{\text{int}}(\omega) = \left[\frac{1 + \frac{C_L}{C_{\text{int}}}}{1 + j\omega \frac{C_{L1}}{g_m}} \cdot \sqrt{u_{n,op}^2} + \frac{1 - j\omega \frac{C_{\text{int}}}{g_m}}{1 + j\omega \frac{C_{L1}}{g_m}} \cdot \frac{1}{j\omega C_{\text{int}}} \cdot i_{\text{in,int}}(\omega) \right] \cdot \underbrace{\text{si}\left(\frac{\omega T_{\text{int}}}{2}\right)}_{\text{Abtastung mit endlichem Zeitfenster der Breite } T_{\text{int}}} \quad (\text{B.15}).$$

Ein entscheidender Vorteil dieses Ausleseprinzips ist die Beeinflussbarkeit der Bandbreite der si-Funktion über die Integrationszeit. Für integrierende Pixel gilt genau dasselbe. Man kann beim integrierenden Prinzip die Rauschbandbreite durch Heraufsetzen der Integrationszeit reduzieren. Beim kontinuierlichen Pixel hat man diese Möglichkeit nicht, deswegen ist dort das Rauschen viel höher [81]. Da das lokaladaptive Pixel aufgrund der geforderten Filterfunktionalität als kontinuierlich arbeitendes Pixel ausgeführt ist, ist es nötig, das Rauschen an anderer Stelle zu kompensieren. Die Integratorstufe in der Auslese erfüllt genau diesen Zweck, da sie durch die Integration des Pixelausgangsstromes die erforderliche Rauschfilterung vornimmt und das kontinuierliche Pixel in der Außenwelt des Sensors wie ein diskret durch die Integrationszeit gesteuertes Pixel erscheinen läßt.

Durch die Verbindung der Pixel untereinander existieren wesentlich mehr Rauschquellen im Filterkern als im üblichen Fall des isoliert betriebenen Pixels. Es ist daher erforderlich durch Verwendung der Integratorstufe das Rauschen zu reduzieren, da sonst das Nutzsignal vom Rauschsignal nicht mehr unterscheidbar ist. Die Integratorausgänge werden gemäß dem in Kapitel 4, Abbildung 4.9 gezeigten Timingdiagramm mit T_{filter} abgetastet. Die si-förmige Übertragungscharakteristik des Integrators ist im Spektralbereich daher mit $1/T_{\text{filter}}$ periodisiert. Jeder Integratorausgang wird mit der Frequenz $1/T_{\text{filter}}$ abgetastet, die gerade der Periode eines inversen Filterzyklus entspricht. Mit Gl.4.17 aus Kapitel 4 besitzt ein Gesamtbild die Periode:

$$T_{fr} = 128 \cdot M_{\Omega} \cdot [T_{int} + T_{settle}] \quad (\text{B.16}).$$

Mit sinkender Beleuchtung steigt die Einschwingzeit des Filterkerns an. Mit Gl.4.16 aus Kapitel 4 gilt:

$$T_{fr} = 128 \cdot M_{\Omega} \cdot [T_{int} + \tau] \quad (\text{B.17}).$$

Bei niedrigen Beleuchtungsstärken wird die Bildrate dann nur noch von der Einschwingzeit τ bestimmt (bei konstanter Integrationszeit T_{int}). Es gilt:

$$H_{int}(f, T_{int}) = si[\pi f T_{int}]$$

$$\text{mit: } T_{filter}(T_{int}) = T_{int} + \tau \wedge f_0(T_{int}) = \frac{1}{T_{filter}(T_{int})} \Rightarrow f_{max}(T_{int}) = \frac{1}{2} f_0(T_{int}) \quad (\text{B.18}).$$

Damit ändert sich die für die Berechnung der Rauschleistung gültige Breite des Basisbandes in Abhängigkeit von der Einschwingzeit τ . Gemäß den in Kapitel 2 hergeleiteten Grundlagen der Rauschberechnung in verketteten Signalübertragungsgliedern wird die Rauschleistungsdichte mit dem Betragsquadrat der Übertragungsfunktion vom Eingang zum Ausgang des Integrators übertragen. In dem hier diskutierten Fall wird der Verlauf des Betragsquadrats $H_{int}^2(f, T_{int})$ des Integrators betrachtet. Daraus folgt:

$$H_{int}^2(f, T_{int}) = si^2[\pi f T_{int}] \quad (\text{B.19}).$$

Die Bandbreite nimmt mit abnehmender Integrationszeit zu. Die Auslese der Integratorsignale verletzt das Nyquisttheorem, da die si-förmige Übertragungsfunktion auch noch relevante Spektralanteile oberhalb der halben Abtastfrequenz $1/2T_{\text{filter}}$ besitzt. Die durch die Faltung mit dem dirac-Impulstrain erzeugten Seitenbänder sind daher mit zu berücksichtigen. Wie aus Abbildung B.6 ersichtlich ist, werden vom 1. Seitenband noch relevante Rauschanteile im Basisband erzeugt. Die Berechnung der Gesamtrauschleistung umfaßt daher die Integration und Superposition der zum Basisband und zum 1. Seitenband gehörenden Rauschleistungsdichteverläufe [82, 83, 84].

Abbildung B.6 zeigt die realen Verhältnisse im Spektrum bei kontinuierlicher Abtastung der Integratorausgänge mit der Frequenz $1/2T_{\text{filter}}$.

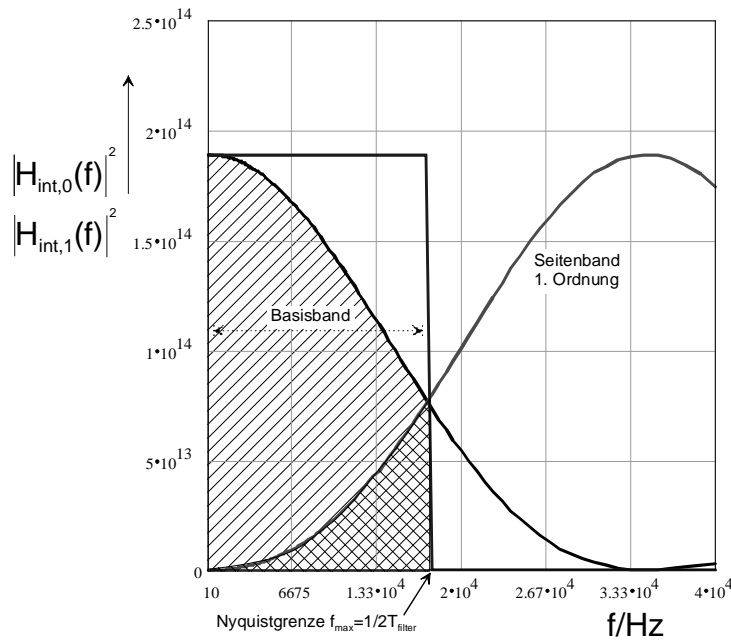


Abbildung B.6: Spektrale Überlappung der Integratorübertragungscharakteristik

Mit Kenntnis dieser Zusammenhänge lässt sich die Berechnungsvorschrift für das Gesamttrauschen am Sensorausgang in allgemeiner Form formulieren gemäß:

$$\sigma_{ges}^2 = 2 \sum_{\text{alle i Rauschprozesse}} \left[\underbrace{\int_{f_{u,i}}^{f_{max}} S_{u,Basis}(f) df}_{\text{Rauschleistung im Basisband}} + \underbrace{\int_{f_{u,i}}^{f_{max}} S_{u,SBI}(f) df}_{\text{Rauschleistung im 1. Seitenband}} \right], \quad f_{u,i} = \frac{1}{T_{u,i}} \quad (\text{B.20}).$$

Die Übertragung der Rauschbeiträge der einzelnen Transistoren des lokaladaptiven Pixels zum Sensorausgang kann nun berechnet werden.

$$i_{R,eigen,PD,Q1}(x_0, y_0) = - \frac{n \cdot g_{m2}(x_0, y_0) \left(N_{\Omega} M_{\Omega} \cdot \frac{I_{ref}}{U_T} + j\omega C_K \right)}{g_{ds2}(x_0, y_0) + N_{\Omega} M_{\Omega} \cdot \frac{I_{ref}}{U_T} + j\omega C_K} \cdot u_{gs1,n}(x_0, y_0) \quad (\text{B.21})$$

$$\text{mit: } \left[g_{ds2}(x_0, y_0) \right]_{\max} \ll \left[\frac{N_{\Omega} M_{\Omega} I_{ref}}{U_T} \right]_{\min} \Leftrightarrow 0.25V^{-1} \cdot 2I_{ref} \ll \frac{N_{\Omega} M_{\Omega} I_{ref}}{U_T}$$

Begonnen wird mit den im Detektorzweig des Pixels (x_0, y_0) erzeugten Rauschbeiträgen der Photodiode und des Lastransistors Q1. Eine durch Rauschen in der Photodiode PD

bzw. im Lasttransistor Q1 hervorgerufene Fluktuation der Gate-Source-Spannung $u_{gs1,n}$ wird nach Gl.B.2 in den Ausgangszweig von Q2 übertragen. Mit Z_K folgt für den Eigenanteil dann Gl.B.21. Die Abschätzung gemäß Gl.B.21 führt auf einen tolerierbaren Schätzfehler von maximal 0.05%. Damit kürzt sich die Zählernullstelle gegen die Nennerpolstelle und es bleibt für das Pixel (x_0, y_0) :

$$i_{R,eigen,PD,Q1}(x_0, y_0) = -n \cdot g_{m2}(x_0, y_0) \cdot u_{gs1,n,PD,Q1}(x_0, y_0) \quad (B.22).$$

Die Gate-Source-Spannung von Q1 hängt in folgender Weise vom Rauschstrom ab:

$$u_{gs1,n,PD,Q1}(x_0, y_0) = \frac{1}{g_{m1}(x_0, y_0)} \cdot \frac{-1}{1 + j \frac{\omega}{p_{Det}(x_0, y_0)}} \cdot i_{n,PD,Q1}(x_0, y_0)$$

$$p_{Det}(x_0, y_0) = \frac{g_{m1}(x_0, y_0)}{C_D} \quad (B.23).$$

Für den Eigenanteil des von Q1 erzeugten Rauschstroms des Pixels folgt:

$$i_{R,eigen,PD,Q1}(x_0, y_0) = \frac{n \cdot g_{m2}(x_0, y_0)}{g_{m1}(x_0, y_0)} \cdot \frac{i_{n,PD,Q1}(x_0, y_0)}{1 + j \frac{\omega}{p_{Det}(x_0, y_0)}} \quad (B.24).$$

Analog berechnen sich gemäß Gl.B.2 nun die Fremdanteile im Pixel (x_0, y_0) , die durch die Pixel (i, j) hervorgerufen werden. Dieser Berechnung liegt die Abbildung B.2 zugrunde. Aufstellen der Knoten- und der Maschengleichungen für das Fremdpixel (i, j) und das Pixel (x_0, y_0) und Auflösen nach dem im Pixel (x_0, y_0) hervorgerufenen Rauschstromfremdanteil ergibt nach einiger Rechnung:

$$i_{R,fremd,PD,Q1}(x_0, y_0) = -\frac{n^2 \cdot g_{m2}(x_0, y_0)}{N_\Omega M_\Omega \cdot \frac{I_{ref}}{U_T}} \cdot \frac{g_{m2}(i, j)}{g_{m1}(i, j)} \cdot \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{p_{FK}(i, j)}} \cdot \frac{i_{n,PD,Q1}(i, j)}{1 + j \frac{\omega}{p_{Det}(i, j)}} \quad (B.25).$$

$$p_{FK}(i, j) = \frac{N_\Omega M_\Omega I_{ref}}{C_K U_T} \quad \wedge \quad p_{Det}(i, j) = \frac{g_{m1}(i, j)}{C_D}$$

Der in den Nachbarpixeln (i, j) erzeugte Rauschstrom wird also über ein Tiefpaßübertragungsglied 2. Ordnung in das Pixel (x_0, y_0) eingekoppelt. Die beiden durch den Filterkern und den Detektorzweig gegebenen Pole sind nicht gegeneinander abschätzbar, da die Steilheiten g_{m1} und g_{m2} über den vollen Eingangsdynamikbereich sehr stark variieren, was man am Verlauf der Grenzfrequenzen in Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke der Photodiode und des Pixelausgangsstroms erkennen kann (s. Abbildung B.7). Für die Abschätzung des maximal auftretenden Rauschens sind sowohl der Bereich, in dem die Grenzfrequenzen des Pols p_{FK} ($f_{FK} = (1/2\pi)p_{FK}$) der Filterkernübertragungsfunktion und der Tiefpaßübertragungsfunktion p_{det} ($f_{det} = (1/2\pi)p_{Det}$) des Detektorzweigs variieren, zu betrachten. Wie man aus dem Diagramm in

Abbildung B.7 entnehmen kann, liegt $f_{FK,max,min}$ für jede Beleuchtungssituation mehr als 2-3 Dekaden über der Integratorbandbreite. Somit ist der Tiefpaßeinfluß des Filterkerns gegenüber der Rauschformung durch den Integrator vernachlässigbar.

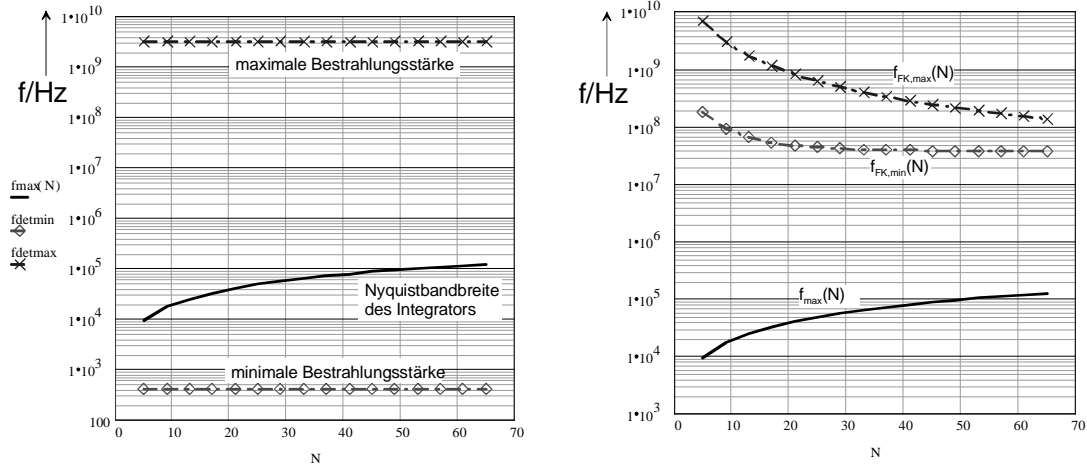


Abbildung B.7: Grenzfrequenzen der Photodiode, des Filterkerns und des Integrators

Der Einfluß der Detektorpolstelle, die über $f_{det,max,min}$ gegeben ist, ist nicht vernachlässigbar, da diese Polstelle bei niedriger Beleuchtung auch die Integrortiefpaßcharakteristik dominiert. Damit folgt:

$$i_{R,eigen,PD,Q1}(x_0, y_0) = \frac{n \cdot g_{m2}(x_0, y_0)}{g_{m1}(x_0, y_0)} \cdot \frac{i_{n,PD,Q1}(x_0, y_0)}{1 + j \frac{\omega}{p_{Det}(x_0, y_0)}} \quad (B.26),$$

$$i_{R,fremd,PD,Q1}(x_0, y_0) = - \frac{n^2 \cdot g_{m2}(x_0, y_0)}{N_{\Omega} M_{\Omega}} \cdot \frac{I_{ref}}{U_T} \cdot \frac{g_{m2}(i, j)}{g_{m1}(i, j)} \cdot \frac{i_{n,PD,Q1}(i, j)}{1 + j \frac{\omega}{p_{Det}(i, j)}} \quad (B.27).$$

Es existiert im Filterkern also nur die Tiefpaßcharakteristik von Q1, so daß die übrige Rauschfilterung erst durch die Integratorstufe vorgenommen wird. Die Eigen- und Fremdanteile des Rauschstromes im Ausgangszweig des Pixels werden gemäß den in der vorhergehenden Berechnung hergeleiteten Beziehungen zum Sensorausgang übertragen. Der Stromquellentransistor Q2 ist ebenfalls getrennt nach Eigen- und Fremdrauschanteil zu betrachten.

Das Ersatzschaltbild bei Betrachtung des ausgangsbezogenen Rauschens im Kanal von Q2 ist in der Abbildung B.8 zu sehen.

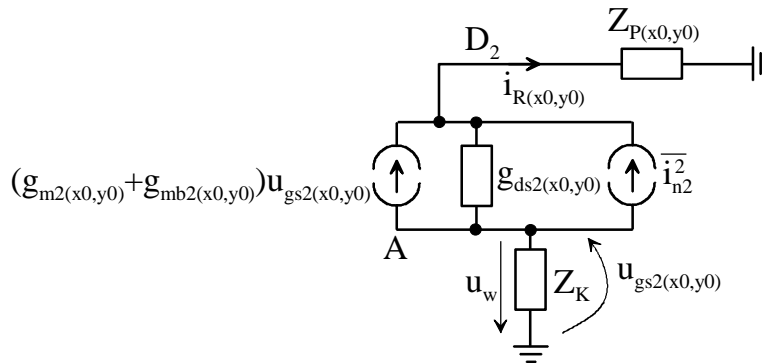


Abbildung B.8: Ermittlung der Eigen- und Fremdrauchanteile von Q2

Die Übertragung der Fremdrauchanteile in das Pixel (x_0, y_0) geschieht genauso wie die Generation der Eigenrauchanteile im Pixel (x_0, y_0) selber, da die Schaltungstopologie völlig symmetrisch ist.

$$i_{R, \text{eigen, fremd, Q2}}(x_0, y_0) = - \frac{N_{\Omega} M_{\Omega} \cdot \frac{I_{ref}}{U_T} + j\omega C_K}{N_{\Omega} M_{\Omega} \cdot \frac{I_{ref}}{U_T} + j\omega C_K + g_{ds2}(i, j) - n \cdot g_{m2}(i, j)} \cdot i_{n, Q2}(i, j) \quad (\text{B.28})$$

Die Auswertung der im Rauschersatzschaltbild in Abbildung B.8 definierten Kleinsignalgrößen führt auf den in Gl.B.28 beschriebenen Zusammenhang für die Übertragung des Eigen- und des Fremdrauchanteils in den Ausgangszweig des Pixels (x_0, y_0) . Mit der in Gl.B.21 durchgeführten Abschätzung ist der Drain-Source-Leitwert g_{ds2} vernachlässigbar gegenüber dem durch den Referenzstrom bestimmten Term. Der Pol in Gl.B.28 bestimmt sich dann zu:

$$p_{FK, Q2} = \frac{N_{\Omega} M_{\Omega} \cdot \frac{I_{ref}}{U_T} - n \cdot g_{m2}(i, j)}{C_K} \stackrel{\text{min}}{=} \frac{N_{\Omega} M_{\Omega} I_{ref} - 2I_{ref}}{U_T C_K} \quad (\text{B.29}).$$

Die minimale Grenzfrequenz f_{FK} wird bei maximalem Ausgangsstrom erreicht. Sie liegt bei $f_{FK} = (1/2\pi)p_{FK, Q2, \text{min}} = 221 \text{ Mhz}$ bei minimalem Filterkern (5x5), einem Referenzstrom von 60nA und einer minimalen Knotenkapazität $C_k = 500 \text{ fF}$.

$$i_{R, \text{eigen, fremd, Q2}}(x_0, y_0) = - \frac{N_{\Omega} M_{\Omega} I_{ref}}{N_{\Omega} M_{\Omega} I_{ref} - I_a(i, j)} \cdot i_{n, Q2}(i, j) \quad (\text{B.30})$$

Verglichen mit Abbildung B.7 ist dieser Pol nicht relevant für die Rauschformung, da die Bandbegrenzung durch den Integrator um mehrere Dekaden eher einsetzt.

Für die Nullstelle gilt dasselbe, auch sie wird erst erst bei ca. 200 Mhz erreicht. Damit gilt Gl.B.30.

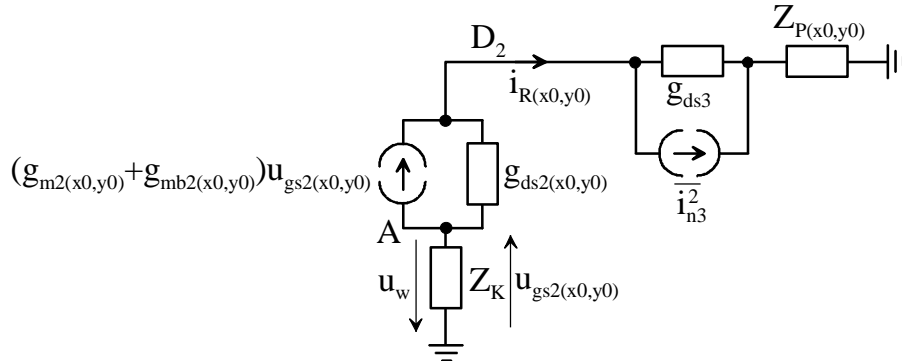


Abbildung B.9: Ermittlung der Eigen- und Fremdrauschanteile von Q3

Für größere Filterkerne (ab 9x9) nähern sich Zähler und Nenner von Gl.B.30 schnell 1 an. Somit folgt näherungsweise für das durch die Transistoren Q2 erzeugte Rauschen:

$$i_{R,eigen, fremd,Q2}(x_0, y_0) = -i_{n,Q2}(i, j) \quad (B.31).$$

Es existiert praktisch keine tiefpaßartige Rauschformungscharakteristik im Pixel bzw. Filterkern für das durch Q2 erzeugte Rauschen. Erst durch die Filterung in der Integratorstufe ist eine Begrenzung der Rauschbandbreite möglich. Für das durch den Schalttransistor Q3 erzeugte Rauschen ergibt sich qualitativ derselbe Sachverhalt wie beim Transistor Q2. Für den Leitwert g_{ds3} gilt aufgrund der Tatsache, daß sich Q3 in starker Inversion und im Triodengebiet befindet dieselbe Abschätzung wie für die on-Leitwerte der Transistoren Q_xa. Es gilt in jedem Fall: $g_{ds3} \gg g_{ds2}, g_{m1,2,3,4}$. Nach Auswertung der gemäß dem Rauschersatzschaltbild in Abbildung B.9 gegebenen Kleinsignalgleichungen und mit der Abschätzung aus Gl.B.21 ergibt sich sowohl für das Eigen- als auch für das Fremdrauschen im Pixel (x_0, y_0) :

$$i_{R,eigen, fremd,Q3}(x_0, y_0) = -\frac{g_{ds2}(i, j)}{g_{ds3}(i, j)} \cdot i_{n,Q3}(i, j) \quad , \quad x_0, y_0 \in i, j \in \Omega \quad (B.32).$$

Die Transistoren des NMOS-Stromspiegels tragen in gleicher Weise zum Rauschen bei, es genügt deshalb, das Rauschen nur für einen der beiden Transistoren zu berechnen und den Rauschleistungsbeitrag zu verdoppeln.

$$i_{R,eigen, fremd,Q4,Q5}(x_0, y_0) = -\frac{g_{ds2}(i, j)}{[2g_{ds2}(i, j) + (2n-1) \cdot g_{m4}(i, j)]} \cdot i_{n,Q4,Q5}(i, j) \quad (B.33)$$

Das Kleinsignalersatzschaltbild in Abbildung B.10 ist wieder symmetrisch bezüglich des Eigen- und des Fremdrauschanteils, das heißt, ein im Pixel (i, j) fließender

Rauschstrom $i_R(i,j)$ erzeugt im Pixel (x_0,y_0) den gleichen Rauschstrom. Mit der Abschätzung B.21 folgt schließlich für die Eigen- und Fremdrauschanteile, die durch Q4 und Q5 im Pixel (x_0,y_0) erzeugt werden Gl. B.33.

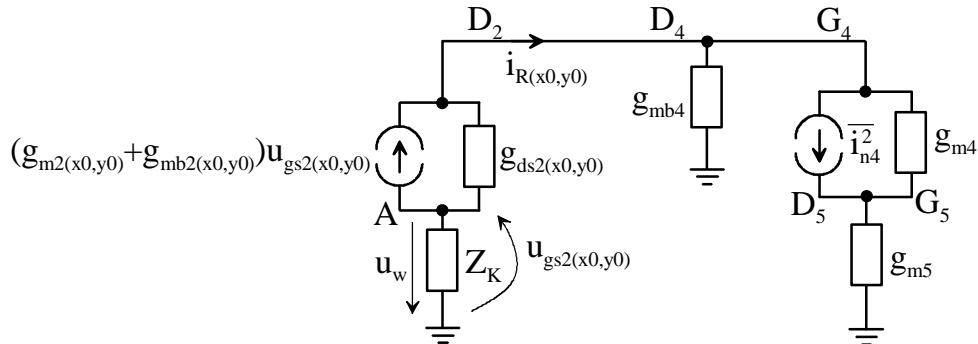


Abbildung B.10: Ermittlung der Eigen- und Fremdrauschanteile von Q4 bzw. Q5

Die Stromquellentransistoren Q6, Q7 des NMOS-Stromspiegels sowie der Zeilenselecttransistor Q8 sind nur lokal, d.h. im Pixel (x_0,y_0) zu berücksichtigen, da sie kleinsignalmäßig nicht mit dem Sourceknoten A und damit auch nicht mit dem Filterkern verbunden sind.

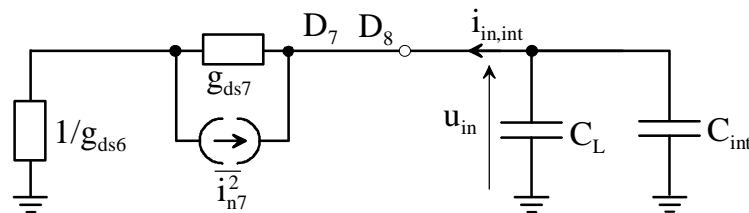


Abbildung B.11: Ermittlung der Eigen- und Fremdrauschanteile von Q6 bzw. Q7

Zur Bestimmung des Rauschens von Q6 und Q7 genügt wieder die Berechnung des Beitrages eines der beiden Transistoren, da die Anordnung symmetrisch ist bezüglich des Integriereinganges aufgrund der Reihenschaltung von Q6 und Q7. Das Rauschersatzschaltbild dazu ist in Abbildung B.11 gezeigt. Bezüglich des Integriereinganges erscheint die ausgangsbezogene Rauschstromquelle i_{n7} im Kanal von Q7 genauso wie die parallelgeschaltete spannungsgesteuerte Stromquelle im Kanal von Q7. Das transformierte Ersatzschaltbild in Abbildung B.12 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

$$i_{in,int,Q6,Q7,Q8}(x_0, y_0) = -\frac{1}{2n-1} \cdot i_{n,Q6,Q7,Q8}(x_0, y_0) \quad (\text{B.34})$$

Die Rauschbeiträge des Zeilenselect-Transistors Q8 werden in gleicher Weise übertragen, da Q8 in Reihe mit dem Ausgangszweig des NMOS-Stromspiegels liegt. Mit $g_{ds8} \gg (g_{ds6} = g_{ds7})$ folgt als Ergebnis Gl.B.34.

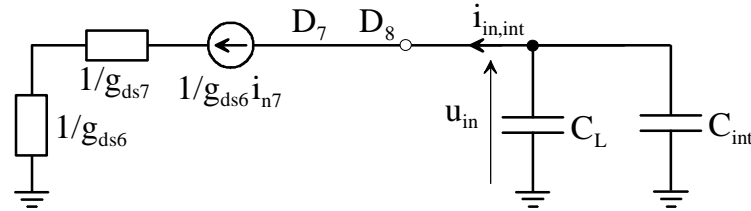


Abbildung B.12: Ersatzspannungsquelle zu Q6 bzw. Q7

Als nächstes werden die Rauschbeiträge der Referenzstromquellen berechnet. Pro Spalte existiert ein Stromquellentransistor Q_{ref}, der in schwacher Inversion arbeitet. Für einen Filterkern der Größe $N_\Omega \cdot M_\Omega$ sind damit M_Ω Rauschstromquellen parallel geschaltet.

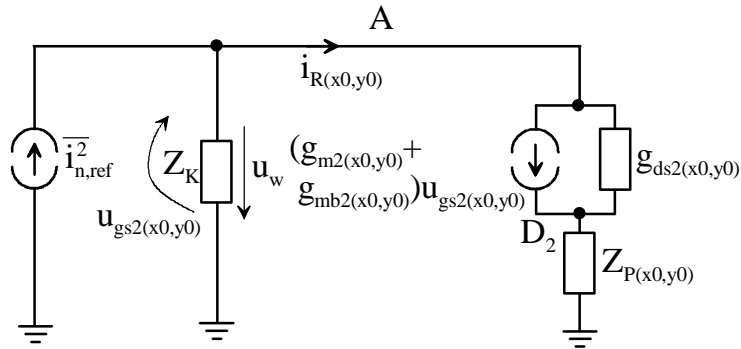


Abbildung B.13: Rauschende Referenzstromquelle

Das Ersatzschaltbild in Abbildung B.13 zeigt wieder die Verkopplung zwischen dem im Ausgangszweig des Pixels hervorgerufenen Rauschstrom und der rauschenden Referenzstromquelle. Der im Ausgangszweig des Pixels hervorgerufene Rauschstrom berechnet sich zu:

$$i_{R,ref}(x_0, y_0) = \frac{g_{ds2}(x_0, y_0) + n \cdot g_{m2}(x_0, y_0)}{N_\Omega \cdot M_\Omega \cdot \frac{I_{ref}}{U_T}} \cdot \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{p_{FK}(x_0, y_0)}} \cdot i_{n,ref} \quad (\text{B.35}).$$

Die mit dem Pol p_{FK} korrespondierende Grenzfrequenz liegt bei maximalem Ausgangsstrom 2 bis 3 Dekaden über der Integratorgrenzfrequenz. Es gilt daher dieselbe Abschätzung wie im Fall der Photodiode und des Lasttransistors.

$$i_{R,ref}(x_0, y_0) = U_T \cdot \frac{n \cdot g_{m2}(x_0, y_0)}{N_\Omega \cdot M_\Omega \cdot I_{ref}} \cdot i_{n,ref} \quad (\text{B.36})$$

Ebenso gilt mit $g_{ds2} \ll g_{m2}$ (vgl. die Abschätzung B.6) und mit Abschätzung B.10 Gl.B.36. Damit sind alle Übertragungscharakteristiken der im Filterkern vorhandenen Rauschquellen bestimmt. Zuletzt ist noch die Übertragung des Rauschens des Operationsverstärkers der Integratorstufe zum Ausgang des Sensors zu bestimmen. Es ist in Gl.B.15 bereits mitberücksichtigt mit:

$$u_{int,op}(f) = \frac{1 + \frac{C_L}{C_{int}}}{1 + j2\pi f \frac{C_{L1}}{g_m}} \cdot H_{int}(f) \cdot u_{n,op} \quad (\text{B.37}).$$

Gegenüber der Rauchformung durch die si-Charakteristik der Übertragungsfunktion $H_{int}(f, T_{int})$ ist die Polstelle g_m/C_{L1} des Operationsverstärkers vernachlässigbar (vgl. Abbildung B.7, $C_{L1} = 3\text{pF}$, $g_m = 2\text{mS}$). Somit gilt:

$$u_{int,op} = \left(1 + \frac{C_L}{C_{int}}\right) \cdot H_{int}(f) \cdot u_{n,op} \quad (\text{B.38}).$$

Die in Kapitel 4 ermittelten Beschreibungsgleichungen der Rauschanteile des Ausgangsrauschens des lokaladaptiven CMOS-Sensors basieren auf den hier hergeleiteten Zusammenhängen. Zusammenfassend folgt die Formulierung der Ausdrücke für die von den jeweiligen Bauelementen und ihren Rauschquellen am Sensorausgang hervorgerufenen Rauschleistungsanteile. Für den Operationsverstärker gilt:

$$S_{u,out,op}(f) = \left(1 + \frac{C_L}{C_{int}}\right)^2 H_{int}^2(f) \cdot S_{u,op}(f) \quad (\text{B.39}).$$

Die Rauschquellen des Filterkerns sind durch die jeweilige Leistungsdichte des Rauschstromes $S_{i,v}(f)$ beschrieben. Am Sensorausgang liegt die durch die Transimpedanzübertragungsfunktion $TR_{int}(f)$ erzeugte korrespondierende Leistungsdichte der Rauschspannung an. Mit Gl.B.12 und Gl.B.13 sowie $C_{L1} = C_{int}$ gilt allgemein für die im Filterkern erzeugten Rauschbeiträge am Sensorausgang:

$$S_{u,out,v} = \frac{H_{int}^2(f)}{\underbrace{(2\pi f \cdot C_{int})^2}_{TR_{int}^2(f)}} \cdot S_{i,v}(f) \quad (\text{B.40}).$$

$$v = PD, Q1, \dots, Q8, Qref$$

In der Tabelle B.1 sind die sich aus Gl.B.39 und Gl.B.40 ergebenden Rauschleistungsdichten am Sensorausgang aufgelistet.

Bauelement	Rauschleistungsdichte am Sensorausgang
PD, Q1	$S_{u,out,PD,Q1,eigen}^{u,out,PD,Q1,eigen}(f) = \frac{n^2 g_{m2}^2(x_0, y_0)}{g_{m1}^2(x_0, y_0)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{f^2}{f_{det}^2}} \cdot TR_{int}^2(f) \cdot S_{i,PD,Q1}(f)$
PD, Q1	$S_{u,out,PD,Q1,fremd}^{u,out,PD,Q1,fremd}(f) = \frac{n^4 g_{m2}^2(x_0, y_0)}{\left(N_{\Omega} M_{\Omega} \cdot \frac{I_{ref}}{U_T}\right)^2} \cdot \frac{g_{m2}^2(i, j)}{g_{m1}^2(i, j)} \cdot TR_{int}^2(f) \cdot \frac{S_{i,PD,Q1}(f)}{1 + \frac{f^2}{f_{det}^2}}$
Q2	$S_{u,out,Q2,eigen,fremd}^{u,out,Q2,eigen,fremd}(f) = TR_{int}^2(f) \cdot S_{i,Q2}(f)$
Q3	$S_{u,out,Q3,eigen,fremd}^{u,out,Q3,eigen,fremd}(f) = \frac{g_{ds2}^2(i, j)}{g_{ds3}^2(i, j)} \cdot TR_{int}^2(f) \cdot S_{i,Q3}(f)$
Q4, Q5	$S_{u,out,Q4,Q5,eigen,fremd}^{u,out,Q4,Q5,eigen,fremd}(f) = \frac{g_{ds2}^2(i, j)}{(2g_{ds2}(i, j) + (2n-1)g_{m4}(i, j))^2} \cdot TR_{int}^2(f) \cdot S_{i,Q4}(f)$
Q6, Q7	$S_{u,out,Q6,Q7,eigen,fremd}^{u,out,Q6,Q7,eigen,fremd}(f) = \frac{1}{(2n-1)^2} \cdot TR_{int}^2(f) \cdot S_{i,Q6}(f)$
Q8	$S_{u,out,Q8,eigen,fremd}^{u,out,Q8,eigen,fremd}(f) = \frac{1}{(2n-1)^2} \cdot TR_{int}^2(f) \cdot S_{i,Q8}(f)$
Q _{ref}	$S_{u,out,Qref}^{u,out,Qref}(f) = \frac{n^2 g_{m2}^2(x_0, y_0)}{\left(N_{\Omega} M_{\Omega} \cdot \frac{I_{ref}}{U_T}\right)^2} \cdot TR_{int}^2(f) \cdot S_{i,Qref}(f)$
OP	$S_{u,out,op}^{u,out,op}(f) = \left(1 + \frac{C_L}{C_{int}}\right)^2 H_{int}^2(f) \cdot S_{un,op}(f)$

Tabelle B.1: Rauschleistungsdichten am Sensorausgang

Anhang C

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

A, A_0, A_D, A_i	Fläche, Gegenstandsfläche, Bildfläche, Verstärkung
a, a', a_v, a_h	Gegenstandsweite, Bildweite, Schärfentiefe
B, BW_n	Bandbreite, Rauschbandbreite
b	optische Spaltbreite
CCD	Charge coupled device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
C, C_D, C_{ox}	Kapazität, Detektorkapazität, Oxidschichtkapazität
C'_D, C'_{ox}	Sperrschichtkapazitätsbelag, Oxidschichtkapazitätsbelag
C_K, C_{Spalte}	Kapazität des Filterkerns, Spaltenkapazität
C_F, C_{int}	Rückkoppel- bzw. Integrationskapazität
c	Lichtgeschwindigkeit
D_{ep}, DR	Blendenöffnung (Pupille), Dynamik
$E_e, E_{e,\lambda}, E_v, E_{p,\lambda}$	Bestrahlungsstärke, spektrale Bestrahlungsstärkeverteilung, Beleuchtungsstärke, Photonenbestrahlungsstärke
FPN	Fixed Pattern Noise
$f, f_x, f_y, f_{det}, f_{FK}$	Brennweite, Frequenz, Ortsfrequenzen, 3dB-Eckfrequenz des Detektorzweiges bzw. Filterkerns
$G(f_x, f_y)$	Ausgangsspektrum
G	Gesamtzahl photonisch erzeugter Elektron-Loch-Paare
g_m, g_{ds}, g_{mb}	Steilheit/Transkonduktanz, Ausgangsleitwert, Substratsteilheit
$g, g(x, y)$	optische Generationsrate, Ausgangshelligkeitsverteilung
$H_e, H_{e,\lambda}$	Bestrahlung, spektrale Bestrahlungsverteilung
$H(f)$	Übertragungsfunktion
h, h'	Gegenstandshöhe, Bildhöhe
$h(x, y)$	Entfernung, Höhe, Ortsfilterimpulsantwort
h	Planck'sches Wirkungsquantum
$I_e, I_v, I_{ph}, I_{dunkel}$	Strahlstärke, Lichtstärke, Photostrom, Dunkelstrom
I_D, I_s, I_{ref}	Drainstrom, Sättigungsstrom, Referenzstrom
i, i_n, i_R	Zähindex, Kleinsignalstrom, Rauschstrom
j	Zähindex, komplexe Zahl
K_m	Umrechnungsfaktor radiometrisches/photometrisches System
$K_{f,n}, K_{f,p}$	Rauschparameter
k	Blendenzahl, Boltzmannkonstante
$L_e, L_{e,\lambda}, L_v, L$	Strahldichte, spektrale Strahldichteverteilung, Leuchtdichte, Gatelänge
l_d, l_p	Länge, Abstand

M_e	spezifische Ausstrahlung
M, MTF	Modulation, Modulationsübertragungsfunktion
m	Zähl- bzw. Ordnungsindex
N, N_A , N_D , NEP, N_Ω , M_Ω	Photonenanzahl, Akzeptorladungsträgerkonzentration, Donatorladungsträgerkonzentration, noise equivalent power, Filterkerndimensionen
$N_T(E_F)kT$	Störstellendichte an der Halbleiteroberfläche
NMOS	N-Wannen MOS-Transistor
n	Zählindex, weak inversion Slope Faktor
PMOS	P-Wannen MOS-Transistor
PD	Photodiode
P	Gesamtrauschleistung
$p_{det}(x)$, $p_{FK}(x)$	Pol des Detektorzweiges mit der Photodiode, Pol des Filterkerns
Q_e , Q_v , Q	Strahlungsenergie, Lichtmenge, Ladung, Transistorbezeichnung
q	Elementarladung
RLZ	Raumladungszone
$R(\tau)$	Autokorrelationsfunktion
\mathfrak{R}_λ	Spektrale Empfindlichkeit
r	Radius, Kleinsignalwiderstand, Oberflächenreflexionsfaktor
rect(x,y)	Rechteckfunktion
SC	Switched Capacitor
SNR	Signal-Rauschabstand
$S(f)$, $S(f_x, f_y)$	Rauschleistungsdichte, Ortsfrequenzspektrum
$s(x,y)$	Eingangshelligkeitsverteilung
T, T_{AP}	Temperatur, effektive Blendenzahl
T, T_0 , T_{settle}	Periodendauer, Einschwingzeit
T_{filter} , T_{fr} , T_{zeile}	Filterzyklus bzw. -dauer, Frameperiode, Zeilenperiode
$TR_{int}(f)$	Transresistanzübertragungsfunktion
T_{scan}	Auslesedauer einer Spalte
T_{int}	Integrationszeit
U, U_d , U_s , U_g	Spannung, Diffusionsspannung, Drain-, Source-, Gate-
U_b , U_t , U_{FB} , U_T	Bulkpotential, Schwellenspannung, Flachbandspannung, thermische
U_{DD} , U_{os} , U_{out}	Spannung, Versorgungs-, Offset-, Ausgangsspannung
u, u_{gs} , u_n , u_w	Unschärfekreis, Kleinsignalspannung, Rauschspannung
V_λ	Spektraler Hellempfindlichkeitsgrad
W	Energie, Gateweite
X_e , $X_{e,\lambda}$	Verteilungsdichte, spektrale Verteilungsdichtefunktion
x, x_a , x_n , x_p , x_{epi}	Ortskoordinate, (Zufalls-) Variable, Adresse, Ausdehnung der
x_m	Raumladungszone, Tiefe der p-epi-Schicht, Mittelwert eines Zufallsprozesses
y, y_a	Ortskoordinate, Variable, Adresse
Z_K , Z_p	Filterkernimpedanz, Ersatzimpedanz

α, α_H	Winkel, Hooge-Parameter, Absorptionskoeffizient
β	Winkel, Abbildungsmaßstab
$\delta(x,y), \delta(f)$	Dirac'sche Deltadistribution im Ortsbereich und im (Zeit-) Frequenzbereich
ϵ_0, ϵ_r	Permittivitätszahl, relative Permittivitätszahl
$\Phi_e, \Phi_{e,\lambda}, \Phi_v, \Phi_F$	Strahlungsfluß, spektrale Strahlungsflußverteilung, Lichtstrom,
ϕ	Fermipotential, SC-Takt
γ	Winkel, McWhorter-Tunnelparameter, Substrateffektkonstante
$\eta_{ext}, \eta_{lat}, \eta_{vert}$	Quantenwirkungsgrade
λ	Wellenlänge, Kanallängenmodulationsfaktor
μ_n, μ_p	Elektronen-, Löcherbeweglichkeit
ν	Frequenz, Zählindex
θ	Beweglichkeitsreduktionsfaktor
σ^2	Varianz, Rauschleistung
τ	Einschwingzeit
Ω	Raumwinkel, Filterkern
ω	Kreisfrequenz
Ψ_s	Oberflächenpotential
∂	Operator der partiellen Ableitung

Literaturverzeichnis

- [1] G. Weckler, "Operation of p-n junction photodetectors in a photon flux integrating mode", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol.2, No.3, p.65, 1967
- [2] "Solid-state image sensors 64 to 1872 elements rc1728h, rc1024h", Reticon product summary, Reticon Corp., Sunnyvale, CA, 1976
- [3] M. F. Tompsett, G. F. Amelio, W. J. Bertram, R. R. Buckley, W. McNamara, J. C. Mikkelsen jr. and D. A. Sealer, "Charge-coupled imaging devices", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.18, pp.992-996, 1971
- [4] H.S. Wong, R.T. Chang, E. Crabbé, and P.D. Agnello, "CMOS active pixel image sensors fabricated using a 1.8V, 0.25 μ m CMOS technology", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.45, pp.889-894, April 1998
- [5] M. Yamawaki, H. Kawashima, N. Murata, F. Andoh, M. Sugawara, and Y. Fujita, "A pixel size shrinkage of amplified MOS imager with two-line mixing", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.43, pp.713-719, Mai 1996
- [6] H. Ihara, H. Yamashita, I. Inoue, T. Yamaguchi, N. Nakamura, and H. Nozaki, "A 3.7 x 3.7 μ m² square pixel CMOS image sensor for digital still camera application", Digest of Technical Papers, IEEE International Solid State Circuits Conferene, pp.182-183, 1998
- [7] E. R. Fossum, "CMOS image sensors: Electronic camera-on-a-chip", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.44, pp.1689-1698, Oktober 1997
- [8] "Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik", Deutsches Institut für Normung e.V., DIN-Norm 5031
- [9] Hering, Martin; Stohrer "Physik für Ingenieure", 3. Auflage, VDI Verlag GmbH, Düsseldorf 1989
- [10] G. Schröder, "Technische Fotografie", Vogel-Verlag, 1981
- [11] E. Hecht, "Optik", Addison-Wesley, 1989
- [12] John Blackwell and Shane Thornton, "Mastering Optics", McGraw-Hill, 1996
- [13] A. J. Theuwissen, "Solid-State Imaging with Charge-Coupled Devices", Kluwer Academic Publishers, 1996
- [14] E. Vittoz, "MOS transistors operated in the lateral bipolar mode and their application in CMOS technology", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol.18, No.3, pp.273-279, Juni 1983
- [15] Winstel, Weyrich, "Optoelektronik II", Springer Verlag 1986
- [16] S.K. Mendis, S.E. Kemeny, R.C. Gee, B. Pain, C. O. Staller, Q. Kim and E.R. Fossum, "CMOS active pixel image sensors for highly integrated imaging systems", IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol.32, No.2, pp.187-197, Feb. 1997
- [17] Klaus Heime, "Elektronische Bauelemente", Vorlesungsscript der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen und Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, 1993
- [18] Ebeling, "Integrierte Optoelektronik", SpringerVerlag 1989
- [19] Yannis P. Tsvividis, "Operation and Modeling of the MOS-Transistor", McGraw-Hill International Editions 1988
- [20] Paul R. Gray, Robert G. Mayer, "Analysis and Design of Analog Integrated Circuits", Second Edition, John Wiley and Sons 1984
- [21] J. Singh, "Semiconductor Optoelectronics Physics and Technology", McGraw-Hill 1995
- [22] A. Bußmann, "Charakterisierung von CMOS-kompatiblen Photosensorelementen", Studienarbeit an der Gerhard Mercator Universität 1997

- [23] S. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley and Sons 1981
- [24] J. Chang, A. Abidi and C.R. Viswanathan, "Flicker noise in CMOS transistors from subthreshold to strong inversion at various temperatures", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.41, pp.1965-1971, November 1994
- [25] F.N. Hooge, "1/f noise", Physica, Vol.83B, pp.14-23, 1976
- [26] F.M. Klaassen, "Characterisation of low 1/f noise in MOS transistors", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.18, pp.887-891, 1969
- [27] E. Simoen and C. Claeys, "On the flicker noise in submicron silicon MOSFETs", Solid State Electronics, Vol.43, pp.865-882, 1999
- [28] E. Simoen and C. Claeys, "On the geometry dependence of the 1/f noise in CMOS compatible junction diodes", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.46, No.8, pp.1725-1732, August 1999
- [29] R. Sarpeshkar, T. Delbrück and C.A. Mead, "White noise in MOS-Transistors and resistors", IEEE Circuits and Devices Magazine, November 1993
- [30] F.N. Hooge, "1/f-noise is no surface effect", Physics Letters, Vol.29B, pp.139-140, 1969
- [31] A. van der Ziel, "Noise in Solid State Devices and Circuits", John Wiley and Sons, 1983
- [32] A. Bußmann, B.J. Hosticka, M. Schanz, "Möglichkeiten der CMOS-Bildsensorik im Automobilbereich", 6. Technisches Bildverarbeitungssymposium Esslingen, November 1999, ISBN 3-924813-43-4
- [33] Hauschild, M. Hillebrand, B.J. Hosticka, J. Huppertz, T. Kneip and M. Schwarz, "A CMOS image sensor with local brightness adaptation and high intrascene dynamic range", Proceedings of the 24th European Solid State Circuits Conference, pp.308-311, September 1998
- [34] S.C. Liu and J. Harris, "Generalized Smoothing Networks in early Vision", Proceedings of the IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition, pp.184-191, 1989
- [35] A. Lumsdaine, J.L. Wyatt and I.M. Elfnadel, "Parallel distributed networks for image smoothing and segmentation in analog VLSI", Proceedings of the IEEE Int. Conference on Decision and Control, December 1989
- [36] A. Lumsdaine, J.L. Wyatt and I.M. Elfnadel, "Nonlinear analog networks for image smoothing and segmentation", Journal of VLSI Signal Processing, Vol.3, pp.53-68, 1991
- [37] Lange, E. Funatsu, J. Ohta and K. Kyuma, "Direct image processing using arrays of variable sensitivity photodetectors", Digest of Technical Papers, IEEE International Solid State Circuits Conference, pp.228-229, 1995
- [38] J.P. Lazzaro, J. Wawrzynek, M. Mahowald, M. Sivilotti and D. Gillespie, "Silicon auditory processors as computer peripherals", IEEE Transactions on Neural Networks, Vol.4, No.3, pp.523-528, 1993
- [39] Lange, Y. Nitta and K. Kyuma, "Optical neural chips", IEEE Micro, Vol.14, No.6, pp.29-41, December 1994
- [40] J.C. Lee and B.J. Sheu, "Parallel digital image restoration using adaptive VLSI neural chips", Proceedings of the IEEE International Conference on Computer Design: VLSI in Computers and Processors, pp. 126-129, 1990
- [41] B.W. Lee, J.C. Lee and B.J. Sheu, "VLSI image processors using analog programmable synapses and neurons", Proceedings of the International Joint Conference on Neural Networks, pp.575-580, 1990
- [42] J.C. Lee, B.J. Sheu and R. Chellappa, "VLSI neuroprocessor for image restoration using analog computing-based systolic architecture", Journal of VLSI Signal Processing, Vol.5, No.2-3, pp. 185-199, April 1993
- [43] J.D. Legat and P.D. Muelenaere, "A high performance SIMD processor for binary image processing", Proceedings of the IEEE Custom Integrated Circuits Conference (CICC), pp.17.4.1-17.4.4, 1990

- [44] H. Li and C.H. Chen, "Simulating a function of visual peripheral processes with an analog VLSI network", *IEEE Micro*, Vol.11, No.5, pp.8-15, October 1991
- [45] S.C. Liu and J. Harris, "Dynamic wires: An analog VLSI model for object-based processing", *International Journal of Computer Vision*, Vol.8, No.3, pp.231-239, 1992
- [46] Lou, C. Koch and B. Mathur, "Figure-ground segregation using an analog VLSI chip", *IEEE Micro*, Vol.12, pp.46-57, December 1992
- [47] M.A. Mahowald and T. Delbrück, "Cooperative stereo matching using static and dynamic image features", in: *Analog VLSI Implementation of Neural Systems*, Chapter 9, pp.213-238, Kluwer Academic Publishers, Boston 1989
- [48] Mahowald and R. Douglas, "A silicon neuron", *Nature*, Vol.354, pp.515-518, 1991
- [49] M.A. Mahowald, "Silicon Retina with adaptive photodetectors", *Proceedings of the SPIE, Visual Information Processing: From Neurons to Chips*, Vol.1473, pp.52-58, 1991
- [50] Mahowald, "An analog VLSI system for stereoscopic vision", Kluwer Academic Publishers (UK), 1994
- [51] Masaki, "Real-time vision chips", *Proceedings of the IECON'91, International Conference on Industrial Electronics, Control and Instrumentation*, pp.119-122, 1991
- [52] Masaki, "Function-oriented chip approach for real-time vision", *Proceedings of the IECON'93, International Conference on Industrial Electronics, Control and Instrumentation*, pp.1610-1615, 1993
- [53] M.A. Massie, J.T. Wooley and J.P. Curzan, "Neuromorphic infrared focal plane performs sensor fusion on-plane local contrast enhancement spatial and temporal filtering", *Proceedings of the SPIE, Infrared Technology XVIII*, Vol.1961, pp.160-174, 1993
- [54] Mathur, S.C. Liu and H.T. Wang, "Analog neural networks for focal-plane image processing", *Proceedings of the SPIE, Charge-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors*, Vol.1242, pp.141-151, 1990
- [55] Matsumoto, H. Kobayashi and Y. Togawa, "Stability of image processing neuro chips: Spatial and temporal", *Proceedings of the International Joint Conference on Neural Networks*, Vol.3, No.4, pp.540-569, July 1992
- [56] Matsumoto, H. Kobayashi and T. Yagi, "Vision chip. I. Analog image processing neuro chip", *Journal of the Institute of Electronics, Information and Communication Engineers, Japan*, Vol.76, No.7, pp.783-791, July 1993
- [57] Matsumoto, H. Kobayashi and T. Yagi, "Vision chip. II. Analog image processing neuro chip", *Journal of the Institute of Electronics, Information and Communication Engineers, Japan*, Vol.76, No.8, pp.851-858, August 1993
- [58] Matsumoto, H. Kobayashi and J. Sanekata, "Two-dimensional spatio-temporal dynamics of analog image processing neural networks", *IEEE Transactions on Neural Networks*, Vol.6, No.5, pp.1148-1164, September 1995
- [59] C. Mead and M. Ismail, "Analog VLSI implementation of neural systems", Kluwer Academic Publishers, Boston 1989, *Proceedings of a Workshop on Analog Integrated Neural Systems*.
- [60] Dron McIlrath, "A CCD/CMOS focal-plane array edge detection processor implementing the multiscale veto algorithm", *IEEE Journal of Solid State Circuits*, Vol.31, No.9, pp.1239-1247, September 1996
- [61] Moini, A. Bouzerdoum, K. Esraghian, A. Yakovleff and X.T. Nguyen, "The architecture of an insect vision based VLSI motion detection chip", *Australian Microelectronics Conference*, pp. 68-73, 1995
- [62] Moini, A. Bouzerdoum, A. Yakovleff, D. Abbott, O. Kim, K. Esraghian and R.E. Bogner, "An analog implementation of early visual processing in insects", *Proceedings of the 1993 International Symposium on VLSI Technology, Systems and Applications*, pp.283-287, Mai 1993
- [63] C. Mead, "Analog VLSI and Neural Systems", Addison-Wesley, Reading, Massachusetts

- [64] R. C. Meitzler, A.G. Andreou, K. Strohhahn and R.E. Jenkins, "A sampled-data motion chip", Proceedings of the Midwest Symposium on Circuits and Systems, Vol.1, pp.288-291,1993
- [65] T. Delbrück and C. Mead, "Phototransduction by continuous-time, adaptive, logarithmic photoreceptor circuits", Technischer report, California Institute of Technology, 1994
- [66] S. Mendis, S.E. Kemeny, and E.R. Fossum, "CMOS active pixel image sensor", IEEE Transactions on Electronics Devices, Vol.41, No.3, pp. 452-453, March 1994
- [67] T. N. Cornsweat, "Visual Perception", Academic Press, Inc., 1979
- [68] R. L. De Valois, K. K. De Valois, "Spatial Vision", Oxford University Press, 1990
- [69] G. Wedlich, "Ein lokaladaptives Bildverarbeitungsverfahren zum Helligkeitsausgleich von ungleichmäßig ausgeleuchteten Fernsehbildern", Dissertation an der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 1979
- [70] J. E. Dowling, "The Retina: An Approachable Part of the Brain", Belknap Press of Harvard University Press, 1987
- [71] B. Gilbert, "A monolithic 16-channel array normalizer", IEEE Journal of Solid State Circuits, Vol.19, No.6, pp.956-963, Dezember 1984
- [72] E.A. Vittoz and J. Fellrath, "CMOS analog integrated circuits based on weak inversion operation", IEEE Journal of Solid State Circuits, Vol.12, No.3, pp.224-231, Juni 1977
- [73] P. Venier, "A contrast sensitive silicon retina based on conductance modulation in a diffusion network", Proceedings of the 6th International Conference on Microelectronics for Neural Networks, EVolutionary and Fuzzy Systems (MicroNeuro'97), pp.145-148, 1997
- [74] B. Gilbert, "Translinear circuits: A proposed classification", Electronics Letters, Vol.11, No.1, pp.14-16, Januar 1975
- [75] B. Gilbert, "Translinear circuits: An historical overview", Analog Integrated circuits and Signal Processing, Vol.9, pp.95-118, 1996
- [76] E.A. Vittoz, "Pseudo-resistive networks and their applications to analog collective computation", Proceedings of the 6th International Conference on Microelectronics for Neural Networks, Evolutionary and Fuzzy Systems (MicroNeuro'97), pp.163-173, 1997
- [77] E.A. Vittoz and X. Areguit, "Linear networks based on transistors ", Electronics Letters, Vol.29, No.3, pp.297-299, Februar 1993
- [78] A.G. Andreou and K.A. Boahen, "Translinear circuits in subthreshold MOS", Analog Integrated Circuits and Signal Processing, Vol.9, pp.141-166, 1996
- [79] A.G. Andreou, K.A. Boahen, P.O. Bouliquen, A. Pavasovic, R.E. Jenkins and K. Strohhahn, "Current-mode subthreshold MOS circuits for analog VLSI neural systems", IEEE Transactions on Neural Networks, Vol.2, No.2, pp.205-213, März 1991
- [80] J.L. White and A.A. Abidi, "Parallel analog circuits for real time signal processing Design and analysis", Proceedings of IEEE International Symposium on Circuits and Systems, pp.70-73, 1989
- [81] 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 and Advanced Image Sensors '97, Brügge, pp.R7-1-R7-4, Juni 1997
- [82] J. H. Fischer, "Noise sources and calculation techniques for switched capacitor filters", IEEE Journal of Solid State Circuits, Vol.SC-17, pp.742-752, August 1982
- [83] B. Kroemer, "Rauschverhalten von integrierten Schalter-Kondensator-Filtern mit Transkonduktanzverstärkern", AEÜ Archiv für Elektronik und Übertragungstechnik, Electronics and Communication, Band 42, Heft 4, Juli/August 1988
- [84] C. A. Gobet and A. Knob, "Noise analysis of switched capacitor networks", IEEE Transactions on Electronic Circuits and Systems, Vol.CAS-30, pp.37-43, Januar 1983
- [85] M. Bresch, B. J. Hosticka and O. Schrey, "Invariant texture segmentation with reduced illumination sensitivity", ECMCS 1999, Kraków, Kraków 1999

- [86] O. Schrey, R. Hauschild, B. J. Hosticka, U. Iurgel, M. Schwarz, "A locally adaptive CMOS image sensor with 90dB dynamic range", Digest of Technical Papers, IEEE International Solid State Circuits Conference, pp.310-311, San Francisco, USA, 1999
- [87] H. Schröder, "Mehrdimensionale Signalverarbeitung", Band 1+2, B. G. Teubner Verlag Stuttgart, 1998
- [88] HIPER Consortium homepage, "HIPER: High Performance Industrial vision", www.dice.ucl.ac.be/hiper
- [89] J. Huppertz, T. Kneip, M. Schwarz and B. J. Hosticka, "on-chip focal plane filtering for CMOS Imagers", Workshop on Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors, Karuizawa, Japan, pp.207-210, 1999
- [90] M. Schanz, C. Nitta, T. Eckart, B.J. Hosticka and R. Wertheimer, "256x256 pixel CMOS imager with linear readout and 120dB dynamic range", Workshop on Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors, Karuizawa, Japan, pp.17-20, 1999
- [91] M. Schanz, C. Nitta, T. Eckart, B.J. Hosticka and R. Wertheimer, "A high dynamic range CMOS image sensor for automotive applications", Proceedings of the European Solid State Circuits Conference, ESSCIRC, Duisburg, Neuilly:Ed. Frontieres, pp.246-249, 1999
- [92] M. Schwarz, R. Hauschild, B.J. Hosticka, J. Huppertz, T. Kneip, S. Kolnsberg, L.Ewe and K.-H.Trieu, "Single chip CMOS image sensors for a retina implant system", IEEE Transactions on Circuits and Systems, Vol.CAS-46, pp.870-877, 1999
- [93] M. Schwarz, R. Hauschild, B.J. Hosticka, J. Huppertz, T. Kneip, S. Kolnsberg, L.Ewe and K.-H.Trieu, "Single chip CMOS imager and flexible microelectronic stimulators for a retina implant system", Transducers-Digest of Technical Papers, Tokio, Institute of Electrical Engineers of Japan, pp.956-957, 1999
- [94] N. Stevanovic, M. Hillebrand, B.J. Hosticka, U. Iurgel and A. S. Teuner, "A high speed camera system based on a image sensor in standard CMOS technology", Proceedings of the IEEE international Symposium on Circuits and Systems, Piscataway, New Jersey, pp.V-148-V-151, 1999
- [95] A.S. Teuner, M. Hillebrand, B.J. Hosticka, S.B. Park, J.E. Santos Conde, N. Stevanovic, "Surveillance sensor systems using CMOS imagers", Proceedings of the International Conference on Image Analysis and Processing, Los Alamitos, California, IEEE Computer Society Press, pp.1124-1127, 1999
- [96] J. E. Santos Conde, M. Hillebrand, A. S. Teuner, N. Stevanovic, U. Iurgel and B.J. Hosticka, "A smart airbag solution based on a high speed CMOS camera system", IEEE International Conference on Image Processing, Kobe, Japan, 1999
- [97] J. E. Santos Conde, A. S. Teuner, S.B. Park and B.J. Hosticka, "Surveillance system based on detection and tracking of moving objects using CMOS imagers", Computer Vision Systems, Springer, pp.432-449, Berlin, 1999
- [98] C.D. Motchenbacher, J.A. Connelly, "Low noise electronic system design", John Wiley & Sons, Inc, ISBN 0-471-57742-1
- [99] F. Schmidt, U.Krüger, "Photogrammetrie mit CCD-Matrizen"
- [100] J.M. Lloyd, "Thermal Imaging Systems", Plenum Press, New York and London, pp.369-372, 1975
- [101] J. Huppertz, "2D-CMOS-Bildsensorik mit integrierter Signalverarbeitung", Dissertation an der Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, 2000