

Rauschen von a-Si:H-pin-Dioden für TFA-Bildsensorarrays

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informatik
der Universität-Gesamthochschule Siegen
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von

Diplom-Ingenieur Frank Blecher

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Markus Böhm
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dietmar Ehrhardt

Tag der mündlichen Prüfung: 13.12.2002

urn:nbn:de:hbz:467-207

Inhaltsverzeichnis

KURZFASSUNG

ABSTRACT

1	EINLEITUNG.....	1
1.1	Aufbau der Arbeit	3
2	AMORPHES SILIZIUM.....	5
2.1	Herstellung.....	5
2.2	Strukturelle und kompositionelle Unordnung.....	5
2.3	Dangling-Bonds	6
2.4	Bandausläufer	7
2.5	Bandabstand.....	7
2.6	Defektpoolmodell	8
2.7	Staebler-Wronski-Effekt	9
2.8	Hopping.....	12
2.9	Strompfade.....	13
3	HERSTELLUNG UND CHARAKTERISIERUNG DER PIN-DIODE	14
3.1	Herstellung.....	14
3.2	Defektdichte.....	15
3.3	Fotostrom	16
3.4	Dunkelstrom.....	17
3.4.1	Generationsstrom.....	20
3.4.2	Kontaktinjektionsstrom	21
3.4.3	Alterung	24
3.5	Transienter Detektorstrom	26
3.5.1	Spannungsschalten.....	27
3.5.2	Lichtschalten.....	27
3.6	Ersatzschaltbild	29
3.6.1	Differentieller Widerstand.....	29
3.6.2	Parallelwiderstand	29
3.6.3	Serienwiderstand	30
3.6.3.1	Externer Serienwiderstand.....	30
3.6.3.2	Interner Serienwiderstand.....	31
3.6.3.3	Messverfahren	31
3.6.4	Kapazität.....	35
3.6.5	Dielektrischer Verlustfaktor	36
4	RAUSCHEN.....	38
4.1	Statistische Beschreibung	38
4.2	Ramos Gesetz.....	40
4.3	Thermisches Rauschen.....	40
4.4	Schrotrauschen.....	43
4.5	Reduziertes Schrotrauschen	45
4.6	Generationsrekombinationsrauschen	47
4.7	1/f-Rauschen	52
4.7.1	Hooges Gesetz	53
4.7.2	1/f-Rauschen durch Wechselwirkung mit Phononen	53
4.7.3	1/f-Rauschen durch Tunneln	53
4.7.4	Quanten-1/f-Rauschen	54
4.7.5	1/f-Rauschen einer kohärenten Welle.....	55
4.8	Diffusionsrauschen	55
4.9	Koppelrauschen.....	55
4.10	Rauschmodell des MOSFETs.....	56
4.10.1	Thermisches Kanalrauschen	57

5 RAUSCHEN DER PIN-DIODE.....	59
5.1 Messaufbau	59
5.2 Ersatzschaltbild von pin-Diode und Verstärker.....	61
5.3 Systematische Messfehler.....	62
5.4 Eigenrauschen.....	63
5.5 Systemrauschen und Messprinzip.....	64
5.6 Berechnung des Systemrauschens	64
5.7 Messergebnisse	69
5.7.1 Überschussrauschen des Dunkelstromes bei Durchlassspannung.....	70
5.7.2 Überschussrauschen des Dunkelstromes bei Sperrspannung.....	72
5.7.3 Überschussrauschen des Fotostromes	73
5.7.4 Überschussrauschen	73
5.7.5 Einfluss der Alterung.....	75
5.7.5.1 Schrotrauschen und vermindertes Schrotrauschen.....	76
5.7.5.2 1/f-Rauschen.....	76
5.7.6 Superposition des Rauschens von Dunkelstrom und Fotostrom.....	77
5.8 Skalierung des Überschussrauschens	79
6 RAUSCHEN VON PIN-DIODE UND PIXELEINGANGSSTUFE.....	83
6.1 Integration des Stromrauschens	83
6.1.1 Spektrale Leistungsdichte der Rauschspannung	83
6.1.2 Varianz der Detektorspannung	85
6.1.2.1 Schrotrauschen	86
6.1.2.2 1/f-Rauschen.....	87
6.1.2.3 Thermisches Rauschen.....	88
6.2 Resetrauschen	92
6.2.1 Ideales kT/C -Rauschen im statischen Fall	92
6.2.1.1 Spektraler Ansatz	92
6.2.1.2 Thermodynamischer Ansatz.....	93
6.2.2 kT/C -Rauschen im transienten Fall.....	93
6.2.2.1 Rauschen eines RC-Gliedes	94
6.2.2.2 Berechnung des Resetrauschens.....	97
6.2.3 Reduktion des Resetrauschens	98
6.2.3.1 Variation der Integrationskapazität	98
6.2.3.2 Hard-To-Soft-Reset.....	99
6.2.3.3 Korrelierte Doppelabtastung	100
6.3 Speicherrauschen	101
6.4 Dynamikbereich und Signalrauschverhältnis bei TFA-Bildsensoren.....	102
6.4.1 Konventionelle Integrationsverfahren.....	104
6.4.2 Zwischenspeicherung des Signals im Pixel.....	105
6.4.3 Variation der Integrationszeit.....	106
6.5 Skalierung der ASIC-Strukturgrößen	110
6.5.1 Steigende Pixelzahl	111
6.5.2 Gleichbleibende Pixelzahl.....	113
7 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	115
8 ANHANG	122
8.1 Beleuchtungsverhältnisse und Erwärmung bei direkter Sonneneinstrahlung	122
8.2 Generationsstrom bei vollständiger Verarmung.....	124
8.3 Symbolverzeichnis.....	127
9 LITERATUR.....	132
9.1 Literatur- und Quellenverzeichnis	132
9.2 Übersicht der Veröffentlichungen im Zusammenhang mit dieser Arbeit	142
9.3 Übersicht der betreuten Studien- und Diplomarbeiten	143
DANKSAGUNG.....	144

Kurzfassung

Die TFA (Thin Film on ASIC) -Technologie zur Herstellung von Bildsensoren wurde vom Institut für Halbleiterelektronik und der Silicon Vision AG bis zur Marktreife entwickelt. TFA-Bildsensoren kombinieren Fotodetektoren auf der Basis amorphes Siliziums mit integrierten Schaltungen in Standard-ASIC (Application Specific Integrated Circuit) –Technologie. Üblicherweise werden a-Si:H-pin-Dioden als Fotodetektoren eingesetzt. Die Qualität des Bildsignals wird grundsätzlich durch das Rauschen der Fotodetektoren sowie durch das Rauschen der integrierten Schaltkreise begrenzt.

Diese Dissertation beschreibt das zeitliche Rauschen von pin-Dioden, welches auf statistischen Fluktuationen beruht. Die Untersuchung umfasst alle Rauschkomponenten der pin-Dioden und die in TFA-Bildsensoren auftretenden Rauschanteile, welche durch die elektrischen Eigenschaften der pin-Dioden beeinflusst werden. Das Rauschen der pin-Diode wird im Sperr- und Durchlassbereich bei Variation von Detektorspannung, Beleuchtung und Alterungszustand gemessen. Es wird ein Modell zur Berechnung des Dynamikbereiches (DR) und des Signalrauschabstandes (SNR) der Fotodetektoren von TFA-Bildsensoren entwickelt. Die Ergebnisse können auch auf andere Sensorsysteme mit a-Si:H-pin-Fotodetektoren angewendet werden.

Sowohl der Fotostrom als auch der Dunkelstrom der pin-Dioden weisen Schrotrauschen und $1/f$ -Rauschen auf. Das Schrotrauschen sinkt mit zunehmender Defektdichte und Vorwärtsspannung. Im Durchlassbereich tritt im Dunkelstrom sowohl GR-Rauschen als auch $1/f$ -Rauschen auf. Durch die Alterung steigen die Leistungsdichte und der Frequenzkoeffizient des Überschussrauschens des Dunkelstromes im Durchlassbereich an. Im Sperrbetrieb tritt beim Dunkelstrom nahezu ideales $1/f$ -Rauschen auf, wohingegen die $1/f$ -Rauschstromdichte des Fotostromes weniger als proportional mit dem Strom ansteigt.

Die lineare Superposition der $1/f$ -Rauschleistungsdichten von Dunkel- und Kurzschlussfotostrom ist eine gute Näherung zur Berechnung des $1/f$ -Rauschens des Gesamtstromes bei Beleuchtung. Die Berechnung des $1/f$ -Rauschens von Dunkelstrom und Fotostrom als Funktion der Pixelfläche kann mit einer Modifikation von Hooges Gesetz erreicht werden. So kann die Rauschleistungsdichte der pin-Dioden als Funktion von Dunkelstrom, Fotostrom, Pixelfläche, Integrationskapazität, Parallelwiderstand, Serienwiderstand, dielektrischem Verlustfaktor und den experimentell ermittelten Rauschkoeffizienten des $1/f$ -Rauschens berechnet werden.

Das Rauschen des internen Serienwiderstandes und das dielektrische Rauschen dominieren das thermische Rauschen der Diode. Der interne Serienwiderstand der pin-Diode wird durch den Übergangswiderstand des TCO/p-Kontaktes dominiert, welcher aufgrund des Variable-Range-Hoppings bei steigender Frequenz stark abfällt. In TFA-Bildsensoren führt das thermische Rauschen von Detektor und Resettransistor zu Reset- und Speicherrauschen. Im Vergleich zur Berechnung des idealen kT/C -Rauschens im quasi statischen Fall ergibt die Berechnung des Resetrauschens im transienten Fall eine bessere Beschreibung. Die Abweichung vom idealen kT/C -Rauschen aufgrund des Millereffektes kann bei invertierenden Pixelverstärkern zur Reduzierung des Resetrauschens genutzt werden.

Die analytische Berechnung aller am Eingang des Pixelverstärkers auftretenden Rauschkomponenten und die Begrenzung von DR und SNR werden als Funktion von Pixelfläche, Dunkel- und Fotostrom sowie Integrationszeit beschrieben und für verschiedene TFA-Bildsensoren vorgestellt. Es wird eine Prognose der Entwicklung von DR und SNR bei zukünftigen Generationen von TFA-Bildsensoren mit reduzierten CMOS-Strukturgrößen vorgestellt. Der Anstieg aller Rauschkomponenten und die Verringerung der maximalen Signalspannung tragen bei der Skalierung zur Reduzierung von SNR und DR bei. Dabei nimmt das thermisch bedingte Rauschen stärker zu als das Rauschen des Fotostromes, so dass der Abstand zwischen SNR und DR abnimmt.

Abstract

The TFA (Thin Film on ASIC) -technology for the production of imagers has been developed by the Institut für Halbleiterelektronik and the Silicon Vision AG up to a marketable state. TFA-imagers combine photodetectors based on amorphous Silicon with integrated circuits in standard ASIC (Application Specific Integrated Circuit) –technology. Usually a-Si:H p-i-n diodes are employed as photodetectors. The quality of the video signal is on principle limited by the noise of the photodetectors and the noise of the integrated circuits.

This Ph.D. thesis describes the temporal noise of the p-i-n diode, which is based on statistical fluctuations. The Investigation covers all noise components of the p-i-n diodes and the noise components occurring in TFA-Imagers, which are influenced by the electrical properties of the p-i-n Diodes. The noise of the p-i-n diodes is measured at reverse and forward bias with variation of bias voltage, illumination and degradation. A model for the calculation of dynamic range (DR) and signal to noise ratio (SNR) of TFA-imagers is worked out. The results may also be applied to other sensor systems with a-Si:H p-i-n photodetectors.

The photocurrent and the dark current of the p-i-n diodes show shot and 1/f noise. The shot noise decreases with increasing defect density and forward bias. In the forward bias range the dark current shows GR noise and 1/f noise. By means of the degradation the power spectral density and the frequency coefficient of the dark current excess noise at forward bias increase. In the reverse bias range the dark current shows virtually ideal 1/f noise, whereas the 1/f noise current density of the photocurrent increases less than proportional to the current.

The linear superposition of the 1/f noise power spectral density of dark current and short circuit photocurrent is a good approximation to calculate the 1/f noise of the total current under illumination. The calculation of the 1/f noise of dark and photocurrent as a function of pixel area is achieved by a modification of Hooges Law. Therefore, the noise power spectral density of the p-i-n diodes can be calculated as a function of dark current, photocurrent, pixel area, integration capacitance, parallel resistance, series resistance, dielectric loss factor and the experimentally determined noise coefficients of the 1/f noise.

The noise of the internal series resistance and the dielectric noise dominate the thermal noise of the diode. The p-i-n diode internal series resistance is dominated by the transition resistance of the TCO/p contact, which strongly decreases with rising frequency due to variable range hopping. In TFA-imagers the thermal noise of the detector and the reset transistor cause reset and storage noise. In comparison to ideal kT/C noise under quasi static conditions the transient calculation of the reset noise leads to a better description. The deviation from ideal kT/C noise due to the Miller effect may be used to reduce the reset noise of pixels with inverting pixel amplifiers.

The analytic calculation of all noise components at the input of the pixel amplifier and the limitation of DR and SNR are described as a function of pixel area, dark current, photocurrent as well as integration time and presented for various TFA-imagers. An estimation of the trend of DR and SNR for future generations of TFA-imagers with reduced CMOS feature sizes is presented. The increase of all noise components and the increase of the signal voltage with downscaling contribute to the reduction of DR und SNR. With the scaling the thermal noise increases stronger than the noise of the photocurrent so that the deviation between DR and SNR decreases.

1 Einleitung

Silizium ist nach Sauerstoff das am häufigsten vorkommende Element in der Erdkruste und in der Natur stets an Sauerstoff gebunden. So ist es nicht verwunderlich, dass es in enger Verbindung mit den Materialien der vorgeschichtlichen und steinzeitlichen Technologie des Menschen steht. Beispielsweise wurden Faustkeile und Schaber der Altsteinzeit sowie Klingen, Pfeilspitzen und Steinbeile der Jungsteinzeit aufgrund ausgezeichneter mechanischer Eigenschaften aus Silikaten und verschiedenen Erscheinungsformen der Kieselsäure (SiO_2) [1] hergestellt. Heute ist Silizium aufgrund hervorragender elektronischer Eigenschaften der bedeutendste Halbleiter und bildet die Grundlage der Elektronik, die uns in fast allen Lebensbereichen umgibt.

Die CMOS-Technologie zur Herstellung integrierter Schaltungen auf der Basis des kristallinen Siliziums schreitet rapide voran. Bereits Ende der 60er Jahre wurden integrierte Schaltungen mit mehr als 1000 Transistoren und erste CMOS-Bildsensoren [2] hergestellt. Im Jahr 1965 sagte Moore [3] voraus, dass sich die Zahl der Transistoren in hochentwickelten integrierten Schaltungen zumindest bis 1975 jedes Jahr verdoppelt, weil die fortschreitende Entwicklung der CMOS-Technologie zu einer stetigen Abnahme der CMOS-Strukturgrößen führt. Seit den 70er Jahren hat sich die Zahl der Transistoren etwa alle zwei Jahre verdoppelt und dieser als Moores Gesetz bezeichnete exponentielle Anstieg wird sich voraussichtlich noch über ein weiteres Jahrzehnt hinweg fortsetzen. Diese Entwicklung wird durch einen ständigen Anstieg der Funktionalität der CMOS-Schaltungen bei gleichzeitiger Reduktion der Herstellungskosten angetrieben. Im Jahr 2001 stellte die Firma Intel einen Transistor mit einer 20 nm langen und 3 Atomlagen dicken Gateelektrode vor [4], auf dessen Basis im Jahr 2007 Prozessorchips mit einer Milliarde Transistoren und einer Taktfrequenz von 20 GHz in einem 45 nm-Prozess hergestellt werden sollen.

Im Jahr 1969 gelang erstmals die Herstellung von amorphem Silizium mit elektronisch nutzbaren Eigenschaften. Im Gegensatz zum kristallinen Silizium ist amorphes Silizium ein direkter Halbleiter mit einer vergleichsweise hohen Absorption, so dass elektromagnetische Strahlung im optischen Bereich schon bei Schichtdicken im Bereich von einem Mikrometer weitestgehend absorbiert wird. Dies ermöglicht die Herstellung von optischen Detektoren und Solarzellen in Dünnschichtbauweise. Diese Entwicklung hat einen neuen Technologiezweig zur Herstellung von elektronischen und optoelektronischen Bauelementen hervorgebracht. Dazu gehören insbesondere Dünnschichtsolarzellen zur Energieerzeugung [5], integrierte Schaltungen aus Dünnschichttransistoren für Flachbildschirme [6], Fotoleiter für die Kopier- und Drucktechnik [7], optische Detektoren für Fax-Geräte, Scanner und Bildsensorysysteme [8, 9, 10] sowie Röntgen- und Kernstrahlungsdetektoren [11, 12].

Der expandierende Markt für Halbleiterbildsensoren bedient eine zunehmende Zahl von Anwendungsgebieten im Bereich der elektronischen Bildverarbeitung. Die Anwendungsgebiete bildgebender Sensorsysteme liegen sowohl im industriellen als auch im konsumorientierten Bereich. Anwendungsschwerpunkte sind die Automatisierungstechnik, die Informations- und Kommunikationstechnologie sowie die Medizintechnik. Zu den mit Halbleiterbildsensoren ausgestatteten Massenprodukten im konsumorientierten Bereich gehören Film- und Fotokameras sowie in naher Zukunft voraussichtlich auch Mobiltelefone.

Unter den Halbleiterbildsensoren ist das CCD (Charge Coupled Device) zur Zeit am weitesten verbreitet. CCDs zeichnen sich dadurch aus, dass sie die Ladungsverschiebetechnik nutzen, um die in MOS-Kapazitäten fotogenerierten Signalladungen auszulesen. Konventionelle CCDs eignen sich jedoch nicht für hochentwickelte Systeme zur Bilderfassung, weil sie nur einen begrenzten Dynamikbereich aufweisen und das Signal nur seriell ausgelesen werden kann, so dass die Realisierung „intelligenter“ Pixel nicht möglich ist [13]. Der wahlfreie Zugriff auf die Signale einzelner Pixel und eine Bildvorverarbeitung auf dem Sensorchip sind bei konventionellen CCDs nicht möglich. Die Weiterentwicklung der CMOS-Technologie ermöglichte die

Herstellung von CMOS-Bildsensoren, welche die oben genannten Beschränkungen durch den Einsatz von Fotodioden oder Fotogates als optische Detektoren sowie von aktiven Pixeln und integrierter Ausleseelektronik überwinden (z.B. [14]). Zudem ermöglicht die CMOS-Technologie die Integration von Peripherieelektronik auf dem Sensorchip, welche bei CCDs außerhalb des Chips untergebracht ist. Durch diese zunehmende Systemintegration können die Herstellungskosten für Bildsensoren reduziert werden. Ziel der Systemintegration ist es, alle elektronischen Komponenten, beispielsweise einer Kamera, auf einem Sensorchip unterzubringen. Die Thin Film on ASIC (TFA)-Technologie ist ein innovatives Konzept zur Herstellung einer neuen Generation von Bildsensoren und baut auf den Grundlagen von Bildsensoren in CMOS-Technologie und von Strahlungsdetektoren aus amorphem Silizium auf.

Die TFA-Technologie wurde Anfang der 90er Jahre vom Institut für Halbleiterelektronik (IHE) der Universität-Gesamthochschule Siegen entwickelt [15, 16]. Sie nutzt sowohl die hervorragenden elektronischen Eigenschaften des kristallinen Siliziums sowie den hohen Entwicklungsstand und das rapide Voranschreiten der Technologie integrierter Schaltungen als auch die guten optoelektronischen Eigenschaften des amorphen Siliziums, um Bildsensoren herzustellen. Dabei wird ein Fotodetektor auf der Basis amorphes Silizium mit einer integrierten Schaltung in Standard-ASIC (Application Specific Integrated Circuit) - Technologie in einem Bauteil kombiniert. Üblicherweise werden pin-Dioden aus amorphem Silizium als Fotodetektoren eingesetzt. Die Fotodetektoren dienen zur Umwandlung des einfallenden Lichtes in ein elektrisches Signal, während die integrierte Schaltung zum Speichern und Auslesen der Bildinformationen aller Pixel (Bildpunkte) sowie zur Umwandlung der Bilddaten in die gewünschte Form dient. Der ASIC ist im Raster der Bildpunkte strukturiert, wobei jeder Bildpunkt mit einer Rückelektrode für den Fotodetektor versehen ist. Der Fotodetektor wird ganzflächig über den Bildpunkten des ASICs aufgebracht und danach mit einer gemeinsamen transparenten Frontelektrode versehen. Also kann die Fläche des Sensorarrays zweifach genutzt werden, so dass einerseits für den Detektor ein Füllfaktor von nahezu 100 % erreicht wird und andererseits die gesamte Pixelfläche für die Pixelelektronik zur Verfügung steht. Ein weiterer zentraler Vorteil der TFA-Technologie gegenüber der Technologie von CMOS-Bildsensoren liegt in der Flexibilität bezüglich spezifischer Anforderungen: Bei der TFA-Technologie erfolgt die Herstellung des ASICs und des Fotodetektors in separaten Prozessen, so dass diese beiden funktionalen Elemente des Bildsensors unabhängig voneinander an die anwendungsspezifischen Anforderungen angepasst und optimiert werden können.

Im Rahmen der TFA-Technologie werden intelligente Bildsensoren entwickelt [17, 18]. Intelligente Sensoren führen eine Bildvorverarbeitung bereits auf dem Sensorchip durch, um einerseits die Datenmenge und die Rechenzeit bei der Bildauswertung zu vermindern und andererseits die Peripherieelektronik außerhalb des Chips zu reduzieren. Sie liefern nicht nur Helligkeitswerte, sondern treffen auch Aussagen über den Bildinhalt. Zu den Funktionen von intelligenten Sensoren gehören Konturextraktion, Vektorextraktion, Kantendetektion, Farb- und Mustererkennung sowie auch die lokale Integrationszeitregelung [19, 20, 21, 22, 23]. In Bezug auf die Funktionalität und die Möglichkeiten der Systemintegration ist die TFA-Technologie der CCD-Technologie überlegen. Die TFA-Technologie wurde von der Silicon Vision AG¹ und dem IHE bis zur Marktreife [24, 25, 26] entwickelt.

Die Qualität der Bildinformation wird grundsätzlich durch das Rauschen des Fotodetektors sowie durch das Rauschen der integrierten Schaltkreise begrenzt. Das Rauschen kristalliner integrierter Schaltungen wird bereits seit vielen Jahrzehnten intensiv erforscht. Heute können die meisten Rauschkomponenten mit Softwarepaketen zur Analyse integrierter CMOS-Schaltungen wie Mentor [27] oder Cadence [28] berechnet werden. Demgegenüber ist das Rauschen von

¹ Silicon Vision AG – Siegen: Birlenbacher Straße 18, D-57078 Siegen

Silicon Vision AG – Dresden: Zur Wetterwarte 50, MicroPolis, Haus 337/C, D-01109 Dresden

Fotodetektoren auf der Basis amorphes Siliziums ein relativ neues Forschungsgebiet, welches aufgrund zahlreicher ungeklärter Fragen und widersprüchlicher Ergebnisse (vgl. [29]) eine besondere wissenschaftliche Herausforderung bietet.

Das Signalrauschverhältnis und der Dynamikbereich von Bildverarbeitungssystemen werden prinzipiell durch das Rauschen der Fotodetektoren, welche am Anfang der Signalübertragungskette stehen, begrenzt. Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung und Beschreibung des Rauschens von pin-Dioden aus amorphem Silizium. Das Rauschen der pin-Dioden soll im Hinblick auf die Anwendung in der TFA-Technologie berechnet werden, um die Möglichkeiten und Grenzen von TFA-Bildsensoren in Bezug auf das Rauschen der Fotodetektoren zu beschreiben. Dazu muss ein Rauschmodell entwickelt werden, welches die Berechnung des Dynamikbereiches und des Signalrauschabstandes der Fotodetektoren von TFA-Bildsensoren ermöglicht.

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht das auf statistischen Fluktuationen beruhende zeitliche Rauschen der pin-Dioden. Das thermische Rauschen des Fotodetektors und das thermisch bedingte Resetrauschen können jedoch nicht unabhängig voneinander berechnet werden, da das thermische Rauschen des Detektors je nach Detektortyp teilweise in das Resetrauschen übergeht und teilweise unabhängig davon auftritt. Also muss das Resetrauschen in Zusammenhang mit dem thermischen Rauschen des Detektors beschrieben werden. Somit werden im Rahmen dieser Arbeit alle Rauschquellen, welche in Zusammenhang mit dem Fotodetektor stehen, berücksichtigt.

1.1 Aufbau der Arbeit

Nach dieser Einleitung wird im zweiten Kapitel das amorphe Silizium als Grundmaterial der zu untersuchenden Fotodetektoren beschrieben. Dabei werden Grundzüge des inneren Aufbaus und der Defektkinetik des Materials skizziert. Diese bilden die Grundlage zur Beschreibung der Defektverteilung, des Staebler-Wronski-Effektes und der Ladungsträgertransportmechanismen in den Bändern und im Zwischenbandbereich. Der Ladungsträgertransport in amorphem Silizium ist für das Rauschen von besonderer Bedeutung, da die Rauschmechanismen der pin-Diode direkt mit den Bewegungen der Ladungsträger im Halbleiter verbunden sind.

Daraufhin wird in Kapitel 3 die Herstellung der Fotodetektoren und ihre messtechnische Charakterisierung im Hinblick auf die für das Rauschen relevanten Ströme und Kleinsignalgrößen vorgestellt. Die messtechnische Untersuchung des transienten Dunkel- und Fotostromes stellt eine Besonderheit dar, weil nicht das für den Einsatz in Bildsensoren wesentliche Kurzzeitverhalten der Ströme, sondern das für Rauschmessungen bei tiefen Frequenzen zu berücksichtigende Langzeitverhalten beschrieben wird.

In Kapitel 4 folgt die statistische Beschreibung des Rauschens und grundlegender Rauschmechanismen, welche zur Beschreibung und Berechnung des Rauschens in pin-Dioden und in der Eingangsstufe der Pixel von TFA-Bildsensoren dienen.

Die messtechnische Untersuchung des Rauschens der Fotodetektoren und insbesondere die Messung der niedrigen Dunkelströme bilden den Schwerpunkt im experimentellen Bereich dieser Arbeit. Die Messungen des Rauschens, die Beschreibung des Messaufbaus und die analytische Beschreibung der einzelnen Rauschmechanismen sind in Kapitel 5 dargestellt. Dazu gehört auch die Untersuchung der Überlagerung der einzelnen Rauschmechanismen sowie die Entwicklung einer Beschreibungsform für das $1/f$ -Rauschen, welche die Berechnung als Funktion der Pixelgröße ermöglicht.

In Kapitel 6 wird die Beschreibung der Rauschkomponenten der pin-Diode auf die Situation in Pixeln von Bildsensoren übertragen, so dass die durch das Rauschen von a-Si:H-pin-Dioden gegebenen Begrenzungen des Dynamikbereichs und des Signalrauschverhältnisses von TFA-Bildsensoren in geschlossener analytischer Form berechnet werden können. Die Begrenzungen von Dynamikbereich und Signalrauschverhältnis werden für ausgewählte Typen von TFA-

Bildsensoren vorgestellt. Eine hohe Auflösung bzw. eine kleine Pixelabmessung gehört zu den zentralen Anforderungen an Bildsensoren. Also wird in Kapitel 6 abschließend eine Prognose über das Rauschen bei zukünftigen Generationen von Bildsensoren mit reduzierten Strukturgrößen und somit verringerter Pixelfläche vorgestellt.

Die Zusammenfassung und Bewertung der erzielten Ergebnisse sowie ein Ausblick auf mögliche zukünftige Forschungsarbeiten und Entwicklungen folgt in Kapitel 7.

Die hier vorgestellte Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Projektes „Simulation und experimentelle Verifikation von statistischen Kenngrößen und Rauschmodellen a-Si:H basierter optischer Sensoren“ mit der Nummer Bo-772/3-2 gefördert. Sie war in die Forschungsprojekte „Optische Sensorsysteme in Thin Film on ASIC (TFA)-Technologie“ und „Lokaladaptives intelligentes Sensormodul in TFA-Technologie“ eingebunden, welche vom Bundesministerium für Bildung, Forschung, Wissenschaft und Technologie sowie von Industriepartnern gefördert wurden. Diese beiden Projekte belegten die Realisierbarkeit der TFA-Technologie und führten zur Entwicklung von Prototypen verschiedener TFA-Bildsensortypen [30, 31].

2 Amorphes Silizium

In Anbetracht der Entwicklung des kristallinen Siliziums ist das amorphe Silizium erst relativ spät als Material für die Halbleiterelektronik entdeckt worden. Dies liegt wohl einerseits daran, dass erst im Jahr 1969 Chittick et al. [32] entgegen allgemeiner Vorstellung zeigten, dass amorphes Silizium dotierbar ist. Andererseits ist die Berechnung der Bandstrukturen amorpher Halbleiter ohne Fernordnung im mathematischen Sinne sehr komplex, weil sie strukturelle und kompositionelle Unordnung aufweisen. Auch gegenüber dem amorphen Halbleiter Selen, welcher seit den 50er Jahren zur Herstellung von Gleichrichtern und Fotoleitern für Kopierer verwendet wird, erfolgte die technische Nutzung beim amorphen Silizium erst spät. Die Unordnung im inneren Aufbau hat einen grundlegenden Einfluss auf die elektronischen und optischen Eigenschaften amorpher Halbleiter und resultiert in einer Vielzahl von Unterschieden zwischen ihnen und ihren kristallinen Verwandten.

2.1 Herstellung

Die Herstellung von amorphem Silizium erfolgt üblicherweise mittels plasmaunterstützter chemischer Dampfabscheidung (PECVD), weil dieses Verfahren die Dotierung auf eine einfache Weise ermöglicht und qualitativ hochwertige a-Si:H-Schichten mit niedriger Defektdichte erzeugt werden können [33]. Als Prozessgas dient in der Regel Silan (SiH_4). Im Plasma entstehen durch den Elektronenbeschuss von Silanmolekülen vor allem SiH_3 Radikale sowie SiH_n^+ und SiH_3^- Ionen. Das Wachstum des a-Si:H wird durch die neutralen SiH_3 Radikale, welche zur Substratoberfläche diffundieren, dominiert [34]. Dabei ist die Absättigung freier Valenzen beim Einbau von Wasserstoff in das amorphe Netzwerk von besonderer Bedeutung, da somit die Defektdichte drastisch reduziert wird. Gleichzeitig wachsen im Plasma, insbesondere bei Prozessbedingungen, welche eine hohe Abscheiderate erlauben, Si_xH_n Komplexe mit $x \gg 1$ heran. Diese Komplexe werden zu einem Anteil vom Promille- bis in den Prozentbereich [34] in den amorphen Siliziumfilm eingebaut und führen zur Defektbildung.

Die Möglichkeit der Dotierung amorpher Halbleiter verstößt gegen Motts 8-N Regel [35]. Diese Regel besagt, dass Elemente der III. und IV. Gruppe des Periodensystems in a-Si:H dreifach koordiniert und damit für eine Dotierung unwirksam sind. Tatsächlich ist jedoch ein kleiner von der Dotierkonzentration abhängiger Anteil der Dotieratome vierfach koordiniert [36], so dass eine Dotierung, wenn auch mit relativ hoher Konzentration der Dotieratome, möglich ist. Meist wird zur p- bzw. n-Dotierung zum Prozessgas Diboran (B_2H_6) bzw. Phosphin (PH_3) hinzugefügt. Auch die Variation des Bandabstandes durch Legierung mit Germanium bzw. Kohlenstoff ist beim PECVD-Verfahren durch Beimengung von German (GeH_4) bzw. Methan (CH_4) zum Prozessgas leicht möglich, was bei der Herstellung optoelektronischer Bauelemente vielfältige spektrale Optimierungsmöglichkeiten erlaubt.

Zur Anregung des Plasmas hat sich die Glimmentladung bei einer Radiofrequenz von 13,56 MHz als industrielles Standardverfahren durchgesetzt, weil dieses Verfahren sowohl niedrige Prozesstemperaturen als auch die Skalierbarkeit der Substratgröße erlaubt [37]. Die Prozesstemperatur liegt in der Regel zwischen 100 °C und 300 °C und der Prozessdruck typischerweise im Bereich von einem Millibar.

2.2 Strukturelle und kompositionelle Unordnung

In amorphem Silizium sind aufgrund der Überkoordination [38] des Netzwerkes Spannungen vorhanden. Dies hat strukturelle Unordnung zur Folge, die sich in einer statistischen Verteilung von Atomabständen und Bindungswinkeln äußert. Deshalb sind nicht alle Bindungen der Siliziumatome vollständig abgesättigt. Die nicht bindenden Orbitale werden als Koordinationsdefekte oder Dangling-Bonds bezeichnet. Die Dangling-Bond-Dichte von reinem amorphem Silizium liegt im Bereich von 10^{19} bis 10^{20} cm^{-3} (vgl. Dichte der Siliziumatome: $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) und

erlaubt keine Dotierung [38]. Erst durch die Hydrogenisierung, welche zum Beispiel bei der chemischen Dampfabscheidung aus Silan erfolgt, konnte die Defektdichte im Zwischenbandbereich um einige Größenordnungen bis in den Bereich von 10^{15} cm^{-3} bis 10^{16} cm^{-3} abgesenkt werden. Bei qualitativ hochwertigem Material werden typischerweise etwa 10 % Wasserstoffatome in das Gitter eingebaut [39]. Dabei werden die Dangling-Bonds weitestgehend durch Si-H-Bindungen, welche energetisch tief im Valenzband liegen und somit unschädlich sind, ersetzt. Bei der Dotierung von a-Si:H steigt die Dangling-Bond-Dichte deutlich an. Die Defektdichte ist dann um etwa eine Größenordnung höher als die Konzentration der vierfach koordinierten Dotieratome [40], welche wiederum deutlich größer als die effektive Dotierkonzentration ist.

Neben struktureller Unordnung amorpher Materialien liegt beim hydrogenisierten amorphen Silizium (a-Si:H) kompositionelle Unordnung vor: Es sind Si-Si, Si-H sowie Si-H₂-Bindungen in ungleichmäßiger Verteilung vorzufinden, wobei Gruppen von Wasserstoffatomen an Oberflächen und in mit Si-H-Bindungen ausgekleideten Mikrohohlräumen (Voids) auftreten. Street [41] schätzt die Dichte der Voids auf $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. In den Voids ist neben dem an Siliziumatome gebundenen Wasserstoff auch molekularer Wasserstoff gefangen. Magnetische Kernresonanzmessungen ergaben, dass pro Void typischerweise 6-8 Wasserstoffatome und Wasserstoffmoleküle enthalten sind [42].

2.3 Dangling-Bonds

Die vier Valenzelektronen eines Siliziumatoms bilden bei vollständiger Absättigung jeweils mit einem Valenzelektron eines benachbarten Siliziumatoms ein Elektronenpaar entgegengesetzten Spins, wobei die Ladung der Atome jeweils neutral ist. Ein Atom mit einem Dangling-Bond ist hingegen dreifach oder fünffach koordiniert, wobei entsprechend des Pauli-Prinzips jeweils drei verschiedene metastabile Ladungszustände möglich sind. Das Siliziumatom hat im neutralen Zustand (D^0) ein einfach besetztes Orbital mit paramagnetischem Spin, während im negativen (D^-) und positiven Zustand (D^+) kein paramagnetischer Spin vorhanden ist. Die Dangling-Bonds sind also amphotere Zustände, die sowohl wie donatorartige Zustände in Leitungsbandnähe zwischen dem D^0 - und dem D^+ -Ladungszustand als auch wie akzeptorartige Zustände in Valenzbandnähe zwischen dem D^0 - und dem D^- -Ladungszustand wechseln können. Sie bilden lokalisierte Zustände im Bereich der Mitte der Bandlücke und werden aufgrund ihrer energetischen Lage auch als tiefe Defekte bezeichnet. Dangling-Bonds dienen einerseits als Rekombinationszentren, so dass die Fotoempfindlichkeit reduziert wird und andererseits können sie je nach Lage der Fermienergie Elektronen oder Löcher aufnehmen, so dass die Dotierung zum Teil kompensiert wird. Sie führen also zur Abschwächung charakteristischer Halbleitereigenschaften.

Im a-Si:H tritt Diffusion von Wasserstoffatomen auf. Dieser Prozess wird einerseits begleitet durch die Entstehung von Dangling-Bonds oder Si-Si-Bindungen beim Aufbrechen von Si-H-Bindungen und andererseits durch das Absättigen von Dangling-Bonds bzw. das Aufbrechen von Si-Si-Bindungen beim Entstehen von Si-H-Bindungen. Die Diffusion ist dispersiv, das heißt die Diffusionskonstante nimmt nach der Abscheidung der Probe mit zunehmender Zeit ab [43], weil sich die Konfiguration der Si-H-Bindungen des a-Si:H-Netzwerks nach der Abscheidung nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindet [42] und sich durch die Diffusion langsam dem Gleichgewichtszustand nähert. Dabei werden die äußeren Bedingungen des thermodynamischen Gleichgewichtes vorausgesetzt. Dies bedeutet, dass bei der mit der Diffusion einhergehenden Substitution von Si-Si- und Si-H-Bindungen jeweils die Bindungsenergie im Mittel ansteigt, wobei die Dichte der Dangling-Bonds abnimmt. Durch Tempern der Probe bei etwa 150 °C wird die Diffusion drastisch beschleunigt, so dass tiefe Defekte schneller ausgeheilt werden können (vgl. Kapitel 2.7).

2.4 Bandausläufer

Während kristallines Silizium diskrete Merkmale wie eine abrupte Bandstruktur mit einer echten Bandlücke aufweist, kommt es beim a-Si:H zum „Verschmieren“ der entsprechenden Merkmale. Bandkanten werden zu Bandausläufern, weil die Fernordnung fehlt. Bei mikroskopischer Betrachtung kann die Bandkante beim a-Si:H zwar als abrupt, jedoch aufgrund der Verteilung von Bindungslängen und Bindungswinkeln als statistisch vom Ort abhängige Größe angesehen werden. Dies entspricht der Beschreibung des amorphen Halbleiters nach dem Anderson-Modell [44], wobei das weitgehend periodische Potential des Gitters in einem der Unordnung entsprechenden Maß räumlich fluktuiert. Der mikroskopische „lokale Bandabstand“ ist eine dreidimensionale Funktion des Ortes, welche in Abb. 1 in zweidimensionaler Form dargestellt ist.

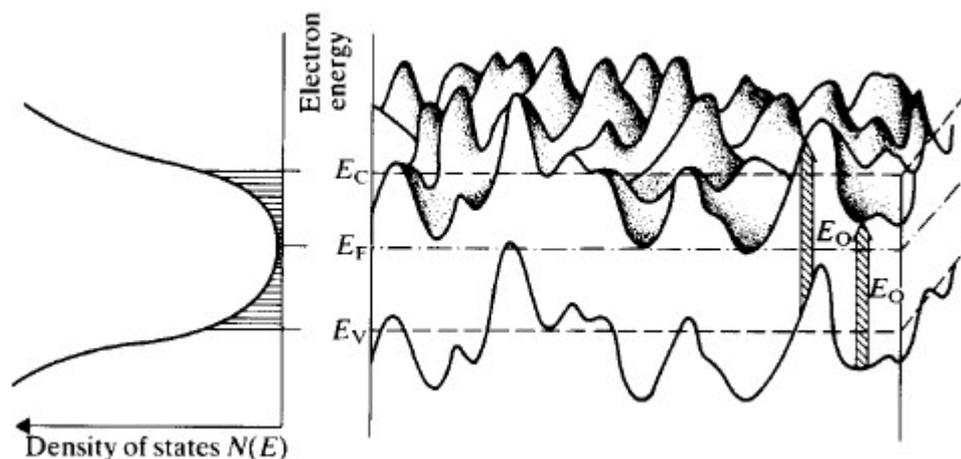


Abb. 1: Schematische zweidimensionale Darstellung des dreidimensionalen Bandverlaufes (rechts) und Zustandsdichte der Bandausläufer (links), (aus [45])

Der elektrische Bandabstand ist eine makroskopische Größe, welche die freie Bewegung der Ladungsträger über ausgedehnte Zustände, das heißt über längere Strecken hinweg, erlaubt und ist größer als der mikroskopische „lokale Bandabstand“. Elektronen in Zuständen im Bereich der lokalen Minima des Leitungsbandes können nur durch thermische Aktivierung aus ihren energetisch stabilen Zuständen in das Leitungsband gelangen. Die Beweglichkeit der Ladungsträger in diesen Zuständen geht also bei sinkender Temperatur gegen null. Entsprechendes gilt für Löcher in Zuständen im Bereich der lokalen Maxima des Valenzbandes. Diese lokalisierten Zustände werden auch als Haftstellen (traps) bezeichnet, weil sie freie Ladungsträger einfangen und durch thermische Aktivierung wieder freisetzen können. Sie bilden die in Abb. 1 dargestellten Bandausläufer (band tails). Die Zustandsdichte nimmt im Bereich des elektrischen Bandabstandes etwa linear und im Zwischenbandbereich exponentiell zur Mitte der Bandlücke hin ab, wobei der Leitungsbandausläufer etwa doppelt so stark abfällt wie der Valenzbandausläufer [46]. Obwohl der genaue Zusammenhang zwischen der strukturellen Unordnung und dem Verlauf der Bandausläufer noch nicht geklärt ist, kann doch der exponentielle Verlauf auf eine gaußförmige Verteilung der Tiefe der Potentialtöpfe im Anderson-Modell zurückgeführt werden [47].

2.5 Bandabstand

Die Dichte eingebauter Wasserstoffatome übersteigt die Dangling-Bond-Dichte von reinem amorphem Silizium entsprechend den Angaben von Kapitel 2.2 um etwa zwei Größenordnungen. Durch die Hydrogenisierung wird neben der Absättigung von Dangling-Bonds auch ein beträchtlicher Teil von Si-Si-Bindungen durch Si-H-Bindungen substituiert. Insbesondere werden durch die Hydrogenisierung Si-Si-Bindungen nahe der Valenzbandkante substituiert [48, 49, 50], so dass der Bandabstand von 1,1 eV auf etwa 1,85 eV ansteigt. Gleichzeitig werden dabei im Zusammenhang mit der statistischen Verteilung von Atomabständen und Bindungswinkeln die Bandausläufer geformt.

Zwischen dem optischen und dem elektrischen Bandabstand muss unterschieden werden. Der elektrische Bandabstand ist durch die Band-Band-Übergänge aus besetzten ausgedehnten Zuständen des Valenzbandes in freie ausgedehnte Zustände des Leitungsbandes entsprechend der Fotoleitung definiert. Der optische Bandabstand ist hingegen durch Übergänge bei der Absorption von Photonen definiert, welche in Abb. 1 mit der Energiedifferenz E_0 gekennzeichnet sind und nicht zwangsläufig zur Generation eines Paares freier Ladungsträger führen. Bei der Absorption finden neben Übergängen zwischen ausgedehnten Zuständen auch Übergänge mit niedrigerer Energiedifferenz zwischen lokalisierten Zuständen der Bandausläufer und ausgedehnten Zuständen statt, so dass der optische Bandabstand kleiner als der elektrische Bandabstand ist. Aufgrund der kontinuierlichen Zustandsdichten der Bandausläufer ist beim a-Si:H im Gegensatz zu kristallinen Halbleitern keine scharfe Begrenzung der Bandkanten gegeben, so dass der optische Bandabstand von a-Si:H durch eine Extrapolation bestimmt werden muss. Beim Extrapolationsverfahren nach Tauc [51] werden Fotoabsorptionsmessungen durchgeführt, wobei der als Urbachkante bezeichnete exponentielle Bereich des Absorptionsspektrums zur Extrapolation herangezogen wird. Der optische Bandabstand ist unter anderem von der Substrattemperatur bei der Abscheidung abhängig [52]. Bei qualitativ hochwertigem a-Si:H liegt er im Bereich von 1,7 eV [53, 54]. Der elektrische Bandabstand wird durch Fotoemissionsmessungen bestimmt und liegt bei 1,8 eV [55] bis 1,9 eV [56].

2.6 Defektpoolmodell

Das traditionelle Standardmodell von Mott und Davis [57] beschreibt die D^+/D^0 -Zustände und die D^- -Zustände der Dangling-Bonds durch zwei gaußverteilte Defektdichten im Bereich der Mitte der Bandlücke. Die Energiedifferenz zwischen den unbesetzten D^+ - bzw. einfach besetzten D^0 -Zuständen und den zweifach besetzten D^- -Zuständen wird als (mittlere) Korrelationsenergie bezeichnet und ist teilweise auf die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Elektronen im zweifach besetzten D^- -Zustand zurückzuführen [58]: Bei der Anregung von Elektronen aus dem Valenzband in ein diskretes Dangling-Bond erfordert das Hinzufügen des zweiten Elektrons aufgrund der abstoßenden Kraft zwischen den negativen Ladungen mehr Energie als das Hinzufügen des ersten Elektrons. Dieser Effekt entspricht einer positiven Korrelationsenergie. Dem entgegenwirkend hat auch die Gitterrelaxation [59] beim Hinzufügen von Elektronen in tiefe Zustände einen Einfluss auf die Korrelationsenergien. Als Resultat ergibt sich im ungleichmäßig gespannten amorphen Netzwerk für die meisten Dangling-Bonds eine positive Korrelationsenergie und für einen kleinen Teil eine negative Korrelationsenergie, was einer Überlappung der gaußverteilten Defektbander entspricht. Dabei können einzelne Dangling-Bonds grundsätzlich zwischen beiden Defektbandern wechseln. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in den Bändern wird dann durch die Lage der Fermienergie bestimmt. Eine Statistik zur Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen amphoteren Dangling-Bond-Zuständen und den Bändern müsste also von einem korrelierten Defektpaar ausgehen. Die Beschreibung durch die Shockley-Read-Hall-Statistik kann nur durch eine drastische Vereinfachung erfolgen. Dazu wird der amphotere Zustand durch einen donatorartigen D^0/D^+ -Zustand und einen akzeptorartigen D^0/D^- -Zustand beschrieben. Die beiden Zustände werden dabei als unkorreliert betrachtet. Schropp et al. beschreiben diesen Ansatz allgemein als gute Näherung bei der Berechnung statischer Probleme [60].

Das Defektpoolmodell von Stutzmann [61, 62] baut auf den Grundlagen des Standardmodells auf. Es beschreibt die Defektkinetik in a-Si:H als Gleichgewichtsreaktion zwischen schwachen, das heißt stark gespannten Si-H-Bindungen einerseits, und Dangling-Bonds andererseits. Eine wesentliche Verbesserung gegenüber dem Standardmodell besteht darin, dass Dichte und energetische Verteilung der Defekte entsprechend der Lage der Fermienergie berechnet und nicht als dotierungsabhängige Sprungfunktion angenommen werden. Bei allen Defektpoolmodellen wird davon ausgegangen, dass die energetische Verteilung der Bindungsenergie der schwachen Bindungen der exponentiell verlaufenden Zustandsdichte des Valenzbandausläufers

entspricht [63]. Die diskreten Energieniveaus der Dangling-Bonds werden durch strukturelle und kompositionelle Unordnung verschmiert. Meist wird eine gaußförmige Verteilung der Dichte dieser Defekte angenommen. Die Gleichgewichtsreaktion zwischen der Entstehung von Dangling-Bonds beim Aufbrechen von schwachen Bindungen einerseits und dem Verschwinden von Dangling-Bonds bei Entstehung neuer schwacher Bindungen andererseits bestimmt die Dangling-Bond-Dichte. Sie ist unter anderem von der Fermienergie abhängig. Also wird die energieabhängige Zustandsdichte der D^- - und D^+/D^0 -Defektbander im Wesentlichen vom Dotierprofil des Bauteils bestimmt und ist somit bei pin-Dioden eine ortsabhängige Funktion. Die Verschiebung der Defektbander durch Dotierung beruht jedoch auch teilweise auf Coulomb-Wechselwirkungen zwischen geladenen Zuständen [64]. Dieser Zusammenhang zwischen der Dotierung und der energetischen Lage der Defektbander ist in Abb. 2 dargestellt. Im Bereich der Mitte der i-Schicht ist die Dangling-Bond-Dichte minimal. Sie steigt zu den Rändern der i-Schicht und insbesondere zum p/i-Übergang hin deutlich an, wobei die Maxima der Defektbander ihre energetische Lage ändern. Die Korrelationsenergie zwischen den D^+/D^0 - (jeweils links) und D^- -Defektbandern (jeweils rechts) beträgt 0,2 eV. Die integrale Defektdichte ist in der Nähe der p/i-Grenzfläche deutlich höher als im Bereich der n/i-Grenzfläche.

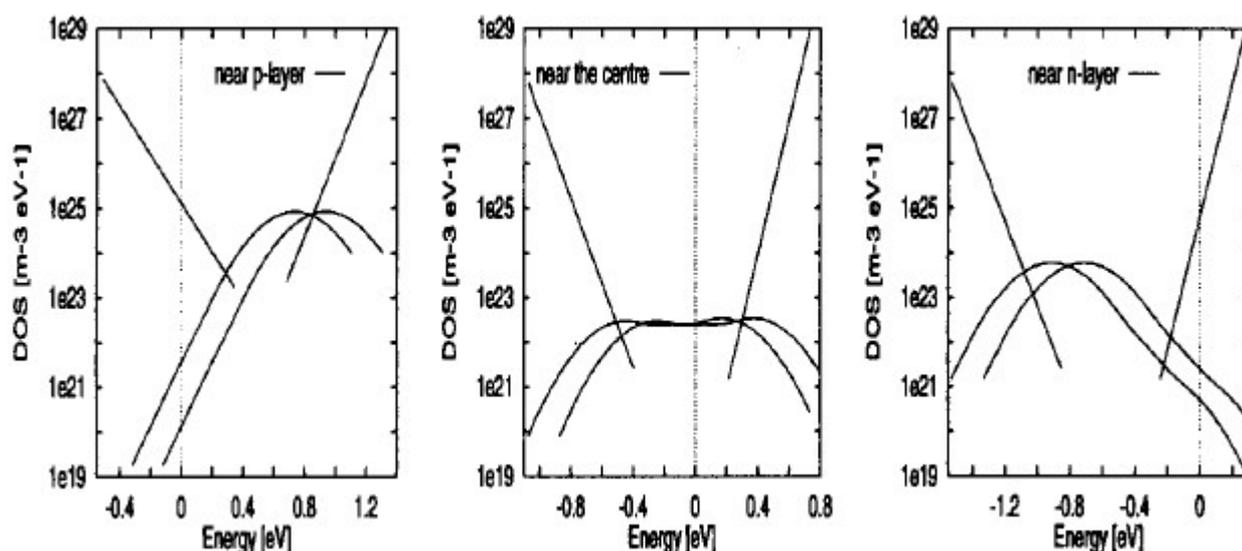


Abb. 2: Simulierte Dangling-Bond-Defektbander in der Mitte und an den Rändern der i-Schicht einer pin-Diode entsprechend dem Defektpoolmodell (aus [65])

Das Defektpoolmodell dient zur Berechnung der Zustandsdichte im Zwischenbandbereich im thermodynamischen Gleichgewicht. Es ermöglicht darüber hinaus zahlreiche phänomenologische Erweiterungen zur Beschreibung des Nichtgleichgewichtes. Zu den wichtigen Erweiterungen gehören insbesondere die Erklärung des Staebler-Wronski-Effektes und die Beschreibung der Entstehung der Grenzflächendefekte beim p/i-Übergang von pin-Dioden [66].

2.7 Staebler-Wronski-Effekt

Im Jahr 1977 berichteten Staebler und Wronski [67] erstmals von der lichtinduzierten Degradation der optoelektronischen Eigenschaften des a-Si:H, und von der Umkehrung dieses Effektes durch Tempern bei etwa 200°C. Der Staebler-Wronski-Effekt kann zu deterministischen Fluktuationen der Dangling-Bond-Dichte führen und wird deshalb ausführlich behandelt. Eine gute Zusammenfassung der aktuellen Theorien und Forschungsergebnisse zum Staebler-Wronski-Effekt ist in der Arbeit von Carlson [68] zu finden. Im Weiteren sollen einige zentrale Erkenntnisse über den Staebler-Wronski-Effekt dargestellt werden, um die Auswirkungen auf den Dunkelstrom und den Fotostrom zu beschreiben. Dabei werden die besonderen Beleuchtungsverhältnisse für Fotodetektoren bei Verwendung eines Kameraobjektives und bei direkter Sonneneinstrahlung berücksichtigt.

Die Degradation des a-Si:H kann auf die Entstehung von metastabilen Defekten zurückgeführt werden, welche den Dangling-Bonds zugeordnet werden. Messungen der Elektronenspinresonanz (ESR) zeigen jedoch auch spezifische Unterschiede zwischen lichtinduzierten Defekten und intrinsischen Dangling-Bonds. Diese Ergebnisse deuten wiederum auf Unterschiede im amorphen Netzwerk in der lokalen Umgebung der Defekte hin [68]. Die effektive Dichte der lichtinduzierten Defekte steigt mit der Beleuchtungsstärke E und der Dauer t der Beleuchtung an:

$$N'_{ind} \propto E^{\frac{2}{3}} \cdot t^{\frac{1}{3}} \quad (1)$$

Bei Dauerbeleuchtung geht die effektive Defektdichte jedoch im Bereich von etwa 10^{17} cm^{-3} in Sättigung [68]. Bei einer AM 1,5 entsprechenden Beleuchtung ist die Sättigung nach einer Beleuchtungsdauer von 10^3 bis 10^4 Stunden erreicht. Neben der lichtinduzierten Alterung erfolgt auch strominduziert eine Alterung im Bulk von pin-Dioden bei Betrieb im Durchlassbereich im Dunkeln. Eine anerkannte Theorie zur Defektbildung ist das Aufbrechen von schwachen Si-Si-Bindungen durch die Rekombination fotogenerierter Ladungsträger entsprechend der Defektdynamik des Defektpoolmodells [62]. Auf dieser Grundlage kann die Defektbildung bei Alterung durch Strom und Licht in analoger Weise als injektionsinduzierter Prozess beschrieben werden. Die Beleuchtung ist also nur eine indirekte Ursache der Degradation. Die Defektbildung kann besser durch das Maß der Injektion von Überschussladungsträgern beschrieben werden.

Bei pin-Dioden ist das Maß der Injektion von der Beleuchtungsstärke und der Feldstärke in der i-Schicht abhängig. Die Injektion nimmt mit der Beleuchtungsstärke und positiverer Betriebsspannung zu. Bei Betrieb unter Sperrspannung oder moderater Vorwärtsspannung und den für Solarzellen bzw. optische Detektoren üblichen Dicken nimmt die Injektion auch mit der Dicke der Diode zu. Bei kommerziellen single-junction-a-Si:H-Solarzellen mit einer i-Schicht-Dicke im Bereich von $0,5 \mu\text{m}$ führt die Degradation typischerweise zu einer Verringerung des Sammlungswirkungsgrades von etwa 20 % bis 30 % [69]. Die prozentuale Verringerung des Kurzschlussstromes ist deutlich kleiner und kann dabei im Bereich von 5% bis 8% liegen [70]. Die Verringerung der Sammlung beruht im Wesentlichen auf der Reduzierung der Feldstärke im Bulk, welche auf die mit der Defektdichte ansteigenden Defektladungen in der i-Schicht zurückzuführen ist. Die Verringerung des Fotostromes ist aufgrund der negativen Betriebsspannung bei pin-Detektoren unter moderater Beleuchtung weniger stark ausgeprägt als bei Solarzellen vergleichbarer Dicke. Bei relativ dicken Dioden mit einer $1,4 \mu\text{m}$ starken i-Schicht wurde hingegen bei einer Alterung durch Beleuchtung mit 100 000 Lux über eine Dauer von 1000 Stunden eine Verringerung des Fotostromes bei 3 V Sperrspannung von etwa 10 % gemessen [71].

TFA-Bildsensoren werden in der Regel in Kameras mit Standardobjektiven verwendet, so dass die Beleuchtungsverhältnisse sich grundlegend von denen der Solarzellen unterscheiden können. Der Detektor ist extremen Betriebsbedingungen ausgesetzt, wenn direkte Sonneneinstrahlung vorliegt. Die Strahlung von Lichtquellen wie der Sonne wird durch das Linsensystem der Kamera sehr stark gebündelt und konzentriert sich so auf lokale Bereiche des Detektors. Das Maß der Konzentration der Beleuchtungsstärke ist stark vom verwendeten Objektiv abhängig und kann durch das Verhältnis zwischen der mittleren Beleuchtungsstärke der auf den Detektor projizierten Sonne und der Beleuchtungsstärke des einfallenden Lichtes ausgedrückt werden. Dieses Verhältnis wird im Weiteren als Sonnenlichtverstärkung V_S bezeichnet und im Anhang 8.1 hergeleitet und berechnet. Wenn einerseits alle Lichtquellen außer der Sonne und andererseits die Absorptionsverluste im Linsensystem unberücksichtigt bleiben und die Blende vollständig geöffnet ist, gilt für die Sonnenlichtverstärkung:

$$V_S = \left(\frac{2d_{SE} \cdot \sin(\theta_{\odot}/2)}{r_S} \cdot \frac{d_{EP}}{d_O} \right)^2 \quad (2)$$

Dabei sind r_S der Radius der Sonne, d_{SE} der Abstand zwischen Sonne und Erde, θ_O der Öffnungswinkel des Objektivs, d_{EP} der Durchmesser der Eingangspupille des Objektivs und d_O die Länge der Detektordiagonalen. Die Sonnenlichtverstärkung entsprechend Gleichung 2 ist beim Standardobjektiv COC 3.5/14 der Spindler Hoyer GmbH für 2/3-Zoll CCDs [72] gleich $8 \cdot 10^2$. Dies resultiert bei direkter Sonneneinstrahlung in einer Leistungsdichte von etwa 80 W/cm^2 auf einer Fläche von wenigen Hundertstel eines Quadratmillimeters. Wenn jedoch ein lichtstarkes Standardobjektiv verwendet wird und die Blende vollständig geöffnet ist, kann die Sonnenlichtverstärkung auch im Bereich von 10^4 bis 10^5 liegen. Bei so starker Beleuchtung kann sich im Sperrbereich eine Fotostromdichte von einigen kA/cm^2 ergeben. Bei üblichen Bildsensortypen werden die stark beleuchteten Detektoren dann praktisch dauernd im Leerlauf betrieben. Nur während des Resetzeitraums wird der Fotostrom über den Resettransistor abgeführt, so dass die Spannung am Detektor kurzzeitig von der Leerlaufspannung in den Sperrbereich abfällt. Aufgrund der starken Injektion ist bei direkter Sonneneinstrahlung mit einer relativ starken Alterung lokaler Bereiche zu rechnen. Die lokale Erwärmung des Detektors durch die Beleuchtung ist dabei stark von der Bewegung der Kamera abhängig.

Die maximale Erwärmung des Detektors bei direkter Sonneneinstrahlung wird im Anhang 8.1 durch eine vereinfachte Berechnung abgeschätzt. Dabei ergibt sich ein zusätzlicher thermischer Widerstand des Detektorchips für direkt eingestrahktes Sonnenlicht, der vom Objektiv abhängt und für das Standardobjektiv COC 3.5/14 etwa 15 K/W beträgt. In Serie dazu liegt der thermische Widerstand des Bildsensoregehäuses, der bei einer 68-Terminal Keramikausführung ohne Kühlkörper bei 33 K/W liegen kann [73].

Die Verlustleistung von TFA-Bildsensoren kann bei $0,25 \text{ W}$ liegen [74]. Bei lichtschwachen Objektiven ist die eingestrahkte Lichtleistung viel kleiner als die Verlustleistung der Bildsensoren, so dass sich mit dem Standardobjektiv COC 3.5/14 eine maximale zusätzliche lokale Erwärmung des Detektors aufgrund der eingestrahkten Leistung von etwa $0,5 \text{ K}$ ergibt. Diese Erwärmung hat praktisch keinen Einfluss auf die Alterung. Bei Verwendung eines lichtstarken Objektivs mit einer Einfallspupille von etwa 4 cm Durchmesser dominiert die eingestrahkte Leistung die gesamte abzuführende Leistung. Dann kann die zusätzliche Temperaturerhöhung aufgrund der eingestrahkten Leistung entsprechend obiger Abschätzung etwa zwei Größenordnungen höher sein.

Ob Beziehung 1 bei extrem hoher Beleuchtungsstärke noch zur Beschreibung der Dichte lichtinduzierter Defekte gültig ist, wurde bisher nicht untersucht. Unter Annahme der Gültigkeit dieser Beziehung kann eine Prognose darüber, wie schnell der Detektor altert, aufgestellt werden. Aus Beziehung 1 folgt, dass die Dauer der Beleuchtung, welche zu einem bestimmten Maß der Degradation führt, um den Faktor V_S^2 sinkt, wenn die Beleuchtungsstärke E_0 um den Faktor V_S erhöht wird:

$$t|_{V_S \cdot E_0} = \frac{t|_{E_0}}{V_S^2} \quad (3)$$

Dieser Zusammenhang wird durch die in Kapitel 3.4.3 vorgestellte Untersuchung des Dunkelstromes bei Alterung und speziell durch die in Abb. 13 dargestellte Defektdichte bei Alterung mit $14\,000 \text{ Lux}$ und $100\,000 \text{ Lux}$ bestätigt. Demnach wäre bei dem oben beschriebenen Objektiv die Sättigungsdefektdichte bei einem Standbild nicht erst nach 10^3 bis 10^4 Stunden sondern schon nach einer knappen Minute erreicht. Bei einem Standbild und direkter Sonneneinstrahlung werden die Pixel, welche im Bereich der Projektion der Sonne auf dem Detektor liegen, bis zu 128 s lang extrem stark beleuchtet, bis die Sonne „weitergezogen“ ist. Bei vollständig geöffneter Blende muss bei diesem Objektiv unter Voraussetzung der Gültigkeit von Beziehung 1 mit einer lokalen Alterung bis zur Sättigungsdefektdichte gerechnet werden.

Neuere Arbeiten zeigen, dass ein deutliches Ausheilen der Defekte nicht nur durch Tempern, sondern auch durch den Betrieb unter Sperrspannung bei intensiver Beleuchtung schon bei moderaten Temperaturen erreicht werden kann [68]. Bei moderater Beleuchtung wird der Detektor unter Sperrspannung betrieben, so dass demnach im Vergleich zu Solarzellen nicht nur ein langsames Altern, sondern auch eine niedrigere Sättigungsdefektdichte oder ein moderates Ausheilen der Defekte zu erwarten ist. Zudem heilen lichtinduzierte Defekte entsprechend dem Defektpoolmodell zu einem gewissen Grad schon bei niedrigen Temperaturen aus, auch wenn diese auf Wasserstoffdiffusion zurückzuführenden Prozesse bei den Betriebstemperaturen der Bildsensoren sehr langsam erfolgen. Also muss davon ausgegangen werden, dass bei TFA-Bildsensoren im Laufe des Betriebs lokale zeitliche Fluktuationen der Dangling-Bond-Dichte auftreten. Dies ist mit Änderungen der lokalen Empfindlichkeit des Detektors verbunden. Um die Änderung der Empfindlichkeit aufgrund des Staebler-Wronski-Effektes klein zu halten und niedrige degradationsbedingte Empfindlichkeitsunterschiede zu gewährleisten, können die Detektoren von TFA-Bildsensoren vorgealtert werden.

Die Degradation führt neben der Verringerung der Fotoempfindlichkeit zur Erhöhung des Dunkelstromes von pin-Dioden. Der Anstieg kann prinzipiell sowohl durch den Anstieg der thermischen Generation aufgrund erhöhter Defektdichte im Bulk der Detektoren als auch durch vermehrte Kontaktinjektion erklärt werden. Auch die Kontaktinjektion wird durch den Anstieg der Defektdichte begünstigt: Durch die Erhöhung der Defektdichte in der i-Schicht und insbesondere an der p/i-Grenzfläche kommt es zu einer Veränderung des Feldstärkeprofils in der Diode [75]. Dabei sinkt die Feldstärke in der i-Schicht. Sie steigt jedoch an den Kontakten und insbesondere an der defektreichen p/i-Grenzfläche an. Also ist aufgrund der Degradation neben dem erhöhten Generationsstrom eine verstärkte Injektion am p-Kontakt möglich.

2.8 Hopping

Aufgrund der kontinuierlichen Verteilung der Zustandsdichte im Zwischenbandbereich kann Hopping zum Ladungsträgertransport in amorphen Halbleitern beitragen. Weil der Übergang zwischen benachbarten Zuständen im statischen Fall auf thermischer Aktivierung beruht, erfolgt das Hopping bei der Fermienergie, wenn die Zustandsdichte im Bereich einiger kT um die Fermienergie als konstant betrachtet werden kann. Aufgrund des starken exponentiellen Anstiegs der Zustandsdichte zu den Bandkanten hin kann der Ladungsträgertransport beim Hopping in dotierten Halbleitern jedoch auch von der Fermienergie in die Bandausläufer verlagert werden [76].

Bei homogener Zustandsdichte sind die beim Hopping zu überwindenden Entfernungen und Energiedifferenzen zwischen benachbarten Zuständen statistisch verteilt. Mit steigender Temperatur nimmt die Energie der Ladungsträger zu, so dass die Wahrscheinlichkeit, energetisch höher liegende Zustände in der nächsten Umgebung zu erreichen, ansteigt. Dabei nimmt die Strecke, welche im Mittel beim Hopping zurückgelegt wird, ab. Dieser Zusammenhang wird in dem Modell von Mott [77] als Variable-Range-Hopping bezeichnet. Die Hoppingleitfähigkeit bei der Fermienergie ist in diesem Modell durch

$$\sigma_{hop} = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{A_{hop}}{4T}} \quad (4)$$

gegeben. Street [78] gibt für den Hoppingvorfaktor σ_0 der Leitfähigkeit einen Wert im Bereich von 0,01 bis $0,1 \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ und die Konstante A_{hop} in einfacher Form an:

$$A = 1,7 \cdot 4 \sqrt[4]{\frac{1}{l_L^3 k N_D(E_F)}} \quad (5)$$

Dabei ist l_L die Lokalisierungslänge, welche nach dem Anderson-Modell [79] den Abfall der Wellenfunktion beschreibt. Street gibt an, dass Hopping nur bei sehr hohen Defektdichten von $N_D(E_F) > 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ beobachtet werden kann. Hopping ist im Vergleich zum Transport über ausgedehnte Zustände nur schwach von der Temperatur abhängig und deshalb im statischen Zustand bei Bauteilen aus a-Si:H nur bei sehr kleinen Temperaturen von Bedeutung.

Bei hohen Frequenzen kann Hopping in defektreichen Bereichen des Bauteils zum Transport beitragen, ohne dass ein geschlossener Strompfad durch das gesamte Bauteil existiert, weil Teile durch kapazitive Verschiebungsströme überbrückt werden. Durch Vor- und Zurückhüpfen zwischen benachbarten Zuständen wird die lokale Wechselstromleitfähigkeit erhöht. Die Hoppingwechselstromleitfähigkeit bei der Fermienergie ist nach dem Modell von Austin und Mott [80] bei näherungsweise konstanter Defektdichte durch

$$\sigma_{hop}(\omega) = e^2 \cdot N_D(E_F)^2 l_0^5 \cdot kT\omega \cdot \left[\ln\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) \right]^4 \quad (6)$$

gegeben (vgl. [78]). Dabei ist ω_0 die den Gitterschwingungen zugeordnete Phononenfrequenz und l_0 ist die durchschnittliche beim Hopping zurückgelegte Entfernung der Ladungsträger. Die Hoppingwechselstromleitfähigkeit bei der Fermienergie hat eine Bedeutung bei der Beschreibung des thermischen Rauschens und bei der Interpretation von LCR-Messungen.

2.9 Strompfade

Üblicherweise wird bei der Beschreibung des Ladungsträgertransports davon ausgegangen, dass a-Si:H ein homogen aufgebauter Halbleiter ist. Diese Annahme bedeutet für die pin-Dioden mit eindimensional vom Ort abhängiger Struktur, dass auch den Transport beschreibende Größen wie Bandabstand und Beweglichkeiten nur eindimensional vom Ort abhängig sind. Bei der Beschreibung der strukturellen und kompositionellen Unordnung in Kapitel 2.2 wurde jedoch gezeigt, dass der lokale Bandabstand im amorphen Silizium örtlich variiert. Somit sind auch die Beweglichkeiten in pin-Dioden insbesondere bei einem Energieniveau in der Nähe der Kanten des elektrischen Bandabstandes dreidimensional vom Ort abhängig. Die lokale Feldstärke wird durch das in Abb. 1 dargestellte Bänderschema bestimmt. Infolgedessen kann der Strom in eine Richtung abweichend von der Richtung der externen Feldstärkekomponente über „Potentialtäler“ fließen. Diese Beschreibung ist die Grundlage für die Theorie des Transportes über diskrete Strompfade im amorphen Silizium und hat für das Rauschen des Stromes eine besondere Bedeutung: Die Ladungsänderungen einzelner Zustände führen zu lokalen Potentialänderungen, welche im Bereich einiger Atomabstände als Potentialbarrieren wirken können. Bei einem homogen aufgebauten Halbleiter können die Ladungsträger solche Hindernisse einfach umlaufen, so dass praktisch kein Einfluss auf den Stromfluss auftritt. Wenn sich jedoch der gesamte Strom über eine begrenzte Zahl von diskreten Strompfaden bewegt, dann kann durch die Umladung einzelner Zustände an bestimmten Stellen der Strompfade ein Teil des Stromes ein- oder ausgeschaltet werden. Die damit verbundene Modulierung des Stromes mit der Umladungsfrequenz der Defekte führt zu Zufallstelegraphenrauschen (vgl. [81]) und kann das Rauschen in Bauteilen aus a-Si:H bestimmen [82].

In Analogie zu den Strompfaden im Bulk von Bauteilen aus a-Si:H können auch in Schottkykontakten Tunnelpfade durch die Umladung tiefer Defekte auftreten. Bernhard et al. [83] fanden Zufallstelegraphenrauschen in Schottkydioden aus karboniertem amorphem Silizium mit Chromkontakten. Beim Zufallstelegraphenrauschen sind die Stromimpulse der einzelnen Ladungsträger stark korreliert.

3 Herstellung und Charakterisierung der pin-Diode

In diesem Kapitel wird die Herstellung der Fotodetektoren und die Bestimmung zentraler Bauteileigenschaften beschrieben. Dazu gehören die Dangling-Bond-Dichte im Bulk der Diode und die Größen des Kleinsignalersatzschaltbildes des Detektors. Bei TFA-Bildsensoren auf nicht planarisierten ASIC-Substraten treten teilweise deutlich erhöhte Dunkelströme auf. Dies war auch bei in dieser Arbeit vorgestellten Rauschmessungen an TFA-Bildsensoren zu beobachten. Um diese Ergebnisse zu erklären wird in diesem Kapitel eine Analyse des statischen Dunkelstromes vorgestellt. Die statistische Beschreibung des Rauschens setzt statische Prozesse voraus. Zur genauen Messung des Rauschens bei niedrigen Frequenzen müssen transiente Signale vermieden werden. Deshalb werden transiente Messungen des Detektorstromes beim Spannungs- und Lichtschalten vorgestellt.

3.1 Herstellung

Der Aufbau der a-Si:H-pin-Dioden ist in Abb. 3 dargestellt. Grundsätzlich bestehen pin-Dioden aus einer relativ starken intrinsischen Siliziumschicht (i-Schicht), welche zwischen verhältnismäßig dünnen und stark n- bzw. p-dotierten Siliziumschichten liegt. Als Frontelektrode dient ein transparentes leitfähiges Oxid (TCO) und die Rückelektrode besteht aus Metall. Zwischen der n-Schicht und der p-Schicht bildet sich im Gleichgewicht ein „eingebautes“ Feld zwischen den dotierten Schichten aus. Durch den Frontkontakt eingestrahelte Photonen führen zur Generation von Ladungsträgerpaaren in der pin-Diode. Der Fotostrom wird durch Elektronen, welche zum n-Kontakt driften, und Löcher, welche zum p-Kontakt driften, gebildet. Das interne Feld ermöglicht die Sammlung von in der i-Schicht fotogenerierten Ladungsträgerpaaren. Die in den dotierten Bereichen fotogenerierten Ladungsträgerpaare tragen aufgrund der mit der hohen Defektdichte verbundenen großen Rekombination kaum zum Fotostrom bei.

Die in dieser Arbeit untersuchten pin-Dioden wurden am IHE mit der Zweikammeranlage der Firma MRG (Materials Research Group) hergestellt. Die Elektrodenfläche der Prozesskammer beträgt etwa 100 cm^2 und das Plasma wird mit einer Frequenz von 13,56 MHz angeregt. Die Prozessparameter für die einzelnen Schichten und die Schichtdicken sind in Tab. 1 dargestellt. Aufgrund der niedrigen Temperaturen beim Herstellungsprozess kann die Diffusion der Dotieratome ausgeschlossen werden, so dass abrupte Übergänge zwischen den dotierten Bereichen und der i-Schicht vorhanden sind. Die Dioden wurden auf einem Glassubstrat der Firma Nippon Sheet Glass, welches mit einem 80 nm starken transparenten Kontakt aus glattem Zinnoxid beschichtet ist, abgeschieden. Daraufhin wurde ein 240 nm starker Aluminiumkontakt aufgedampft. Während die Aluminiumkontakte nasschemisch strukturiert wurden, erfolgte die Strukturierung des a-Si:H durch Plasmaätzen mit Schwefelhexafluorid. Zur Kontaktierung wurde die Al-Metallisierung der einzelnen Pixel gebondet. Die Kontaktierung des TCO-Frontkontaktes erfolgte großflächig mit Silberleitlack.

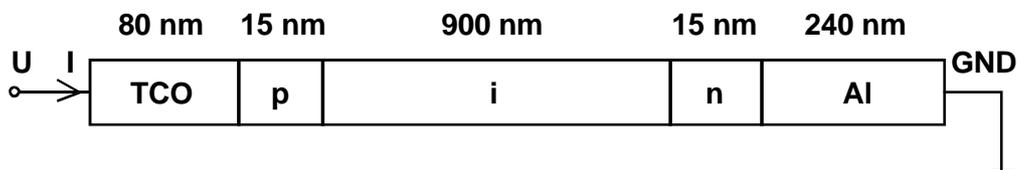


Abb. 3: Schematische Darstellung der a-Si:H-pin-Diode

Die Dicke der dotierten Bereiche ist mit 15 nm relativ groß. Dies führt zwar zu optischen Verlusten, die bei rotem Licht etwa zwei Prozent betragen und mit sinkender Wellenlänge ansteigen, doch wichtiger ist im Hinblick auf die Rauschmessungen der positive Einfluss auf den Dunkelstrom. Durch die relativ dicken Kontakte kann die Feldstärke an den Kontakten klein gehalten werden, so dass relativ niedrige Dunkelströme erreicht werden.

a-Si:H-Schicht	p-dotiert	intrinsisch	n-dotiert
Gasfluss	35 sccm	20 sccm	35 sccm
Prozessgasanteil	57 % SiH ₄	100 % SiH ₄	57 % SiH ₄
Dotiergasanteil	1,3 % B ₂ H ₆ (+ 41,7 % He)	-	1,3 % PH ₃ (+ 41,7 % H ₂)
Dotiergasverhältnis	B ₂ H ₆ / SiH ₄ = 2,3 %		PH ₃ / SiH ₄ = 2,3 %
Substrattemperatur	130°C	200°C	200°C
Prozessdruck	0,7 Torr	0,7 Torr	0,7 Torr
RF-Leistungsdichte	50 mW/cm ²	30 mW/cm ²	50 mW/cm ²
Schichtdicke	15 nm	900 nm	15 nm

Tab. 1: Prozessparameter für die verwendeten pin-Dioden

Zudem wurden Messungen an Prototypen von TFA-Bildsensoren der Silicon Vision AG durchgeführt, deren a-Si:H-Fotodioden am IHE mit der modularen Clusteranlage der Firma MVSystems Inc. produziert wurden. Diese Anlage ist mit einer Sputterkammer zur Herstellung von TCO (Transparent Conductive Oxide) und vier PECVD-Kammern ausgerüstet. In dieser Anlage können sowohl intrinsische und dotierte Schichten als auch mit Kohlenstoff oder Germanium legierte Schichten sowie transparente Frontkontakte hergestellt werden, wobei das Substrat zwischen den einzelnen Prozesskammern im Hochvakuum transportiert wird.

3.2 Defektdichte

Die Defektdichte im Bulk der Dioden wurde mittels der Konstantfotostrommethode (CPM) [84] bei einer i-Schicht mit entsprechenden Herstellungsparametern und koplanaren Kontakten untersucht. Dieses Verfahren wurde von Rieve [85] ausführlich dargestellt. Die CPM-Messungen liefern den relativen Absorptionskoeffizienten α als Funktion der Photonenenergie im Bereich unterhalb des Bandabstandes. Im optischen Bereich wird der Absorptionskoeffizient durch Reflektions- und Transmissionsmessungen [86] bestimmt. Die Skalierung des relativen Absorptionskoeffizienten durch Korrelation mit den Messdaten des Absorptionskoeffizienten im Bereich der optischen Bandkante ist am Beispiel einer getemperten Probe in Abb. 4 dargestellt.

Der gemessene Verlauf des Absorptionskoeffizienten ist durch den Einfluss von Interferenzen verfälscht. Der korrigierte Verlauf wird durch Filterung ermittelt und ermöglicht die Konstruktion der Asymptoten im exponentiellen Bereich. Die Absorption erfolgt bei kleiner Photonenenergie unter Anregung von Dangling-Bonds in Bandzustände, wobei der Absorptionskoeffizient nur moderat mit der Energie ansteigt. Bei größerer Photonenenergie bis in den Bereich des Bandabstandes dominieren Übergänge vom exponentiellen Valenzbandausläufer in das Leitungsband die Absorption, so dass sich ein exponentieller Anstieg des Absorptionskoeffizienten ergibt, welcher als Urbachtail bezeichnet wird. Die integrale Defektdichte N'_D der tiefen Zustände kann nach Pierz et al. [87] aus dem defektbezogenen Absorptionskoeffizienten α_D beim Überschreiten des extrapolierten Urbachtails mit der Konstanten $M_P \sim 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ berechnet werden:

$$N'_D = \alpha_D \cdot M_P \quad (7)$$

Wyrsh [88] gibt ein Berechnungsverfahren für die Dichte der tiefen Defekte in a-Si:H an, welches nach Siebke et al. [89] bei undotierten Proben mit einer Konstanten von $M_S = 2,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ angewendet werden kann:

$$N'_D = \alpha(1,2 \text{ eV}) \cdot M_S \quad (8)$$

Das erste Verfahren ergibt einen Wert für die effektive Defektdichte von etwa $4,6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, während das zweite Verfahren zu einem Wert von $5,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ führt. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung und lassen auf eine Defektdichte von etwa $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ schließen. Die Defektdichte steigt durch 10-stündige Alterung bei 200 000 Lux um etwa eine Größenordnung. Es wurde ein Anstieg der Defektdichte von $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ im getemperten Zustand auf $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ im gealterten Zustand gemessen.

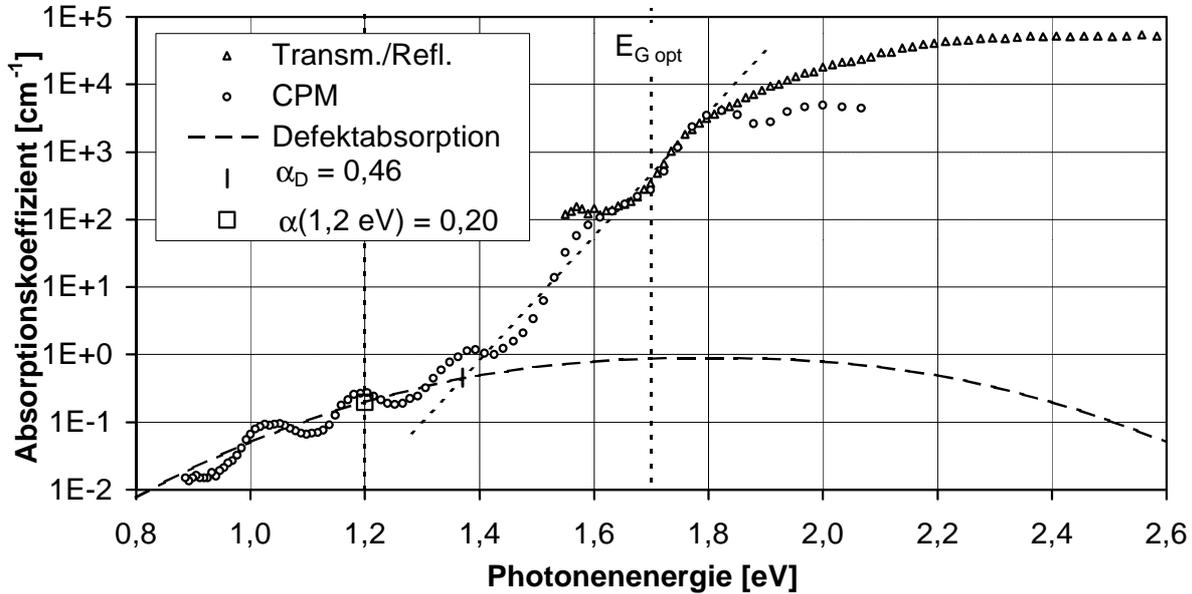


Abb. 4: Absorptionskoeffizient von getempertem $a\text{-Si:H}$ aus Transmissionsreflektionsmessungen sowie aus CPM-Messungen

3.3 Fotostrom

Der Fotostrom I_F ist die Differenz zwischen dem Hellstrom I_H und dem Dunkelstrom I_D :

$$I_F = I_H - I_D \quad (9)$$

Der gemessene Hell- und Dunkelstrom der pin-Diode nach 10-stündiger Alterung mit 200 000 Lux ist in Abb. 5 mit dem berechneten Fotostrom dargestellt. Der Stromtransport fotogenerierter Ladungsträger wird durch die elektrische Feldstärke im Bulk der Diode bestimmt. Das interne Feld ergibt sich aus dem „eingebauten“ Feld, welches auf den Dotierungsunterschieden von n- und p-Schicht beruht und einem zusätzlichen Feld, welches auf die angelegte Detektorspannung zurückgeführt werden kann. Der Fotostrom ist eine Funktion der Detektorspannung. Die interne Feldstärke wird durch Anlegen einer negativen Spannung verstärkt. Bei einer Sperrspannung von einigen Volt werden praktisch alle in der i-Schicht generierten Ladungsträger gesammelt, so dass der Fotostrom in Sättigung geht. Durch Anlegen einer positiven Spannung wird die interne Feldstärke abgeschwächt, bis eine Feldstärkeumkehr im Bereich der Mitte der i-Schicht einsetzt. Also nimmt der Fotostrom mit steigender Durchlassspannung betragsmäßig ab, bis er beim Erreichen der Übergangsspannung $U_{\bar{U}}$ das Vorzeichen wechselt. Bei der Übergangsspannung schneiden sich die Hell- und Dunkelkennlinie. Der Vorzeichenwechsel von $U_{\bar{U}}$ wird als Übergang vom primären zum sekundären Fotostrombereich beschrieben (vgl. [90]). Auch der Hellstrom nimmt bei steigender Durchlassspannung ab. Er wechselt bei der Leerlaufspannung U_L das Vorzeichen. Der Fotostrom und der Dunkelstrom sind bei U_L vom Betrag her gleich groß und unterschiedlich gerichtet. Bei den gealterten Dioden und einer Beleuchtung mit einer Halogenlampe und 1000 Lux liegt die Leerlaufspannung bei 0,62 V und die Übergangsspannung bei 0,75 V. Aufgrund der wellenlängenabhängigen optischen Absorption und des ortsabhängigen Feldstärkeverlaufs sind die Parameter U_L und $U_{\bar{U}}$ jedoch unter anderem von der Wellenlänge des Lichtes abhängig (vgl. [91]).

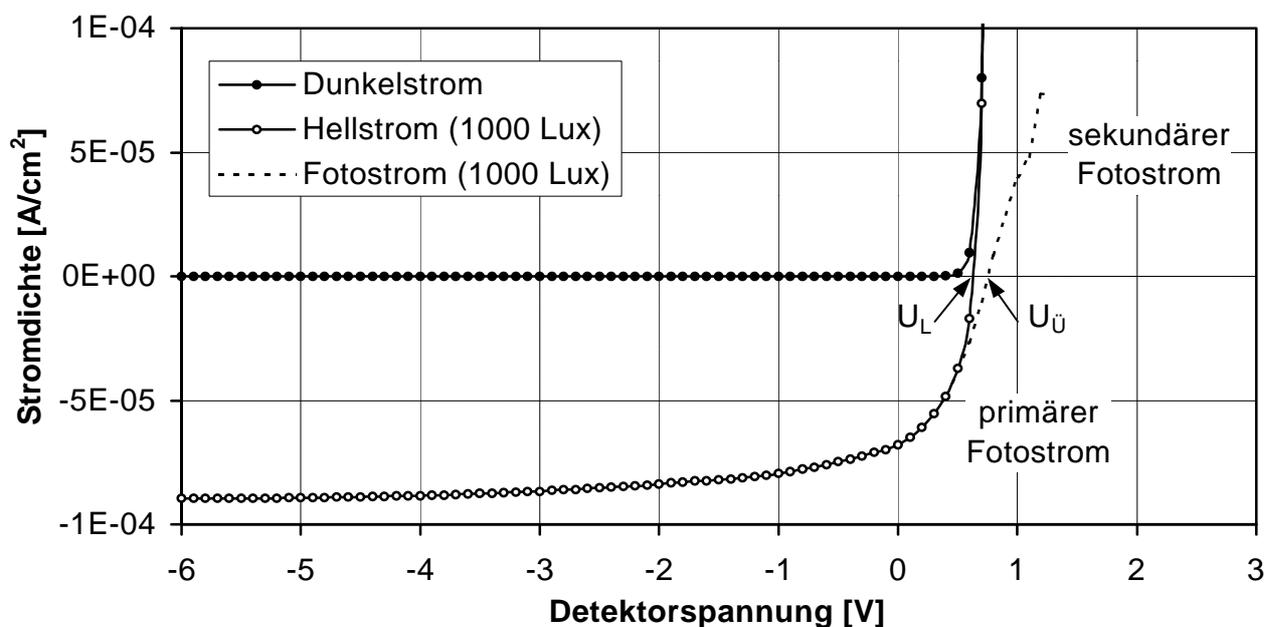


Abb. 5: Hellstrom bei Beleuchtung mit einer Halogenlampe und 1000 Lux und Dunkelstrom der pin-Diode sowie berechneter Fotostrom

3.4 Dunkelstrom

Der Dunkelstrom der Detektoren ist eine in Bezug auf die Anwendung in TFA-Bildsensoren und zur Beschreibung des Rauschens bedeutende Größe. Die bei TFA-Bildsensoren als Fotodetektoren verwendeten a-Si:H-pin-Dioden werden im Sperrbereich betrieben. Der statische Dunkelstrom der Dioden setzt sich in diesem Arbeitsbereich aus dem relativ kleinen Minoritätsträgerdiffusionsstrom, dem thermischen Generationsstrom und dem Kontaktinjektionsstrom zusammen.

Die Berechnung der Kennlinie von pin-Dioden ist aufgrund der Defekte im Zwischenbandbereich eine komplexe Aufgabe. Die Defektbesetzung variiert stark mit der angelegten Spannung, so dass Raumladung, Feldstärke und Bandverläufe schwer zu bestimmen sind. Deshalb werden Programme, welche die Halbleitergleichungen numerisch lösen, zur Beschreibung von amorphem Silizium und von Bauelementen aus amorphem Silizium eingesetzt (z. B. [92, 93, 94, 95]). Während numerische Berechnungen von pin-Dioden eine gute Beschreibung im Durchlassbereich ermöglichen, wurden meines Wissens bislang keine numerischen Berechnungen der Dunkelkennlinie im Sperrbereich vorgestellt. Dies ist einerseits dadurch zu erklären, dass die Simulationen des Bauteilverhaltens von pin-Dioden meist auf die Anwendung als Solarzellen abzielen, bei denen der Dunkelsperrstrom keine besondere Bedeutung hat. Andererseits wird der Dunkelsperrstrom oft durch den Kontaktinjektionsstrom dominiert. Die Kontaktinjektion wird meist im Wesentlichen durch die Qualität der Grenzfläche zwischen den dotierten Schichten und den Kontakten bestimmt. Der Zusammenhang zwischen den Grenzflächeneigenschaften und dem Herstellungsprozess ist oft schwierig zu erfassen, insbesondere wenn die Grenzschicht während der Herstellung der Luft ausgesetzt wird. Wenn der Kontaktinjektionsstrom nennenswert zum Strom im Sperrbereich beiträgt können durch den Vergleich von Messung und Simulation kaum Rückschlüsse auf Bauteilparameter gewonnen werden, so dass das Interesse an Simulationen in diesem Bereich vergleichsweise gering ist.

Zu den bekanntesten analytischen Modellen gehören die von Wagemann und Eschrich [96] sowie von Furlan, Smole und Popovic [97]. Diese Modelle versagen bei der Beschreibung des Sperrbetriebs, da keine Generation im Bulk vorgesehen ist. Eine Übereinstimmung von Theorie und Praxis ist bei diesen Modellen im Sperrbereich nur gegeben, wenn ein relativ kleiner Parallelwiderstand vorhanden ist (z. B. [98]).

Bei a-Si:H-pin-Dioden ist die Kenntnis transienter Vorgänge zur Vermeidung von Fehlern bei der Aufnahme statischer Kennlinien von besonderer Bedeutung. Mit zunehmender Sperrspannung kommt es bei der Verarmung der i-Schicht zu einer langsamen Verschiebung der Trap-Quasifermienergie, was mit der Umladung tiefer Defekte verbunden ist. Dies führt zu langsamen Änderungen des Dunkelstromes mit Zeitkonstanten bis in den Bereich von 100 s [99]. Die Änderung der Trap-Quasifermienergie bestimmt die Verarmungsladung, welche der Umladung der Dangling-Bonds entspricht. Street [100] gibt für die Verarmungsladung bei einer Änderung des Arbeitspunktes vom Gleichgewicht zur vollständigen Verarmung für defektarmes amorphes Silizium einen Wert von $8 \cdot 10^{-5} \text{ As/cm}^3$ an. Die Verarmungsladung ist damit bei den $0,9 \mu\text{m}$ dicken getemperten Dioden etwa so groß wie die Ladungsänderung auf der geometrischen Kapazität bei einer Spannungsänderung von $0,7 \text{ V}$ und mit einem sehr langsamen Umladungsmechanismus verbunden. Darüber hinaus wurden in a-Si:H-pin-Dioden sogar Stromänderungen über mehrere Stunden beobachtet, welche einer spannungsabhängigen Metastabilität der p/i-Grenzfläche zugeordnet werden [101].

Im Hinblick auf die statische Bestimmung der Kennlinie muss das langsame transiente Verhalten berücksichtigt werden. Bei unvollständiger Verarmung muss die Aufnahme der Kennlinie mit großen Verzögerungszeiten zwischen dem Anlegen der Spannung und der Messung des Stromes erfolgen. Die Summe der Verzögerungszeiten vom Gleichgewicht bis zur vollständigen Verarmung sollte viel größer als die Zeitkonstante der Änderungen des Dunkelstromes sein. Bei einem Spannungssprung bei größeren Sperrspannungen tritt kein großer Einfluss von langsamen Defektumladungen mehr auf, wenn der Zustand vollständiger Verarmung beibehalten wird.

Der statische Dunkelstrom I_D im Sperrbereich ist in Abb. 6 und Abb. 7 dargestellt. Dioden, welche Generation bzw. Rekombination in der Raumladungszone aufweisen, werden im Allgemeinen durch Erweiterung der Shockleyschen Diodenkennlinie um den Idealitätsfaktor n_D mit $1 < n_D < 2$ beschrieben. Zudem ist die Erweiterung um einen Serienwiderstand R_S sinnvoll:

$$I_D = I_S \cdot \left(e^{\frac{U - R_S \cdot I_D}{n_D \cdot U_T}} - 1 \right) \quad \text{mit} \quad U_T = \frac{kT}{e} \quad (10)$$

Dabei sind I_S der Betrag des Sperrsättigungsstromes und U_T die Temperaturspannung. Bei Dioden mit parasitären Randleckströmen wird bisweilen vereinfachend noch ein Parallelwiderstand im Bereich einiger Megaohm berücksichtigt. Aufgrund der Messergebnisse muss dieser Ansatz zur physikalischen Beschreibung des Kontaktinjektionsstromes und des Rauschens jedoch in Frage gestellt werden: Auch bei den Pixeln mit hoher Kontaktinjektion führte die Beschreibung der Kennlinie durch einen Parallelwiderstand im Bereich des thermodynamischen Gleichgewichtes kaum zur Verbesserung der Übereinstimmung mit den Messungen des Dunkelstromes. Der Kontaktinjektionsstrom führt zu Schrotrauschen und kann somit nicht durch einen thermisch rauschenden Widerstand beschrieben werden. Der spezifische Parallelwiderstand lag bei den untersuchten Dioden im Bereich von $10 \text{ G}\Omega\text{cm}^2$.

Der in Abb. 6 und Abb. 7 dargestellte Kennlinienfit wurde entsprechend der Shockleyschen Bedingung der schwachen Injektion in der Nähe des thermodynamischen Gleichgewichtes durchgeführt und stimmt im Bereich von $-0,1 \text{ V}$ bis $0,3 \text{ V}$ sehr gut mit der Messung überein. Mit zunehmender Spannung wird der Diodenstrom jedoch begrenzt, so dass er weniger stark exponentiell ansteigt. Bei hoher Stromdichte von einigen mA/cm^2 bis zu einigen A/cm^2 begrenzt der Serienwiderstand der pin-Diode zunehmend den Stromanstieg, bis sich ein linearer Anstieg einstellt. Bei kleineren Stromdichten tritt eine Raumladungsbegrenzung des Stromes auf. Dieser Effekt wird auch als Space Charge Limited Current (SCLC) bezeichnet und beruht auf dem nichtidealen Verhalten der Kontakte. Stiebig [102] erklärt diesen Effekt durch die begrenzte Möglichkeit der Injektion von Löchern in der p-Schicht und berücksichtigt diesen Effekt bei numerischen Simulationen durch ein erhöhtes Kontaktpotential am TCO/P-Übergang, was einer

Verringerung der Löcherkonzentration am p-Kontakt entspricht. Wenn bei steigender Vorwärtsspannung die Injektion von Löchern begrenzt wird, stehen nicht mehr so viele Rekombinationspartner für die Elektronen zur Verfügung, so dass die Elektronenkonzentration ansteigt. Dadurch wird im Bereich des i/n-Überganges eine Potentialbarriere aufgebaut [102], welche die Injektion der Elektronen erschwert. Also ist der exponentielle Anstieg, auch schon bevor ein nennenswerter Spannungsabfall am Serienwiderstand auftritt, mit zunehmender Spannung weniger stark ausgeprägt.

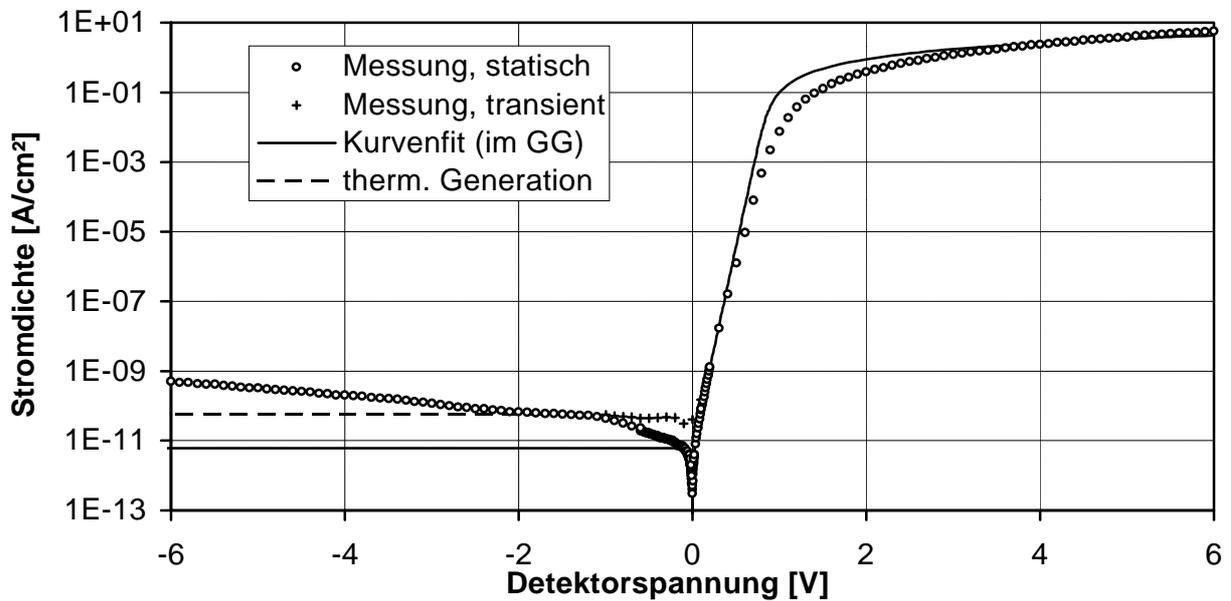


Abb. 6: Strom/Spannungs-Kennlinie der pin-Diode sowie Kurvenfit im thermodynamischen Gleichgewicht mit $n_D = 1,44$, $J_S = 6 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$, $R_S' = 1,15 \text{ W cm}^2$

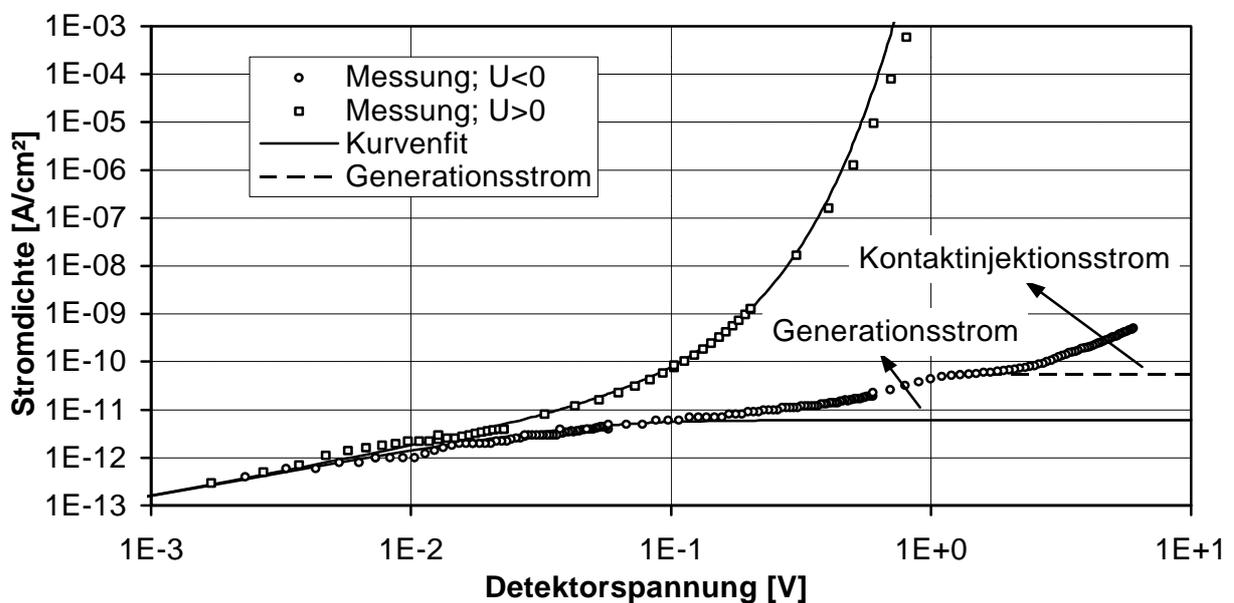


Abb. 7: Strom/Spannungs-Kennlinie der pin-Diode im Bereich des Gleichgewichtes in doppelt logarithmischer Darstellung

Wenn die Parameter der Shockleyschen Kennlinie nicht im Bereich des thermodynamischen Gleichgewichtes, sondern beispielsweise bei Spannungen im Bereich von 0,5 V bis 1 V durch einen Fit ermittelt werden, ergeben sich höhere Werte für Sperrsättigungsstrom und Idealitätsfaktor, welche bei schwacher Injektion nicht mit der Kennlinie übereinstimmen. Phänomenologisch kann der Anstieg des Idealitätsfaktors durch die Erhöhung des Rekombi-

nationsanteils des Stromes aufgrund der Raumladungsbegrenzung erklärt werden. Bei kleinen Durchlassspannungen wurde ein Idealitätsfaktor von $n_D = 1,44$ ermittelt.

Im Sperrbereich und insbesondere bei kleiner Sperrspannung können langsame Umladungen von tiefen Defekten zu einer Verfälschung der Messergebnisse des statischen Dunkelstromes führen. In Abb. 6 ist eine mit einer Verzögerungszeit von 3 s und Spannungsschritten von 100 mV aufgenommene Kennlinie eingezeichnet, welche durch transiente Effekte verfälscht ist. Um solche Messfehler zu verhindern muss die Messung der Kennlinie in diesem Bereich mit kleinen Spannungsschritten und mit einer großen Verzögerungszeit zwischen der Aufnahme der einzelnen Messpunkte durchgeführt werden.

Bei kleiner Sperrspannung trägt der Minoritätsträgerdiffusionsstrom der in den dotierten Bereichen thermisch generierten Ladungsträger nennenswert zum Sperrstrom bei. Die Ladungsträger diffundieren aufgrund der Absenkung der Minoritätskonzentrationen bei zunehmender Verarmung zu den Rändern der Raumladungszone und werden dann vom Feld zum anderen Ende der Raumladungszone transportiert. Bei einigen hundert Millivolt Sperrspannung steigt der Dunkelstrom aufgrund der thermischen Generation in der Raumladungszone deutlich über den aus dem Fit ermittelten Sperrsättigungsstrom an. Der Generationsstrom nimmt bei steigender Sperrspannung zu, dominiert den Gesamtstrom bei hinreichend guten Kontakten im Bereich von einigen Hundert Millivolt bis zum Erreichen der vollständigen Verarmung und bleibt dann konstant. Insbesondere bei der doppelt logarithmischen Darstellung ist im Bereich von $-1,2$ V bis -2 V ein Plateau zu erkennen. Der Anfang des Plateaus bei etwa $-1,2$ V zeigt an, dass bei dieser Spannung vollständige Verarmung erreicht wird. Diese Angabe bezieht sich auf die Diode mit einer $0,9 \mu\text{m}$ starken i-Schicht. Die Spannung, bei der die vollständige Verarmung erreicht wird, steigt mit der Dicke der Diode an. Die Kontaktinjektion von Minoritätsladungsträgern führt darüber hinaus zu einem Ansteigen des Dunkelstromes bei zunehmender Sperrspannung.

3.4.1 Generationsstrom

Wenn der Fotodetektor im Dunkelfall bei einer Sperrspannung von einigen Volt betrieben wird, werden alle in der i-Schicht thermisch generierten Ladungsträger gesammelt, so dass von vollständiger Verarmung ausgegangen werden kann. Die thermische Generation erfolgt über Zwischenbandzustände. Dabei folgt entsprechend dem Modell von Taylor und Simmons [103] auf jede Emission eines Elektrons von einer Störstelle ins Leitungsband eine Emission eines Loches aus derselben Störstelle ins Valenzband. Die Generation über Dangling-Bonds erlaubt zwar auch andere Abfolgen der Emissionen, doch auch hierbei ist die Beschreibung als alternierende Emission eine gute Näherung, weil die Korrelationsenergie viel größer als kT ist. Die Herleitung des Generationsstromes und Vereinfachungen bei der Berechnung sowie eine Darstellung der Beiträge der Störstellen zur Generation als Funktion der Energie werden im Anhang 1.1 vorgestellt.

Die Trap-Quasifermienergie E_{tqf} , bei der die Besetzungswahrscheinlichkeit gleich 0,5 ist, wird durch den Bandabstand E_G , die Verhältnisse der Einfangquerschnitte σ_p und σ_n von Elektronen und Löchern sowie die effektiven Zustandsdichten N_V und N_C an den Bandkanten bestimmt:

$$E_{tqf} = E_C - \frac{E_G}{2} + \frac{kT}{2} \cdot \ln \left(\frac{\sigma_p \cdot N_V}{\sigma_n \cdot N_C} \right) \quad (11)$$

Mit einem Verhältnis von Löcher- und Elektroneneinfangquerschnitten im Bereich von 10 [104] und gleichen effektiven Zustandsdichten liegt die Trap-Quasifermienergie etwa 30 meV über der Mitte der Beweglichkeitslücke. Die Rate der Generation von Elektronenlochpaaren einer Störstelle ist bei dieser Energie durch

$$r(E_{tqf}) = \frac{1}{2} \cdot v_{th} \cdot \sigma_n \cdot N_C \cdot e^{-\frac{E_{tqf} - E_C}{kT}} \quad (12)$$

gegeben. Dabei ist v_{th} die thermische Geschwindigkeit der Elektronen. Diese Rate nimmt zu den Bandkanten hin exponentiell ab, so dass praktisch die gesamte thermische Generation über die Störstellen im Bereich einiger kT um E_{tqf} erfolgt. In einem so schmalen energetischen Bereich ist die Voraussetzung einer konstanten Defektdichte $N_D(E)$ zur Berechnung der thermischen Generation gerechtfertigt. Durch Integration über die gesamte Bandlücke kommt man dann zu dem Ergebnis, dass die Zusammenfassung der Defekte im Bereich $E_{tqf} \pm \pi/2 kT$ auf der Energie E_{tqf} bei konstanter Defektdichte den Beiträgen aller Störstellen in der Bandlücke entspricht. So ergibt sich mit der Beziehung $\omega_0 = v \sigma_n N_C$ entsprechend des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts eine einfache Beziehung für den Generationsstrom:

$$J = e \cdot d \cdot N(E_{tqf}) \cdot \frac{\pi}{2} kT \cdot \omega_0 \cdot e^{-\frac{E_{tqf} - E_C}{kT}} \quad (13)$$

Die Stromdichte der thermischen Generation ist also bei vollständiger Verarmung proportional zur Zustandsdichte bei E_{qf} im Bereich der Mitte der Bandlücke und zur Dicke d der Diode. Mit einer effektiven Aktivierungsenergie von 0,895 eV, einer Zustandsdichte von $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ und einer Attempt-to-Escape-Frequenz ω_0 von 10^{13} s^{-1} ergibt sich ein Generationsstrom von $0,04 \text{ nA/cm}^2$ bei einer $1 \mu\text{m}$ dicken Diode. Als Maßnahmen zur Reduktion des thermischen Generationsstromes kommen einerseits die Absenkung der Defektdichte und andererseits die Karbonierung in Frage. Obwohl durch die Karbonierung neben dem Bandabstand auch die Defektdichte ansteigt, kann der Generationsstrom entsprechend Gleichung 13 und der von Jin [105] bestimmten Daten für Defektdichte und Bandabstand um etwa eine Größenordnung reduziert werden.

3.4.2 Kontaktinjektionsstrom

Der Dunkelstrom von pin-Dioden kann deutlich größer als der thermische Generationsstrom sein. Schon bei moderaten Sperrspannungen übersteigt er oft den Sperrsättigungsstrom. Dies ist auch zu beobachten, wenn Randleckströme ausgeschlossen werden können. Bei den pin-Dioden auf Glassubstrat, welche zur Messung der spektralen Rauschleistungsdichte hergestellt wurden, ist der Dunkelstrom etwa doppelt so hoch wie der berechnete Generationsstrom. Bei den pi/Cr-Dioden auf weitestgehend planaren Wafern zeigte sich der dreifache und bei den nicht planarierten Standardwafern ein um etwa drei Größenordnungen erhöhter Dunkelstrom gegenüber dem berechneten Generationsstrom.

Im Weiteren sollen erst die Verhältnisse bei Dioden auf planaren Substraten und dann die Besonderheiten bei Diodenarrays auf unebenen Substraten beschrieben werden. Street [99] gibt als Erklärung der Kontaktinjektion bei pin-Dioden Tunnelströme an, die zur Reduzierung der effektiven Barrierenhöhe zwischen n-Gebiet und p-Gebiet führen und somit den Injektionsstrom verursachen:

$$J_{inj} = J_0 \cdot e^{-\frac{e \cdot E_K \cdot l_t}{kT}} \quad (14)$$

E_K ist die Feldstärke am Kontakt und l_t ist die effektive Tunnellänge, welche im Bereich von 10 nm liegt [99]. Zur Reduzierung des Dunkelstromes ist demnach im Wesentlichen die Reduzierung der Feldstärke im Bereich der Kontakte wichtig. Diesem Kriterium kommt bei der TFA-Technologie besondere Bedeutung zu, da einerseits durch die Abscheidung des Fotodetektors auf dem unebenen ASIC und andererseits durch Randeffekte an den Pixelrückkontakten lokale Feldstärkespitzen auftreten, welche zu erhöhten Injektionsströmen führen können.

Viele Untersuchungen deuten darauf hin, dass die p-seitigen Injektionsströme den gesamten Injektionsstrom dominieren: Aufgrund der hohen Defektdichte im Bereich der p/i-Grenzfläche und der damit verbundenen Raumladungen [106] kommt es zur Erhöhung der Feldstärke im Bereich des p/i-Übergangs sowie zur Verringerung im Volumen der Diode, so dass die Feld-

stärke im Bereich der p/i-Grenzfläche deutlich größer ist als im Bereich der n/i-Grenzfläche. Fujieda et al. [107] sind der Vorstellung, dass der mit hohen Injektionsströmen verbundene Durchbruch bei pin-Dioden wahrscheinlich in der Nähe der Metall/p-Schicht-Grenzfläche auftritt und berichten, dass der Durchbruch durch das Verschieben der Feldstärkespitze weg von dieser Grenzfläche vermieden werden kann. Auch zur Unterdrückung von Injektionsströmen bei amorphen Lawinenfotodioden, welche bei extrem hohen Sperrspannungen von einigen Hundert Volt betrieben werden, wurden Maßnahmen zur Reduzierung der Feldstärke im Bereich der p-Schicht erfolgreich angewendet: Hong et al. [108] erreichten dies durch Verwendung zusätzlicher eingegrabener dotierter Schichten.

Lokale Feldstärkespitzen treten bei Pixelarrays auf unebenen Substraten in den Detektoren sowohl am Rückkontakt als auch am Frontkontakt auf. Bei der Abscheidung von a-Si:H auf unebenen Substraten entstehen zudem teilweise hohe Defektdichten. Dies führt im Vergleich zu Dioden mit ausgedehntem Rückkontakt auf ebenen Substraten zu einem erhöhten Injektionsstrom. Die Feldstärke im Detektor wird wesentlich durch die geometrischen Verhältnisse und die substratseitigen Randbedingungen für das Potential beeinflusst. Zur Veranschaulichung dieses Problems wird im Folgenden vereinfachend das Feld in einer entsprechenden Kondensatoranordnung mit homogenem Dielektrikum als zweidimensionales Problem betrachtet, wobei das Dielektrikum der i-Schicht des Detektors entspricht. In Abb. 8 ist die Topografie des Substrates im Bereich eines Pixels stark vereinfacht im Schnittbild dargestellt. Dabei wird ein Neigungswinkel von 60° für die Flanken der $1\ \mu\text{m}$ tiefen Kontaktlöcher und eine anisotrope Abscheidung angenommen.

Zur Verdeutlichung der prinzipiellen Feldstärkeverteilung sind die berechneten Äquipotentiallinien für das halbe Pixel in Abb. 9 dargestellt. Lokale Feldstärkespitzen treten an den Begrenzungen der Rückkontakte (P1) sowie an hervortretenden Kanten (P2-P4) insbesondere bei relativ kleiner normalisierter Dicke der i-Schicht (P2, P3) auf. In diesem Fall steigt die Feldstärke an den Umrandungen des Rückkontaktes auf das Doppelte und bei den Punkten P2 und P3 auf mehr als das Dreifache der mittleren Feldstärke im Pixelzentrum (P5) an.

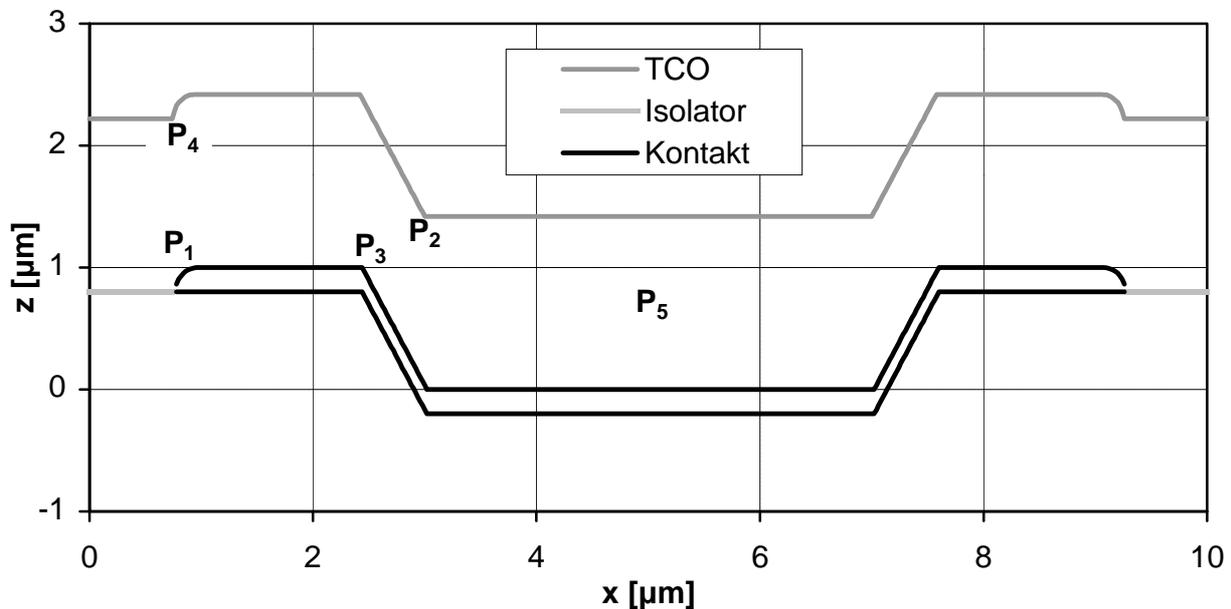


Abb. 8: Schematische stark vereinfachte Darstellung der Topografie eines Pixels mit einem $0,2\ \mu\text{m}$ starken Rückkontakt und einem $1,4\ \mu\text{m}$ dicken a-Si:H-Detektor

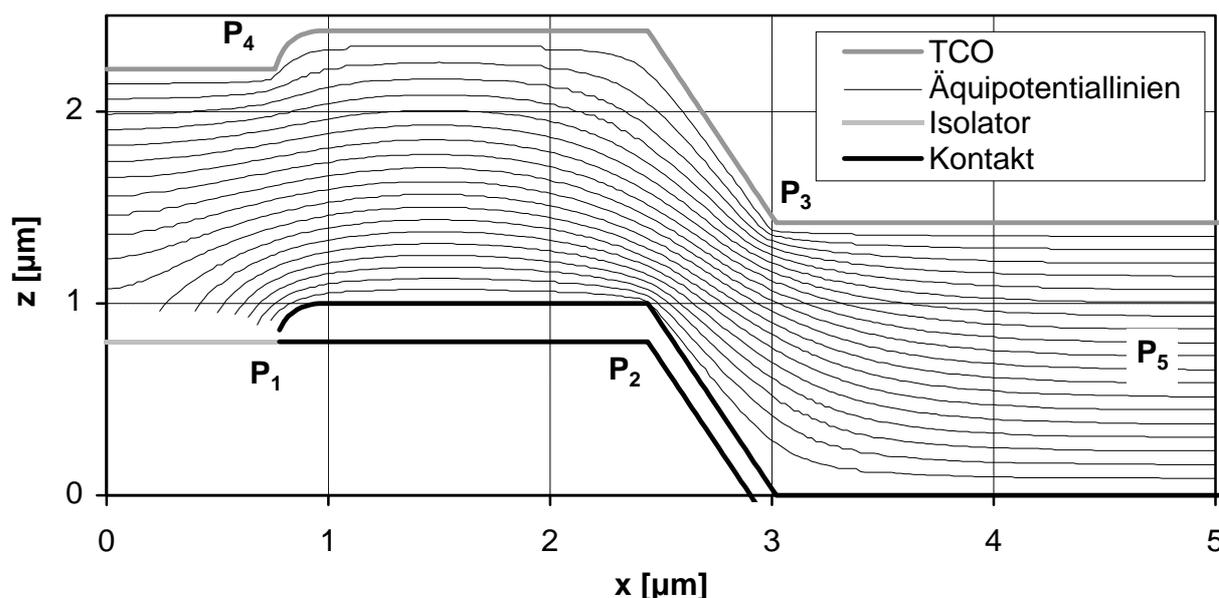


Abb. 9: Berechnete Äquipotentiallinien in einer Kondensatoranordnung entsprechend einer Pixelhälfte des in Abb. 8 dargestellten Pixels

Die maximale Feldstärke steigt mit sinkenden Krümmungsradien der entsprechenden Grenzflächen an. Bei der plasmaunterstützten chemischen Dampfabscheidung amorpher Schichten können bei relativ tiefen und schmalen Gräben im Substrat am Frontkontakt kleinere Krümmungsradien der Grenzfläche auftreten als beim Rückkontakt [109]. Dieses Phänomen tritt auf, weil aufgrund der Natur des physikalisch-chemischen PECVD-Verfahrens die Aufwachsrate an den Innenkanten des Substrates minimal ist. Diese ungleichmäßige Abscheidung kann teilweise auf die lokale Feldstärkeverteilung bei der plasmaunterstützten Abscheidung, welche durch Topografie, Leitfähigkeit und dielektrische Eigenschaften des Substrates beeinflusst wird, zurückgeführt werden. Auch der diffusionsbedingte Anteil der Abscheidung trägt zu diesem Phänomen bei. Im Bereich der Innenkanten der Gräben entstehen insbesondere bei stark ausgeprägten, tiefen und schmalen Gräben interne defektreiche Oberflächen im Material in Form von ausgedehnten Voids [111], weil sich bei der Abscheidung verschiedene Oberflächen nähern und schließlich treffen. Dort, wo die Oberflächen zusammenwachsen, treten sehr kleine Krümmungsradien auf. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 10 für das PECVD-Verfahren und in Abb. 11 für ein PVD-Verfahren dargestellt. Solche defektreichen Bereiche treten auch bei Solarzellen auf, welche auf kristallin strukturiertem TCO abgeschieden werden. Sie werden mit exzessiver Rekombination und mit Leckströmen in Verbindung gebracht [112]. Bei der weniger stark ausgeprägten Topografie von ASIC-Substraten ist entweder mit Voidoberflächen oder zumindest mit defektreichen Bereichen zu rechnen. Diese Bereiche hoher Defektdichte und minimaler normalisierter p-Schicht-Dicke schließen direkt an die Feldstärkeespitzen der p-Schicht-Äquipotentialfläche an, was am Frontkontakt zu lokalen Injektionsströmen führt. Durch die Planarisierung werden vor allem die Feldstärkeespitzen am TCO/p-Kontakt reduziert. Am Rückkontakt hingegen liegen die defektreichen Bereiche bei lokalen Minima der Feldstärke, so dass dort deutlich kleinere Injektionsströme zu erwarten sind (vgl. Abb. 9). Darüber hinaus treten aufgrund der Begrenzung der Äquipotentialfläche an den Kanten und Ecken des Rückkontaktes Randeffekte auf, welche unabhängig von der Topografie des Substrates zu Feldstärkeespitzen führen und nur unwesentlich durch die Planarisierung reduziert werden können.

Die Planarisierung hat sich als effektives Mittel zur Reduzierung des Dunkelstromes herausgestellt, so dass bei pin-Dioden auf unebenen Substraten der Injektionsstrom im Wesentlichen der p-Seite zugeordnet werden kann. Es ist davon auszugehen, dass der Kontaktinjektionsstrom von TFA-Bildsensoren mit pin-Dioden auf unebenen Substraten bei etwa gleich dicken dotierten

Gebieten durch die Injektion von Elektronen am TCO/p-Kontakt dominiert wird. Die Analyse des Dunkelstromes bei Pixeln auf unebenen und planarisierten ASIC-Substraten bestätigt also die Dominanz des Injektionsstromes vom p-Frontkontakt. Durch Reduzierung der Unebenheiten des ASIC-Substrates kann der Dunkelsperrstrom bei TFA-Bildsensoren bis auf $0,2 \text{ nA/cm}^2$ reduziert werden [110].

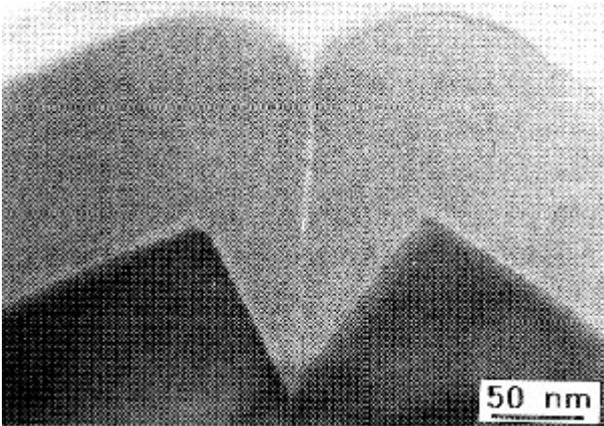


Abb. 10: Defektreicher Bereich bei $a\text{-Si:H}$ (PECVD) auf texturiertem TCO (aus [111])

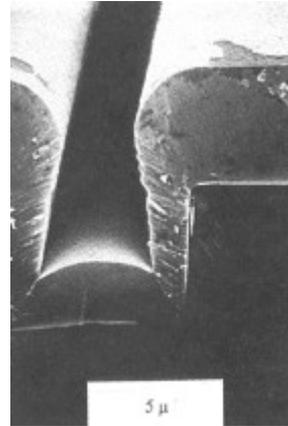


Abb. 11: Interne Defektoberflächen bei $a\text{-Si:H}$ (PVD) auf strukturiertem Substrat (aus [112])

Die Erhöhung der Dicke der p-Schicht ist ein Mittel zur Reduzierung der Feldstärke im Bereich der TCO/p-Grenzfläche, doch diese Maßnahme ist mit dem Nachteil vermehrter Absorptionsverluste insbesondere im kurzwelligen Bereich verbunden. Auch die Erhöhung der Dotierkonzentration der p-Schicht scheint als Maßnahme zur Reduzierung der Feldstärke im Bereich der TCO/p-Grenzfläche und des Injektionsstromes geeignet. Im Bereich der p/i-Grenzfläche würde eine stärkere Dotierung jedoch die Defektdichte und die damit verbundenen Probleme noch weiter erhöhen, so dass auch diese Maßnahme mit einem Nachteil verbunden ist.

Ob der Injektionsstrom vom Rückkontakt bei planaren Strukturen vernachlässigbar klein ist oder zum Dunkelstrom beiträgt, wurde noch nicht untersucht. Die erhöhte Feldstärke an den Kanten des Rückkontaktes kann prinzipiell nicht vermieden werden. Die Feldstärkespitzen an den Ecken des Rückkontaktes können jedoch durch die Vergrößerung des Radius, das heißt durch Abrunden reduziert werden.

3.4.3 Alterung

Bei einer Alterung über eine Dauer von 1000 Stunden durch Beleuchtung mit 14 000 Lux und 100 000 Lux und einem dem Sonnenlicht entsprechenden Spektrum wurde der Dunkelstrom bei 3 V Sperrspannung bei Detektorarrays auf planaren Substraten gemessen [71]. In Abb. 12 sind diese Messergebnisse von pi/Cr-Dioden dargestellt, welche im Bezug auf die Alterung der i-Schicht und den thermischen Generationsstrom mit pin-Dioden vergleichbar sind. Der Dunkelstrom steigt von $0,2 \text{ nA/cm}^2$ mit zunehmender Beleuchtungsdauer und Beleuchtungsstärke an. Bei der stärkeren Beleuchtung mit 100 000 Lux geht der Dunkelstrom nach etwa 10^3 Stunden bei ca. $1,3 \text{ nA/cm}^2$ in Sättigung. Bei einer Dicke der Diode von $1,4 \mu\text{m}$ und einer effektiven Defektdichte von $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ liegt der Generationsstrom vor der Beleuchtung bei etwa $0,06 \text{ nA/cm}^2$, so dass der Kontaktinjektionsstrom etwa $0,1 \text{ nA/cm}^2$ beträgt.

Der Anstieg des Dunkelstromes kann auf den Anstieg des Generationsstromes, welcher proportional zur Defektdichte ist, zurückgeführt werden. Der Anstieg des Dunkelstromes stimmt auf Basis des in Kapitel 3.4.1 berechneten Generationsstromes quantitativ sowohl mit dem zeitlichen Verlauf der Dichte der lichtinduzierten Defekte von Beziehung 1 als auch mit der erwarteten Sättigung der Defektdichte bei einer Beleuchtungsdauer von etwa 1000 Stunden überein. Der aus dem Anstieg des Generationsstromes ohne Berücksichtigung der Sättigung und bei konstanter

Kontaktinjektion berechnete Dunkelstrom ist als idealer Verlauf in Abb. 12 mit eingezeichnet. Dabei wird von einem Anstieg der Defektdichte von $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ auf 10^{17} cm^{-3} und von vollständiger Verarmung bei -3 V auch nach der Alterung ausgegangen. Aufgrund der guten Übereinstimmung scheint die Schlussfolgerung gerechtfertigt, dass der Anstieg des Dunkelstromes bei Alterung durch den Anstieg des Generationsstromes dominiert wird und der Anstieg des Kontaktinjektionsstromes demgegenüber klein ist. Bezüglich der Höhe des Generationsstromes und der maximalen Defektdichte nach 1000 Stunden Beleuchtung besteht jedoch eine erhebliche Unsicherheit. Der auf Basis dieser Überlegungen entsprechend der Dunkelstrommessung berechnete zeitliche Anstieg der Defektdichte ist in Abb. 13 dargestellt. Er stimmt bei kleiner Degradationszeit gut mit dem zeitlichen Anstieg der Defektdichte nach Beziehung 1 überein.

Der Dunkelstrom, welcher sich mit dem Generationsstrom entsprechend der Defektdichte von Abb. 13 ergibt, ist in Abb. 12 als idealer Verlauf eingezeichnet. Der zeitliche Anstieg des Dunkelstromes von Abb. 12 bei Alterung mit $14\,000 \text{ Lux}$ zeigt eine leichte Abweichung vom idealen Verhalten. Die Abweichung ist im Vergleich zum Dunkelstrom relativ klein und beruht auf transienten Effekten bei der Messung. Die einzelnen Messpunkte wurden nicht statisch aufgenommen, sondern aus einer Strom/Spannungs-Kennlinie extrahiert. Die langsamere Alterung bei niedrigerer Beleuchtungsstärke entspricht Gleichung 3.

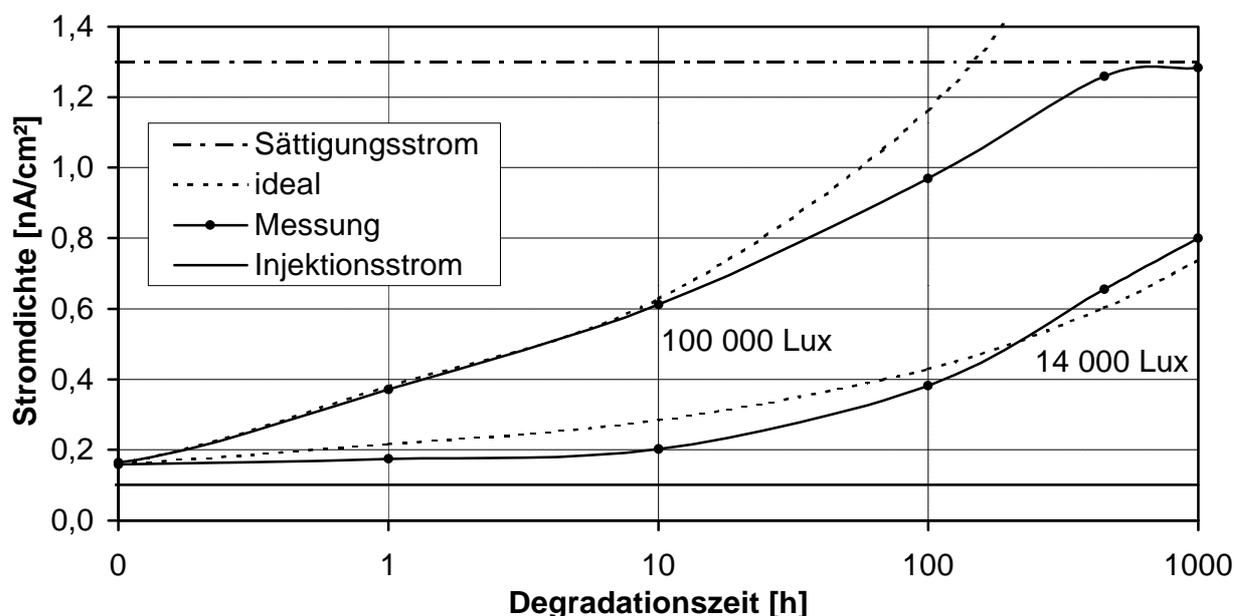


Abb. 12: Dunkelstrom von pi/Cr -Dioden bei Alterung durch Beleuchtung mit $14\,000 \text{ Lux}$ und mit $100\,000 \text{ Lux}$ bei -3 V und 300 K (aus[71])

Die metastabilen Änderungen von Dunkelstrom und Fotostrom sind deterministischer Natur und müssen vom temporären Rauschen bei niedrigen Frequenzen unterschieden werden. Sie sind keine statistischen Größen, sondern beruhen auf der Systematik des Staebler-Wronski-Effektes und auf dem zeitlichen Verlauf von Injektion und Temperatur in der Probe.

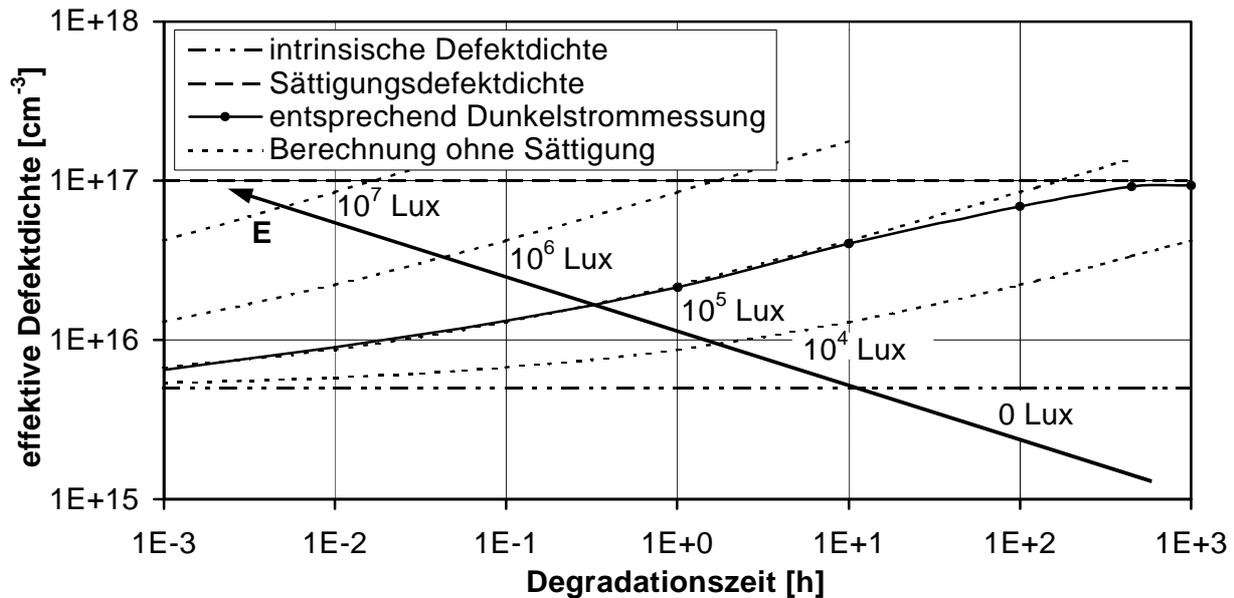


Abb. 13: Effektive Defektdichte von pi/Cr -Dioden entsprechend Abb. 12 bei Alterung durch Beleuchtung bei verschiedenen Beleuchtungsstärken

3.5 Transienter Detektorstrom

Der transiente Verlauf des Detektorstromes bei Änderungen von Detektorspannung, Beleuchtungsstärke oder Temperatur ist ein deterministisches Signal. Dies bedeutet, dass der zeitliche Verlauf des Stromes vorhergesagt werden kann. Der zeitliche Verlauf statistischer Signale wie des Rauschens des Detektorstromes kann nicht vorhergesagt werden. Zur genauen Beschreibung der physikalischen Eigenschaften ist oft eine Trennung von deterministischen und statistischen Signalen erforderlich. So wird zur Bestimmung des transienten Detektorstromes der Mittelwert vieler gleichartiger Messungen gebildet, um den Einfluss des Rauschens auf das Signal zu unterdrücken. In analoger Weise ist es zur Messung der spektralen Rauschleistung eines statistischen Signals erforderlich, den Einfluss des transienten Detektorstromes auszuschließen. In der Praxis ist die Messung des niederfrequenten $1/f$ -Rauschens in $a-Si:H$ -pin-Dioden bei kleinen Strömen ein Problem, da die Messergebnisse durch langsame Änderungen des Detektorstromes beeinflusst werden können. Also ist zur Bestimmung des Rauschens insbesondere die Kenntnis langsamer transienter Vorgänge von Bedeutung.

Das transiente Verhalten von $a-Si:H$ -pin-Dioden wird meist durch Messung des Detektorstromes beim Spannungsschalten oder beim Lichtschalten untersucht. Es wird bestimmt durch die Bauteilgeometrie, die angelegte Spannung, die Amplitude der Spannungs- bzw. Beleuchtungsänderung, das wellenlängenabhängige Beleuchtungsprofil im Bauteil, die Defektverteilung und die Wiederholfrequenz sowie das Taktpausenverhältnis bei der Durchführung des Experiments. Darüber hinaus hat auch die Reihenfolge der Abscheidung der Schichten (pin oder nip) bei der Herstellung und die Seite des Lichteinfalls einen wesentlichen Einfluss auf die Ergebnisse [113].

In diesem Kapitel werden Messungen des Detektorstromes einer 1 mm^2 großen pin-Diode beim Spannungsschalten und beim Lichtschalten jeweils bei verschiedenen Detektorspannungen vorgestellt. Als Lichtquelle wurde eine Leuchtdiode mit einer Abstrahlwellenlänge von 567 nm verwendet. Die Wiederholfrequenz wurde jeweils so niedrig gewählt, dass der Strom nicht merkbar durch die vorherigen Messungen beeinflusst wurde. Bei den niedrigen Stromänderungen wurde eine Messung pro Stunde durchgeführt. Vor Beginn der Dunkelstrommessungen wurde die Probe für mindestens eine Stunde im Dunkeln mit konstanter Spannung versorgt. Für die Messungen wurde eine getemperte pin-Diode verwendet. Um kleine Änderungen des Detektorstromes darzustellen, wurde der statische Dunkelstrom, welcher sich nach etwa einer Stunde einstellt, abgezogen und somit gleichzeitig ein Offsetabgleich durchgeführt.

3.5.1 Spannungsschalten

Der Dunkelstrom nach Verringerung der Detektorspannung um 1 V ist in Abb. 14 dargestellt. Die Spannung vor dem Sprung variiert bei den Messungen von 0 V bis -4 V in 1 V-Schritten. Die schnelle Entladung der geometrischen Kapazität erfolgt bereits vor der Aufzeichnung der ersten Messdaten. Die danach eintretende langsame Verarmung wurde bereits in Kapitel 3.4 beschrieben. Bei einem Spannungssprung von 0 V auf -1 V ist der transiente Strom am größten, da nach der Spannungsänderung die Verarmung eines großen Bereiches der i-Schicht erfolgt. Der größte Teil der Verarmungsladung wird in diesem Bereich abgeführt, während das Absinken des transienten Stromanteils etwa umgekehrt proportional zur Zeit erfolgt. Bei höheren Sperrspannungen nimmt die Verarmung bei einem gleich großen Spannungssprung nur noch geringfügig zu, so dass der transiente Stromanteil kleiner ist. Das Absinken des Detektorstromes erfolgt bei größerer Sperrspannung kurz nach dem Umschalten der Spannung ($t < 100$ s) aufgrund der erhöhten Feldstärke schneller und im darauf folgenden Bereich ($t > 100$ s) langsamer. Das langsamere Absinken des transienten Stromanteils kann zumindest teilweise durch das Absinken der Trap-Quasifermienergie mit zunehmender Verarmung erklärt werden (vgl. Anhang 1.1). Weil sich bei zunehmender Verarmung die Trap-Quasifermienergie, welche die Besetzung tiefer Zustände beschreibt, der Mitte der Bandlücke nähert, sinken die Übergangsraten der entsprechenden Zustände ab, so dass sich die Änderung der Trap-Quasifermienergie und des Detektorstromes verlangsamt. Im Zeitbereich von 100 s bis 1000 s ist die Auflösung der Messgeräte von 10 fA erkennbar. Der zeitliche Verlauf des transienten Anteils ist in diesem Zeitbereich mit einer relativ hohen Messunsicherheit verbunden.

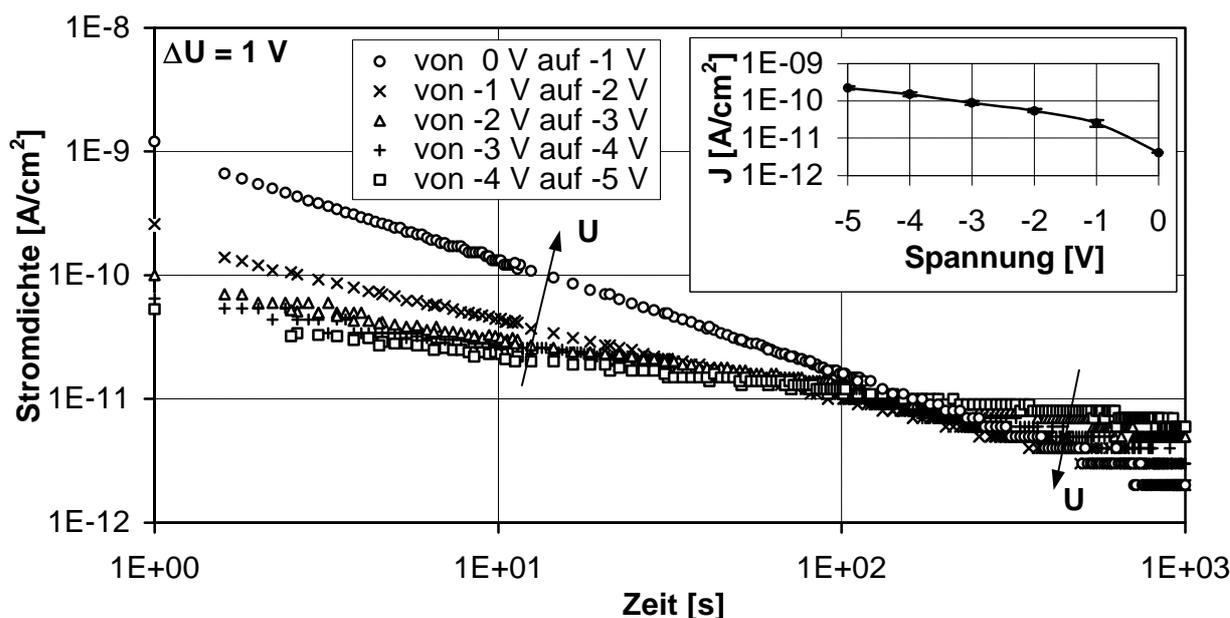


Abb. 14: Zeitlicher Verlauf des transienten Anteils des Dunkelstromes nach Verringerung der Detektorspannung um $\Delta U = 1$ V von 0 V, -1 V, -2 V, -3 V und -4 V

3.5.2 Lichtschalten

Abb. 15 zeigt den transienten Anteil des Detektorstromes nach Abschalten der Beleuchtung bei Variation der Detektorspannung von 0 V bis -5 V in 1 V-Schritten. Der Hellstrom bei Kurzschluss beträgt $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, was einer Photonenflussdichte von etwa $8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ entspricht. Eine entsprechende Messung bei 100-mal schwächerer Beleuchtung ist in Abb. 16 dargestellt. Nach 100 ms ist der Strom bei der stärkeren Beleuchtung um drei Größenordnungen und bei der schwächeren Beleuchtung nur um ein bis zwei Größenordnungen abgefallen. Dies zeigt, dass das relative Absinken des Detektorstromes mit sinkender Beleuchtung langsamer wird. Beim Lichtschalten zeigt sich wie beim Spannungsschalten bei Vergrößerung der Sperrspannung ein

schnelleres Absinken des Stromes kurz nach dem Schaltvorgang und danach ein langsames Absinken des Stromes. Dies ist an den Schnittpunkten der Transienten bei beiden Abbildungen zu erkennen. Der zeitliche Verlauf des Detektorstromes wird kurz nach dem Abschalten der Beleuchtung durch die thermische Emission von im Leitungsbandausläufer eingefangenen Elektronen und im Valenzbandausläufer eingefangenen Löchern bestimmt. Nach einigen Millisekunden dominiert jedoch die thermische Emission aus den Dangling-Bonds. Nach dem Wegfall der Beleuchtung unter Sperrspannung ergibt sich so in Analogie zum Spannungsschalten eine zunehmende Verarmung, bis sich schließlich nach einigen Sekunden die Trap-Quasifermienergie einem Wert knapp über der Mitte der Bandlücke quasi stationär annähert.

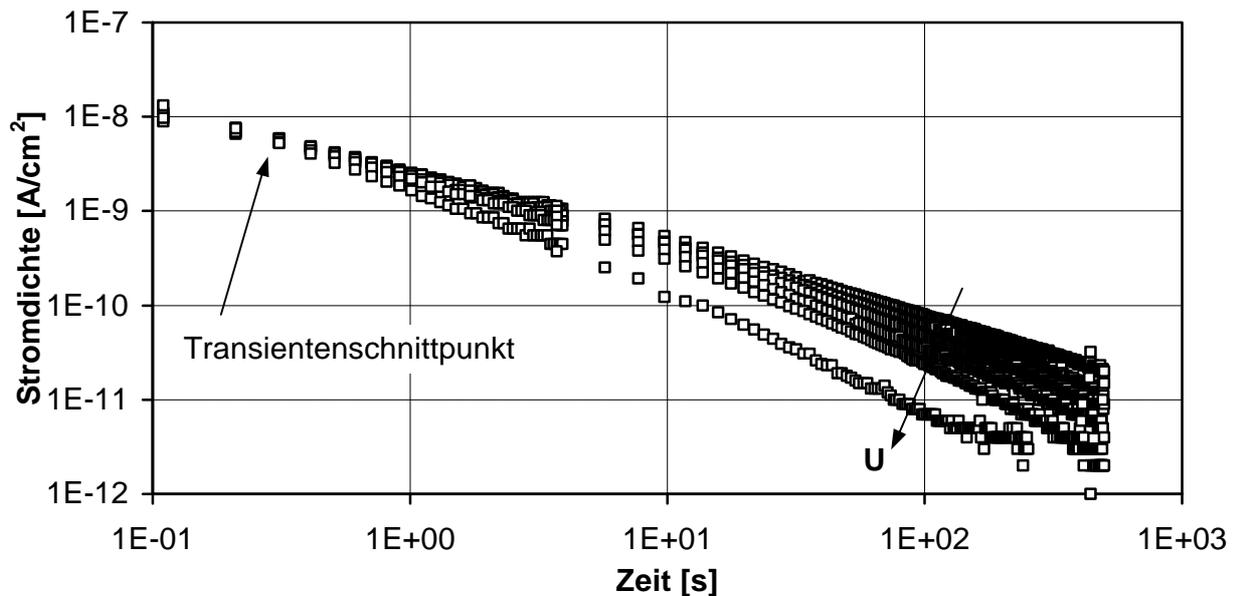


Abb. 15: Zeitlicher Verlauf des transienten Anteils des Detektorstromes nach Abschalten der Beleuchtung bei einem Hellstrom von $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$

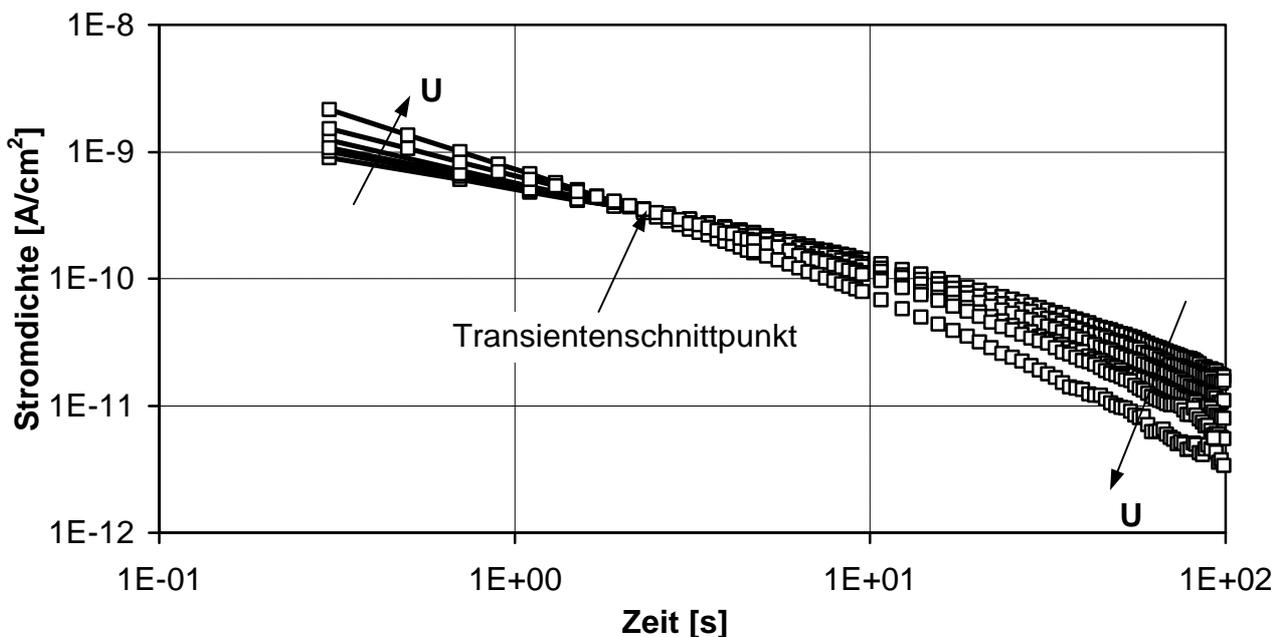


Abb. 16: Zeitlicher Verlauf des transienten Anteils des Detektorstromes nach Abschalten der Beleuchtung bei einem Hellstrom von $100 \text{nA}/\text{cm}^2$

Mit steigender Sperrspannung wird das Kurzzeitverhalten des transienten Hellstromes schneller. Das Langzeitverhalten wird jedoch langsamer. In Bezug auf den Dunkelstrom ist das Erreichen des statischen Zustandes nach Änderungen der Beleuchtung oder der Betriebsspannung mit großen Zeitkonstanten verbunden. Die Dauer bis zum Erreichen des neuen Arbeitspunktes kann im Dunkelfall bei Betrieb unter Sperrspannung im Bereich von einer Stunde liegen.

Daneben treten transiente Änderungen aufgrund extrem langsamer Ausheilvorgänge bei Raumtemperatur nach intensiver Alterung auf, welche nach dem Defektpoolmodell auch im thermodynamischen Gleichgewicht zu erwarten sind (vgl. Kapitel 2.6 und 2.7). Zur genauen Bestimmung des Rauschens bei niedrigen Frequenzen muss der Arbeitspunkt etwa eine Stunde vor Beginn der Messung eingestellt werden, um eine Beeinflussung der Messung der statistischen Fluktuationen durch systematische Vorgänge zu verhindern.

3.6 Ersatzschaltbild

Bei der Messung des Rauschens muss das Übertragungsverhalten der pin-Diode im Zusammenhang mit dem Übertragungsverhalten der Messeinrichtung berücksichtigt werden, um Messfehler auszuschließen und die Ergebnisse richtig zu interpretieren. In analoger Weise muss das Übertragungsverhalten der pin-Diode und der Pixelelektronik bei der Berechnung des Rauschens von TFA-Bildsensoren berücksichtigt werden. Darüber hinaus kann das thermische Rauschen des Detektors im Gleichgewicht durch die Beschreibung der pin-Diode als frequenzabhängiger komplexer Widerstand in geschlossener Form angegeben werden. Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen von Kapazität, Serienwiderstand und dielektrischem Verlustfaktor wurden mit dem LCR-Meter 4284A der Firma Hewlett Packard durchgeführt.

3.6.1 Differentieller Widerstand

Der differentielle Widerstand r_d der inneren Diode wird getrennt vom Serienwiderstand und vom Parallelwiderstand betrachtet, weil r_d im Gegensatz zu R_S und R_P kein thermisches Rauschen aufweist. Er ist eine Funktion von Detektorfläche, Dunkelstromdichte und Fotostromdichte. Der differentielle Widerstand kann unter Vernachlässigung des Serienwiderstandes entsprechend den Gleichungen 9 und 10 durch

$$r_d = \frac{\partial U}{\partial I_H} = \left(\frac{(J_D + J_S)}{n_D \cdot U_T} \cdot A + \frac{\partial J_F}{\partial U} \cdot A \right)^{-1} \quad (15)$$

beschrieben werden. Aus den Messungen des Dunkelstromes wurden in der Nähe des Gleichgewichtes $n_D = 1,44$ und $J_S = 6 \text{ pA/cm}^2$ ermittelt. Der differentielle Widerstand der Diode ist der Innenwiderstand der zu untersuchenden Rauschquelle und sinkt im Vorwärtsbereich mit zunehmender Spannung stark ab. Bei Beleuchtung führt die Abhängigkeit des Fotostromes von der Detektorspannung darüber hinaus zu einer Verringerung von r_d , welche bei der Übergangsspannung maximal wird. In Bezug auf die Messeinrichtung zur Untersuchung des Rauschens muss dies bei der Wahl des Innenwiderstandes des Vorverstärkers berücksichtigt werden, um eine Verfälschung der Messungen zu verhindern.

3.6.2 Parallelwiderstand

Bei pin-Dioden kann der Einfluss von Leckströmen durch einen Parallelwiderstand R_P beschrieben werden. Leckströme, welche durch verunreinigte Pixelränder oder durch Nadellöcher im a-Si:H auftreten, können durch einen sauberen Herstellungsprozess praktisch vollständig vermieden werden.

$$R_P = \frac{R'_P}{A} \quad (16)$$

Der spezifische Parallelwiderstand R'_p liegt bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Dioden bei getemperten Proben im Bereich von $10 \text{ G}\Omega \text{ cm}^2$ (vgl. Kapitel 3.4), so dass sein Einfluss auf das Rauschen der Diode vernachlässigt werden kann [114]. Er kann nach der Temperung der Diode im Zeitraum weniger Tage deutlich absinken und dann durch Tempern der Diode wieder erhöht werden [115]. Wahrscheinlich haben Witterungseinflüsse wie Feuchtigkeit einen wesentlichen Einfluss auf den Parallelwiderstand.

3.6.3 Serienwiderstand

Der Serienwiderstand R_S setzt sich prinzipiell aus einem externen Anteil $R_{S \text{ ext}}$ der Zuleitungen sowie einem internen Anteil $R_{S \text{ int}}$ zusammen. Der interne Serienwiderstand besteht aus den Übergangswiderständen der Kontakte und den Widerständen der dotierten Bereiche von den Kontakten bis zur Raumladungszone. Im Gegensatz zum Parallelwiderstand beruht R_S auf den Ladungsträgertransporteigenschaften im a-Si:H. Der interne Serienwiderstand der pin-Diode steigt mit sinkender Pixelgröße an:

$$R_S = R_{S \text{ ext}} + R_{S \text{ int}} \quad \text{mit} \quad R_{S \text{ int}} = \frac{R'_{S \text{ int}}}{A_{\text{pin}}} \quad (17)$$

Mit einem spezifischen internen Serienwiderstand $R'_{S \text{ int}}$ von $1 \text{ }\Omega \text{ cm}^2$ ergibt sich für eine Pixelgröße von $10 \cdot 10 \text{ }\mu\text{m}^2$ ein Serienwiderstand von einem Megaohm. Das thermische Rauschen des Serienwiderstandes dominiert das Rauschen am Eingang des Pixelverstärkers von TFA-Bildsensoren bei hohen Frequenzen. Somit kommt dem Serienwiderstand unter den Elementen des Ersatzschaltbildes eine besondere Bedeutung zu.

3.6.3.1 Externer Serienwiderstand

Der $30 \text{ }\mu\text{m}$ starke und 3 cm lange Aluminiumbonddraht der für die Rauschmessung verwendeten Pixel hat bei einer Leitfähigkeit von $3,8 \cdot 10^5 \text{ }\Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ einen Widerstand von $1,1 \text{ }\Omega$. Der Widerstand des TCO-Frontkontaktes dominiert den externen Serienwiderstand. Bei dem für die Rauschmessungen verwendeten Detektorarray ist eine quadratische TCO-Fläche mit einer Kantenlänge von $b = 4 \text{ cm}$ am Rand niederohmig kontaktiert. Der TCO-Flächenwiderstand $R_{q\text{TCO}}$ wurde mit der Vierspitzenmethode bestimmt und liegt bei $16,1 \text{ }\Omega$ mit einer Standardabweichung von $0,3 \text{ }\Omega$. Der Widerstand R_{TCO} des TCOs vom Pixelrand bis zum Rand des Arrays ist für die Pixel in der Mitte des Arrays maximal. Für Pixel in der Mitte des Arrays mit der Kantenlänge a gilt:

$$\frac{R_{q\text{TCO}}}{2 \cdot \pi} \cdot \ln\left(\frac{b}{\sqrt{2} \cdot a}\right) < R_{\text{TCO}} < \frac{R_{q\text{TCO}}}{2 \cdot \pi} \cdot \ln\left(\frac{\sqrt{2} \cdot b}{a}\right) \quad (18)$$

Die Beziehung 18 erhält man durch Integration mit einem kreisförmigen Pixel und einer kreisförmigen Kontaktierung am Rand des Arrays. Die Untergrenze des Widerstandes wird durch Integration über eine TCO-Fläche berechnet, welche von der tatsächlichen Fläche gerade voll eingeschlossen wird. Entsprechend erhält man die Obergrenze durch Integration über eine TCO-Fläche, welche die tatsächlichen Fläche gerade voll einschließt. Numerische Simulationen haben gezeigt, dass der Widerstand des TCO-Frontkontaktes in guter Näherung durch

$$R_{\text{TCO}} \approx \frac{R_{q\text{TCO}}}{2 \cdot \pi} \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad (19)$$

beschrieben werden kann. Mit $R_{q\text{TCO}} = 16 \text{ }\Omega$, $b = 4 \text{ cm}$ und $a = 0,1 \text{ cm}$ ergibt sich so eine TCO-Komponente des Serienwiderstandes von etwa $9,4 \text{ }\Omega$. Für Pixel am Rand des Arrays ist der Widerstand geringfügig kleiner. Der externe Serienwiderstand liegt also für 1 mm^2 große Pixel bei $10 \text{ }\Omega$.

3.6.3.2 Interner Serienwiderstand

Der interne Serienwiderstand setzt sich aus Übergangswiderständen der Kontakte und den Widerständen der dotierten Bereiche von den Kontakten bis zum Rand der Raumladungszone zusammen.

Der spezifische Kontaktwiderstand am Al/n-Übergang liegt bei Raumtemperatur und entsprechender Dotierung ($\text{PH}_3/\text{SiH}_4 \approx 2\%$) bei $3 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ [116], wenn aufgrund des Herstellungsprozesses die Bildung einer Aluminiumoxidschicht im Grenzbereich zum Halbleiter vermieden wird. Diese Komponente macht also nur einige Promille des Serienwiderstandes aus. Der spezifische Kontaktwiderstand des TCO/p-Übergangs wurde von Guse [117] am IHE intensiv untersucht. Er liegt entsprechend Guses Ergebnissen bei den hier verwendeten Glas/TCO-Substraten, einem Dotiergasanteil von 1 % und einer Temperatur von 25°C bei $0,8 \Omega\text{cm}^2$. Der Kontakt wird wie ein Metall/Halbleiter-Übergang als Schottkykontakt beschrieben, so dass sein differentieller Widerstand in der Nähe des thermodynamischen Gleichgewichtes stark von der Temperatur, der Dotierungskonzentration und auch vom Strom (vgl. [118]) abhängig ist. Bei den hier verwendeten pin-Dioden ist aufgrund des Dotiergasanteils von 1,3 % mit einem geringfügig kleineren spezifischen Kontaktwiderstand zu rechnen. Guse schließt aus der Temperaturabhängigkeit des Kontaktwiderstandes, dass thermische Emission bei Temperaturen über 100°C und Tunneln über die Potentialbarriere bei niedrigeren Temperaturen den Ladungsträgertransport dominieren. Bei Raumtemperatur sinkt der Kontaktwiderstand also bei steigender Temperatur exponentiell ab. Guses Ergebnisse zeigen auch, dass ein um etwa 40 % niedrigerer Kontaktwiderstand erreicht werden kann, wenn durch Kathodenzerstäubung hergestelltes Indiumzinnoxid als Kontaktmaterial verwendet wird. Eine weitere Verringerung ist durch die Erhöhung der Dotierung im Bereich des Kontaktes zu erwarten.

Die spezifischen Widerstände der neutralen Bahngebiete ergeben sich aus der Leitfähigkeit der dotierten Bereiche und der spannungsabhängigen Weite der neutralen Bahngebiete. Mit Leitfähigkeiten von $1,3 \cdot 10^{-3} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ für die n-Schicht und $1,1 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ für die p-Schicht ergeben sich bei Vernachlässigung der Weite der Raumladungszone und 15 nm dicken dotierten Bereichen spezifische Widerstände von $1 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ für die n-Schicht und $14 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$ für die p-Schicht. Die Gültigkeit der Näherung neutraler Bahngebiete ist jedoch zur Berechnung des Serienwiderstandes fragwürdig. Es ist anzunehmen, dass die Verarmung der dotierten Bereiche am Rand der Raumladungszone zur Erhöhung der Widerstände führt. Dies gilt insbesondere für das p-Bahngebiet, weil es zur i-Schicht hin durch die Raumladungszone der pin-Diode und zum TCO-Kontakt hin durch die Raumladungszone des Schottkykontaktes begrenzt wird. Der Serienwiderstand wird also durch den Übergangswiderstand des TCO/p-Kontaktes dominiert. Das „neutrale“ p-Bahngebiet trägt geringfügig zum Serienwiderstand bei und die Einflüsse des n-seitigen Kontaktwiderstandes und des Bahngebietes können vernachlässigt werden. Bei Pixeln von TFA-Bildsensoren kann auch der externe Serienwiderstand aufgrund der kleinen Pixelfläche gegenüber dem internen Serienwiderstand vernachlässigt werden.

3.6.3.3 Messverfahren

Der Serienwiderstand kann aus der Steigung der Strom/Spannungs-Kennlinie im Durchlassbereich bei Spannungen im Bereich von einigen Volt durch einen Fit grob abgeschätzt werden. Aufgrund des SCLC ist dieses Verfahren mit einem systematischen Fehler verbunden, was zur Überschätzung des Wertes des Serienwiderstandes führt. Mit zunehmender Spannung nimmt zwar der Einfluss des SCLC auf die Kennlinie ab, doch gleichzeitig steigt die Verlustleistung auf einige Dekawatt pro Quadratzentimeter im Bereich von 5 V an, was aufgrund der Erwärmung der Probe zur Absenkung des TCO/p-Kontaktwiderstands und somit zur Unterschätzung des Serienwiderstandes führt. So ergibt ein Fit im Bereich von einem Volt einen Wert von $3 \Omega\text{cm}^2$ und bei sechs Volt einen Wert von $0,5 \Omega\text{cm}^2$. Dieses Verfahren liefert also nur grobe Schätzwerte.

Die Bestimmung des Serienwiderstandes von pin-Dioden im Sperrbereich wurde durch ein im Rahmen dieser Arbeit mit Seibel [119] entwickeltes Verfahren mittels Rauschmessungen möglich. Ein entsprechender Messplatz wurde von Hillebrand [120] aufgebaut und in Betrieb genommen. Dieses Messverfahren und die Ergebnisse wurden detailliert im Abschlussbericht des Forschungsprojektes „Rauschen in a-Si:H-Sensoren“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft vorgestellt [121]. Der aus den Rauschmessungen im Frequenzbereich von 30 kHz bis 50 kHz bestimmte spezifische Serienwiderstand im Sperrbetrieb liegt im Bereich von $0,6 \Omega\text{cm}^2$ bis $1,3 \Omega\text{cm}^2$ und ist bis zu einer Beleuchtungsstärke von 1000 Lux kaum von der Beleuchtung abhängig [121]. Dies entspricht den Angaben anderer Arbeiten, bei denen für den spezifischen Serienwiderstand in der Regel ein Wert von $1 \Omega\text{cm}^2$ angegeben wird (z. B. [122]). Ein Nachteil dieses Messverfahrens ist, dass die Genauigkeit der Messung unter anderem aufgrund des thermischen Rauschens von Kanalwiderständen am Verstärkereingang auf etwa $\pm 40 \Omega$ begrenzt ist [119]. Die Messungen wurden an Dioden mit einer Fläche von 1 mm^2 durchgeführt, so dass sich ein relativer Messfehler im Bereich von 40 % ergeben kann. Der Messfehler kann jedoch durch Verwendung von Dioden mit kleinerer Diodenfläche und entsprechend höherem Serienwiderstand reduziert werden. Diese Maßnahme kann durch die Verwendung eines Verstärkers mit niedrigerer Eingangskapazität² optimiert werden. Eine tiefere Analyse des Messverfahrens führt zu dem Ergebnis, dass durch die Berücksichtigung des dielektrischen Rauschens der Diodenkapazität eine weitere Verbesserung der Messgenauigkeit erreicht werden kann.

Eine genaue Bestimmung des Serienwiderstandes, welche auch Rückschlüsse auf Ladungsträgertransportmechanismen im Halbleiter zulässt, ist durch Messung des komplexen Widerstandes der pin-Diode möglich und wird hier erstmals vorgestellt. Abb. 17 zeigt den Verlustfaktor der pin-Diode inklusive Bonddraht bei Variation der Frequenz von 10^2 Hz bis 10^6 Hz und der Detektorspannung von -10 V bis 0 V . Der Verlustfaktor $\tan(\delta)$ eines Scheinwiderstands ist das Verhältnis von Verlust- zu Blindleistung bei Wechselspannung. Der Verlustwinkel δ ist durch die Abweichung der Phasenverschiebung φ zwischen Spannung und Strom von der Phasenverschiebung eines reinen Blindwiderstandes definiert:

$$\delta = 90^\circ - \varphi \quad (20)$$

Bei Frequenzen über 10^4 Hz wird der Anstieg des Verlustfaktors durch den Serienwiderstand dominiert. Die Simulation bei konstantem Serienwiderstand weicht bei hohen Frequenzen deutlich von den Messergebnissen ab. Aufgrund der in Abb. 19 dargestellten Frequenzabhängigkeit der Diodenkapazität ist bei konstantem Serienwiderstand ein leicht überproportionaler Anstieg des Verlustfaktors zu erwarten. Der im Bereich über 10^4 Hz weniger als proportional mit der Frequenz ansteigende Verlustfaktor zeigt jedoch, dass der Serienwiderstand mit steigender Frequenz sinkt! Dies kann durch einen frequenzabhängigen Beitrag zum Serienleitwert durch Hopping (vgl. Kapitel 2.8) in der Raumladungszone des TCO/p-Kontaktes erklärt werden. Der spezifische Hoppingleitwert wird mit der Hoppingleitfähigkeit entsprechend Gleichung 6 und der Raumladungszonenweite $w_{\text{TCO}/p}$ des TCO/p-Kontaktes berechnet:

$$g'_{\text{hop}}(\omega) = \frac{1}{w_{\text{TCO}/p}} \cdot e^2 \cdot N(E_F)^2 l_0^5 \cdot kT\omega \cdot \left[\ln\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) \right]^4 \quad \text{mit} \quad g'_{\text{hop}}(\omega) = \frac{g_{\text{hop}}(\omega)}{A} \quad (21)$$

Er liegt parallel zum internen Gleichspannungs-serienwiderstand $R_{S \text{ int } 0}$ und seriell zum externen Serienwiderstand:

² Der Verstärker DLPCA-200 der Femto Messtechnik GmbH, Stargarder Str. 7, D-10437 Berlin weist eine Eingangskapazität von nur 5 pF auf, wohingegen der verwendete Verstärker eine Eingangskapazität von 31 pF hat.

$$R_S(\omega) = R_{S\text{ext}} + \left(\frac{1}{R_{S\text{int}0}} + g_{\text{hop}}(\omega) \right)^{-1} \quad (22)$$

Bei dieser Beschreibung wird $R_{S\text{int}0}$ entsprechend der Ergebnisse von Kapitel 3.6.3.2 dem TCO/p-Kontakt zugeordnet. Der Hoppingleitwert ist bei Frequenzen bis zu einigen Kilohertz vernachlässigbar klein. Aus den Messungen von Abb. 17 ergibt sich in diesem Frequenzbereich ein spezifischer Serienwiderstand von $R'_S = 1,15 \Omega\text{cm}^2$. Mit $R_{S\text{ext}} = 10 \Omega$ aus Kapitel 3.6.3.1 ergibt sich entsprechend Gleichung 22 für den Gleichspannungswiderstand des TCO/p-Kontaktes ein Wert von $R'_{S\text{int}0} = 1,05 \Omega\text{cm}^2$. Mit Gleichung 6, $\omega_0 = 10^{13} \text{s}^{-1}$ (vgl. Kapitel 3.4.1), $l_0 = 1 \text{nm}$ (vgl. [78]) und obigen Werten für $R_{S\text{ext}}$ und $R_{S\text{int}0}$ ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messungen, wenn für den Quotienten $w_{\text{TCO}/p}/N(E_F)^2$ ein Wert von $8 \cdot \{1 \text{nm}/(10^{19} \text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1})^2\}$ benutzt wird. Die Höhe dieses Quotienten liegt in einem physikalisch sinnvollen Bereich für den frequenzabhängigen Beitrag zum Serienleitwert, der auf Hopping an der Fermienergie im Valenzbandausläufer der Raumladungszone des TCO/p-Kontaktes beruht. Auf die Weite $w_{\text{TCO}/p}$ der Schottkybarriere und die Defektdichte $N(E_F)^2$ an der Fermienergie wird am Ende dieses Kapitels näher eingegangen.

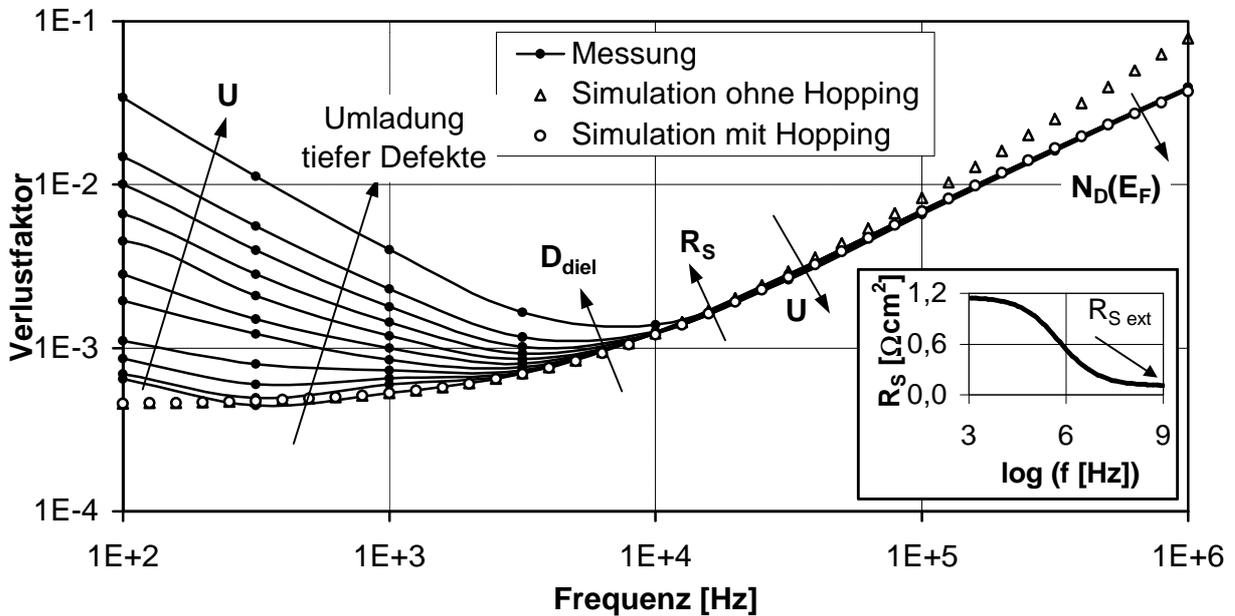


Abb. 17: Verlustfaktor der pin-Diode bei Variation der Detektorspannung von -10V bis 0V und simulierte Reduktion des Serienwiderstandes durch Hopping bei hohen Frequenzen

Die Kennlinienschar des Verlustfaktors von Abb. 17 mit der Detektorspannung als Parameter zeigt einen Schnittpunkt bei etwa 10^4Hz . Der Verlustfaktor steigt bei tiefen Frequenzen aufgrund der Umladung tiefer Defekte, welche mit großen Zeitkonstanten verbunden ist, an. Dieser Anstieg wird mit zunehmender Verarmung der i-Schicht geringer. Bei hohen Frequenzen steigt der Verlustfaktor wegen des Serienwiderstandes an. Wie in Abb. 18 dargestellt nimmt dieser Anstieg mit zunehmender Verarmung im Bereich von 10^5Hz zu. Der simulierte Verlustfaktor ist insbesondere bei Frequenzen von 10^4Hz bis $3 \cdot 10^5 \text{Hz}$ sensibel für den Gleichspannungs-serienwiderstand. In diesem Bereich kann durch eine genaue Analyse der Kennlinienschar ein Anstieg des internen Serienwiderstandes um $0,12 \Omega\text{cm}^2$ bei Absenkung der Detektorspannung von 0V auf -10V festgestellt werden.

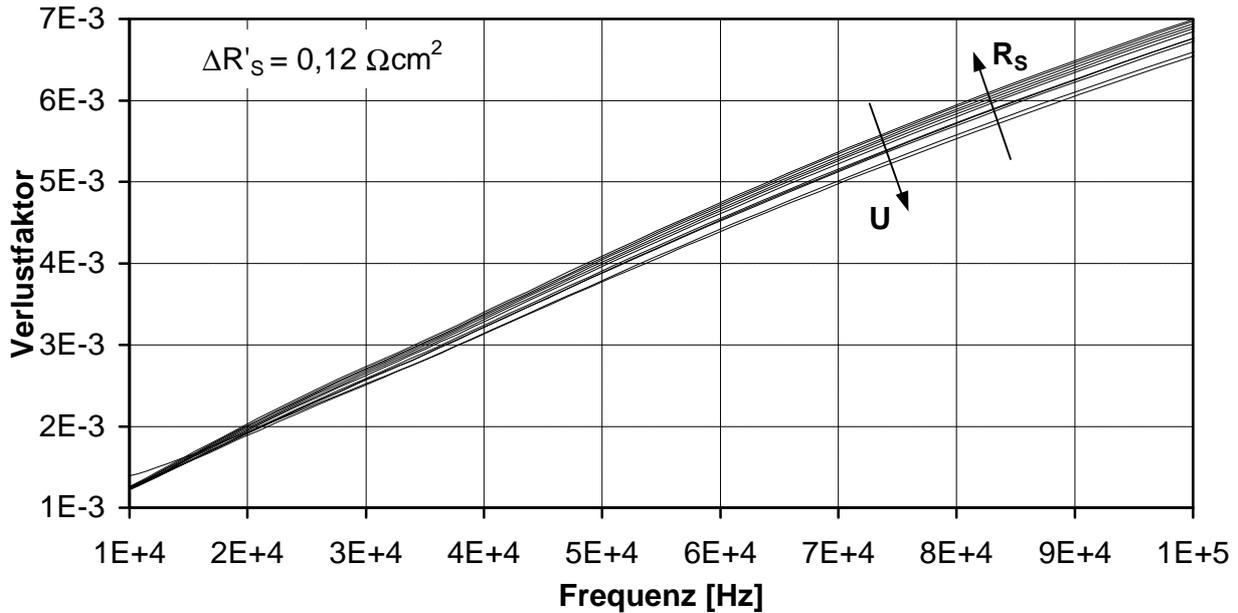


Abb. 18: Verlustfaktor der pin-Diode bei Variation der Detektorspannung von -10 V bis 0 V

Die Erhöhung des Serienwiderstandes bei Verringerung der Spannung geht mit einer zunehmenden Verarmung eines Teils des p-Bahngebietes aufgrund der Ausdehnung der Bulkraumladungszone einher. Die Bulkraumladungszone nähert sich also im p-Bahngebiet der Raumladungszone des Schottkykontaktes. Ein Erklärungsansatz für die Erhöhung des Serienwiderstandes ist, dass sich die Einflussbereiche beider Raumladungszonen, in denen die Löcherkonzentrationen gegenüber dem Gleichgewicht leicht abgesenkt sind, zunehmend überschneiden. Dann wird die Ladungsträgerkonzentration am Rand der Raumladungszone des Schottkykontaktes reduziert und die effektive Weite dieser Barriere erhöht, so dass der Kontaktwiderstand ansteigt. Dieser Ansatz wird durch die Abschätzung der Raumladungszonenweite des Schottkykontaktes am TCO/p-Übergang nach Guse [117] unterstützt:

$$w_{TCO/p} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{eN_A} \cdot \left(V_{bi} - \frac{kT}{e} \right)} \quad (23)$$

Guse benutzt jedoch für seine Abschätzung eine Bandverbiegung V_{bi} über der Barriere, welche mit $0,8\text{ eV}$ für amorphes Silizium relativ hoch angesetzt zu sein scheint und vernachlässigt den Einfluss von Oberflächenzuständen. Die hohe Dichte von Oberflächenzuständen und der Einfluss tiefer Defekte führen zur Reduzierung der Bandverbiegung über der Schottkybarriere. Stiebig's [102] Simulationen des raumladungsbegrenzten Stromes in a-Si:H-Detektoren führen mit $V_{bi} \approx 0,1\text{ eV}$ zu realistischen Ergebnissen für den Vorwärtsstrom. Aus den Kapazitätsmessungen ergibt sich unter der Voraussetzung gleich starker n- und p-Dotierung und unter Berücksichtigung des Beitrags der in den flachen Zuständen der Bandausläufer eingefangenen Ladungsträger zur Raumladung eine effektive Dotierung von bis zu $N_A = 7 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ und eine relative Dielektrizitätszahl von 11. Nach dieser Abschätzung liegt die Weite $w_{TCO/p}$ der Schottkybarriere bei mehr als $2,6\text{ nm}$. Wenn für die effektive Dotierung die von Street [36] ermittelte Dichte der besetzten Zustände im Bereich der Bandkante von $N_A = 8 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ entsprechend dem Dotiergasverhältnis von $2,3\%$ angesetzt wird, ergibt sich eine Weite der Schottkybarriere von etwa 8 nm . Dieser Bereich für $w_{TCO/p}$ lässt entsprechend der Simulation des Hoppingleitwertes auf eine Defektdichte an der Fermienergie von $1 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}\text{ eV}^{-1}$ bis $3 \cdot 10^{19}\text{ cm}^{-3}\text{ eV}^{-1}$ schließen. Die Defektdichte an der Fermienergie ist in stark p-dotiertem a-Si:H durch die Defektdichte des Valenzbandtails gegeben. Nach dem Defektmodell von Ley [46] entspricht die oben genannte Defektdichte des Valenzbandes einer Aktivierungsenergie von etwa $0,3\text{ eV}$. Dies ist ein üblicher Wert für die Aktivierungsenergie in stark p-dotiertem a-Si:H

(z. B. [40]). Also liegen alle für die Simulation des Hopping am Schottkykontakt verwendeten Parameter in einen physikalisch sinnvollem Bereich. Damit ist erstmals die Frequenzabhängigkeit des Serienwiderstandes von pin-Dioden beschrieben und durch den Ladungsträgertransport in der Barriere des TCO/p-Kontaktes erklärt worden.

3.6.4 Kapazität

Die Kapazität C_p der pin-Diode setzt sich aus der frequenzunabhängigen geometrischen Kapazität und einem frequenzabhängigen Anteil zusammen, welcher zudem noch eine Funktion der Spannung und der Beleuchtungsstärke ist. Der frequenzabhängige Anteil führt im Dunkelfall zu einem deutlichen Anstieg der Detektorkapazität mit der Detektorspannung im Vorwärtsbetrieb. Bei Beleuchtung zeigt sich schon bei kleinen Sperrspannungen eine erhöhte Detektorkapazität, die mit zunehmender Sperrspannung kleiner wird und bei Spannungen unter -1 V verschwindet [123]. Diese frequenzabhängige Erhöhung der Kapazität beruht auf Umladungsprozessen tiefer Defekte innerhalb der Raumladungszone, während die geometrische Kapazität auf Ladungsänderungen in den dotierten Bereichen am Rand der Raumladungszone beruht. Die Kapazität der Diode konvergiert mit zunehmender Frequenz gegen den Wert der geometrischen Kapazität, weil die Übergangsraten der tiefen Defekte klein sind und somit nur langsame Ladungsänderungen erlauben.

Bei den verwendeten pin-Dioden wurde im Sperrbetrieb bei einer Frequenz von 1 MHz eine spezifische geometrische Kapazität von $10,8 \text{ nF/cm}^2$ gemessen. Die Abhängigkeit der Kapazität von der Frequenz ist für Spannungen von 0 V bis -10 V in Abb. 19 dargestellt. Mit sinkender Frequenz und insbesondere bei Frequenzen unter einem Kilohertz steigt die Kapazität vor allem bei kleinen Sperrspannungen an. Dieser Anstieg der Kapazität beruht auf der zunehmenden Umladung tiefer Defekte in der Raumladungszone.

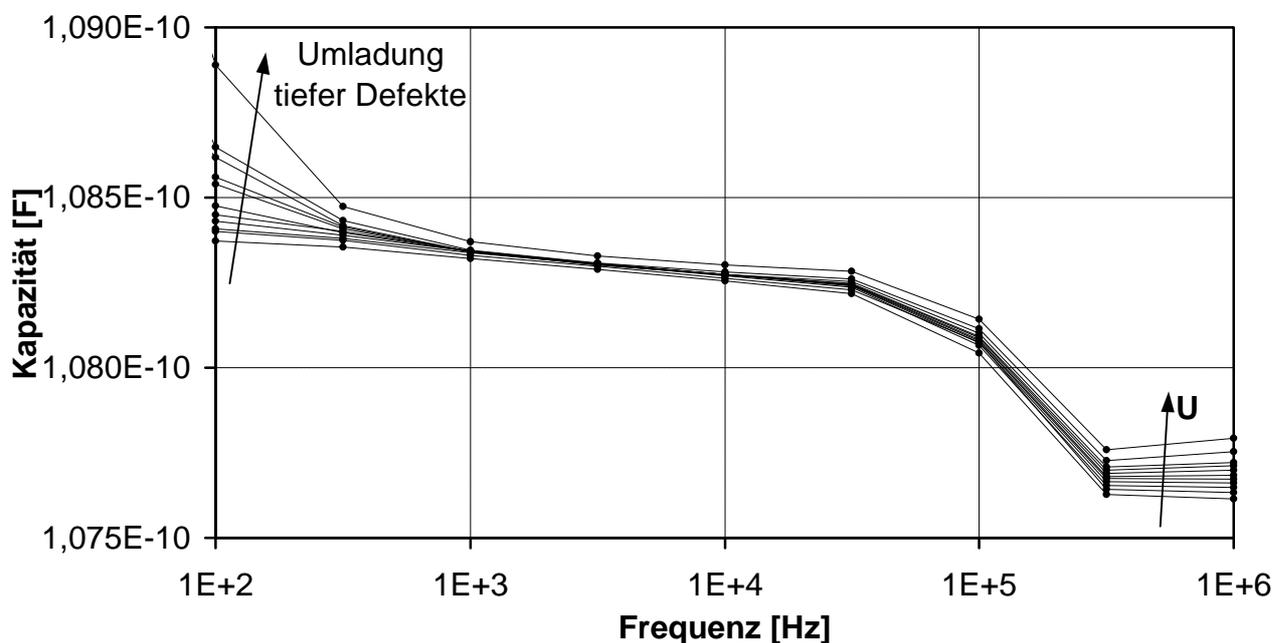


Abb. 19: Kapazität der pin-Diode als Funktion der Frequenz bei Variation der Detektorspannung von -10 V bis 0 V in 1 V Schritten

Die geometrische Kapazität ist eine Funktion der Raumladungszonenweite w_{RLZ} der pin-Diode:

$$C_p = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{A}{w_{RLZ}} \quad (24)$$

In erster Näherung kann für w_{RLZ} die i-Schichtdicke eingesetzt werden. Bei Erhöhung der Sperrspannung dehnt sich die Raumladungszone jedoch in die dotierten Schichten hinein aus, so dass die Detektorkapazität leicht sinkt. Für die abrupten p/i- und n/i-Übergänge gilt näherungsweise:

$$w_{RLZ} = w_{RLZ}|_{GG} - C_w \cdot U \quad (25)$$

Bei pin-Dioden kann der Ausdehnungskoeffizient C_w der Raumladungszone prinzipiell durch Kapazitätsmessungen bei einer hohen Messfrequenz bestimmt werden. Insbesondere bei niedrigen Frequenzen tragen jedoch Defektumladungen in der Raumladungszone zur Kapazität der Diode bei, wobei die Ladungsänderungen am Rand der Raumladungszone abnehmen, so dass die Messung des Ausdehnungskoeffizienten zu niedrige Werte ergibt.

Abb. 20 zeigt die Abhängigkeit der Kapazität von der Spannung im Sperrbetrieb bei einer Messfrequenz von einem Megahertz. Bei der getemperten Probe zeigte sich eine hervorragende Übereinstimmung mit den Gleichungen 24 und 25 für $C_w = 0,2 \text{ nm/V}$. Also dehnt sich die Raumladungszone um mindestens zwei Angström pro Volt angelegter Spannung aus. Bei Alterung sinkt die Kapazität im Gleichgewicht nur geringfügig um weniger als ein Promille ab, während im Sperrbereich die Abhängigkeit der Kapazität von der Detektorspannung deutlich abnimmt. Dies ist auf die Verlagerung des Ortes der Ladungsänderung mit ansteigender Defektdichte zurückzuführen. Die Ladungsänderungen von Defekten im Zwischenbandbereich tragen zur Kapazität bei. Mit steigender Defektdichte erfolgt ein zunehmender Anteil der mit der Diodenkapazität verbundenen Ladungsänderungen in den defektreichen Grenzbereichen zwischen den dotierten Schichten und der intrinsischen Schicht.

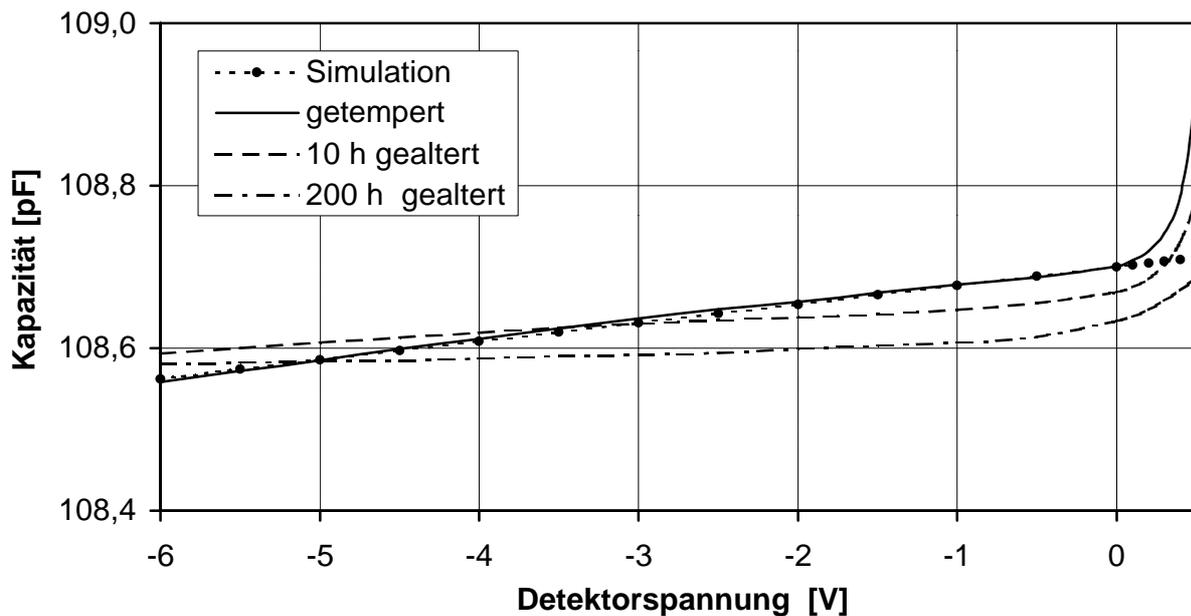


Abb. 20: Kapazität der pin-Diode als Funktion der Detektorspannung bei einer Frequenz von 1 MHz und verschieden starker Alterung bei 200 000 Lux

3.6.5 Dielektrischer Verlustfaktor

Das Dielektrikum der Kapazität der pin-Diode wird durch das amorphe Silizium in der Raumladungszone gebildet und besteht zum überwiegenden Teil aus intrinsischem a-Si:H. Entsprechend Gleichung 25 wird ein kleiner Teil des Dielektrikums durch die dotierten Bereiche der Raumladungszone gebildet, der in der Regel weniger als ein Prozent des gesamten Dielektrikums ausmacht.

Der dielektrische Verlustfaktor $\tan(\delta_{diel})$ eines Kondensators ist das Verhältnis zwischen der dielektrischen Verlustleistung und der Blindleistung bei Wechselspannung. Der dielektrische Verlustwinkel δ_{diel} beschreibt die Phasenverschiebung zwischen der dielektrischen Verschiebung und der elektrischen Feldstärke und damit, in einem ansonsten idealen Kondensator, die Abweichung der Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung vom idealen Wert 90° [124]. Der dielektrische Verlustwinkel ist also der Phasenwinkel zwischen dem elektrischen Feld und der Polarisation des Dielektrikums. Die Polarisation wird gewöhnlich in einen elektronischen, einen ionischen und einen Beitrag der permanenten Dipole aufgespalten [125]. Der elektronische Beitrag beschreibt die Deformation der Elektronenhülle durch das elektrische Feld. Der ionische Anteil beruht auf der Verschiebung positiver und negativer Ionen oder geladener Siliziumatome zueinander. Der Dipolbeitrag wird durch die Änderung der Orientierung von Molekülen mit permanentem Dipolmoment verursacht. Nicht alle elektrischen Verluste in der Raumladungszone sind dielektrische Verluste.

Der dielektrische Verlustfaktor δ_{diel} von a-Si:H-pin-Dioden wurde im Rahmen dieser Arbeit bestimmt, weil umfangreiche Recherchen und Nachfragen erfolglos blieben. Die Messergebnisse des Verlustfaktors sind in Abb. 17 dargestellt. Der Verlustfaktor beschreibt sowohl dielektrische Verluste als auch Verluste durch den Serienwiderstand, den Parallelwiderstand und die Defektumladungen in der Raumladungszone. Bei Frequenzen über 10^4 Hz wird der Anstieg des Verlustfaktors durch den Serienwiderstand dominiert. Zu niedrigen Frequenzen hin steigt der Verlustfaktor aufgrund der Ströme, welche mit der Umladung tiefer Defekte verbundenen sind, an. Die Umladung von tiefen Zuständen ist mit dem Einfang bzw. der Emission von freien Ladungsträgern verbunden. Sie kann durch die angelegte Wechselspannung beeinflusst werden, weil sich die Ladungsträgerkonzentrationen und somit auch die Übergangsraten für den Einfang bzw. die Emission von Ladungsträgern (vgl. Anhang 1.1) mit deren Frequenz ändern. Die Umladung der tiefen Defekte kann der Frequenz der Wechselspannung folgen, wenn die Frequenz bis in den Bereich der Übergangsraten abgesenkt wird. Dies ist für die tiefen Defekte aufgrund ihrer niedrigen Übergangsraten mit sinkender Frequenz zunehmend der Fall. Durch Verarmung des Bulks und der defektreichen p/i- und n/i-Grenzbereiche kann der Einfluss der Defektumladung jedoch mit sinkender Detektorspannung minimiert werden, so dass sich die Messwerte bei tiefen Frequenzen dem dielektrischen Verlustfaktor annähern. Die mit der Defektumladung verbundenen Ströme tragen nicht zur Polarisation des Dielektrikums bei, so dass die Defektumladung nicht dem dielektrischen Verlustfaktor sondern dem Verlustfaktor zugeordnet wird.

Der Frequenzbereich von 10^3 Hz bis 10^4 Hz hat eine zentrale Bedeutung bei dem Messverfahren für den dielektrischen Verlustfaktor, weil dort der Einfluss tiefer Defekte auf den Verlustfaktor bei einigen Volt Sperrspannung ganz verschwindet. In diesem Frequenzbereich wird der gemessene Verlustfaktor bei starker Extraktion nur durch den dielektrischen Verlustfaktor und den Serienwiderstand bestimmt. Die beiden mit $\tan(\delta_{diel}) = 4,5 \cdot 10^{-4}$ simulierten Verläufe des Verlustfaktors stimmen in diesem Bereich bei starker Extraktion gut mit den Messwerten überein.

Der dielektrische Verlustfaktor beschreibt die Umwandlung elektrischer Energie in thermische Energie bei Feldänderungen in der Kapazität. Analog dazu führt die thermische Bewegung der Dipole im Dielektrikum zur Influenzierung von Spannungen auf der Kapazität. Das thermische Rauschen der verlustbehafteten Kapazität ist eine Funktion des dielektrischen Verlustfaktors.

Der dielektrische Verlustfaktor von a-Si:H entspricht den Spezifikationen von hochwertiger NDK-Keramik- und Styroflexkondensatoren [126]. Der dielektrische Verlustfaktor von a-Si:H genügt damit den in Bezug auf das Rauschen hohen Ansprüchen an Hochfrequenzsensoren (vgl. [127]). Der Verlustfaktor von a-Si:H übersteigt jedoch aufgrund der Ladungsänderungen der Dangling-Bonds bei tiefen Frequenzen den dielektrischen Verlustfaktor.

4 Rauschen

Der Begriff „Rauschen“ wurde ursprünglich nur für akustische Eindrücke verwendet, welche beispielsweise bei strömendem Wasser oder starkem Wind auftreten. In diesem Bedeutungsumfeld kann Rauschen eine störende Wirkung auf Kommunikation haben. Mit der technischen Entwicklung des zwanzigsten Jahrhunderts erfolgte eine Erweiterung der Bedeutung auf den Bereich elektromagnetischer bzw. beliebiger Signale. Dem entsprechend ist Rauschen eine zufallsabhängige Störung deterministischer Signale. Die Zahl der unabhängigen Variablen, welche einen Einfluss auf den zeitlichen Verlauf des elektronischen Rauschens eines Bauteils haben, ist größer als die Zahl der Atome im Bauteil. Das Rauschen ist also eine unvorhersehbare Funktion der Zeit, so dass es als stochastischer, das heißt zufallsabhängiger Prozess beschrieben werden muss. Im Weiteren werden Begriffe und Zusammenhänge zur Beschreibung des Rauschens und grundlegende Rauschmechanismen vorgestellt.

4.1 Statistische Beschreibung

Weil das Rauschen im Zeitbereich nicht vorhersagbar ist und auch Momentaufnahmen meist wenig aussagefähig sind, wird es durch geeignete Mittelwertfunktionen und Funktionen spektraler Dichte beschrieben. Dazu wird im Weiteren von stationären Prozessen ausgegangen von denen angenommen werden kann, dass sie auch ergodisch sind [128]. Dies bedeutet, dass die gleiche Information über das System erhalten wird, wenn der in der Statistik verwendete Schar- bzw. Ensemblemittelwert mit dem experimentell viel leichter zu ermittelnden Zeitmittelwert gleichgesetzt wird. Der Mittelwert des Signals $i(t)$ ist dann allgemein durch

$$\overline{i(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T i(t) dt \quad (26)$$

gegeben. Das Rauschen ist die Abweichung vom Mittelwert und hat als reine Schwankungsgröße den Mittelwert Null. Die Varianz bzw. das Schwankungsquadrat des Signals ist die Rauschleistung, welche an einem 1Ω -Widerstand entstehen würde:

$$\overline{i^2} = \overline{(i(t) - \overline{i(t)})^2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T (i(t) - \overline{i(t)})^2 dt \quad (27)$$

Die Wurzel der Varianz ist die Standardabweichung oder der Effektivwert von Rauschstrom bzw. Rauschspannung. Der Einfachheit halber werden im Rahmen dieser Arbeit die Effektivwerte von Rauschstrom und Rauschspannung mit den fett geschriebenen Buchstaben i und u bezeichnet:

$$\sqrt{\overline{i^2}} \equiv i \quad , \quad \sqrt{\overline{u^2}} \equiv u \quad (28)$$

Ströme und Spannungen werden hingegen durch Angabe ihrer Zeitabhängigkeit mit $i(t)$ bzw. $u(t)$ gekennzeichnet. Die Korrelationsfunktion

$$R_{i_1 i_2}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T i_1(t) \cdot i_2(t + \tau) dt \quad (29)$$

ist ein Maß für die Übereinstimmung der Signale $i_1(t)$ und $i_2(t)$ zu verschiedenen Zeitpunkten. Sie wird im stationären Fall als Kreuzkorrelationsfunktion bezeichnet, wobei gilt:

$$R_{i_1 i_2}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T i_1(t) \cdot i_2(t + \tau) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T i_1(t - \tau) \cdot i_2(t) dt \quad (30)$$

Die Autokorrelationsfunktion ergibt sich aus der Kreuzkorrelationsfunktion für $i_1(t) = i_2(t)$ und beschreibt das Maß der Übereinstimmung eines Signals mit dem gleichen, aber zeitverschobenen Signal:

$$R_{ii}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T i(t) \cdot i(t + \tau) dt \quad (31)$$

Sie ist ein Maß für die Stärke des Rauschens und dafür, wie weit eine Fluktuation des Signals nach der Zeit τ abgeklungen ist. Die Autokorrelationsfunktion ist eine gerade Funktion in τ :

$$R_{ii}(\tau) = R_{ii}(-\tau) \quad (32)$$

Die Rauschleistung des Signals ist durch $R_{ii}(\tau)$ zum Zeitpunkt $\tau = 0$ gegeben:

$$R_{ii}(0) = \overline{i^2} \quad (33)$$

Signale, deren Kreuzkorrelationsfunktion gleich Null ist, sind unkorreliert. Wenn zwei Signale unkorreliert sind, ist die Rauschleistung der Summe der Signale durch die Summe der Rauschleistungen der einzelnen Signale gegeben:

$$R_{i_1 i_2}(\tau) = 0 \quad \wedge \quad i(t) = i_1(t) + i_2(t) \quad \Leftrightarrow \quad R_{ii}(\tau) = R_{i_1 i_1}(\tau) + R_{i_2 i_2}(\tau) \quad (34)$$

Bei einer Korrelation der Signale ist die gesamte Rauschleistung jedoch größer als die Summe der Rauschleistungen der einzelnen Signale.

Die einseitige spektrale Rauschleistungsdichte $W(f)$ ist nur bei positiven Frequenzen definiert. Sie beschreibt die Rauschleistung an einem 1Ω -Widerstand im Bereich einer Bandbreite von einem Hertz bei der Frequenz f . Die Wiener-Khintchineschen Beziehungen für ergodische stochastische Prozesse ermöglichen die Berechnung der spektralen Rauschleistungsdichte aus der Autokorrelationsfunktion und umgekehrt durch eine Fouriertransformation:

$$W_i(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{ii}(\tau) \cdot \exp(-j\omega\tau) d\tau \quad (35a)$$

$$R_{ii}(\tau) = \int_0^{\infty} W_i(f) \cdot \exp(+j\omega\tau) df \quad (35b)$$

Als Fouriertransformierte einer geraden Funktion ist $W(f)$ eine reelle Funktion. Die Parsevalsche Gleichung ergibt sich aus Gleichung 35b für $\tau = 0$ und besagt, dass sich die Rauschleistung des Systems durch Integration über die spektrale Rauschleistungsdichte ergibt:

$$\boxed{R_{ii}(0) = \int_0^{\infty} W_i(f) df} \quad (36)$$

Die spektrale Rauschstromdichte und die spektrale Rauschspannungsdichte sind die Wurzeln der entsprechenden Leistungsdichten. Im Rahmen dieser Arbeit wird folgende Schreibweise für die spektralen Größen verwendet:

$$\overline{i'^2} \equiv W_i(f) ; \quad \overline{i'} \equiv \sqrt{W_i(f)} \quad (37)$$

$$\overline{u'^2} \equiv W_u(f) ; \quad \overline{u'} \equiv \sqrt{W_u(f)} \quad (38)$$

4.2 Ramos Gesetz

Die Poissongleichung, die Stromgleichungen und die zeitabhängigen Kontinuitätsgleichungen beschreiben den Halbleiter als makroskopisches System, wobei die zeitabhängigen Ströme Mittelwerte sind. Die Mittelung erfolgt durch die makroskopische Definition von Beweglichkeiten und Ladungsträgerkonzentrationen. Die Beschreibung des Rauschens in Halbleiterbauelementen erfolgt prinzipiell durch korpuskulare mikroskopische Modelle der Bewegungen einzelner Ladungsträger. Am Beispiel der zeitlichen Übergänge zwischen ausgedehnten und lokalisierten Zuständen wird klar, dass dabei zeitliche Verläufe statistisch beschrieben werden müssen. Solche mikroskopischen Modelle können als Ausgangspunkt der Berechnung Ladungsträgerkonzentrationen und Bandverläufe benutzen, welche mit einem makroskopischen Modell ermittelt wurden.

Ramos Gesetz [129] beschreibt in einfacher Weise den Zusammenhang zwischen der Bewegung eines Ladungsträgers in Vakuumröhren mit zwei parallelen Elektroden und dem an den äußeren Anschlüssen bei konstanter Spannung influenzierten Strom:

$$i(t) = \frac{e \cdot v_x}{d} \quad (39)$$

Dabei ist v_x die Geschwindigkeit des Ladungsträgers senkrecht zu den Elektroden, d ist der Elektrodenabstand und e ist die Ladung. Bei Halbleiterdetektoren müssen zur Berechnung des influenzierten Stromes der Einfluss der ortsabhängigen Dielektrizitätskonstanten auf die Feldstärke sowie die Umladung der Detektorkapazität bei zeitabhängiger Detektorspannung berücksichtigt werden. Cavalleri et al. [130, 131] benutzten eine Erweiterung von Ramos Gesetz [132] zur Beschreibung des Problems für den Fall einer festen Raumladung in Halbleiterdetektoren und zeigten, dass Gleichung 39 auch in diesem Fall gültig ist. Auf Basis des erweiterten Gesetzes von Ramo beschrieb Pellegrini [133] dann eine Methode zur Berechnung des Rauschens von Halbleiterdetektoren unter Berücksichtigung aller oben genannten Effekte aus der Summe der Influenzströme, welche die Bewegungen einzelner Ladungsträger an den Elektroden hervorrufen.

Bei der Übertragung von Ramos Gesetz auf Detektoren in Form von Halbleiterdioden führt eine getrennte Betrachtung räumlich getrennter Bereiche zu einer wesentlichen Vereinfachung: Für die Raumladungszone und die beiden neutralen Bahngebieten wird jeweils Ramos Gesetz angewendet. Dabei können die Bewegungen der Ladungsträger in der Raumladungszone und die Bewegungen der Ladungsträger in den restlichen Bereichen der dotierten Schichten als nicht miteinander korreliert betrachtet werden. Dieser Ansatz führt zur Beschreibung des Rauschens der Diode durch drei seriell angeordnete Rauschquellen für die Bahngebiete und die Raumladungszone.

Modelle zur Berechnung des Rauschens in Halbleiterbauelementen auf Basis eines makroskopischen Modells mit den Halbleiterdifferentialgleichungen in Kombination mit einem mikroskopischen korpuskularen Modell mit den Bewegungen der freien Ladungsträger sowie ihrer Wechselwirkung mit lokalisierten Zuständen und dem Modell von Pellegrini zur Berechnung des influenzierten Rauschstromes sind hochgradig komplex. In der Praxis wird das Rauschen als Überlagerung von Teilprozessen betrachtet und jeweils die Beschreibung im Frequenzbereich aus der statistischen Beschreibung im Zeitbereich abgeleitet. Dabei wird in der Regel davon ausgegangen, dass die Teilprozesse statistisch unabhängig sind, so dass die spektralen Rauschleistungsdichten der einzelnen Rauschmechanismen im Frequenzbereich addiert werden können.

4.3 Thermisches Rauschen

Physikalische Systeme, welche sich im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, rauschen aufgrund der thermischen Molekularbewegung. Durch Gitterschwingungen und Streuprozesse zwischen freien Ladungsträgern und Gitteratomen kommt es zur Fluktuation der elektro-

magnetischen Energie des Systems, was als elektrisches Rauschen gemessen werden kann. Im Jahre 1918 sagte Schottky [134] voraus, dass sich elektrisches Rauschen aufgrund von Wärmebewegung bei genügend hoher Verstärkung bemerkbar machen müsste. Das thermische Rauschen von Widerständen wurde 1928 von Johnson [135] quantitativ untersucht und gleichzeitig von Nyquist [136] theoretisch hergeleitet. Sie zeigten, dass der Realteil eines komplexen Widerstandes rauscht. Das thermische Rauschen kann durch eine dem nicht rauschenden komplexen Widerstand parallel geschaltete Rauschstromquelle oder eine seriell geschaltete Rauschspannungsquelle ausgedrückt werden. Die äquivalenten Rauschersatzschaltbilder eines RC-Gliedes sind in Abb. 21 dargestellt. Dabei sind die Spektren der Rauschleistungsdichten des Stromes und der Spannung durch

$$\overline{i_{th}^{\prime 2}} = 4kT \operatorname{Re}\{\underline{Y}(f)\} \quad (40a)$$

und

$$\overline{u_{th}^{\prime 2}} = 4kT \cdot \operatorname{Re}\{\underline{Z}(f)\} \quad (40b)$$

gegeben.

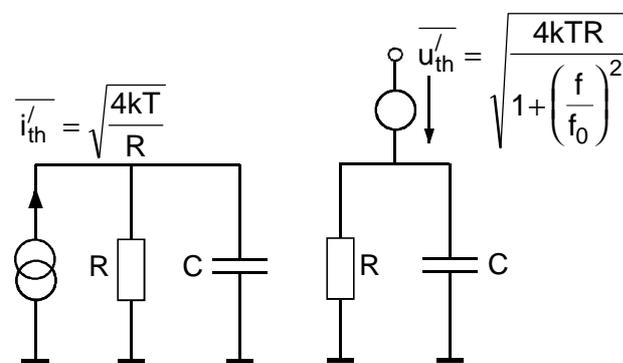


Abb. 21: Rauschersatzschaltbilder eines RC-Gliedes

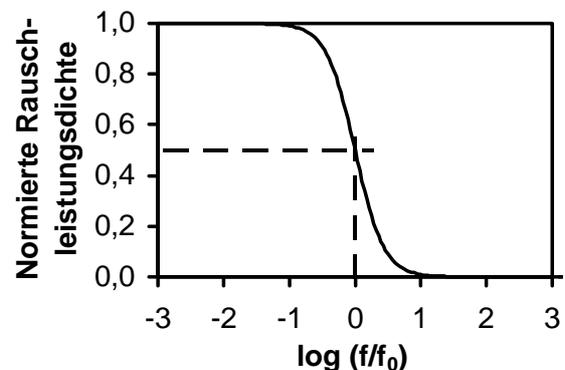


Abb. 22: Normierte Rauschleistungsdichte der Spannung am RC-Glied

Die Rauschleistungsdichte der Spannung über der Kapazität wird entsprechend Gleichung 40b mit dem komplexen Widerstand des RC-Gliedes berechnet.

$$\overline{u_{thRC}^{\prime 2}} = \frac{4kTR}{1 + \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \quad \text{mit} \quad f_0 = \frac{1}{2\pi RC} \quad (41)$$

Sie wird durch einen Tiefpass 2. Ordnung mit der Eckfrequenz f_0 bestimmt und ist in Abb. 22 dargestellt. Die Rauschleistungsdichte des Stromes in einer verlustbehafteten Kapazität mit dem dielektrischen Verlustfaktor $\tan(\delta_{diel})$ wird entsprechend mit Beziehung 40a berechnet:

$$\overline{i_{thC}^{\prime 2}} = 4kT\omega C \tan(\delta_{diel}) \quad (42)$$

Nyquists Herleitung beruht auf einer Anordnung von Widerständen und einer Koaxialleitung, wobei das elektromagnetische Feld in der Leitung berechnet wird. Das thermische Rauschen kann auch mit Ramos Gesetz aus der thermischen Bewegung der Ladungsträger abgeleitet werden [z.B. 137]. Blum [138] sowie Bittel und Storm [139] beschreiben einen Ansatz, welcher den Gleichverteilungssatz makroskopischer Systeme (Widerstand, Induktivität und Kapazität) mit dem Rauschen in Beziehung setzt. Dieser Ansatz knüpft an die Überlegungen Schottkys an und ermöglicht die Berechnung der oberen Eckfrequenz des thermischen Rauschens. Der Gleichverteilungssatz makroskopischer Systeme besagt, dass sich die innere Energie eines Systems im

thermodynamischen Gleichgewicht auf alle Freiheitsgrade, welche quadratisch in die Energiefunktion eingehen, gleichmäßig aufteilt. Dabei beträgt die Energie pro Freiheitsgrad im zeitlichen Mittel $kT/2$. Die Schwingungen der Gitteratome verlaufen in drei unabhängigen Richtungen und sind mit sechs Freiheitsgraden für potentielle und kinetische Energie verbunden. Sie tragen wesentlich zur inneren Energie des Systems bei. Daneben besteht je ein Freiheitsgrad für die fluktuierende elektrische und die fluktuierende magnetische Energie, die gegebenenfalls in makroskopischen Energiespeichern wie Kapazitäten oder Induktivitäten konzentriert ist:

$$W_e = \frac{kT}{2} \quad (43a)$$

$$W_m = \frac{kT}{2} \quad (43b)$$

Unter Berücksichtigung der aus der Quantentheorie abgeleiteten frequenzabhängigen Verteilung der Energie eines Systems nach dem Planckschen Strahlungsgesetz führt dieser Ansatz zur Beschreibung des thermischen Rauschens eines Scheinwiderstandes \underline{Z} auch bei sehr hohen Frequenzen [138]:

$$\overline{i_{th}^{\prime 2}} = 4hf \cdot \operatorname{Re}\{\underline{Y}(f)\} \cdot \left(e^{\frac{hf}{kT}} - 1 \right)^{-1} \quad \overline{u_{th}^{\prime 2}} = 4hf \cdot \operatorname{Re}\{\underline{Z}(f)\} \cdot \left(e^{\frac{hf}{kT}} - 1 \right)^{-1} \quad (44)$$

Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum. Das thermische Rauschen ist also im Frequenzbereich $0 < f \ll kT/h$ weißes Rauschen. Bei Raumtemperatur ist das Rauschspektrum des thermischen Rauschens bis in den Mikrowellenbereich hinein (≈ 10 GHz) konstant. Oft wird der Rauschstrom jedoch bei diesen Frequenzen durch parasitäre Kapazitäten kurzgeschlossen oder durch parasitäre Induktivitäten abgeblockt. Idealisierend wird das Spektrum des weißen Rauschens als konstant betrachtet, so dass die entsprechende Autokorrelationsfunktion als Diracstoß beschrieben wird.

Auch im Nichtgleichgewicht gilt obige Beschreibung des thermischen Rauschens unter Voraussetzung einer näherungsweise Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung (vgl. [140]) und der Gültigkeit der Einsteinbeziehung, das heißt bei moderaten Feldstärken in nicht degenerierten Halbleitern. Bei hoher Feldstärke nehmen Elektronen Energie aus dem elektrischen Feld auf und werden dann als heiße Elektronen bezeichnet. Unter Berücksichtigung der effektiven Elektronentemperatur kann die Beschreibung des thermischen Rauschens von Widerständen auch auf den Bereich hoher Feldstärken erweitert werden.

Für R_S kann im Nichtgleichgewicht thermisches Rauschen angesetzt werden (vgl. Kapitel 4.3). Ob der Ansatz, das Rauschen von ohmschen Randleckströmen durch thermisches Rauschen zu beschreiben, gültig ist, hängt vom dominierenden Transportmechanismus und der Stromstärke ab. Wenn der Transport in halbleitenden Widerständen durch Generationsrekombinationsvorgänge dominiert wird, dominiert bei kleinen Strömen thermisches Rauschen und bei großen Strömen Generationsrekombinationsrauschen ([141]). Aufgrund der hohen Defektdichte an Oberflächen ist für Leckströme ein durch Generationsrekombinationsvorgänge dominierter Ladungsträgertransport wahrscheinlich. Zudem ist der Leckstrom so klein, dass der Einfluss des Rauschens von R_p auf das Rauschen der Diode im Gegensatz zu anderen Rauschmechanismen nicht experimentell nachgewiesen werden konnte. Also wird im Weiteren vom thermischen Rauschen von R_p ausgegangen. Der differentielle Widerstand weist im thermodynamischen Gleichgewicht thermisches Rauschen auf. Sein Rauschen wird jedoch im Nichtgleichgewicht nicht als thermisches Rauschen, sondern unter Einbeziehung des Rauschens im Gleichgewicht als Schrotrauschen beschrieben.

4.4 Schrotrauschen

Der Schroteffekt wurde erstmals 1918 durch Schottky [134] für Verstärkerröhren beschrieben. Der Begriff Schrot beschreibt die Quantisierung eines Materials in gleich große Körner. Der Schroteffekt beruht auf der Diskontinuität des elektrischen Stromes aufgrund der Quantisierung der elektrischen Ladung durch die Elementarladung. Schrotrauschen tritt bei Anordnungen auf, in denen jedes elektrische Teilchen das ganze angelegte Feld praktisch auf einmal durchläuft. Analoge Verhältnisse wie in Vakuumröhren sind in diesem Sinn auch an Potentialbarrieren in Halbleitern vorhanden, wobei das Durchlaufen des Feldes durch Streuung quasi gleichmäßig und nicht beschleunigt erfolgt.

Schrotrauschen tritt als Influenzstrom auf, wenn statistisch unabhängig auftretende Ladungsträger die Raumladungszone einer Diode durchlaufen. Die Influenzstromimpulse haben eine Dauer entsprechend der Transitzeiten τ_{Tn} und τ_{Tp} von Elektronen und Löchern bei Kontaktinjektion bzw. eine ortsabhängige Laufzeit aus der Kombination der Transitzeiten bei fotogenerierten Elektronenlochpaaren. Für Frequenzen, die klein gegenüber der reziproken maximalen Transitzeit sind, weist das Schrotrauschen ein konstantes Spektrum auf.

Wenn Rekombination und thermische Generation in der Raumladungszone vernachlässigbar klein sind, treten statistisch unabhängige Stromimpulse der Ladung e auf. Dann gelangen alle korreliert generierten Ladungsträgerpaare oder am Kontakt injizierten Ladungsträger bis zum jeweiligen Kontakt und es entsteht volles Schrotrauschen:

$$\overline{i_S'^2} = 2e \cdot |I| \quad \text{für } f \ll 1/\tau_T \quad (45)$$

Dabei ist e die Elementarladung und der Gesamtstrom I ist der zeitliche Mittelwert der Stromimpulse. Die Form der Impulse und die Verteilung der Impulsdauern hat nur einen Einfluss auf den Abfall des Spektrums bei hohen Frequenzen im Bereich der reziproken maximalen Impulsdauern. Dieser Bereich soll nun anhand eines einfachen Beispiels näher betrachtet werden. Bei statistisch unabhängigen Rechteckimpulsen der Ladung e mit konstanter ortsunabhängiger Impulsdauer τ_T ist die Autokorrelationsfunktion entsprechend Gleichung 31 durch

$$R_{ii}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot \frac{\overline{i(t)} \cdot T}{e} \cdot \left(\frac{e}{\tau_T} \right)^2 (\tau_T - |\tau|) + \overline{i(t)}^2 = \frac{I \cdot e}{\tau_T^2} (\tau_T - |\tau|) + I^2 \quad (46)$$

und das Spektrum mit der Fouriertransformation entsprechend Gleichung 35 durch

$$\overline{i_S'^2} = 2e \cdot I \frac{\sin^2(\pi f \tau_T)}{(\pi f \tau_T)^2} \quad (47)$$

gegeben. Die Spektren sind in Abb. 23 für verschiedene Transitzeiten dargestellt. Die Transitzeiten von fotogenerierten Elektronen und Löchern werden bei a-Si:H-pin-Dioden im Sperrbereich nicht nur durch die freien Beweglichkeiten, die angelegte Spannung und die Dicke der Diode bestimmt. Sie werden auch maßgeblich durch Einfang- und Freisetzvorgänge verzögert. Street gibt bei einer Dicke von 1 μm und einer Sperrspannung von 5 V Transitzeiten von 2 ns für Elektronen und von 200 ns für Löcher an [142]. Der relativ große Unterschied der Transitzeiten ist einerseits durch die verschieden großen Beweglichkeiten und andererseits durch die unterschiedlichen Steigungen der Bandausläufer zu erklären. Die Beweglichkeit der Löcher ist etwa um den Faktor 10 kleiner als die Elektronenbeweglichkeit (vgl. [104]) und der flachere Valenzbandausläufer führt bei den Löchern zu stärkerem Einfang in Haftstellen. Bei der wiederholten Unterbrechung des influenzierten Stromes eines Ladungsträgers durch den Einfang in Haftstellen können die stark korrelierten Einzelimpulse bezüglich der gegenüber $1/(2\pi\tau_T)$ tiefen Frequenzen als Gesamtimpuls der Ladung e betrachtet werden. Der Einfluss auf das Spektrum bei höheren Frequenzen wird in Kapitel 4.5 behandelt. Die Transitzeiten steigen von τ_{Tn} am p-Kontakt bis auf τ_{Tp} am n-Kontakt an. Bei Beleuchtung durch die p-Schicht wird der Anteil der

photogenerierten Ladungsträgerpaare mit großen Transitzeiten maximal, wenn mit kurzweiligem Licht beleuchtet wird. Mit sinkender Sperrspannung bzw. steigender Vorwärtsspannung und steigender Defektdichte nimmt die Transitzeit stark ab. Im Vorwärtsbereich tritt mit steigender Spannung zunehmend Rekombination auf, so dass die Definition einer Transitzeit nicht mehr sinnvoll ist (vgl. Kapitel 4.5). Bei einer Sperrspannung von einigen Volt muss für 1 μm dicke pin-Dioden bis zu einigen hundert kHz mit weißem Schrotrauschen gerechnet werden.

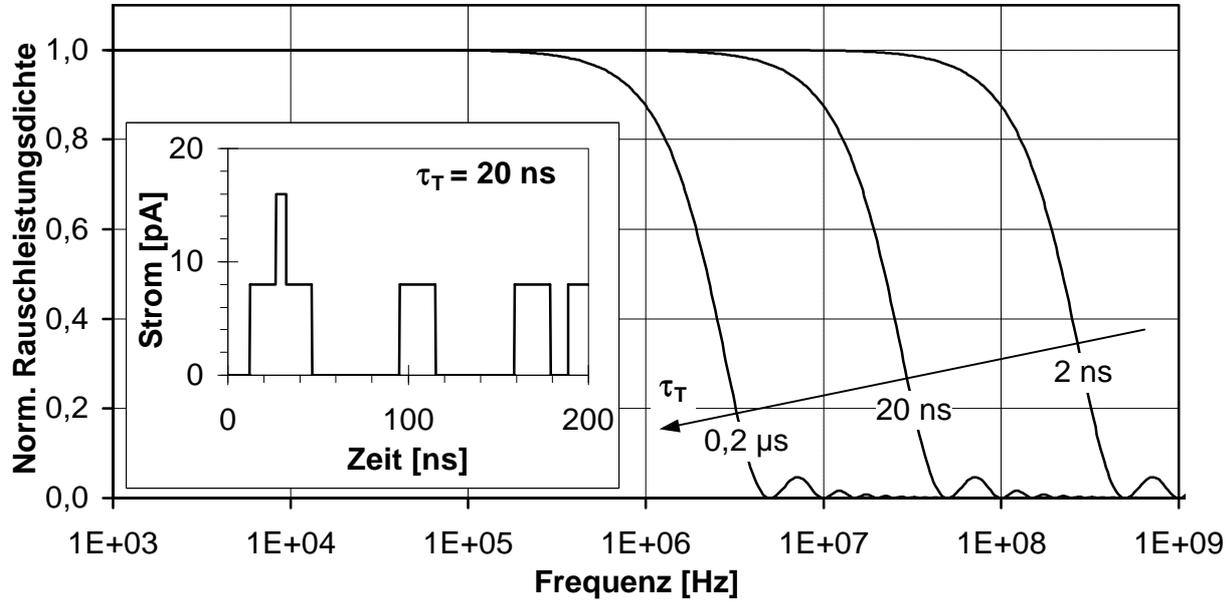


Abb. 23: Normierte Rauschleistungsdichte des Schrotrauschens bei Rechteckimpulsen mit konstanter Transitzeit

Zur Berechnung des Schrotrauschens müssen der Dunkelstrom und der Fotostrom getrennt betrachtet werden. Das Schrotrauschen des Dunkelstromes ist eine Funktion des Betrages des Sperrsättigungsstromes I_S und des Dunkelstromes I_D und wird meist als

$$\overline{i_{SD}^{\prime 2}} = 2e \cdot |I_D + 2 \cdot I_S| \quad (48)$$

angegeben (z. B. [143]). Sowohl im Sperr- als auch im Durchlassbetrieb zeigt sich volles Schrotrauschen des Diodenstromes. Nur im Bereich des thermodynamischen Gleichgewichts weicht das Rauschen der Diode davon ab und nähert sich für $n_D = 1$ dem thermischen Rauschen

$$\overline{i_{th}^{\prime 2}} \Big|_{GG} = \frac{4e \cdot I_S}{n_D} \quad (49)$$

des Kleinsignalwiderstandes

$$r_d \Big|_{GG} = \frac{n_D \cdot U_T}{I_S} \quad (50)$$

der Diode an. Für einen Idealitätsfaktor $n_D > 1$ weicht das Schrotrauschens im Gleichgewicht jedoch entsprechend Gleichung 48 vom thermischen Rauschen von r_d ab.

Der Fotostrom ist der Strom, welcher durch die Sammlung der im Bulk photogenerierten Ladungsträger hervorgerufen wird. Das Schrotrauschen des Fotostromes ist durch

$$\overline{i_{SF}^{\prime 2}} = 2e \cdot |I_F| \quad (51)$$

gegeben. Die dem Fotostrom zugrunde liegende Generation ist nicht mit der dem Dunkelstrom zugrunde liegenden thermischen Generation oder der Kontaktinjektion korreliert, so dass sich die

Rauschleistungsdichte des Schrotrauschens des Diodenstromes als Summe der einzelnen Rauschleistungen ergibt:

$$\overline{i_S'^2} = \overline{i_{SD}'^2} + \overline{i_{SF}'^2} \quad (52)$$

Im Vorwärtsbereich der Diode tritt bei Beleuchtung Schrotrauschen auf, welches in Bezug auf den Hellstrom relativ groß ist, weil die Summe der Beträge von Fotostrom und Dunkelstrom größer ist als der Hellstrom (vgl. Kapitel 3.3). Dieser Effekt ist im Leerlauf maximal. Dann tritt, zumindest bezüglich kleiner Frequenzen, das Schrotrauschen des Dunkelstromes und das Schrotrauschen des Fotostromes auf, obwohl der Gesamtstrom gleich Null ist.

4.5 Reduziertes Schrotrauschen

Wenn die einzelnen influenzierten Stromimpulse kleiner als die Elementarladung e sind, dann ist das Schrotrauschen zumindest bezüglich relativ hoher Frequenzen gegenüber dem vollen Schrotrauschen (Gleichung 47) vermindert. Dies ist im Dunkeln sowohl beim Generationsstrom ($U < 0$) als auch beim Rekombinationsstrom ($U > 0$) und bei Beleuchtung bei der Bulkrekombination fotogenerierter Ladungsträger der Fall. Darüber hinaus führen Einfang- und Freisetzungsvorgänge in tiefen Haftstellen im Bereich der Raumladungszone zu Unterbrechungen der Influenzstromimpulse. Insbesondere in a-Si:H-pin-Dioden kann reduziertes Schrotrauschen aufgrund der relativ hohen Defektdichte des Materials auftreten.

Zur Beschreibung des reduzierten Schrotrauschens muss die Korrelation von zeitversetzten Influenzstromimpulsen berücksichtigt werden. Die Korrelation ist bei Einfang- und Freisetzungsvorgängen in Haftstellen offensichtlich. Bei Generation oder Rekombination müssen jeweils die Stromimpulse beider Ladungen des betreffenden Paares berücksichtigt werden. Im statischen Nichtgleichgewicht ergeben sich bezüglich sehr langer Beobachtungszeiten durch Korrelation immer Gesamtinfluenzstromimpulse der Ladung e als Summe der einzelnen aufeinander folgenden Influenzstromimpulse beider Ladungsträgerarten. Die Kontinuitätsgleichungen sowie Generation und Rekombination beschreiben diese Verkettung von Stromimpulsen im zeitlichen Mittel. Dies führt zu vollem Schrotrauschen bei den kleinen Frequenzen, welche dem langen Beobachtungszeitraum entsprechen und zu einer frequenzabhängigen Verminderung des Schrotrauschens bei größeren Frequenzen.

Lauritzen [144] hat Dioden mit Generation und Rekombination in der Raumladungszone untersucht und ein Spektrum mit vermindertem Schrotrauschen für hohe Frequenzen beim Generations- oder Rekombinationsanteil des Dunkelstromes gefunden: Während bei niedrigen Frequenzen Schrotrauschen in vollem Umfang auftritt, verringert sich das Schrotrauschen im Bereich des Kehrwertes der mittleren Besetzungsdauern der Rekombinationszentren. Bei hohen Frequenzen bis in den Bereich des Kehrwertes der Transitzeit bleibt das Spektrum dann konstant. Die Besetzungsdauer der Rekombinationszentren ist die Zeit zwischen zwei Generationen im Vorwärtsbetrieb oder die Zeit zwischen zwei Rekombinationen im Sperrbetrieb. Dies beinhaltet eine für tiefe Frequenzen korrelierte und für hohe Frequenzen unkorrelierte Generation bzw. Rekombination.

Die Abschwächung des Schrotrauschens beim Generations- bzw. Rekombinationsstrom in p/n-Übergängen kann nach Lauritzen durch den Abschwächungsfaktor Γ ausgedrückt werden:

$$\overline{i_{SRG}'^2} = \sqrt{2e \cdot I_{R,G}} \cdot \Gamma(f) \quad (53)$$

Dabei ist Γ eine Funktion der ortsabhängigen Generations- bzw. Rekombinationsrate und der ortsabhängigen Dielektrizitätskonstanten. Bei kleinen Frequenzen ist $\Gamma = 1$. Die Eckfrequenz f_f der Abschwächung ist die mittlere Aufenthaltsdauer in den Rekombinationszentren. Für einen symmetrisch dotierten p/n-Übergang ist die Abschwächung bei mittleren Frequenzen gleich 1/2 im Durchlassbereich und 2/3 im Sperrbereich [145]. Müller [146] stellt für generations-

rekombinationsstrombegrenzte Dioden einen vom Idealitätsfaktor n_D abhängigen Abschwächungsfaktor vor:

$$\Gamma^2 = \frac{1}{n_D} \quad (54)$$

Diese Beschreibung der Reduktion des Schrotrauschens des Dunkelstromes kann unter Berücksichtigung von Einfang- und Freisetzvorgängen in den Haftstellen amorpher Dioden erweitert werden. Bei kristallinen Halbleiterdioden gilt $1 \leq n_D \leq 2$. Der maximale Diodenfaktor von $n_D = 2$ stellt sich in kristallinen Dioden ein, wenn der Strom ein reiner Rekombinationsstrom ist. Bei Berücksichtigung der spezifischen Transportbedingungen in pin-Dioden aus a-Si:H muss jedoch davon ausgegangen werden, dass der Abschwächungsfaktor des Schrotrauschens im Vorwärtsbetrieb unter 0,5 liegen kann. Amorphe Halbleiter haben eine im Vergleich zu kristallinen Halbleitern hohe Dichte lokalisierter Zustände in der Bandlücke. Beim Betrieb der pin-Diode im Durchlassbereich spielen Einfang- und Freisetzvorgänge eine wesentliche Rolle. Wenn die Influenzstromimpulse generierter oder injizierter Ladungsträger durch Einfang- und Freisetzvorgänge k -mal unterbrochen werden, kann Γ zumindest für Frequenzen oberhalb des Kehrwertes der k -fachen durchschnittlichen Verweildauer in den Haftstellen auch kleiner als 0,5 sein. Dies entspricht nach Gleichung 54 einem Idealitätsfaktor von $n_D > 2$, was bei Dioden mit unzureichender Qualität des Bulkmaterials auch beobachtet wird [102]. Aufgrund der kontinuierlichen Verteilung der Zustände im Zwischenbandbereich muss davon ausgegangen werden, dass der Übergang vom vollen Schrotrauschen zum abgeschwächten Schrotrauschen über einen weiten Frequenzbereich hinweg verläuft. Der Frequenzbereich des Übergangs zwischen vollem und reduziertem Schrotrauschen ist von der Transitzeit abhängig. Die Reduktion des Schrotrauschens des Dunkelstromes steigt also mit der Dicke der Diode und mit sinkender Sperrspannung bzw. steigender Vorwärtsspannung ab.

Auch beim Fotostrom in a-Si:H-pin-Dioden tritt reduziertes Schrotrauschen auf, wenn die in der Raumladungszone fotogenerierten Ladungsträger nicht vollständig gesammelt werden. Wenn die fotogenerierten Ladungsträger rekombinieren bevor sie bis zum Rand der Raumladungszone driften, dann zeigt sich reduziertes Schrotrauschen des Fotostromes. In Analogie zum Fotostrom ist auch beim Dunkelstrom in Sperrrichtung, zumindest bei kleiner Sperrspannung, mit reduziertem Schrotrauschen zu rechnen. Erst beim Erreichen der vollständigen Verarmung bei einer Sperrspannung von etwa -1 V und bei größeren Sperrspannungen ist mit vollem Schrotrauschen des Dunkelstromes zu rechnen.

Durch Einfang- und Freisetzvorgänge von in der Raumladungszone generierten Ladungsträgern verlängert sich die Transitzeit. Bezüglich langer Beobachtungsdauer, das heißt niedriger Frequenzen, ist hierbei der Gesamtimpuls als Summe der einzelnen Impulse eines Ladungsträgerpaares gleich e . Bezüglich kurzer Beobachtungsdauer, das heißt hoher Frequenzen, treten die kleineren Einzelimpulse vor bzw. nach dem Einfang eines Ladungsträgers in Erscheinung. Durch Einfang- und Freisetzvorgänge in Haftstellen sinkt die Leistungsdichte des Schrotrauschens des Fotostromes nur bei hohen Frequenzen über der reziproken Summe aus den Zeitkonstanten der Haftstellen und der Aufenthaltsdauer im jeweiligen Band ab. Der Frequenzbereich des Übergangs zwischen vollem Schrotrauschen und reduziertem Schrotrauschen ist wie die Transitzeit von der Feldstärke abhängig. Die Reduktion des Schrotrauschens des Fotostromes steigt also mit der Dicke der Diode und mit sinkender Sperrspannung ab. Im Durchlassbereich nimmt die Absenkung des Schrotrauschens des Fotostromes zunächst mit steigender Vorwärtsspannung zu. Beim Erreichen der Übergangsspannung erfolgt der Nulldurchgang des Fotostromes und der Abschwächungsfaktor des Schrotrauschens wird minimal, wobei gleichzeitig das Schrotrauschen gegen null geht.

4.6 Generationsrekombinationsrauschen

Sowohl Generations- und Rekombinationsvorgänge über tiefe Defekte als auch Einfang- und Freisetzungsvorgänge in flachen Störstellen sind mit einer Fluktuation der Zahl freier Ladungsträger im Halbleiter verbunden. Diese Rauschmechanismen werden als Generationsrekombinationsrauschen (GR-Rauschen) bezeichnet. Es liegt nahe, dass in amorphen Halbleitern mit ihrer relativ hohen Defektdichte im Zwischenbandbereich GR-Rauschen nennenswert zum Gesamtrauschen beitragen kann.

Zur Beschreibung des zeitlichen Abbaus einer bei der Fluktuation der Ladungsträgerzahl entstandenen Überschussladungsträgerzahl ΔN geht man von der Differentialgleichung

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = -\frac{\Delta N(t)}{\tau_{Lo}} \quad (55)$$

mit der Konstanten τ_{Lo} aus. Als Lösung ergibt sich, dass die Überschussladungsträgerzahl exponentiell mit der Zeitkonstanten τ_{Lo} abgebaut wird:

$$\Delta N(t) = \Delta N(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{Lo}}} \quad (56)$$

Es kann gezeigt werden, dass auch die Autokorrelationsfunktion mit der gleichen Zeitkonstanten abfällt [147]:

$$R_{ii}(\tau) = \overline{\Delta N(0) \cdot \Delta N(\tau)} = \overline{\Delta N^2} \cdot e^{-\frac{|\tau|}{\tau_{Lo}}} \quad (57)$$

Die Rauschleistungsdichte der Zahl der Elektronen bzw. der Zahl der Löcher beim GR-Rauschen ergibt sich als Realteil der Fouriertransformierten der Autokorrelationsfunktion:

$$W_N(f) = \overline{\Delta N^2} \frac{\tau_{Lo}}{1 + (2\pi f \tau_{Lo})^2} \quad (58)$$

Dabei ist $\overline{\Delta N^2}$ die Varianz der Ladungsträgerzahl N . Die Relaxationszeitkonstante τ_{Lo} wird entsprechend dem zu Grunde liegenden Ausgleichvorgang interpretiert. Bei Generations- sowie Rekombinationsvorgängen ist τ_{Lo} die Lebensdauer. Es kann gezeigt werden [148], dass Gleichung 58 auch für Einfang- und Freisetzungsvorgänge gilt, wobei τ_{Lo} eine Zeitkonstante von Emissions- und Einfangrate ist. Die Rauschleistungsdichte des GR-Rauschens wird als Lorentzspektrum bezeichnet. Sie ist, wie in Abb. 24 dargestellt, bei kleinen Frequenzen konstant und sinkt über der Eckfrequenz mit $1/f^2$ ab.

Um den Einfluss lokalisierter Zustände im Zwischenbandbereich auf das Rauschen zu untersuchen, wird der Beitrag einzelner Zustände isoliert betrachtet. Jedem Zustand wird ein Lorentzspektrum zugeordnet. Ein gängiger Ansatz ist, die Wechselwirkungen der einzelnen Haftstellen mit den Bändern als unkorreliert zu betrachten (z.B. [149]), so dass die Rauschleistungsdichte als Superposition der Lorentzspektren der einzelnen Haftstellen berechnet werden kann. An dieser Stelle muss jedoch erwähnt werden, dass beim GR-Rauschen in Halbleiterbauelementen auch eine negative Kreuzkorrelation auftreten kann [150].

Um Aussagen über den spektralen Verlauf des GR-Rauschens durch Einfang- und Freisetzungsvorgänge bei einer kontinuierlichen Verteilung von lokalisierten Zuständen im Zwischenbandbereich zu machen, muss der zeitliche Ablauf der Emissions- und Einfangvorgänge im Nichtgleichgewicht untersucht werden. Im stationären Fall ist die Wechselwirkung von lokalisierten Zuständen mit dem Valenz- und dem Leitungsband durch die Übergangsraten der Shockley-Read-Hall-Theorie gegeben. Diese Theorie beschreibt für eine Haftstelle pro Zeiteinheit die Wahrscheinlichkeiten

$$\lambda_{e,n} = v_{th} \cdot \sigma_n \cdot N_C \cdot e^{-\frac{E_t - E_C}{kT}} \quad (59)$$

für die Emission eines Elektrons in das Leitungsband und

$$\lambda_{c,p} = v_{th} \cdot \sigma_p \cdot p \quad (60)$$

für den Einfang eines Loches aus dem Valenzband für den Fall, dass die Haftstelle mit einem Elektron besetzt ist sowie die Wahrscheinlichkeiten

$$\lambda_{e,p} = v_{th} \cdot \sigma_p \cdot N_V \cdot e^{-\frac{E_V - E_t}{kT}} \quad (61)$$

für die Emission eines Loches in das Valenzband und

$$\lambda_{c,n} = v_{th} \cdot \sigma_n \cdot n \quad (62)$$

für den Einfang eines Elektrons aus dem Leitungsband für den Fall, dass die Haftstelle nicht mit einem Elektron besetzt ist [151]. Die beiden Emissionsraten sind exponentiell von der jeweiligen Aktivierungsenergie abhängig und die beiden Einfangraten sind proportional zu den jeweiligen Ladungsträgerkonzentrationen.

Für tiefe Defekte, welche das GR-Rauschen bei kleinen Frequenzen dominieren, muss ein Dreiniveauvorgang und die Korrelation zwischen Elektronen- und Löcherfluktuationen berücksichtigt, sowie ein Simulationsprogramm zur Berechnung von Ladungsträgerkonzentrationen, Quasifermienergie und Feldstärke benutzt werden. Eine analytische Beschreibung des Rauschens bei einem Dreiniveauvorgang unter Berücksichtigung von Korrelation wurde von Rimini-Döring [150] vorgestellt. Die Qualität dieser Arbeit liegt in der erstmaligen Beobachtung und Beschreibung von Minimum/Maximum-Paaren in Rauschspektren. Aufgrund der negativer Kreuzkorrelation erweiterte Rimini-Döring die Möglichkeiten der Superposition von Lorentzspektren von der Addition um die Subtraktion von Lorentzspektren. Neben der qualitativen Übereinstimmung von Messungen und Simulationen wurde eine quantitative Übereinstimmung durch Kurvenfits mit Parametern, die jedoch nicht im Zusammenhang mit der energetischen Defektverteilung beschrieben sind, erreicht. Eine Übertragung auf eine kontinuierliche Verteilung von lokalisierten Zuständen ist bei diesem Ansatz mit vertretbarem Aufwand nicht möglich.

Eine drastische Vereinfachung des Modells ergibt sich, wenn nur bandnahe Defekte vorhanden sind, so dass die Haftstellen jeweils nur mit einem Band wechselwirken und das GR-Rauschen durch Zweiniveauvorgänge beschrieben werden kann. Im Gegensatz zu Generations- und Rekombinationsvorgängen liegt bei diesen Einfang- und Freisetzungsvorgängen keine immanente Korrelation zwischen der Fluktuation der Zahl von Löchern und Elektronen vor.

Nun wird ein Zweiniveauvorgang mit Wechselwirkungen zwischen einer Haftstelle und einem Band betrachtet. Abb. 24 zeigt einen simulierten Zeitverlauf der Änderung der Zahl einer freien Ladungsträgerart für den Fall, dass die Quasifermienergie auf dem Niveau der Haftstelle liegt. Die Zeiten zwischen zwei Zustandsänderungen sind exponentiell verteilt und ihre Mittelwerte sind durch die reziproken Raten gegeben. Die Varianz ist das Integral der Rauschleistungsdichte des Lorentzspektrums:

$$\overline{\Delta N^2} = \frac{\lambda_c \cdot \lambda_e}{(\lambda_e + \lambda_c)^2} = \int_0^{\infty} W_N(f) df \quad (63)$$

Für die Relaxationszeitkonstante [148] gilt

$$\tau_{Lo} = \frac{1}{\lambda_e + \lambda_c} \quad (64)$$

mit $\lambda_e = \lambda_{e,n}$ und $\lambda_c = \lambda_{c,n}$ für donatorartige Störstellen bzw. mit $\lambda_e = \lambda_{e,p}$ und $\lambda_c = \lambda_{c,p}$ für akzeptorartige Störstellen. Sie ist kleiner als die Zeiten zwischen zwei Zustandsänderungen und bestimmt die Eckfrequenz des Lorentzspektrums. Die Rauschleistungsdichte des Lorentzspektrums einer Haftstelle bei kleinen Frequenzen ergibt sich aus Gleichung 58:

$$W_N(f \ll 1/(2\pi\tau_{Lo})) = 4\overline{\Delta N^2} \cdot \tau_{Lo} = 4 \frac{\lambda_c \cdot \lambda_e}{(\lambda_e + \lambda_c)^3} \equiv W_N(f \rightarrow 0) \quad (65)$$

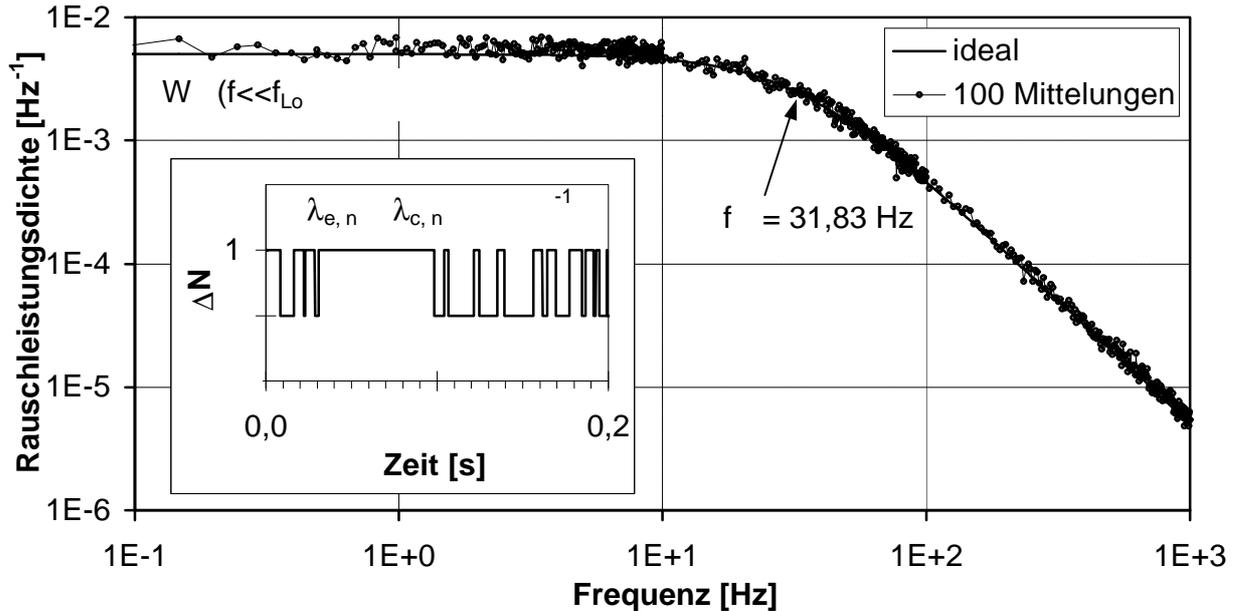


Abb. 24: Zeitverlauf und Lorentzspektrum der Fluktuation der Ladungsträgerzahl für einen Zwischenbandzustand sowie berechnetes Lorentzspektrum bei 100 Mittelwertbildungen im Frequenzbereich

Die Rauschleistungsdichte für kleine Frequenzen ($W_N(f \rightarrow 0)$) und die Eckfrequenz des Lorentzspektrums sind in Abb. 25 dargestellt. $W_N(f \rightarrow 0)$ wird maximal bei $\lambda_e = 2\lambda_c$ sowie bei $\lambda_c = 2\lambda_e$. Dies entspricht den Besetzungswahrscheinlichkeiten des entsprechenden Zustands von $1/3$ sowie $2/3$. Also ist der Beitrag der Zustände im Bereich der Trap-Quasifermienergie E_{tqf} zum Rauschspektrum bei kleinen Frequenzen maximal. $W_N(f \rightarrow 0)$ sinkt zur Mitte der Bandlücke hin deutlich und zum Bandausläufer hin sehr stark ab. Die Eckfrequenz des Lorentzspektrums sinkt von der Attempt-to-Escape-Frequenz ω_0 (vgl. Anh. 1.1) an der Bandkante zur Mitte der Bandlücke hin ab bis die Raten λ_e und λ_c etwa bei $W_N(f \rightarrow 0)$ gleich groß werden. Dies bedeutet einerseits, dass praktisch nur die Zustände im Bereich einiger kT um die Quasifermienergie zum GR-Rauschen beitragen und andererseits, dass tiefe Zustände im Bereich der Mitte der Bandlücke das größte Potenzial zum Rauschen haben. In diesem Bereich ist dieses Zweiniveaumodell für bandnahe Zustände jedoch nicht mehr gültig. Das Zweiniveaumodell für die Wechselwirkung mit den Haftstellen kann jedoch in Einzelfällen, wie zum Beispiel in n- oder p-dotierten Halbleitern, verwendet werden. Longoni et al. [149] untersuchten diesen Fall für einen dotierten Halbleiter und zeigten, wie aus der Fluktuation der Ladungsträgerkonzentrationen die Fluktuation des Stromes berechnet werden kann.

Oft werden $1/f$ -Spektren durch die Überlagerung von Lorentzspektrums von GR-Rauschprozessen bei einer kontinuierlichen Verteilung von Zuständen erklärt. Prinzipiell kann dies anhand von Gleichung 58 verdeutlicht werden: Mit sinkender Aktivierungsenergie der Haftstellen sinkt die

Zeitkonstante τ ab, so dass sich einerseits die Rauschleistung bei kleinen Frequenzen verringert und andererseits die Eckfrequenz der Rauschleistung ansteigt. Auf diese Weise kann je nach energetischer Verteilung der Zustände prinzipiell jedes zwischen $1/f^0$ und $1/f^2$ monoton fallende Spektrum erklärt werden. Durch Elektronlochkorrelation bei der Rekombination an tiefen Störstellen können in Halbleiterbauelementen auch ansteigende Spektren auftreten: GR-Spektren mit lokalem Minimum bei kleinen Frequenzen und mit ausgeprägtem Maximum bei höheren Frequenzen wurden bei einer hohen Defektdichte in der Mitte der Bandlücke, wie bei Dotierung mit Gold, und bei defektreichen Heteroübergängen gefunden [150]. Das $1/f$ -Rauschen kann nicht grundsätzlich sondern nur in Ausnahmefällen durch GR-Rauschprozesse erklärt werden. Ein solcher Ausnahmefall ist durch das McWhorter-Modell (vgl. 4.7.3) gegeben.

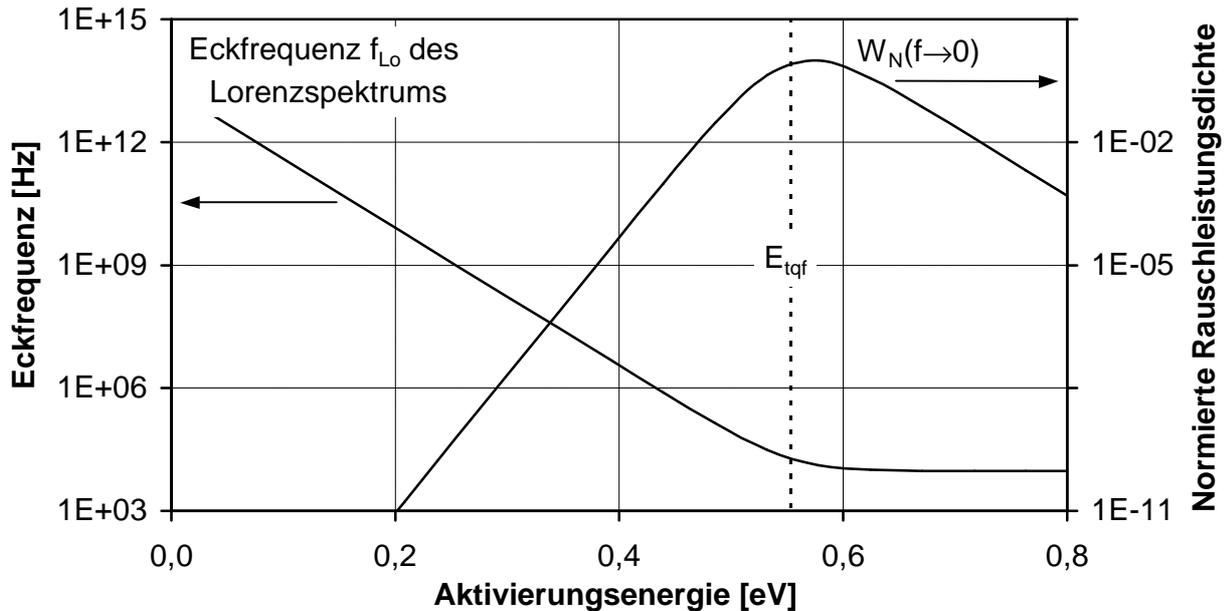


Abb. 25: Normierte Rauschleistungsdichte bei kleinen Frequenzen $W_N(f \rightarrow 0)$ und Eckfrequenz f_{Lo} der Lorentzspektren als Funktion der Aktivierungsenergie $E_C - E_t$ bzw. $E_t - E_V$

Unter Annahme der Gültigkeit des Zweiniveaumodells des GR-Rauschens für a-Si:H-pin-Dioden wurden Rauschspektren simuliert, um einerseits die Überlagerung von Lorentzspektren darzustellen und andererseits den prinzipiellen Einfluss von Bandausläufern und tiefen Defekten auf GR-Spektren zu untersuchen. Die vorgestellten Simulationen beschränken sich auf die Fluktuation der Zahl der Elektronen. Der Leitungsbandausläufer wurde mit einer effektiven Zustandsdichte von $2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ und einer Steigung von 34 meV berücksichtigt. Für die tiefen Defekte wurde eine konstante Zustandsdichte von 10^{16} cm^{-3} und für den Einfangquerschnitt der Elektronen $5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ angenommen. Abb. 26 zeigt das GR-Rauschspektrum der Elektronen für ein a-Si:H-Volumenelement bei einer Elektronenkonzentration von 10^{12} cm^{-3} .

Aus der Überlagerung der unkorrelierten Beiträge aller Haftstellen bei einem Energieniveau ergibt sich jeweils ein Lorentzspektrum. Durch Addition der Lorentzspektren bei verschiedenen Aktivierungsenergien erhält man das Gesamtspektrum des Volumenelementes. Die Zustände im Bereich der Mitte der Bandlücke und darunter tragen nicht zum Gesamtspektrum der Elektronenfluktuation bei und wurden nicht berücksichtigt. Das Gesamtspektrum ist wie zu erwarten bei kleinen Frequenzen konstant. Bei großen Frequenzen sinkt es jedoch aufgrund der exponentiellen Zustandsdichte des Leitungsbandausläufers weniger stark ab als mit $1/f^2$. In pin-Dioden stellt sich im Dunkelfall bei kleinen Durchlassspannungen eine näherungsweise exponentielle Ortsabhängigkeit der Ladungsträgerkonzentrationen in der i-Schicht ein (vgl. [152, 153]). Diese Bedingung ist die Grundlage für die Überlagerung der Rauschbeiträge der Volumenelemente zum Rauschspektrum des Bauteils (Abb. 27). Das GR-Rauschspektrum der Elektronen wird bei kleinen Frequenzen durch Bereiche mit niedriger Elektronenkonzentration,

das heißt durch die Einfang- und Freisetzvorgänge in tiefen Defekten dominiert. Es sinkt über einige Frequenzdekaden hinweg etwa proportional zu $1/f$ ab. Erst im Frequenzbereich über einem Megahertz wird das Spektrum deutlich flacher. Dieser Frequenzbereich wird durch die Bereiche des Bauteils mit hoher Ladungskonzentration, das heißt durch die Einfang- und Freisetzvorgänge im Leitungsbandausläufer bestimmt. Erst über der Attempt-to-Escape-Frequenz, welche nicht mehr in diesem Diagramm enthalten ist, sinkt das GR-Spektrum mit $1/f^2$ ab.

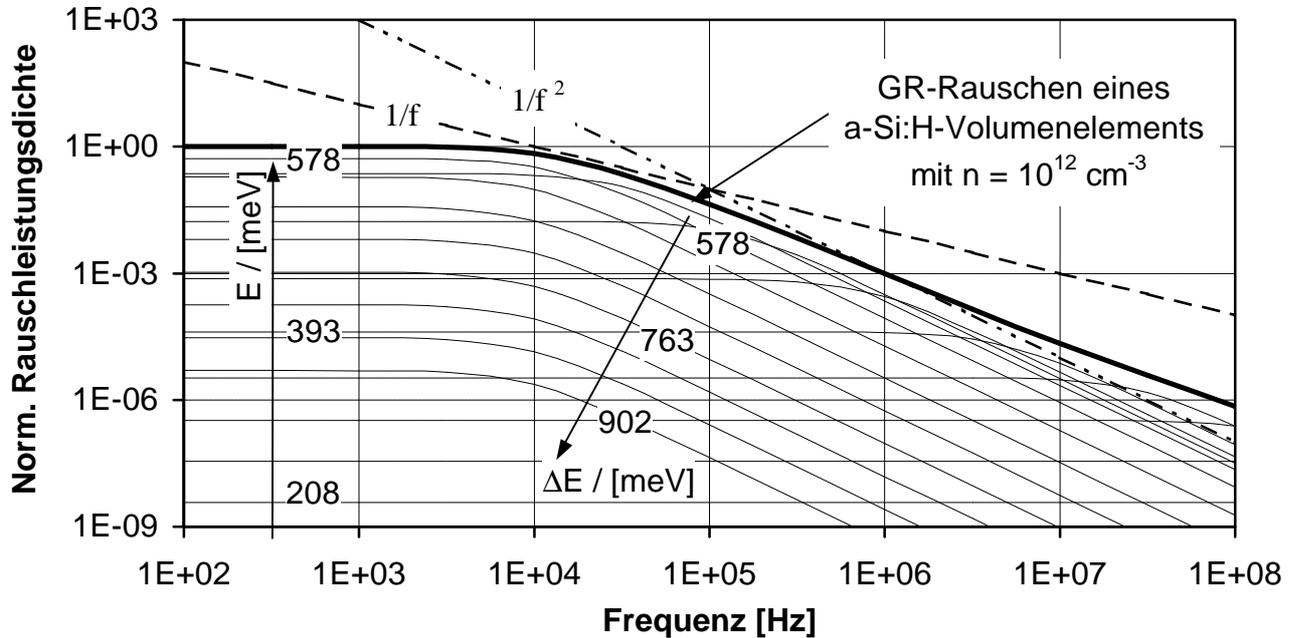


Abb. 26: Normiertes GR-Rauschspektrum der Elektronen für ein a-Si:H-Volumenelement aus der Überlagerung von Lorentzspektren mit verschiedenen Aktivierungsenergien bei einer Elektronenkonzentration von 10^{12} cm^{-3}

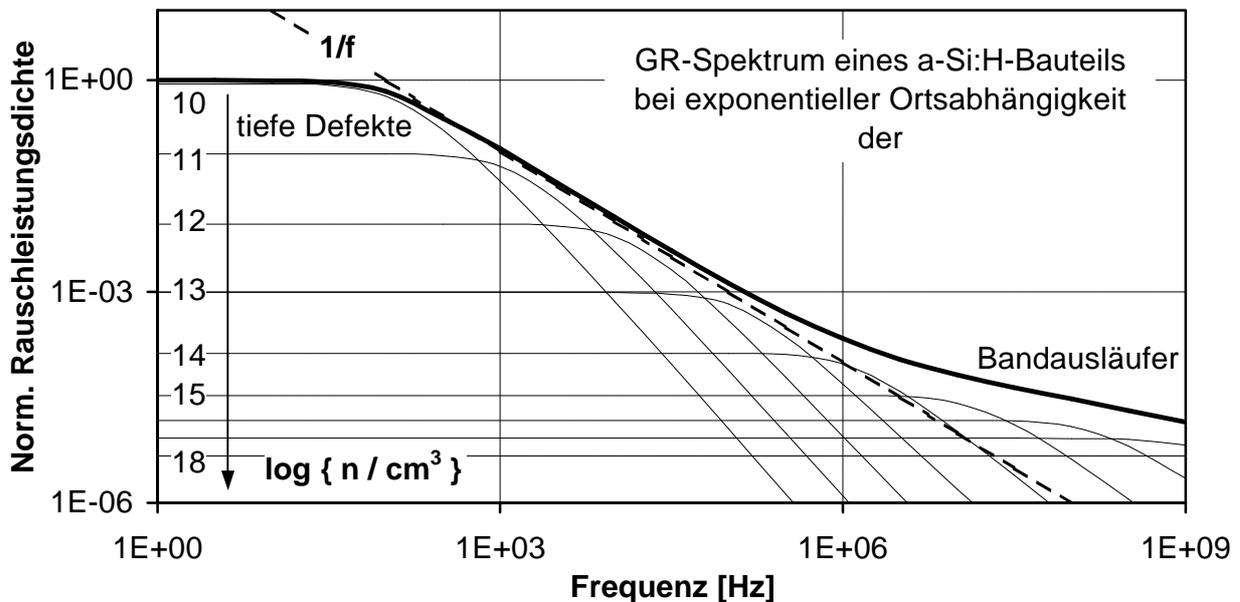


Abb. 27: Normiertes GR-Rauschspektrum der Elektronen für ein a-Si:H-Bauteil aus der Überlagerung der Spektren entsprechend Abb. 26 bei einer exponentiellen Ortsabhängigkeit der Elektronenkonzentration von 10^{10} cm^{-3} bis 10^{18} cm^{-3}

4.7 1/f-Rauschen

Das 1/f-Rauschen findet sich nicht nur bei Strömen in elektrischen Systemen, sondern auch in einer Vielzahl von physikalischen, biologischen und ökonomischen Systemen: Pellegrini [154] gibt als Beispiele für 1/f-Rauschen die Flussraten von Insulin oder Hormonen in lebenden Organismen, von Wasser in Flüssen, von Verkehr auf Autobahnen, von Sand in Sanduhren, von Neutronen in der terristischen Magnetosphäre und von Kapital in ökonomischen Systemen an. Daneben wurde 1/f-Rauschen im Potential von Nervenmembranen gefunden [155]. Auch die Frequenz von üblicherweise zur Zeitbestimmung verwendeten Quartzresonatoren [156] sowie die Frequenz der Erdrotation [157] weist 1/f-Rauschen auf. Die Amplitude akustischer Signale von Musikstücken zeigt ein 1/f-Spektrum bis herunter zum Kehrwert der Dauer der Lieder [158]. Diese von ihrer Natur her sehr unterschiedlichen Systeme weisen alle ein 1/f-Rauschen auf. Die Bezeichnung 1/f-Rauschen beschreibt also lediglich den spektralen Verlauf der Rauschleistungsdichte und ist nicht mit einem elementaren Rauschmechanismus verbunden.

Im Gegensatz zum thermischen Rauschen und zum Schrotrauschen steht beim 1/f-Rauschen in elektrischen und elektronischen Bauelementen und Systemen die Frage nach den physikalischen Ursachen und den vorherrschenden Rauschmechanismen noch zur Debatte, und diese wird intensiv und kontrovers geführt (z.B: [159, 160, 161, 162, 163, 164]). Die Erklärung des 1/f-Rauschens ist zwar in verschiedenen Teilbereichen gelungen, doch eine umfassende und anerkannte Theorie konnte bislang nicht gefunden werden, obwohl sich seit den frühen Werken von Johnson [165] und Schottky [166] Mitte der zwanziger Jahre enorm viele Wissenschaftler diesem Thema gewidmet haben. Die grundlegende Frage, ob das 1/f-Rauschen ein Fluktuationsphänomen, welches auf der kollektiven Bewegung von Teilchen beruht, oder eine Eigenschaft eines spezifischen Systems ist, bleibt ungeklärt. Weil die Diskussion der physikalischen Hintergründe des 1/f-Rauschens nicht den Schwerpunkt dieser Arbeit bilden soll, können in diesem Kapitel nur Grundzüge und beispielhafte Phänomene des 1/f-Rauschens dargestellt werden.

Das 1/f-Rauschen in Halbleitern kann als Fluktuation der Leitfähigkeit betrachtet werden. Die Leitfähigkeit ist jeweils proportional zur Beweglichkeit und zur Ladungsträgerkonzentration. Somit kann das 1/f-Rauschen sowohl auf lokale Schwankungen der Zahl der freien Ladungsträger als auch auf lokale Schwankungen der Beweglichkeit zurückgeführt werden. Die Fluktuation der Leitfähigkeit führt bei Anlegen einer Spannung zur Fluktuation des Stromes. Die Rauschleistung und die Rauschleistungsdichte sind also in erster Näherung proportional zum Quadrat des Stromes. Die Rauschleistungsdichte ist proportional zu $1/f^\gamma$ mit $\gamma \approx 1$. Das der Diffusion zugeordnete Rauschen mit $\gamma = 0,5$ und $\gamma = 1,5$ wird nicht als 1/f-Rauschen betrachtet.

Beim 1/f-Rauschen entfällt auf jeden Frequenzbereich $f_1 < f < f_2$ mit $f_2/f_1 = \text{konst.}$ die gleiche Rauschleistung. Die Rauschleistung des 1/f-Rauschens ist proportional zu der Zahl der Dekaden, über welche sich das 1/f-Rauschen erstreckt. Der Frequenzbereich des 1/f-Rauschens muss sowohl nach oben als auch nach unten begrenzt sein, da die gesamte Rauschleistung endlich sein muss. Unter einer unteren Eckfrequenz muss das Spektrum flacher verlaufen und über einer oberen Eckfrequenz muss das Spektrum steiler verlaufen als $1/f$. Bei hohen Frequenzen geht das 1/f-Rauschen im thermischen Rauschen unter. Versuche, die untere Eckfrequenz des 1/f-Rauschens zu finden, blieben bislang erfolglos [174]. Messungen bis herab zu $1 \mu\text{Hz}$ [167] zeigten immer noch ein 1/f-Spektrum.

Ein eher philosophischer Ansatz ist, die reziproke Lebensdauer des Universums als Untergrenze des sinnvollen Bereiches für die untere Eckfrequenz des 1/f-Rauschens anzusetzen. Die der reziproken Lebensdauer des Bauteils entsprechende Frequenz bildet bei technischen Anwendungen die Untergrenze des sinnvollen Bereiches für die untere Eckfrequenz. Einer Lebensdauer von etwa 30 Jahren entspricht eine Eckfrequenz von 1 nHz. Kleinere untere Eckfrequenzen wären zur Beschreibung des temporären Rauschens in der Praxis bedeutungslos, weil sich das 1/f-Rauschen bei niedrigeren Frequenzen nicht anders verhält als ein herstellungsbedingter statischer Offset des Bauteiles, der sich während der gesamten Lebensdauer nicht ändert.

Oft wird die reziproke Einschaltdauer als untere Grenzfrequenz angesetzt [168, 169]. So ergibt sich zum Beispiel bei einigen Stunden Einschaltdauer eine untere Grenzfrequenz von $100\ \mu\text{Hz}$. Dabei tritt jedoch das Problem auf, dass ein Teil des temporären Rauschens als Offset interpretiert wird, der dann allerdings zeitliche Fluktuationen zwischen den unterschiedlichen Einschaltperioden aufweist. Bei Berechnungen des Rauschens wird in dieser Arbeit eine untere Grenzfrequenz von $1\ \mu\text{Hz}$ angesetzt. Die obere Eckfrequenz ist in der Praxis durch das Frequenzübertragungsverhalten des Systems gegeben.

4.7.1 Hooges Gesetz

Auf der Grundlage umfangreicher Messdaten von verschiedenen Materialien postulierte Hooge [170] 1969 eine Beziehung zur Beschreibung des 1/f-Rauschens in homogenen Bauteilen, die als Hooges Gesetz bekannt ist:

$$\frac{\overline{i_{1/f}^2}}{I^2} = \frac{\alpha_H}{N} \cdot \frac{1}{f} \quad (66)$$

Dabei ist I der Gleichstrom und N die mittlere Zahl der freien Ladungsträger in der Probe. Die Zahl der Ladungsträger wurde bei der Beschreibung der experimentell erfassten Rauschdaten als Maß für die Größe der Probe eingeführt, weil sich in größeren Proben das relative Rauschen herausmitteln muss. Das Rauschen eines Stromes entsprechend Gleichung 66 wird als ideales 1/f-Rauschen bezeichnet.

Hooges Parameter α_H wurde als universelle Konstante vorgestellt, welche im Bereich von $2 \cdot 10^{-3}$ liegen sollte. Heute hat sich die Erkenntnis durchgesetzt, dass α_H materialabhängig ist. Hooges Parameter hängt von der Reinheit des Halbleiters sowie den die Beweglichkeit definierenden Streumechanismen ab und kann auch deutlich unter dem postulierten Wert liegen. Er ist ein normiertes Maß für das relative 1/f-Rauschen in homogenen Halbleitern. Van Vliet et al. [171] geben an, dass Hooges Gesetz im Prinzip schon seit den dreißiger Jahren bekannt ist. Auch neue Ansätze zur Beschreibung des 1/f-Rauschens durch Quanteneffekte stimmen formal mit Hooges Gesetz überein (vgl. Kapitel 4.7.4 und 4.7.5), wenn auch der Parameter α_H nicht als allgemein gültige Konstante betrachtet werden darf. Hooges Gesetz hat weite Verbreitung zur Beschreibung des 1/f-Rauschens in homogenem Material gefunden, kann jedoch nicht für inhomogene Strukturen wie pin-Dioden verwendet werden [172].

4.7.2 1/f-Rauschen durch Wechselwirkung mit Phononen

Eine Ursache für die Fluktuation der Beweglichkeit in Halbleitern ist die Wechselwirkung von Phononen mit dem Kristallgitter. Jindal und Van der Ziel [173] konnten zeigen, dass die durch kollektive longitudinale Gitterschwingungen verursachten Beweglichkeitsschwankungen prinzipiell der von Hooge postulierten Beziehung gehorchen. Dem entsprechend führt Hooge die Beweglichkeitsschwankungen auf Schwankungen der Zahl der Phononen zurück [174]. Er gibt dabei an, dass aufgrund von Gitterschwingungen in jedem Halbleiter 1/f-Rauschen mit einem α_H -Wert von etwa 10^{-4} vorhanden ist, welches jedoch durch andere Arten von 1/f-Rauschen dominiert werden kann. Demgegenüber wurden bei der Anwendung von Hooges Gesetz im Rahmen von Klaasens Theorie für Feldeffekttransistoren [175] Werte für α_H bis herab zu $3 \cdot 10^{-7}$ [176] gefunden, welche von der Kanallänge abhängen [177].

4.7.3 1/f-Rauschen durch Tunneln

Das McWhorter-Modell [178] erklärt 1/f-Rauschen beim Feldeffekttransistor durch die Fluktuation lokaler Raumladungen aufgrund von Wechselwirkungen zwischen dem Halbleiter und einer angrenzenden Isolatorschicht, wie zum Beispiel einer Oxidschicht. Die Wechselwirkungen werden dabei als Tunneln zwischen ausgedehnten Zuständen im Halbleiter

und grenzflächennahen lokalisierten Zuständen der Isolatorschicht beschrieben. Grenzflächennahe Haftstellen treten zum Beispiel in der SiO-Schicht zwischen Si und SiO₂ auf [179]. Sie werden durch Tunnelprozesse besetzt, wobei die Zeitkonstante durch die reziproke Tunnelwahrscheinlichkeit gegeben ist:

$$\tau_{Lo}(x) = \tau_t(0) \cdot e^{\frac{x}{x_0}} \quad (67)$$

Dabei ist $\tau_t(0)$ die minimale Zeitkonstante der Haftstellen direkt an der Halbleiter/Isolator-Grenzfläche und x_0 ist der Tunnelparameter im Bereich von 10^{-10} m [180]. In Analogie zum GR-Rauschen kann jeder Haftstelle ein Lorentzspektrum mit der Zeitkonstante τ_{Lo} zugeordnet werden (vgl. Kapitel 4.6). Beim Tunneln zwischen Oxid und Halbleiter steigt die Zeitkonstante des Lorentzspektrums exponentiell mit dem Abstand x zwischen Haftstelle und Halbleiter an. Durch die Überlagerung der Spektren von verschiedenen Haftstellen erhält man dann ein 1/f-Spektrum, wenn die Dichte der Haftstellen im Oxid konstant ist [180]. Die wechselnde Besetzung einer Haftstelle ist mit der Fluktuation ihres Ladungszustandes verbunden. Dies führt zur Modulation des Oberflächenpotentials des Gateoxids und somit zur Modulation des Stromflusses im Kanal. Auch das entsprechend dem McWhorter-Modell hergeleitete Rauschen entspricht der Beschreibung durch Hooges Gesetz. Das McWhorter-Modell ist zur Interpretation von 1/f-Rauschen in MOS-Transistoren und anderen Bauelementen mit vorwiegendem Ladungsträgertransport in Bereichen nahe der Oberfläche allgemein anerkannt [181].

4.7.4 Quanten-1/f-Rauschen

Quanten-1/f-Rauschen [182, 183] entsteht immer dann, wenn geladene Teilchen beschleunigt werden. Die Beschleunigung ist als Geschwindigkeitsänderung bzw. Richtungsänderung der Elektronen in Halbleitern bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes durch Coulomb- und Gitterstreuung praktisch allgegenwärtig. Bei positiver oder negativer Beschleunigung von Ladungsträgern geben diese einen Teil ihrer Energie in Form relativ niederfrequenter Bremsstrahlung ab. Quanten-1/f-Rauschen tritt in kleinen Strömen durch infrarotdivergente Kopplung von Ladungsträgern mit transversalen Phononen und Photonen auf [184]. Durch die Wechselwirkung zwischen den abgegebenen Energiequanten und den Ladungsträgern wird der mit der Bewegung der Ladungsträger verbundene Strom statistisch moduliert, so dass der Strom rauscht.

Das Spektrum der Quanten der Bremsstrahlung ist im niederfrequenten Bereich bezüglich der Energie gleichverteilt und die Energie $h \cdot f$ der Quanten ist proportional zu ihrer Frequenz. Also ist die mittlere Zahl der Quanten pro Bandbreite und somit die Rauschleistungsdichte des Stromes umgekehrt proportional zur Frequenz. Auch das Quanten-1/f-Rauschen kann durch Hooges Gesetz beschrieben werden. Dabei ist Hooges Parameter durch

$$\alpha_H = \frac{4\alpha_Q}{3\pi} \left(\frac{\overline{\Delta v^2}}{c^2} \right) \quad (68)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c , der Geschwindigkeitsänderung Δv und $\alpha_Q = 1/137$ gegeben. Mit dem Faktor $4\alpha_Q/(3\pi) = 3 \cdot 10^{-3}$ und $\overline{\Delta v^2} \ll c^2$ ist das Quanten-1/f-Rauschen bei vielen Experimenten klein gegenüber dem gemessenen 1/f-Rauschen. Das Quanten-1/f-Rauschen kann also in der Praxis oft nicht beobachtet werden, da andere 1/f-Rauschmechanismen überwiegen. Es kann jedoch als Untergrenze für das 1/f-Rauschen angesehen werden und dominiert gegebenenfalls beim niedrigen 1/f-Rauschen von Kurzkanalfeldeffekttransistoren.

4.7.5 1/f-Rauschen einer kohärenten Welle

Handel [185] leitete 1983 her, dass jedes geladene Teilchen, welches wie freie Elektronen durch eine kohärente Welle beschrieben werden kann, 1/f-Rauschen aufweist. Es ist bemerkenswert, dass bei diesem fundamentalen Rauschmechanismus entsprechend der Herleitung [185] keine untere Frequenzgrenze für das 1/f-Rauschen existiert. Die Beschreibung des 1/f-Rauschens nach Handel entspricht sowohl in Bezug auf die Form als auch in Bezug auf die Amplitude der Beschreibung durch Hooges Gesetz: Für ein freies Elektron berechnete Handel $\alpha_H \approx 4,6 \cdot 10^{-3}$, was gut mit dem von Hooge postulierten Wert von $2 \cdot 10^{-3}$ übereinstimmt.

Die Herleitung des 1/f-Rauschens freier Elektronen durch die Beschreibung im Wellenmodell liefert ein Ergebnis, welches der Form der Beschreibung des 1/f-Rauschens durch Teilchenmodelle (z.B. McWhorter-Modell) entspricht. Bisher wurde Handels Wellenmodell für das 1/f-Rauschen nicht auf den Festkörper übertragen. Es liegt jedoch nahe, dass bei einer solchen Übertragung für Hooges Parameter ein Korrekturfaktor analog zu den effektiven Massen von Elektronen und Löchern in Halbleitergleichungen berücksichtigt werden müsste. Auch diese Überlegungen deuten darauf hin, dass α_H ein materialabhängiger Parameter ist.

4.8 Diffusionsrauschen

Gelegentlich werden diffusionsbedingte Rauschspektren, zum Beispiel in Abgrenzung zu 1/f-Rauschspektren [174] oder zu Lorentzspektren, erwähnt. Das Rauschen bei Diffusionsprozessen und die entsprechenden Spektren wurde detailliert von Van Vliet und Fassett [186] beschrieben. Dabei werden ein- und mehrdimensionale Randbedingungen betrachtet und für begrenzte Volumen Randbedingungen in Form von Oberflächenrekombination bzw. Potentialbarrieren berücksichtigt. Alle Rauschspektren der Diffusionsprozesse weisen bei hohen Frequenzen einen Abfall mit $f^{-3/2}$ auf, während die Spektren für die verschiedenen Randbedingungen bei kleinen Frequenzen zwischen f^0 und $f^{-1/2}$ variieren. Beim eindimensionalen Problem, welches dem Ladungsträgertransport der pin-Diode entspricht, ist bei kleinen Frequenzen ein $f^{-1/2}$ -Spektrum zu erwarten. Dann ist die Übergangsfrequenz $f_{\dot{U}}$, welche durch den Schnittpunkt beider Asymptoten gegeben ist, eine Funktion des Diffusionskoeffizienten D und der Bauteilgröße d [187].

$$f_{\dot{U}} = \frac{D}{\pi \cdot d^2} \quad (69)$$

Durch Berechnung der Diffusionskoeffizienten aus experimentell gefundenen Übergangsfrequenzen konnte Van der Ziel [187] das Diffusionsrauschen von GaAs-Bauteilen auf die Diffusion von Defekt-Ionen zurückführen. In ähnlicher Weise kommt im amorphen Silizium prinzipiell die Diffusion von Wasserstoff als Ursache für Diffusionsrauschen bei kleinen Frequenzen in Frage.

4.9 Koppelrauschen

In integrierten Mixed-Signal-Schaltungen kann eine nennenswerte kapazitive, induktive und resistive Kopplung zwischen verschiedenen Schaltungskomponenten auftreten. Beim Trend der zunehmenden Integration von analogen und digitalen Schaltungskomponenten auf einem Chip im Rahmen der Systemintegration ist die zunehmende Substratkopplung als bedeutendes Problem erkannt worden [188]. Der Einfluss der Kopplung nimmt mit der Weiterentwicklung der MOS-Technologie zu, da die Taktfrequenz und die Flankensteilheit erhöht wird, die Zahl der Verbindungsebenen ansteigt, die Geometrieverhältnisse der Leiterbahnen extremer werden sowie mit der Miniaturisierung die Abstände der Schaltungskomponenten sinken und die Zahl der Schaltungskomponenten auf dem Chip zunimmt.

Oft wird die Kopplung zwischen verschiedenen Komponenten einer integrierten Schaltung, welche durch transiente Signale hervorgerufen wird, als Rauschen betrachtet. Prinzipiell kann

der zeitliche Verlauf eines durch kapazitive und resistive Kopplung beeinflussten Signals berechnet werden. In der Praxis sind der analytischen Beschreibung jedoch aufgrund der Komplexität Grenzen gesetzt, so dass dieses deterministische Signal oft mit Rauschen gleich gesetzt wird.

Resistive und induktive Kopplung ist durch die externen Verbindungen und die Leiterbahnen für die Spannungsversorgung gegeben, da sie für mehrere Schaltungskomponenten einen gemeinsamen parasitären Scheinwiderstand darstellen. Die Stromänderungen der einzelnen Komponenten führen zum Rauschen der Versorgungsspannungen. Kapazitive Kopplung ist zum Beispiel bei sich überlappenden oder kreuzenden sowie bei parallel verlaufenden Leiterbahnen gegeben. Bei transienten Spannungsverläufen fließen dabei parasitäre Verschiebungsströme.

Das Substratrauschen [189, 190] resultiert aus kapazitiver und resistiver Kopplung und kann wesentlich zum Gesamtrauschen beitragen. Beim Schalten von Spannungen werden Ströme über die Sperrschichtkapazitäten von p/n-Übergängen und über die Kapazitäten von Leiterbahnen sowie von Kontaktpads in das Substrat bzw. die Wannens eingespeist. Darüber hinaus werden durch das Koppelrauschen der Versorgungsspannungen über die Substrat- und Wannenskontakte Ströme eingespeist. Das Substrat und die Wannens können als Widerstandsnetzwerke beschrieben werden. Also führen die Ströme zu lokalen Potentialfluktuationen, die auf MOS-Transistoren sowohl mittels Substratsteuerung als auch über die Sperrschichtkapazitäten zurückwirken. Auch eindiffundierte Widerstände und Kapazitäten können durch das Substratrauschen kapazitiv beeinflusst werden. Im Frequenzbereich äußert sich das Koppelrauschen in Form von Linienspektren, wobei sich die Rauschleistung des Koppelrauschens auf die Vielfachen der Taktfrequenz und der Wiederholfrequenz der Schaltung konzentriert [188]. In Bezug auf Maßnahmen zur Reduzierung des Koppelrauschens wird auf die entsprechende Literatur verwiesen [191, 192], wobei die Effektivität dieser Maßnahmen teilweise in Frage gestellt wird [193].

4.10 Rauschmodell des MOSFETs

Das Rauschen des MOSFETs wird durch thermisches Kanalrauschen und $1/f$ -Rauschen des Drainstromes beschrieben. Das thermische Kanalrauschen führt sowohl zum Rauschen des Drainstromes als auch aufgrund der Korrelation von Drain- und Gatestrom zum induzierten Gaterauschen. Schrotrauschen des MOSFET-Drainstromes tritt im Überschwellspannungsbereich nicht auf, weil im Gegensatz zum Sperrschicht-FET keine ausgeprägte Potentialbarriere vorhanden ist. Hier soll nur kurz auf das $1/f$ -Rauschen und das induzierte Gaterauschen eingegangen werden. Das thermische Kanalrauschen wird ausführlicher beschrieben, weil es bei Maßnahmen zur Reduzierung des Resetrauschens eine besondere Bedeutung hat.

Das $1/f$ -Rauschen von MOSFETs wird in der Regel auf das Tunneln zwischen ausgedehnten Zuständen im Halbleiter und grenzflächennahen lokalisierten Zuständen im Gateoxid zurückgeführt. Es wird entsprechend dem McWhorter-Modell [178] (vgl. Kapitel 4.7.3) durch Überlagerung von Lorentzspektren (vgl. Kapitel 4.6) beschrieben und kann in Analogie zur empirischen Formel von Hooge (Gleichung 66) beschrieben werden [194]. Bei kleinen Frequenzen, zum Teil bis 100 kHz [195], dominiert das $1/f$ -Rauschen die Rauschleistungsdichte des Drainstromes bei starker Inversion. Es wird in SPICE LEVEL 2 und in BSIM 3 Simulationen berücksichtigt. Ein einfaches Beispiel für eine Berechnung im Rahmen des SPICE LEVEL 2-Modell mit Parameterangaben ist z.B. bei Schwehr [196] zu finden.

Das thermische Rauschen des Kanals ist mit einer Fluktuation des Potentials in jedem Abschnitt der Kapazität zwischen Gate und Kanal verbunden. Diese lokalen Ladungsfluktuationen führen zu Fluktuationen des Stromes in der Gatekapazität, deren spektrale Rauschleistungsdichte quadratisch mit der Frequenz ansteigt. Das induzierte Gaterauschen wurde von Klaassen [197] für den Sperrschichtfeldeffekttransistor berechnet. Die Berechnung basiert auf der Beschreibung des Kanals als aktive RC-Übertragungskette in Form einer Wellengleichung. Die genaue Beschreibung des induzierten Gaterauschens nach Klaassen ist nur für sehr hohe Frequenzen im

Bereich der Grenzfrequenz ω_{gr} des Feldeffekttransistors von Bedeutung. Für kleinere Frequenzbereiche kann auf die von Müller [198] dargestellte vereinfachte Beschreibung bei Sättigung zurückgegriffen werden. Das induzierte Gaterauschen kann nur bei einem hohen externen Gatewiderstand im Bereich hoher Frequenzen zum Anstieg der Rauschleistungsdichte des Drainstromes führen. Es wird in SPICE LEVEL 2- und in BSIM 3-Simulationen nicht berücksichtigt.

4.10.1 Thermisches Kanalrauschen

Die Berechnung des thermischen Kanalrauschens wurde 1962 von Van der Ziel [199] vorgestellt. Bei der Beschreibung des thermischen Kanalrauschens wird zwischen starker und schwacher Inversion unterschieden.

Bei starker Inversion wird das Kanalrauschen durch das thermische Rauschen des Ausgangsleitwerts g_{max} des MOSFET beschrieben [200]. Bei der Berechnung des Ausgangsleitwerts muss die Sättigung der Driftgeschwindigkeit berücksichtigt werden, wenn die Feldstärke im Kanal nicht deutlich unter der kritischen Feldstärke von etwa 6000 V/cm [200] liegt. Die Funktion $f_1(\eta)$ kann als Korrekturfaktor für die Rückkopplung des Rauschens im Kanal über das Gate betrachtet werden:

$$\overline{i_D^2} = 4kTg_{max}f_1(\eta) \quad \text{mit} \quad g_{max} = g_m + g_{mb} + g_{DS} \quad , \quad f_1(\eta) = \frac{1 - \eta + \frac{1}{3}\eta^2}{1 - \frac{1}{2}\eta} \quad \text{und}$$

$$\eta = \frac{U_{DS}}{U_{GS} - U_{th}} \quad \text{für} \quad |U_{DS}| \leq |U_{GS} - U_{th}| \quad \text{sowie}$$

$$\eta = 1 \quad \text{für} \quad |U_{DS}| > |U_{GS} - U_{th}| \quad (70)$$

Obwohl Van der Ziels Herleitung des Kanalrauschens bei starker Inversion auf der Beschreibung des FETs im parabolischen Bereich beruht, haben experimentelle Ergebnisse [201] gezeigt, dass mit Gleichung 70 auch das Rauschen im Sättigungsbereich hinreichend genau beschrieben werden kann.

Die Funktion $f_1(\eta)$ sinkt von 1 im parabolischen Bereich bei $U_{DS} = 0$ bis auf $2/3$ bei Sättigung ab, so dass sich im linearen Bereich der Kennlinie $I_D(U_{DS})$ ideales thermisches Rauschen des Leitwertes g_{max} einstellt, und die auf g_{max} bezogene Rauschleistungsdichte hin zum Sättigungsbereich um bis zu 33% absinkt.

Bei schwacher Inversion wird das thermische Kanalrauschen des MOSFET in der Form von Schrotrauschen beschrieben [200]:

$$\overline{i_D^2} = 2eI_{sat} \left(1 + e^{\frac{-|U_{DS}|}{U_T}} \right) \quad (71)$$

Dabei sind der Sättigungsstrom I_{sat} und die Steilheit g_{max} durch die Beziehung

$$g_{max} = \frac{\partial I_{sat}}{\partial U_{GS}} = \frac{q}{kT} I_{sat} \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_d} \quad (72)$$

verknüpft. Dabei sind C_{ox} und C_d die Oxid- und die Verarmungskapazität des MOSFET. Mit den Gleichungen 71 und 72 sowie der Näherung $C_d \ll C_{ox}$ ergibt sich das Rauschen bei schwacher Inversion als Funktion von g_{max} :

$$\overline{i_D'^2} = 2kTg_{max} \left(1 + e^{\frac{-|U_{DS}|}{U_T}} \right) \quad (73)$$

Im Subschwellsbereich kann das Rauschen des Drainstromes sowohl als thermisches Rauschen des Ausgangsleitwerts (Gleichung 73) als auch in der Form von Schrotrauschen (Gleichung 70) beschrieben werden. Beim Vergleich von Gleichung 70 und 73 wird deutlich, dass für $U_{DS}=0$ die auf g_{max} bezogenen Rauschleistungsdichten im Über- und Subschwellsbereich gleich groß sind. Das als Schrotrauschen beschriebene Rauschen im Subschwellsbereich ist jedoch nur im thermodynamischen Gleichgewicht gleich dem thermischen Rauschen von g_{max} . Das Rauschen kann im Gleichgewicht durch Überlagerung des Schrotrauschens der Stromkomponente vom Drain- zum Sourcediffusionsgebiet und des Schrotrauschens der gleich großen Stromkomponente in entgegengesetzter Richtung beschrieben werden [202]. Mit zunehmender Abweichung vom Gleichgewicht verschwindet eine Stromkomponente. Der in Klammern gefasste Term von Gleichung 71 und 73 fällt mit steigendem U_{DS} ab, so dass die auf g_{max} bezogene Rauschleistungsdichte um bis zu 50% absinkt. Dieser Zusammenhang wird bei der Unterdrückung des Resetrauschens in einem als Soft-Reset bezeichneten Verfahren ausgenutzt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass das Rauschen des MOSFET im thermodynamischen Gleichgewicht ($U_{DS}=0$) ideales thermisches Rauschen seines Kanalleitwertes g_{max} ist. Bei Abweichung vom Gleichgewicht sinkt die auf g_{max} bezogene Rauschleistungsdichte des Drainstromes um bis zu 33% im Überschwellsbereich und um bis zu 50% im Subschwellsbereich ab.

5 Rauschen der pin-Diode

In diesem Kapitel wird der Messplatz zur Untersuchung des Rauschens vorgestellt sowie die Messergebnisse beschrieben. Zur Vermeidung von Messfehlern und zur Erhöhung der Messempfindlichkeit wird zudem eine Simulation des Systemrauschens der Messeinrichtungen vorgestellt. Der Messplatz wurde zuerst in einem Laborraum aufgebaut. Dabei trat eine Beeinflussung der Messergebnisse durch Temperaturschwankungen, Gebäudeschwingungen, akustisches Rauschen sowie elektromagnetische Einstreuungen auf. Deshalb wurde ein ABC-Schutzraum für die Messungen hergerichtet. So konnte die Störung der Messungen bis unter die Nachweisbarkeitsgrenze reduziert werden.

5.1 Messaufbau

Zur Messung des Rauschens des Detektorstromes im Frequenzbereich von 10 mHz bis 100 kHz wurde ein rauscharmer Stromvorverstärker (HMS Model 564) und ein Spektrumanalysator (HP 35665A) mit einem 13 Bit-Analog-Digital-Konverter verwendet. Die Messanordnung ist in Abb. 28 dargestellt. Die Empfindlichkeit des Stromspannungswandlers wird durch die Wahl eines Rückkoppelungswiderstandes R_f von 10^4 V/A bis 10^8 V/A variiert und kann durch eine zweite Verstärkerstufe um den Faktor 100 erhöht werden. Der Spektrumanalysator wandelt die digitalen Messdaten mittels der schnellen Fouriertransformation (FFT) vom Zeitbereich in den Frequenzbereich. Der Frequenzbereich, in welchem die Messungen durchgeführt wurden, erstreckt sich über sieben Dekaden. Er kann aufgrund des Widerspruches zwischen großer Verstärkung und hoher Bandbreite bei maximaler Verstärkung nicht voll ausgenutzt werden. Bei geeigneter Wahl der Detektorkapazität kann jedoch bei $R_f=10^8$ V/A bis 1 kHz und bei $R_f=10^6$ V/A bis 100 kHz im linearen Bereich des Frequenzganges gemessen werden. Darüber hinaus können bei hoher Verstärkung auch Messungen im nicht linearen Bereich des Frequenzganges bei höheren Frequenzen ausgewertet werden, wobei das Systemrauschen und der Frequenzgang der Verstärkung berücksichtigt werden müssen.

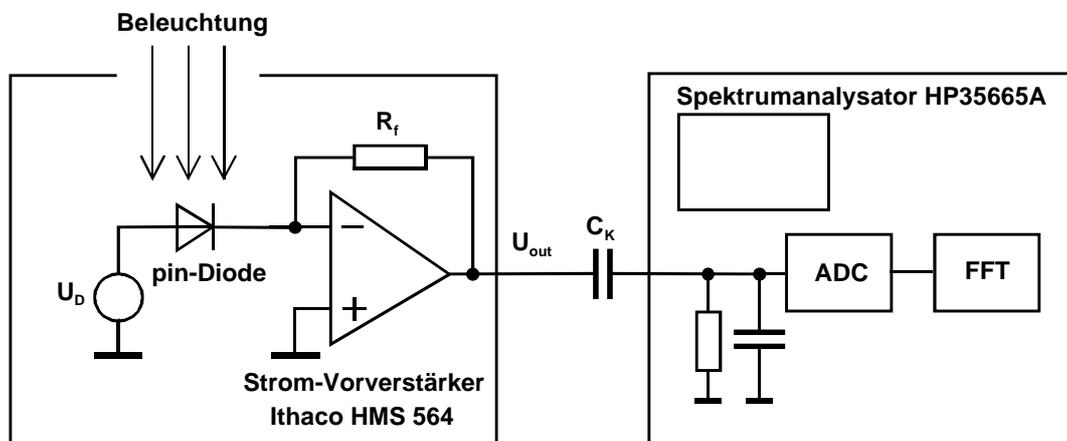


Abb. 28: Schematische Darstellung des Messaufbaus

Als Beleuchtungsquelle wurde ein thermischer Strahler benutzt, da dieser im Gegensatz zu Halbleiterlichtquellen wie Leuchtdioden, Laserdioden oder Lasern ein ausgeprägtes Tiefpassverhalten bei der Umwandlung von elektrischer Energie in Strahlungsenergie aufweist. So kann der störende Einfluss des Rauschens der Stromquelle, welche zur Versorgung der Lichtquelle verwendet wird, klein gehalten werden. Zur Beleuchtung der Probe wurde die Kaltlichtquelle LQ1100 von Spindler und Hoyer mit einer Halogenlampe und einem 1 cm starken Glasfaserlichtleiterbündel gewählt. Im Lichtleiterbündel wird sowohl der Infrarot- als auch der UV-Anteil der Strahlung absorbiert. So kann ein relativ großes Verhältnis von eingestrahelter Lichtleistung bzw. Fotostrom zu eingestrahelter Gesamtleistung bzw. Erwärmung erreicht werden, um die störende Langzeittemperaturdrift von Detektor und Messplatz klein zu halten.

Um die Modulation der Beleuchtung durch Vibrationen zu unterdrücken, wurde der Ventilator der Kaltlichtquelle außer Betrieb gesetzt und die 100 W-Lampe des Gerätes durch eine 50 W-Halogenlampe ersetzt. Die Netzspannungsversorgung wurde durch eine geregelte Gleichstromquelle (Heinzinger LNG 32-15) ersetzt. Der Strom dieser Quelle weist im Arbeitspunkt laut Datenblatt einen Signalrauschabstand von mehr als 100 dB auf. Dieser wurde durch einen passiven Filter um 30 dB erhöht. Der Signalrauschabstand des von der Lampe emittierten Lichtes ist jedoch aufgrund des Tiefpassverhaltens der Halogenlampe deutlich höher als 130 dB, wenn keine mechanischen Schwingungen auftreten. Durch zentrierte Justierung des Lichtes auf die Probe kann zudem die Fluktuation der Beleuchtung verringert werden: Die örtliche Ableitung der Beleuchtungsstärke ist im Mittelpunkt des Lichtstrahls theoretisch Null und praktisch sehr klein. Bei einer relativen Verschiebung des Lichtstrahls zur Probe aufgrund mechanischer Schwingungen ist somit die Fluktuation der auf das Pixel treffenden Lichtleistung minimal.

Rauschmessungen zielen auf den Nachweis sehr kleiner Fluktuationen, so dass Hintergrundrauschen aufgrund elektromagnetischer Strahlung und elektrischer Einkoppelungen unterdrückt werden muss. Die Spannungsversorgungen für die zu untersuchenden a-Si:H-Detektoren und den Vorverstärker sind deshalb mit Bleiakkumulatoren aufgebaut. Zur Abschirmung elektromagnetischer Wellen wurde der Messaufbau bis zum Ausgang des Vorverstärkers in ein geschlossenes Metallgehäuse eingebaut. Als Gehäusematerial wurde die schweißbare AlMg₃-Legierung gewählt. Die Stromversorgung der Beleuchtungsquelle wurde zur Abschirmung im niederfrequenten Bereich in ein ferromagnetisches Gehäuse eingebaut, um die Emission niederfrequenter elektromagnetischer Strahlung zu unterdrücken. Sie wurde zusammen mit dem Spektrumanalysator räumlich vom Messplatz getrennt in einem Nebenraum untergebracht, so dass jegliche nachweisbare Störung vermieden wurde. Die niederohmige Erdung von Messgeräten und Metallteilen (z. B. Tischrahmen und Türrahmen) mittels einer Potentialausgleichschiene war von besonderer Bedeutung für die Unterdrückung elektromagnetischer Strahlung am Messplatz. Durch einen Netzfilter wurden Einkoppelungen über das Leitungsnetz reduziert.

Eine Drift des Detektorstromes führt zu einer Überhöhung der mittels FFT berechneten Rauschspektren bei tiefen Frequenzen. Zudem dauern die Messungen bei 10 mHz und einer Mittelwertbildung aus 100 Spektren einige Stunden und es soll bei konstantem Detektorstrom gemessen werden. Deshalb müssen hohe Anforderungen an die Stabilität der Spannungsquelle zur Versorgung des Detektors und an die Temperaturstabilität gestellt werden. Durch den Aufbau des Messplatzes in zwei Bunkerräumen konnten die tageszeitlichen Temperaturschwankungen deutlich unter 1 K gehalten werden, weil kein störender Einfluss von Sonneneinstrahlung und Raumheizung auftritt. Durch die Dimensionierung der Akkumulatoren für 100 Stunden Betriebszeit und die Begrenzung des Einsatzes auf einen Ladungszustand zwischen 90 % und 30 % wurde eine gute Stabilität der Spannungsquelle erreicht.

Mechanische Schwingungen können die Messung empfindlich stören. Beispielsweise sollen hier nur die Modulation der Beleuchtung und die Modulation elektrischer Größen wie der Kabelkapazitäten (Mikrofonie) durch Vibration genannt werden. Die mechanischen Schwingungen werden durch die Luft und den Messtisch übertragen. Durch eine schwingungsdämpfende Unterlage sowie die Verringerung von Schall- und Luftbewegungen wurden die Schwingungen reduziert. Zur Aufnahme der Messreihen in verschiedenen Frequenzbereichen und zur Speicherung der Messdaten wurde ein Messprogramm geschrieben. Durch diese Automatisierung des Messverfahrens konnte die Anwesenheit von Personen am Messplatz während der Messungen vermieden werden, was zur Vermeidung mechanischer Schwingungen beiträgt. Der Umzug des Messplatzes in zwei Bunkerräume mit stabilen Fundamenten reduziert den Einfluss von Gebäudeschwingungen. Der Spektrumanalysator wurde vom abgeschirmten Messaufbau räumlich isoliert, um die Auswirkungen der durch seinen Ventilator verursachten Schwingungen zu verringern. Durch diese Maßnahmen konnten jegliche nachweisbaren Störungen durch mechanische Schwingungen beseitigt werden.

5.2 Ersatzschaltbild von pin-Diode und Verstärker

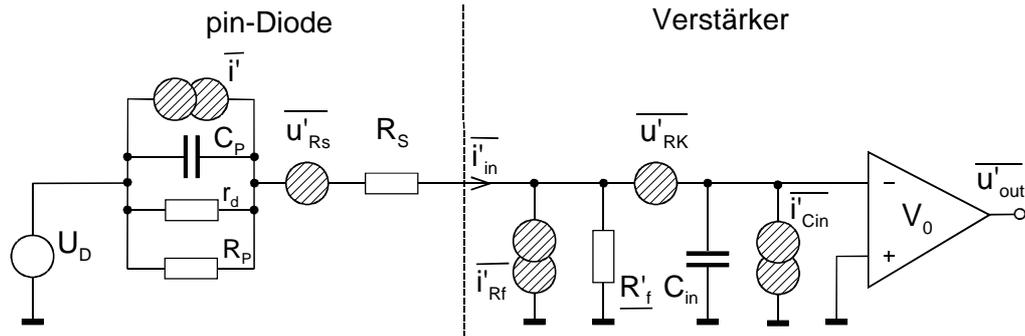


Abb. 29: Rauschersatzschaltbild von Detektor und Verstärker

Der komplexe Millerwiderstand des Operationsverstärkers wird aus der komplexen Leerlaufverstärkung entsprechend zwei Tiefpässen erster Ordnung mit der Gleichspannungsleerlaufverstärkung V_0 , den Eckfrequenzen f_1 und f_2 sowie dem Rückkopplungswiderstand R_f berechnet:

$$\underline{R'_f} = \frac{R_f}{1 + \underline{V}} \quad \text{mit} \quad \underline{V} = V_0 \cdot \frac{1}{1 + j \cdot f/f_1} \cdot \frac{1}{1 + j \cdot f/f_2} \quad \text{und} \quad f_1 \ll f_2 \quad (74)$$

Der Millerwiderstand ist für $f \ll f_1$ real und wird für $f_1 \ll f \ll f_2$ induktiv. Dem komplexen Millerwiderstand ist das thermische Rauschen des Rückkopplungswiderstandes zugeordnet:

$$\overline{i'_{R_f}} = \sqrt{\frac{4kT}{R_f}} \quad (75)$$

Die verlustbehaftete Eingangskapazität C_{in} besteht aus der Parallelschaltung der Kapazität der Verstärkereingangsstufe und der Kapazität des Verbindungskabels zwischen Diode und Verstärker. Die Eingangskapazität einschließlich 8 pF Kabelkapazität beträgt 31 pF. So wie die Kapazität der pin-Diode weist auch C_{in} dielektrisches Rauschen entsprechend Gleichung 42 auf:

$$\overline{i'_{C_{in}}} = \sqrt{4kT \cdot \omega C_{in} \tan(\delta_{in})} \quad (76)$$

Der Scheineingangswiderstand des Verstärkers besteht aus der Parallelschaltung des komplexen Millerwiderstandes und des Blindwiderstandes der Eingangskapazität:

$$\underline{Z_{in}} = \underline{R'_f} \parallel \frac{1}{j\omega C_{in}} = \frac{R'_f}{j\omega C_{in} R'_f + 1} \quad (77)$$

Bei niedrigen Frequenzen wird $\underline{Z_{in}}$ durch den Millerwiderstand bestimmt. Bei hohen Frequenzen wird er aufgrund der Eingangskapazität des Verstärkers kapazitiv.

Der komplexe Innenwiderstand der pin-Diode ergibt sich aus dem Ersatzschaltbild mit C_P , R_S und R_P sowie dem differentiellen Widerstand r_d der Diode:

$$\underline{Z_{pin}} = \frac{R'_P}{1 + (f/f_P)^2} \cdot \left(1 - j \cdot \frac{\omega}{\omega_P}\right) + R_S \quad \text{mit} \quad \omega_P = \frac{1}{C_P R_P^*} \quad \text{und} \quad R_P^* \equiv \frac{R_P \cdot r_d}{R_P + r_d} \quad (78)$$

R_S bildet mit C_P einen Hochpass für das Spannungsrauschen von R_S . Der Parallelwiderstand R_P^* kann diesen Hochpass nur bei kleinen Frequenzen $f < f_P$ beeinflussen.

Das Rauschen der Verstärkereingangsstufe wird vom thermischen Kanalrauschen der Transistoren der Eingangsstufe dominiert und durch eine Quelle mit der spektralen Rauschspannungsdichte $\overline{u'_{Rk}}$ beschrieben:

$$\overline{u'_{Rk}} = \sqrt{4kT \cdot R_K} \quad (79)$$

Die durch den Vergleich von Messungen und Simulationen ermittelte spektrale Rauschspannungsdichte dieser Quelle entspricht einem Kanalwiderstand R_K von 3,5 k Ω .

Das Rauschen der pin-Diode soll untersucht werden. Es wird durch die seriell zur Diodenkapazität geschaltete Spannungsquelle des thermischen Rauschens des Serienwiderstandes

$$\overline{u'_{R_S}} = \sqrt{4kT \cdot R_S} \quad (80)$$

und eine parallel zur Diodenkapazität geschaltete Stromquelle $\overline{i'}$ beschrieben. In der Stromquelle sind sowohl die mit dem Ladungsträgertransport im Nichtgleichgewicht verbundenen Rauschmechanismen als auch das thermische Rauschen von Parallelwiderstand und Dielektrikum enthalten. Durch den Ladungsträgertransport im Nichtgleichgewicht entsteht Schrotrauschen, 1/f-Rauschen und GR-Rauschen.

5.3 Systematische Messfehler

Der Rauschstrom $\overline{i'}$ soll gemessen werden. Wie im Ersatzschaltbild von Abb. 29 zu sehen ist, führen die Anteile des Rauschstromes durch C_P und r_d , welche parallel zum Scheineingangswiderstand des Verstärkers liegen, zu einem Messfehler. Der Scheineingangswiderstand \underline{Z}_{in} besteht aus der Parallelschaltung des komplexen Millerwiderstandes \underline{R}'_f mit der Eingangskapazität C_{in} . Der gemessene Anteil des Rauschens der Diode ist mit $R_P \gg r_d$ durch

$$\overline{i'_{in}} = \overline{i'} \cdot \frac{1}{1 + \underbrace{\frac{R_S + \underline{Z}_{in}}{r_d}}_{\text{Term 1}} + \underbrace{j \cdot \omega \underline{Z}_{in} C_P}_{\text{Term 2}} + \underbrace{j \cdot \omega R_S C_P}_{\text{Term 3}}} \quad (81)$$

gegeben. Beziehung 81 verdeutlicht, dass der Bereich gültiger Messungen von der Kapazität, dem differentiellen Widerstand sowie dem Serienwiderstand der pin-Diode und dem Scheineingangswiderstand des Verstärkers bestimmt wird. Die Störterme 1 bis 3 müssen vernachlässigbar klein sein.

Term 1 beschreibt die einfache Regel, dass der Eingang des Messverstärkers und der Serienwiderstand im Vergleich zur Quelle niederohmig sein müssen, weil der Innenwiderstand der Rauschstromquelle in Zusammenhang mit dem induktiven Verstärkereingang einen Tiefpass für den Rauschstrom bildet. Dabei ist jedoch zu beachten, dass der Innenwiderstand der Quelle vom Arbeitspunkt und der Detektorfläche abhängt und der induktive Millerwiderstand proportional zur Frequenz ansteigt. Deshalb kann bei großen Frequenzen und kleinem differentiellen Innenwiderstand ein Fehler auftreten, der sich als Verringerung des Signals bemerkbar macht. Der relative Fehler aufgrund von Term 1 kann durch

$$F_{rel} = \frac{\overline{i'_{in}} - \overline{i'}}{\overline{i'}} = \left| \frac{R_S + \underline{Z}_{in}}{r_d + R_S + \underline{Z}_{in}} \right| \quad (82)$$

beschrieben werden. Im induktiven Bereich von \underline{Z}_{in} kann der Fehler bei der Messung des Rauschens des Dunkelstromes mit den Gleichungen 74, 77 sowie mit

$$r_d \approx \frac{nU_T}{I_D} \quad \text{und} \quad U_{out} = R_f I_D \quad (83)$$

abgeschätzt werden:

$$F_{rel} \approx \frac{f \cdot U_{out}}{f_1 V_0 n U_T} \quad (84)$$

Dieser Fehler steigt mit steigender Vorwärtsspannung an und muss bei hohen Frequenzen im

Durchlassbereich berücksichtigt werden. Mit $V_0 = 10^6$, $f_1 = 12$ Hz, $n_D = 1,4$ und einer Ausgangsspannung U_{out} des Verstärkers von 3 V ergibt sich ein Fehler von etwa 0,7 % pro kHz. Da der differentielle Widerstand des Detektors im Sperrbereich sehr hoch ist, kann der Fehler aufgrund von Term 1 dort vernachlässigt werden.

Term 2 beschreibt die Resonanz von Detektorkapazität und Verstärkereingang. Bei mittleren Frequenzen um 1 kHz ist Z_{in} induktiv. Die Serienresonanz kann zu einem Signalanstieg bei hohen Frequenzen und großer Verstärkung führen. Bei einem Rückkoppelungswiderstand von $10^8 \Omega$ und einer Kapazität von 100 pF steigt der Fehler von 0,1 % bei 1 kHz auf 6 % bei 10 kHz an. Term 3 ist bei Frequenzen bis 100 kHz klein gegenüber 1 und somit vernachlässigbar.

Durch die Simulation der Schaltung von Abb. 29 kann der systematische Messfehler weitestgehend eliminiert werden. Dazu muss das Übertragungsverhalten für alle Rauschquellen des Ersatzschaltbildes am jeweiligen Arbeitspunkt im Nichtgleichgewicht und das Rauschen aller Komponenten berechnet werden. Beispielhafte Simulationen werden in Kapitel 5.6 vorgestellt.

5.4 Eigenrauschen

Das Eigenrauschen ist das Rauschen der Messeinrichtung bei offenem Verstärkereingang. Zur Messeinrichtung gehört der Stromspannungswandler mit Eingangsstufe und gegebenenfalls nachgeschalteter Spannungsverstärkung sowie der Spektrumanalysator. Das Eigenrauschen ist ein Maß für die maximale Auflösung der Messeinrichtung.

Bei kleinen Frequenzen wird das in Abb. 30 dargestellte Eigenrauschen durch das 1/f-Rauschen des Spektrumanalysators dominiert. Die Ausgangsspannung des Stromspannungswandlers kann in nachgeschalteten Verstärkerstufen noch um den Faktor 100 verstärkt werden, um den Einfluss des 1/f-Eigenrauschens des Spektrumanalysators bei niedrigen Frequenzen zu reduzieren.

Das Plateau des Eigenrauschens des Spektrumanalysators ist das thermische Rauschen des Eingangswiderstandes ($1 \text{ M}\Omega$). Der Einfluss des Eingangswiderstandes verschwindet jedoch, wenn der Verstärker an den Spektrumanalysator angeschlossen wird, da der Eingangswiderstand dann parallel zu dem relativ kleinen Ausgangswiderstand des Verstärkers (50Ω) liegt.

Bei mittleren Frequenzen bestimmt das thermische Rauschen des Rückkoppelungswiderstandes das Rauschen des Verstärkers. Das Eigenrauschen bei großen Frequenzen wird durch die Eingangskapazität des Verstärkers und durch dessen Frequenzgang beeinflusst.

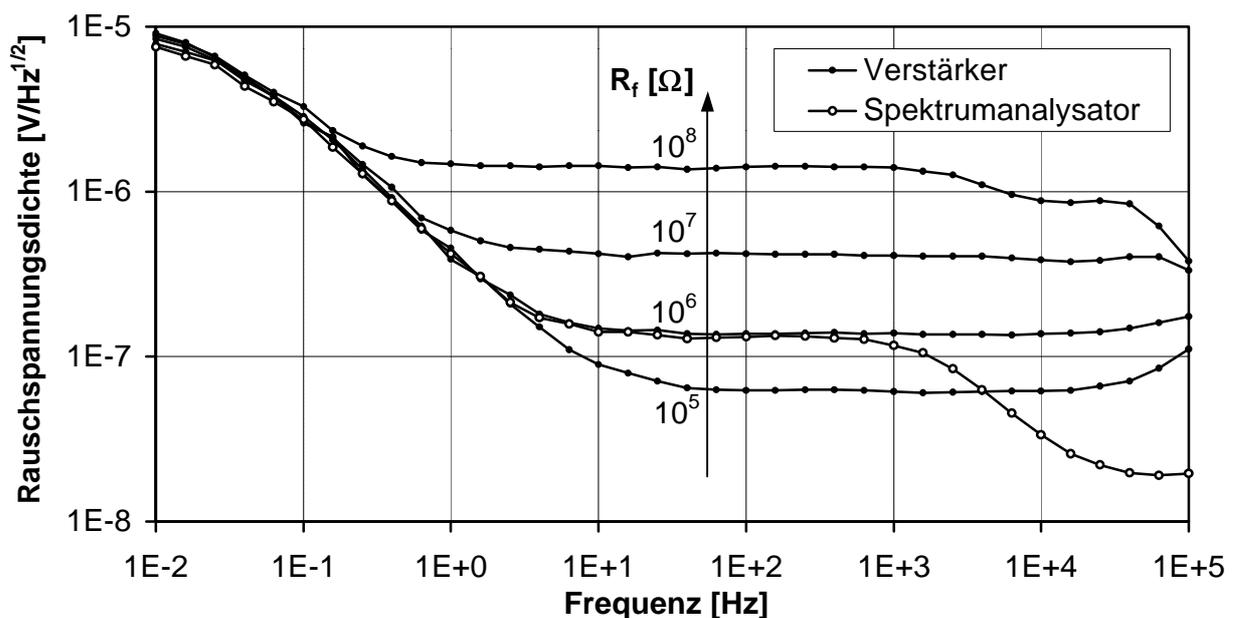


Abb. 30: Messungen des auf den Ausgang des Verstärkers bezogenes Eigenrauschen der Messeinrichtung bei Variation von R_f und Eigenrauschen des Spektrumanalysators

5.5 Systemrauschen und Messprinzip

Bei der Messung des Rauschens überlagert das Rauschen des Messobjektes das Rauschen der Messeinrichtung. Zur Bestimmung des Rauschens eines Messobjektes muss das Rauschen der Messeinrichtung berücksichtigt werden. Unter dem Systemrauschen versteht man üblicherweise das Rauschen von Messeinrichtung und Messobjekt, wobei das Messobjekt unter den Bedingungen des thermodynamischen Gleichgewichts am Eingang des Verstärkers liegt. Es setzt sich aus dem thermischen Rauschen des Messobjektes und dem Eigenrauschen zusammen, wobei r_d , C_P und R_S ihre Gleichgewichtswerte annehmen. Das Systemrauschen und das zu untersuchende Rauschen des Detektors sind nicht korreliert, so dass sich deren Rauschleistungen addieren. Also kann das mit dem Ladungsträgertransport im Nichtgleichgewicht verbundene Rauschen des Detektors mit Kenntnis des Systemrauschens aus den Messergebnissen berechnet werden, auch wenn das Rauschen des Detektors kleiner als das Systemrauschen ist. Das um das Schrotrauschen korrigierte transportbedingte Rauschen wird als Überschussrauschen bezeichnet. Das Überschussrauschen des Messobjektes ist durch die Differenz zwischen dem Rauschen im Nichtgleichgewicht (NG) und dem Systemrauschen im Gleichgewicht (GG) sowie dem Schrotrauschen gegeben:

$$\overline{i_{ij}^{\prime 2}} \approx \overline{i_{NG}^{\prime 2}} - \overline{i_{Sys\ GG}^{\prime 2}} - \overline{i_S^{\prime 2}} \quad (85)$$

Dieses Messprinzip beruht auf der Voraussetzung, dass sich die durch den Detektor beeinflussten Rauschanteile des Systemrauschens nicht oder nur unwesentlich ändern, wenn der Detektor vom Gleichgewicht zum Nichtgleichgewicht überführt wird. Zudem wird volles Schrotrauschen angenommen. Die mit der Überführung des Messobjektes in den Zustand des Nichtgleichgewichtes verbundene Variation von r_d , C_P und R_S kann jedoch zu einer Änderung der Rauschanteile des Systemrauschens führen. Zur Beschreibung dieses Phänomens wird neben dem Systemrauschen im Gleichgewicht das Systemrauschen im Nichtgleichgewicht eingeführt: Das Systemrauschen im Nichtgleichgewicht besteht aus dem Rauschen der Messeinrichtung und dem thermischen Rauschen des Messobjektes im Nichtgleichgewicht. Durch die Berücksichtigung des Systemrauschens im Nichtgleichgewicht kann die Messgenauigkeit erhöht werden:

$$\overline{i_{ij}^{\prime 2}} = \overline{i_{NG}^{\prime 2}} - \overline{i_{Sys\ NG}^{\prime 2}} - \overline{i_S^{\prime 2}} \quad (86)$$

Das Systemrauschen im Nichtgleichgewicht kann nicht direkt gemessen werden, da gleichzeitig das zu bestimmende Überschussrauschen auftritt. Es kann also nur durch eine Berechnung bestimmt werden. Die Bestimmung des Systemrauschens im Nichtgleichgewicht kann durch Kombination einer Messung des Systemrauschens im Gleichgewicht mit einer Berechnung der Änderung des Systemrauschens bei der Überführung des Messobjektes zum Nichtgleichgewicht optimiert werden.

5.6 Berechnung des Systemrauschens

Das Systemrauschen im Gleichgewicht und im Nichtgleichgewicht wird im Folgenden anhand von beispielhaften Simulationen vorgestellt. Das Systemrauschen beruht auf den thermischen Rauschquellen von R_K , R_f , R_S und R_P , den thermischen Rauschquellen der dielektrischen Verluste von C_{in} und C_P sowie auf dem 1/f-Rauschen von Spektrumanalysator und Verstärker. So wie der differentielle Innenwiderstand, die Detektorkapazität und der Serienwiderstand ist auch das Systemrauschen vom Arbeitspunkt des Detektors abhängig (vgl. Gleichung 81). Die Systemrauschleistungsdichte $\overline{u^{\prime 2}_{Sys}}$ der Spannung am Ausgang des Verstärkers ist durch

$$\overline{u_{Sys\ out}^{\prime 2}} = \overline{u_{Rk\ out}^{\prime 2}} + \overline{u_{Rf\ out}^{\prime 2}} + \overline{u_{Rs\ out}^{\prime 2}} + \overline{u_{Rp\ out}^{\prime 2}} + \overline{u_{Cin\ out}^{\prime 2}} + \overline{u_{Cp\ out}^{\prime 2}} + \overline{u_{1/f\ out}^{\prime 2}} \quad (87)$$

gegeben. Das Übertragungsverhalten des Netzwerkes von Abb. 29 für die einzelnen Komponenten des Systemrauschens wird ohne Berücksichtigung des dielektrischen Verlustwinkels

berechnet. Diese Vereinfachung ist aufgrund von $\{\delta_{in}, \delta_{diel}\} \approx 5 \cdot 10^{-3} \ll 1$ eine gute Näherung und erlaubt eine übersichtliche Darstellung der Ergebnisse in Form von einfachen Beziehungen.

Das Spannungsrauschen der Verstärkereingangsstufe am Ausgang des Verstärkers wird mit dem komplexen Millerwiderstand und der Parallelschaltung von Eingangskapazität und komplexem Detektorwiderstand berechnet. Dabei beinhaltet die Rauschspannungsquelle $\overline{u'_{Rk}}$ verschiedene Rauschquellen der Eingangsstufe des Operationsverstärkers. Der Kanalwiderstand R_K ist also der gesamten Eingangsstufe zugeordnet:

$$\overline{u'_{Rk\ out}} = \overline{u'_{Rk}} \cdot \left| \frac{\bar{R}'_f}{\left(\bar{Z}_{pin} \parallel \frac{1}{j\omega C_{in}} \right) + \bar{R}'_f} \right| \cdot V_0 \quad \text{mit} \quad \overline{u'_{Rk}} = \sqrt{4kT \cdot R_K} \quad (88)$$

Entsprechend berechnet werden am Verstärkerausgang die Komponenten des thermischen Rauschens von

Rückkoppelungswiderstand

$$\overline{u'_{Rf\ out}} = \overline{i'_{Rf}} \cdot \left| \frac{\bar{Z}_{pin} \cdot \bar{Z}_{in}}{\bar{Z}_{pin} + \bar{Z}_{in}} \right| \cdot V_0 \quad \text{mit} \quad \overline{i'_{Rf}} = \sqrt{\frac{4kT}{R_f}} \quad , \quad (89)$$

Serienwiderstand

$$\overline{u'_{Rs\ out}} = \overline{u'_{Rs}} \cdot \left| \frac{\bar{Z}_{in}}{\bar{Z}_{pin} + \bar{Z}_{in}} \right| \cdot V_0 \quad \text{mit} \quad \overline{u'_{Rs}} = \sqrt{4kT \cdot R_s} \quad , \quad (90)$$

Parallelwiderstand

$$\overline{u'_{Rp\ out}} = \overline{i'_{Rp}} \cdot \left| \frac{\frac{1}{j\omega C_P} \parallel R_p \parallel r_d}{R_s + \bar{Z}_{in} + \left(\frac{1}{j\omega C_P} \parallel R_p \parallel r_d \right)} \cdot \bar{Z}_{in} \right| \cdot V_0 \quad \text{mit} \quad \overline{i'_{Rp}} = \sqrt{\frac{4kT}{R_P}} \quad , \quad (91)$$

verlustbehafteter Detektorkapazität

$$\overline{u'_{Cp\ out}} = \overline{i'_{Cp}} \cdot \left| \frac{\left(\frac{1}{j\omega C_P} \parallel R_p \parallel r_d \right) \cdot \bar{Z}_{in}}{R_s + \bar{Z}_{in} + \left(\frac{1}{j\omega C_P} \parallel R_p \parallel r_d \right)} \right| \cdot V_0 \quad \text{mit} \quad \overline{i'_{Cp}} = \sqrt{4kT \cdot \omega C_P \tan(\delta_P)} \quad (92)$$

und verlustbehafteter Eingangskapazität

$$\overline{u'_{Cin\ out}} = \overline{i'_{Cin}} \cdot \left| \frac{\bar{Z}_{pin} \cdot \bar{Z}_{in}}{\bar{Z}_{pin} + \bar{Z}_{in}} \right| \cdot V_0 \quad \text{mit} \quad \overline{i'_{Cin}} = \sqrt{4kT \cdot \omega C_{in} \tan(\delta_{in})} \quad . \quad (93)$$

Der 1/f-Anteil des Systemrauschens wird nicht durch den Arbeitspunkt der pin-Diode beeinflusst und bleibt konstant. Die Berechnung des Systemrauschens im Gleichgewicht mit den Rauschkomponenten von Gleichung 87 ist in Abb. 31 dargestellt. Dabei wird der Verstärker mit $V_0 = 10^6$, $f_1 = 12$ Hz, $f_2 = 10^5$ Hz und $C_{in} = 31$ pF beschrieben. Durch den Vergleich von Simulation und Messung wurde für das Rauschen der Eingangsstufe des Operationsverstärkers $R_K = 3,5$ k Ω ermittelt. Für die pin-Diode wird bei $A = 1$ mm² entsprechend der Ergebnisse von Kapitel 3.6 $C_P = 108$ pF, $R_S = 115$ Ω und $r_d = 6 \cdot 10^{12}$ Ω gewählt. Der Parallelwiderstand hat keinen nennens

werten Einfluss auf das Ergebnis und wurde mit $R_P = 10^{12} \Omega$ angesetzt. Durch die Berücksichtigung des dielektrischen Rauschens mit $\tan(\delta_P) = 5 \cdot 10^{-4}$ entsprechend Kapitel 3.6.5 und $\tan(\delta_{in}) = 5 \cdot 10^{-4}$ konnte die Übereinstimmung von Simulation und Messung im Bereich der Resonanzfrequenz verbessert werden.

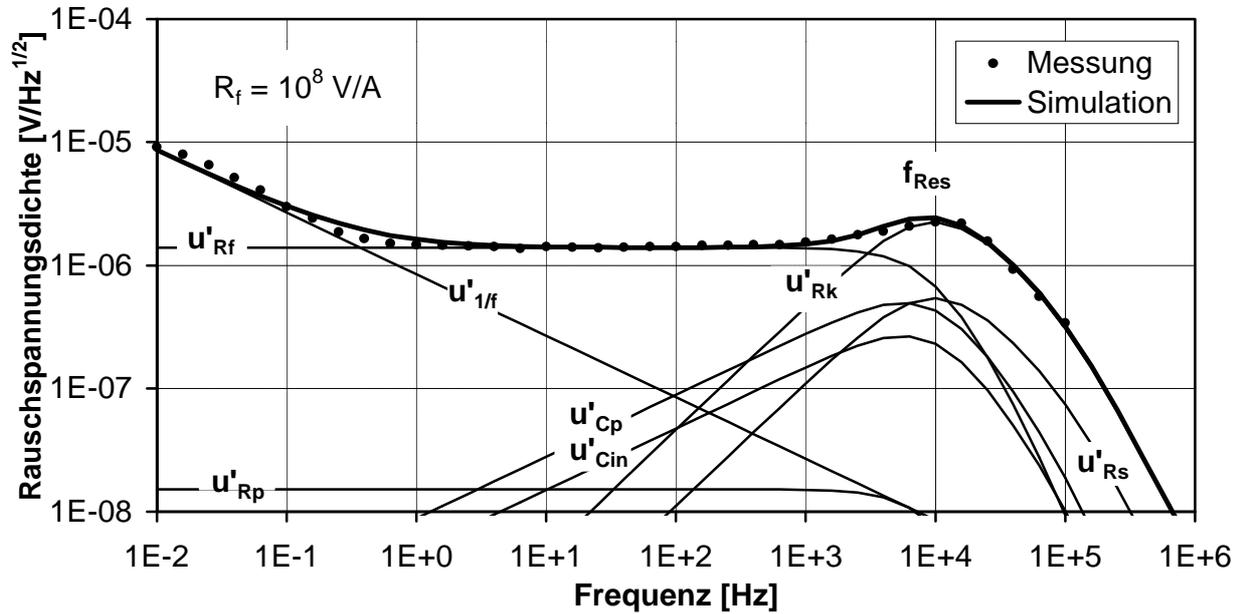


Abb. 31: Berechnetes Systemrauschen im Gleichgewicht am Ausgang des Verstärkers und seine Komponenten im Vergleich zum gemessenen Systemrauschen

Bei kleinen Frequenzen dominiert das $1/f$ -Rauschen des Spektrumanalysators das Systemrauschen. Das Rauschen von R_f dominiert das Systemrauschen bis zur Resonanzfrequenz f_{Res} . Im Bereich der Resonanzfrequenz und bei höheren Frequenzen dominiert das Rauschen von R_K . Das Rauschen der pin-Diode trägt nur im Bereich der Resonanzfrequenz und bei höheren Frequenzen nennenswert zum Systemrauschen bei. Die Steigung der Asymptoten des Frequenzgangs der Rauschanteile sind in Tab. 2 dargestellt.

Frequenzbereich	$f < f_{res}$	$f_{res} < f < f_2$	$f > f_2$
Rauschen von R_K und R_S	+20 dB / Dekade	-20 dB / Dekade	-40 dB / Dekade
Dielektrisches Rauschen	+10 dB / Dekade	-30 dB / Dekade	-50 dB / Dekade
Rauschen von R_P und R_f	+0 dB / Dekade	-40 dB / Dekade	-60 dB / Dekade

Tab. 2: Frequenzgangasymptoten der Rauschanteile des Systemrauschens

Während im Bereich der Resonanzfrequenz viele Rauschkomponenten zum Gesamtrauschen beitragen, wird das Rauschen bei hohen Frequenzen praktisch nur durch R_S und R_K bestimmt. Dieser Zusammenhang ist die Grundlage für das Verfahren zur Bestimmung des Serienwiderstandes durch Rauschmessungen [119].

Die Abweichungen zwischen simuliertem und gemessenem Systemrauschen bei kleinen Frequenzen sind im Wesentlichen auf das Rauschen des Spektrumanalysators zurückzuführen. Diese Rauschanteile können durch die Messung des Systemrauschens im Gleichgewicht ermittelt werden. Im übrigen Frequenzbereich zeigt Abb. 31 eine gute Übereinstimmung von Simulation und Messung. Die Abweichung zwischen simuliertem und gemessenem Systemrauschen im Gleichgewicht im Bereich der Resonanzfrequenz zeigt die Grenzen der Genauigkeit bei der Berechnung des Systemrauschens auf.

In weiten Frequenzbereichen ist der Verstärkereingang induktiv und der Detektor kapazitiv. Die Resonanz wird aus den Imaginärteilen der komplexen Widerstände von Verstärkereingang und Detektor mit den Gleichungen 77 und 78 bestimmt:

$$\operatorname{Im}\{\bar{Z}_{in}\} + \operatorname{Im}\{\bar{Z}_{pin}\} = 0 \quad (94)$$

Bei Vernachlässigung der zweiten Eckfrequenz der Leerlaufverstärkung ($f_2 \rightarrow \infty$) gilt für die Resonanzfrequenz:

$$f_{Res} \approx \sqrt{\frac{f_1^2 \cdot (1 + V_0)^2}{2\pi \cdot f_1 \cdot V_0 \cdot R_f (C_p + C_{in}) - 1}} \quad (95)$$

Die Abhängigkeit des Systemrauschens und der Resonanzfrequenz von der Diodenkapazität ist in Abb. 32 dargestellt. Die Änderung der Detektorkapazität hat einen Einfluss auf das Systemrauschen im Bereich der Resonanzfrequenz. Die Resonanzfrequenz des Systemrauschens sinkt bei steigender Detektorkapazität ab, wobei das Rauschen im Bereich der Resonanzfrequenz ansteigt.

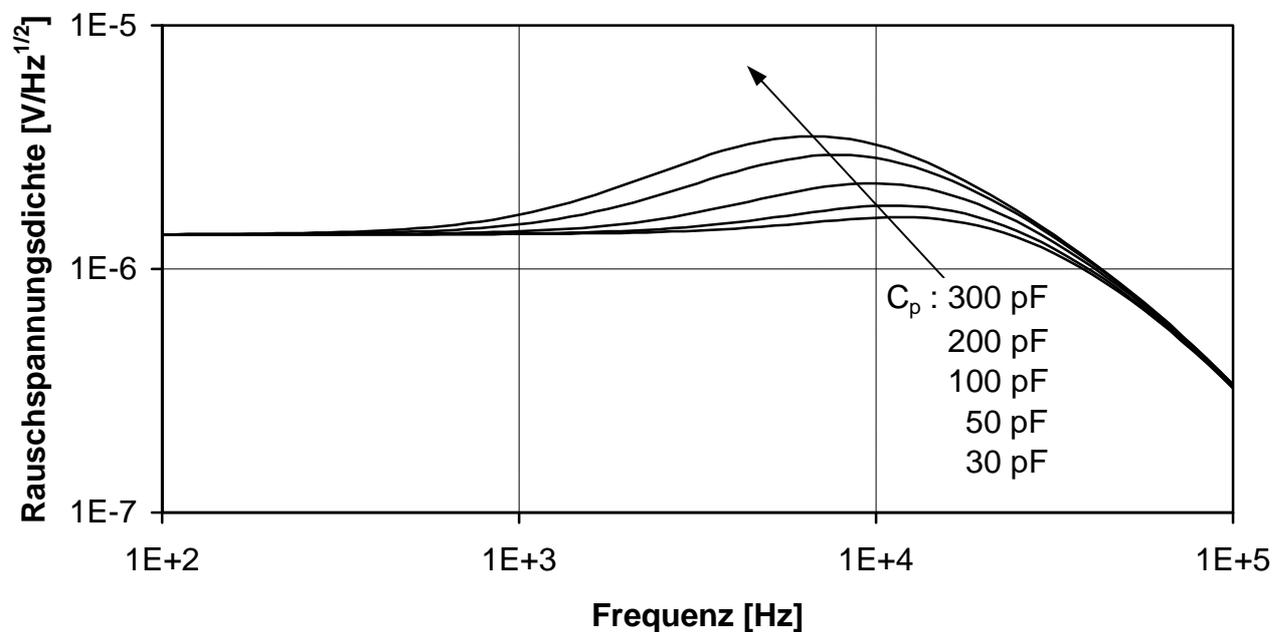


Abb. 32: Berechnetes Systemrauschen am Ausgang des Verstärkers als Funktion der Detektorkapazität

Bei hohen Frequenzen wird der Scheineingangswiderstand des Verstärkers aufgrund der Eingangskapazität kapazitiv. Bei der Messung des Rauschens des Serienwiderstandes ist das kapazitive Verhalten des Verstärkereingangs von besonderer Bedeutung. Das Systemrauschen ist in Abb. 33 als Funktion des Serienwiderstandes der pin-Diode dargestellt. Der Serienwiderstand hat wie die Pixelkapazität einen Einfluss auf das Systemrauschen im Bereich der Resonanzfrequenz. Er führt darüber hinaus zu einem Anstieg des Rauschens bei hohen Frequenzen, während die Kapazität in diesem Bereich keinen Einfluss auf das Rauschen am Verstärkerausgang hat.

Das Systemrauschen bei Variation des differentiellen Innenwiderstandes der pin-Diode ist in Abb. 34 dargestellt. Das Systemrauschen steigt bei Verringerung von r_d bei kleinen Frequenzen deutlich an. Der differentielle Innenwiderstand hat jedoch nur einen marginalen Einfluss auf das Rauschen bei hohen Frequenzen.

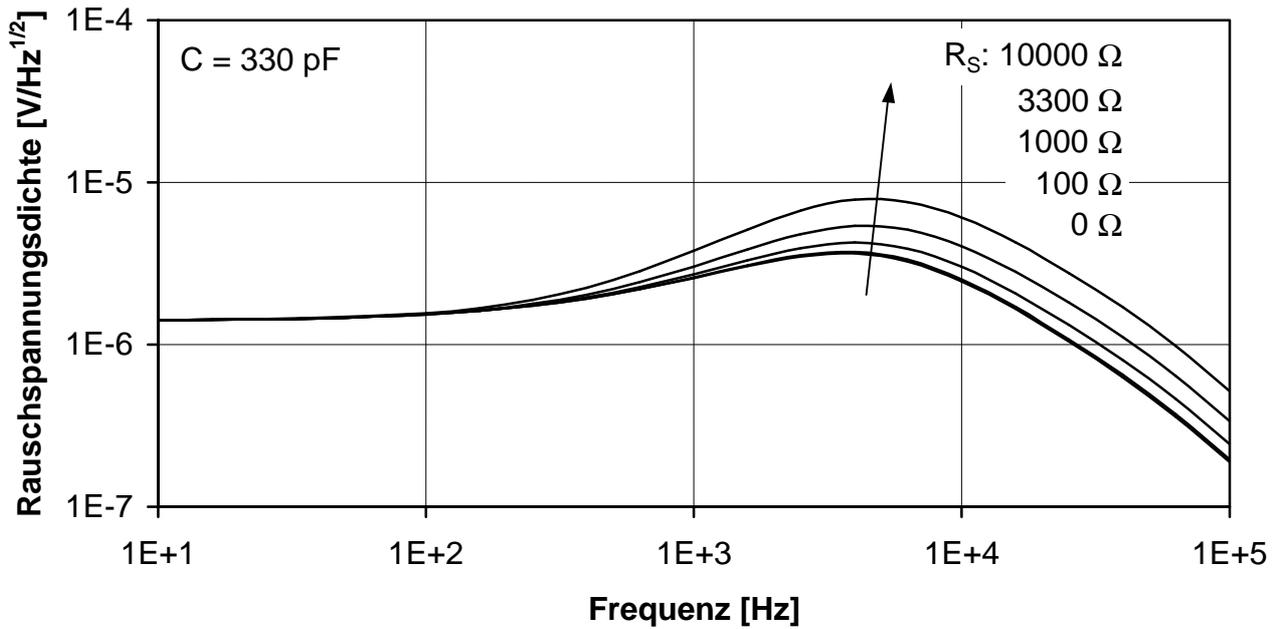


Abb. 33: Berechnetes Systemrauschen am Ausgang des Verstärkers als Funktion des Serienwiderstandes

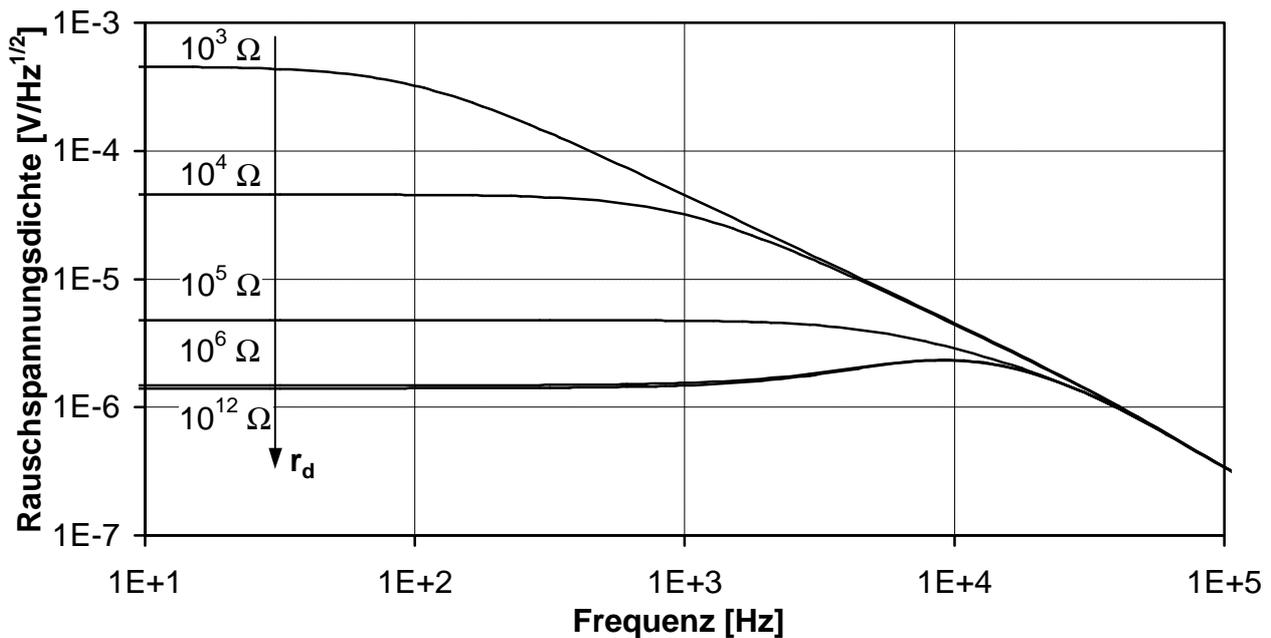


Abb. 34: Berechnetes Systemrauschen am Ausgang des Verstärkers als Funktion des differentiellen Innenwiderstandes des Detektors

Das starke Ansteigen des Systemrauschens bei kleinen Frequenzen und niedrigem differentiellen Innenwiderstand muss bei Messungen mit hoher Durchlassspannung berücksichtigt werden. Die Simulation der mit der Variation von r_d , C_P und R_S verbundenen Änderung des Rauschens am Ausgang des Verstärkers kann zur Bestimmung des Serienwiderstandes der pin-Diode bei verschiedenen Arbeitspunkten [119] genutzt werden. Das Rauschen der pin-Diode trägt zwar nur unwesentlich zum Systemrauschen bei, doch das Systemrauschen wird beim Vorwärtsbetrieb der pin-Diode nennenswert durch die Verringerung von r_d und durch die Erhöhung von C_P beeinflusst.

5.7 Messergebnisse

Das Spektrum der Rauschspannungsdichte von 10 MHz bis 100 kHz wird durch Messreihen mit jeweils konstanter Detektorspannung und Beleuchtung erfasst. Jede Messreihe wird durch Messungen in sechs Frequenzbereichen mit jeweils 101 linear verteilten Frequenzlinien aufgenommen. Die Frequenzbereiche überschneiden sich. Durch die Aufteilung der Messung des gesamten Spektrums in relativ viele schmalbandige Einzelmessungen wird eine relativ hohe Frequenzauflösung bei kleinen Frequenzen erreicht, während die gesamte Messdauer relativ klein bleibt. Die FFT-Messdaten jedes Frequenzbereiches werden 100- bis 10000-mal aufgenommen. Dann werden die Daten im Frequenzbereich gemittelt, als Datei gespeichert und am PC weiterverarbeitet.

Niederfrequente Rauschanteile und die Drift des Detektorstromes führen zu einem näherungsweise linearen Signalanteil. Ein im Zeitbereich linear steigendes oder fallendes Signal wird bei der FFT als periodisches Signal in Form eines Sägezahnverlaufes interpretiert. Ein solches Signal wird durch die FFT in ein proportional zu $1/f^2$ fallendes Leistungsdichtespektrum transformiert. Die Interpretation solcher spektraler Anteile als Rauschen würde zu einem Fehler führen. Mit steigender Abtastdauer für einen bestimmten Frequenzbereich bzw. mit sinkender Frequenz nimmt der Effektivwert der durch Drift bedingten Sägezahnspannung gegenüber der Rauschspannung zu. Die gemessenen Leistungsdichtespektren niedriger Frequenzbereiche können also aufgrund der Drift des Detektorstromes ungültige Datenpunkte bei kleinen Frequenzen enthalten. Weil sich die einzelnen Frequenzbereiche überlappen und ein Fehler jeweils nur bei den niedrigen Frequenzen auftritt, können die ungültigen Datenpunkte erkannt und verworfen werden.

Es wurden Messungen an pin-Dioden mit Pixelflächen von $0,01 \text{ mm}^2$, $0,1 \text{ mm}^2$ und 1 mm^2 durchgeführt, um den Einfluss von Randeffekten auf das Rauschen des Dunkelstromes zu untersuchen. Durch den Vergleich der Messungen konnte nachgewiesen werden, dass die auf den Dunkelstrom bezogene Rauschleistungsdichte des Überschussrauschens nicht durch das Verhältnis von Pixelfläche zu Pixelumfang beeinflusst wird. Also kann der Einfluss von Leckströmen im Randbereich der Pixel auf das Rauschen vernachlässigt werden. Das gemessene Überschussrauschen kann also dem Bulk des Detektors bzw. der Pixelfläche zugeordnet werden.

Einerseits soll die Beeinflussung der Messungen durch die Variation des arbeitspunktabhängigen Systemrauschens, welche mit der Detektorkapazität ansteigt, klein gehalten werden. Andererseits soll die transportbedingte Rauschleistungsdichte des Halbleiters, welche proportional zur Pixelfläche ist, mit hinreichender Auflösung bestimmt werden. Hinsichtlich dieser Anforderungen muss die Pixelgröße bzw. die Kapazität der pin-Dioden gewählt werden. Die Grenze, bis zu welcher die Minimierung der Pixelkapazität sinnvoll ist, wird durch die Verstärkereingangskapazität (31 pF) und das begrenzte Auflösungsvermögen der Messeinrichtung bestimmt. Für die Messungen des Überschussrauschens wurde eine Pixelkapazität von 100 pF gewählt. Durch rechnerische Kompensation der Änderung des Systemrauschens kann die Pixelkapazität und somit das Auflösungsvermögen der Messeinrichtung erhöht werden. Diese Maßnahme ist insbesondere bei den niedrigen Dunkelströmen im Sperrbereich sinnvoll.

Die Rauschspektren vom Eigenrauschen, vom Systemrauschen im Gleichgewicht und bei verschiedenen Dunkelströmen im Vorwärtsbetrieb sind in Abb. 35 dargestellt. Das Überschussrauschen wird bei konstanter Verstärkung jeweils entsprechend Gleichung 85 aus dem Systemrauschen und dem Rauschen im Vorwärtsbetrieb berechnet.

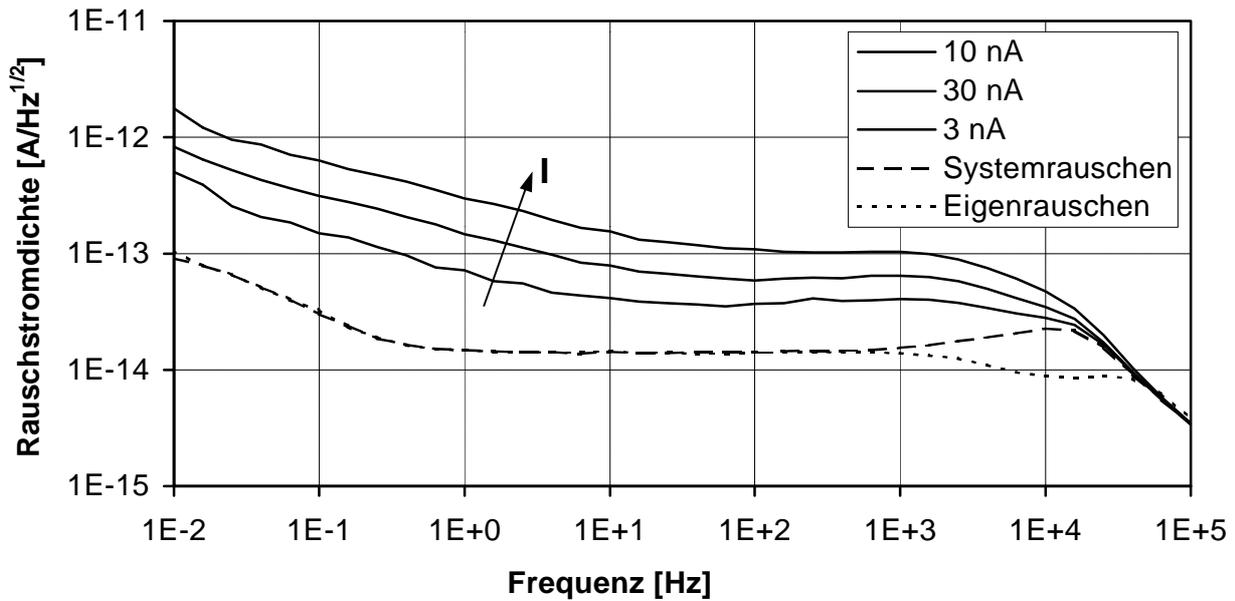


Abb. 35: Eigenrauschen, Systemrauschen im Gleichgewicht und Rauschspektren bei verschiedenen Dunkelströmen im Vorwärtsbetrieb

5.7.1 Überschussrauschen des Dunkelstromes bei Durchlassspannung

Das Überschussrauschen kann prinzipiell GR-Rauschen und $1/f$ -Rauschen beinhalten. Die entsprechende spektrale Rauschstromdichte am Eingang des Verstärkers ist in Abb. 36 für den Dunkelstrom im Durchlassbereich dargestellt. Die Messergebnisse des Rauschens vom Dunkelstrom im Durchlassbereich stimmen gut mit den von Wiczorek [172] veröffentlichten Messungen überein. Die hier vorgestellten Messdaten erstrecken sich jedoch über den doppelten Frequenzbereich und die Variation des Detektorstromes erfolgte über fünf statt zwei Dekaden, so dass eine erweiterte Beschreibung möglich ist. Die „Steigung“ der spektralen Rauschstromdichte ist nicht konstant. Die Steigung einer $1/f^\gamma$ -förmigen spektralen Rauschleistungsdichte kann durch den Frequenzkoeffizienten γ beschrieben werden. Für das Rauschen des Dunkelstromes im Durchlassbereich ist γ sowie die Stromdichte und der entsprechende Frequenzbereich in Tab. 3 dargestellt. Beim idealen $1/f$ -Rauschen ist der Frequenzkoeffizient $\gamma=1$.

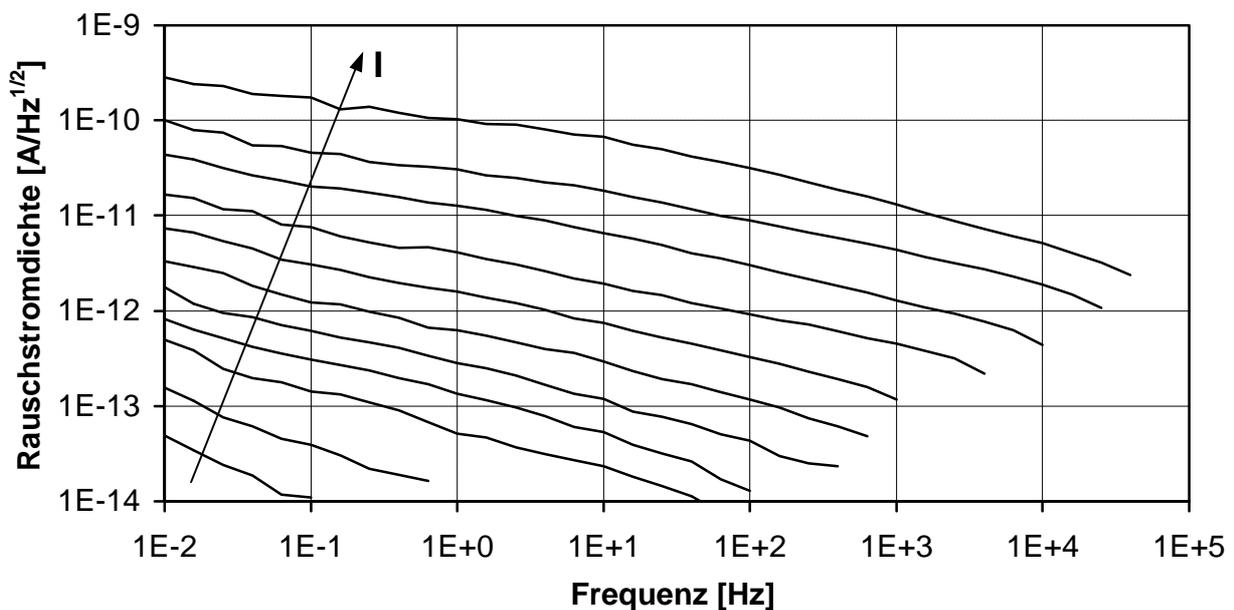


Abb. 36: Überschussrauschen des Durchlassdunkelstromes ($I = 0,3 \text{ nA}, 1 \text{ nA}, 3 \text{ nA}, \dots 30 \mu\text{A}$)

J [A/cm ²]	3·10 ⁻⁸	1·10 ⁻⁷	3·10 ⁻⁷	1·10 ⁻⁶	3·10 ⁻⁶	1·10 ⁻⁵	3·10 ⁻⁵	1·10 ⁻⁴	3·10 ⁻⁴	1·10 ⁻³	3·10 ⁻³
γ	1,1	1,04	0,85	0,78	0,77	0,71	0,64	0,56	0,5	0,48	0,43
Δf [Hz]	0,01-0,1	0,01-1	0,1-10	0,1-10	0,1-10	0,1-10	0,1-10	0,1-10	0,1-10	0,1-10	0,1-10

Tab. 3: *Abhängigkeit des spektralen Verlaufes des Überschusrauschens vom Dunkelstrom im Vorwärtsbetrieb*

Das Absinken des differentiellen Widerstandes bei großen Dunkelströmen im Vorwärtsbereich führt entsprechend Gleichung 82 zu einer Erhöhung des Einflusses des thermischen Rauschens der Verstärkereingangsstufe auf das gemessene Rauschen. Dieser Effekt wurde in Abb. 36 nicht korrigiert. Die Messung der Absenkung des Schrotrauschens bei großen Durchlassströmen und hohen Frequenzen wird in Kapitel 5.7.5.1 beschrieben und wurde bei der Auswertung der Messungen berücksichtigt. In dem Frequenzbereich Δf , in welchem γ ermittelt wurde, hat weder die Absenkung des Schrotrauschens noch die Erhöhung des Systemrauschens einen Einfluss auf den spektralen Verlauf des Überschusrauschens.

Die „Steigung“ der spektralen Rauschstromdichte fällt mit zunehmendem Strom und damit zunehmender Injektion ab. Bei höheren Frequenzen ist diese Abhängigkeit weniger stark ausgeprägt. Bei kleinen Durchlassströmen zeigen sich $1/f^\gamma$ -Spektren mit $0 < \gamma < \gamma_{max}$, wobei γ über einen Frequenzbereich von bis zu fünf Dekaden frequenzunabhängig ist. Vermutlich kann der steile spektrale Verlauf mit $\gamma_{max} > 1$ bei sehr kleinen Durchlassströmen auf eine Störung der Messung durch die Drift des Detektorstromes zurückgeführt werden. Bei zunehmender Injektion tritt eine Erhöhung von γ mit steigender Frequenz auf. Dies kann als Annäherung der Spektren an die Lorentzspektren des GR-Rauschens interpretiert werden. Das GR-Rauschen wird durch Rekombination über Zwischenbandzustände und Einfang- und Freisetzvorgängen in Haftstellen verursacht.

Mit zunehmender Durchlassspannung bzw. zunehmender Injektion erhöht sich der Anteil des GR-Rauschens im Rauschspektrum. Die Verringerung von γ mit zunehmender Injektion geht einher mit der Erhöhung der Ladungsträgerkonzentrationen in der i-Schicht und somit der Erhöhung der Einfangraten der Haftstellen und Rekombinationszentren. Dadurch verschieben sich die Eckfrequenzen der Lorentzspektren zu höheren Frequenzen, so dass γ absinkt. Aufgrund der kontinuierlichen Verteilung der lokalisierten Zustände in der Bandlücke treten dabei keine ausgeprägten Lorentzstufen mit bei kleinen Frequenzen konstanter Rauschleistungsdichte auf.

Balco et al. [203] untersuchten das Rauschen von a-Si:H-pin-Dioden bei großen Durchlassströmen und fanden Rauschspektren, welche auf einen Frequenzkoeffizienten von $\gamma \approx 0,5$ bei kleinen Frequenzen und $\gamma \approx 1$ bei großen Frequenzen schließen lassen. Dieser Frequenzverlauf stimmt mit den hier vorgestellten Ergebnissen bei starker Injektion überein. Balco et al. stellen dar, dass Einfang- und Freisetzvorgänge dieses Rauschen verursachen. Diese Erklärung ist Bestandteil des hier gefundenen Ergebnisses, dass im Vorwärtsbereich bei starker Injektion das GR-Rauschen dominiert. Abb. 36 zeigt, dass die Rauschstromdichte bei starker Injektion auch im Bereich unter einem Hertz mit sinkender Frequenz ansteigt. Dieser Verlauf lässt auf Lorentzspektren mit Eckfrequenzen unter einem Hertz schließen. Dies deutet stark darauf hin, dass die Rekombination über Defekte im Bereich der Mitte der Bandlücke, welche mit niedrigeren Einfangraten verbunden ist als der Einfang in Haftstellen, nennenswert zum Rauschen bei kleinen Frequenzen beiträgt.

Wieczorek [172] fand beim Überschusrauschen von pin-Dioden im Vorwärtsbetrieb bei kleinen Stromdichten einen Übergang vom $1/f$ -Rauschen zum $1/f^2$ -Rauschen. Die Frequenz des Übergangs entspricht den größten Eckfrequenzen der am Rauschvorgang beteiligten Lorentzspektren (vgl. Kapitel 4.6), wenn die Lorentzspektren mit extrem kleiner Rauschamplitude außer Acht gelassen werden. Die Eckfrequenz des Übergangs ist also eine wesentliche Größe bei der

Diskussion über die Rauschmechanismen. Der Übergang liegt etwa im Bereich des System- und Schrotrauschpegels und wurde von Wieczorek rechnerisch ermittelt, wobei volles Schrotrauschen vorausgesetzt wurde.

Bei den vorgestellten Messungen trat im beobachteten Frequenzbereich beim Überschussrauschen kein Übergang zum $1/f^2$ -Rauschen auf. Es zeigte sich jedoch, dass der Verlauf des Rauschspektrums bei hohen Frequenzen stark vom Schrotrauschen abhängt: Wenn ein zu großer Schrotrauschpegel verwendet wird bzw. wenn die Absenkung des Schrotrauschens nicht berücksichtigt wird, dann kann das berechnete Überschussrauschen den von Wieczorek berechneten Übergängen entsprechen (vgl. Abb. 36).

5.7.2 Überschussrauschen des Dunkelstromes bei Sperrspannung

In dem für Fotodetektoren üblichen Betriebsbereich bei Sperrspannung ist der differentielle Innenwiderstand der pin-Diode sehr hoch und hat somit praktisch keinen Einfluss auf das Systemrauschen. Der Abfall der Detektorkapazität bei steigender Sperrspannung führt nur im Bereich der Resonanzfrequenz zu einer Änderung des Systemrauschens. Im Dunkelfall ist zudem die Stromdichte so klein, dass das Schrotrauschen kleiner als die Auflösung des Messplatzes ist. Also kann das Überschussrauschen des Dunkelstromes bei kleinen Frequenzen ohne störende Einflüsse durch die Änderung des Systemrauschens oder die Absenkung des Schrotrauschens gemessen werden. Deshalb ist die Auflösung des Messplatzes für das Überschussrauschen des Dunkelstromes im Sperrbetrieb höher als für das Überschussrauschen des Fotostromes und des Dunkelstromes im Durchlassbetrieb.

Das Überschussrauschen des Dunkelstromes im Sperrbetrieb ist in Abb. 37 dargestellt. Die Amplitude des $1/f$ -Rauschstromes steigt bei Erhöhung der Sperrspannung etwa proportional zum Detektorstrom an. Die Untersuchungen von G. Cho et al. [204] an pin-Dioden mit $5\ \mu\text{m}$ – $45\ \mu\text{m}$ dicken i-Schichten stimmen gut mit den hier vorgestellten Messungen überein. Der Frequenzkoeffizient des Dunkelstromrauschens bei Sperrspannung ist gleich 1 und unabhängig von der Spannung sowie der Frequenz. Somit weist der Dunkelstrom im Sperrbetrieb nahezu ideales $1/f$ -Rauschen auf.

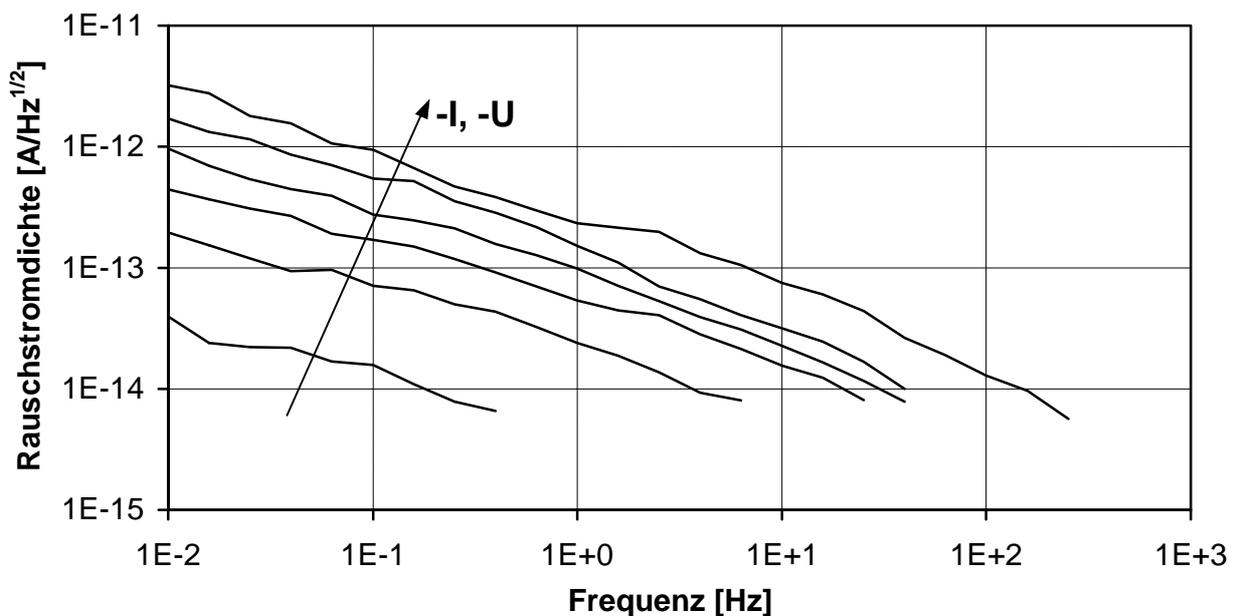


Abb. 37: Überschussrauschen des Dunkelstromes in Sperrrichtung (-I/-U : 2,8 pA/2 V; 5 pA/3 V; 9 pA/4 V; 12 pA/5 V; 50 pA/6 V; 90 pA/7 V)

5.7.3 Überschussrauschen des Fotostromes

Der differentielle Innenwiderstand der pin-Diode nimmt mit der Beleuchtung und mit sinkender Sperrspannung bzw. steigender Vorwärtsspannung ab. Zudem nimmt die Detektorkapazität mit der Beleuchtung und mit steigender Durchlassspannung zu. Dies führt zu einer Beeinträchtigung der Messung insbesondere im Bereich der Resonanzfrequenz im Vorwärtsbetrieb. Im Sperrbereich und im Kurzschlussfall ist die Beeinflussung der Messergebnisse jedoch für gegenüber der Resonanzfrequenz kleine Frequenzen vernachlässigbar.

Die Messung des Überschussrauschens des Kurzschlussfotostromes ist in Abb. 38 im Vergleich zum Überschussrauschen des Durchlassdunkelstromes dargestellt. Der Frequenzkoeffizient γ des Überschussrauschens des Fotostromes ist gleich 1 und sowohl unabhängig vom Fotostrom als auch von der Frequenz. Trotzdem kann dieses Rauschen nicht als ideales $1/f$ -Rauschen bezeichnet werden. Die Amplitude des $1/f$ -Rauschstromes steigt bei Erhöhung der Beleuchtung weniger als proportional zum Fotostrom an.

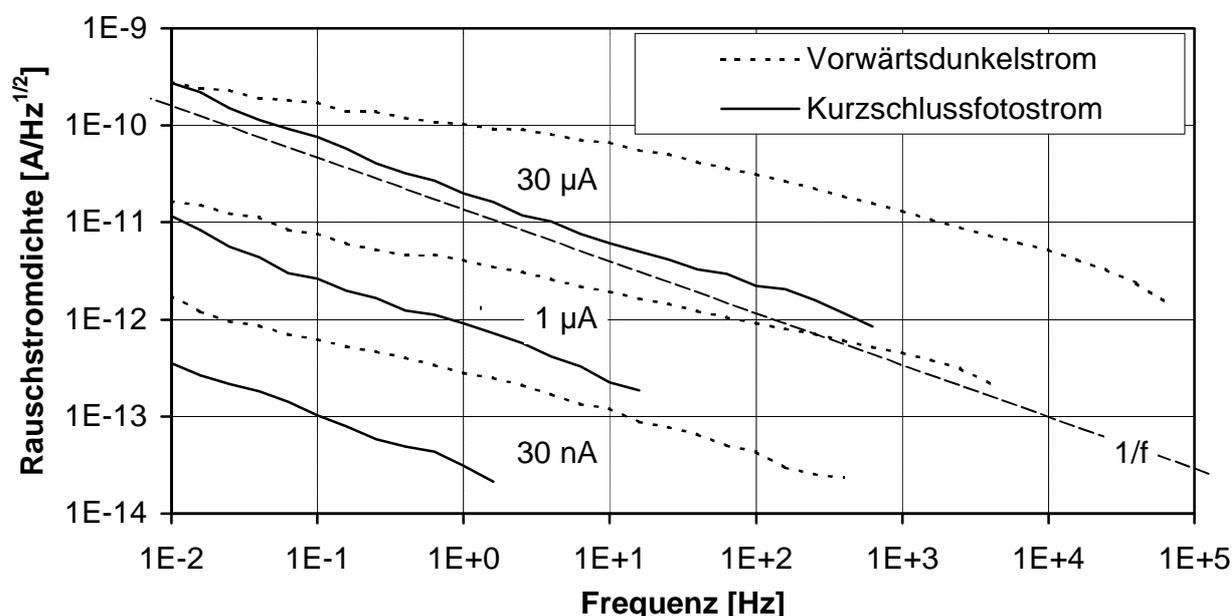


Abb. 38: Überschussrauschen des Kurzschlussfotostromes und des Durchlassdunkelstromes bei Variation des Detektorstromes

5.7.4 Überschussrauschen

Das Überschussrauschen kann mit dem Rauschmessplatz nur an Pixeln gemessen werden, deren Flächen die Pixelflächen von TFA-Bildsensoren um viele Größenordnungen übersteigen. Von den Messergebnissen bei relativ großen Pixeln soll auf das Rauschen bei relativ kleinen Pixeln geschlossen werden. Für diese Skalierung des Rauschens bei der Skalierung der Pixelfläche muss die Abhängigkeit des Überschussrauschens vom Detektorstrom bestimmt werden. Mit der Beziehung

$$\overline{i_{\text{Ü}}^2} \Big|_{f=f_0} \propto I^{2\beta}$$

kann diese Abhängigkeit bei konstanter Pixelfläche durch den Amplitudenkoeffizienten β des Überschussrauschens ausgedrückt werden. Beim idealen $1/f$ -Rauschen ist der Amplitudenkoeffizient entsprechend Hooges Gesetz (vgl. Kapitel 4.7.1) gleich eins.

Das Überschussrauschen im Durchlassbereich der Diode sowie bei Beleuchtung kann jeweils an einzelnen Pixeln bei Variation des Detektorstromes über mehrere Größenordnungen untersucht werden. Im Sperrbereich ist dies nicht ohne weiteres möglich. Gute Pixel mit niedrigen Sperrströmen weisen nur eine Stromdichte von weniger als 1 nA/cm^2 auf und die Pixelfläche soll klein gehalten werden, um das Systemrauschen bei niedrigen Frequenzen zu unterdrücken. Also wurde für die Messungen im Sperrbereich auch auf Pixel mit deutlich erhöhtem Dunkelstrom zurückgegriffen. In Abb. 39 sind die Strom/Spannungs-Kennlinien einiger für die Messungen des Überschussrauschens im Sperrbereich verwendeter Pixel dargestellt:

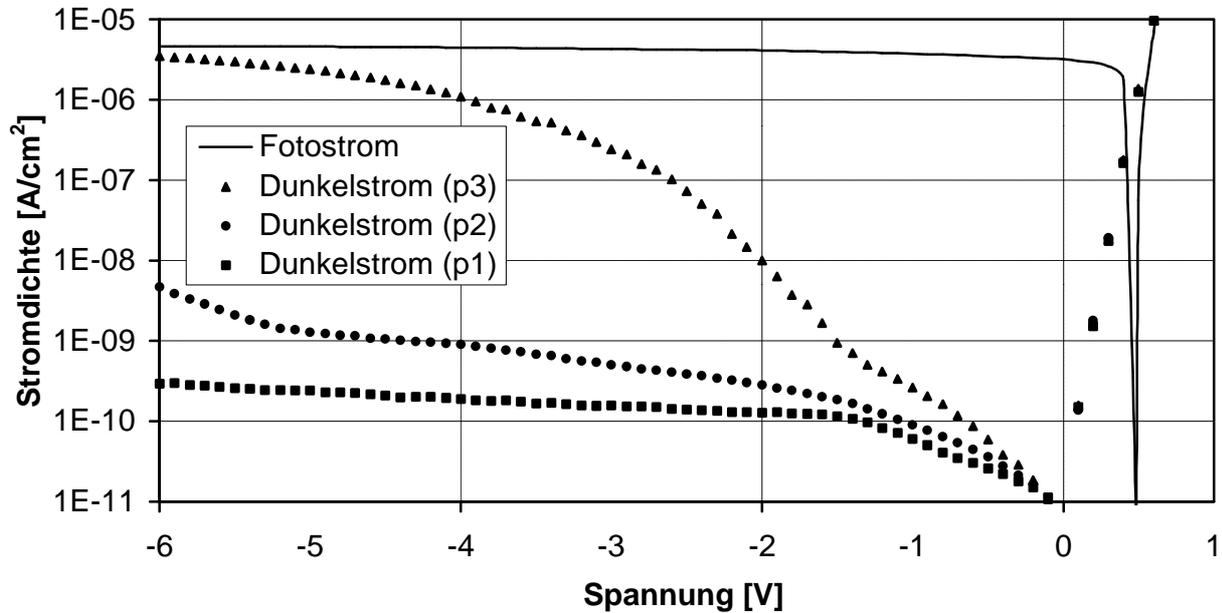


Abb. 39: Strom/Spannungs-Kennlinien einiger für die Rauschmessungen von Abb. 40 verwendeter Pixel

Die Zusammenfassung der Messergebnisse des Überschussrauschens erfolgt in der Darstellung der spektralen Rauschstromdichte über dem Gleichanteil der Stromdichte in Abb. 40:

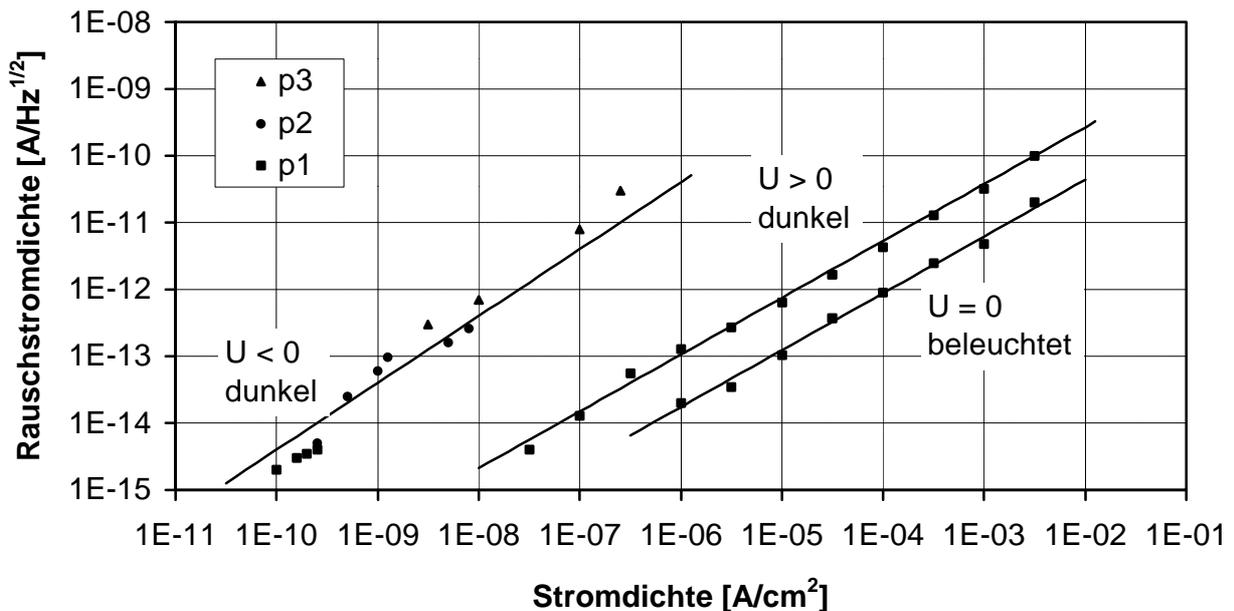


Abb. 40: Vergleich der Abhängigkeit des Überschussrauschens des Kurzschlussfotostromes, des Dunkelstromes in Durchlassrichtung und des Dunkelstromes in Sperrrichtung von der Stromstärke bei einer Frequenz von 10 Hz ($A = 1 \text{ mm}^2$)

Die spektrale Rauschstromdichte des Überschussrauschens des Dunkelstromes in Durchlassrichtung steigt bei Erhöhung der Detektorspannung weniger als proportional zum Detektorstrom an. Der Frequenzkoeffizient γ nimmt mit der Stromdichte ab und ist eine Funktion der Frequenz. Das Überschussrauschen des Dunkelstromes in Durchlassrichtung ist kein ideales $1/f$ -Rauschen.

Der Amplitudenkoeffizient β des Überschussrauschens des Fotostromes ist sowohl unabhängig vom Fotostrom als auch von der Frequenz und liegt bei 0,85. Der Frequenzkoeffizient γ ist auch unabhängig von Fotostrom und Frequenz und liegt bei eins. Das Überschussrauschen des Hellstromes ist nahezu ideales $1/f$ -Rauschen.

Bei kleinen Sperrspannungen steigt die Amplitude des $1/f$ -Rauschstromes etwa linear mit dem Strom an. Der Dunkelstrom liegt dabei im Bereich von 10^{-10} A/cm^2 und wird durch den thermischen Generationsstrom dominiert. Bei größeren Sperrspannungen steigt der Dunkelstrom durch zusätzliche Injektion von Minoritätsträgern, wobei die $1/f$ -Rauschstromdichte geringfügig stärker als linear mit dem Detektorstrom ansteigt. Trotzdem kann sowohl das Überschussrauschen bei Strömen nahe am thermischen Generationsstrom als auch bei erhöhtem Injektionsstrom näherungsweise durch eine gemeinsame Gerade beschrieben werden (vgl. Abb. 40 und Abb. 39). Das Überschussrauschen des Dunkelstromes bei Sperrspannung kann mit $\beta \approx 1$ und $\gamma = 1$ näherungsweise als ideales $1/f$ -Rauschen beschrieben werden.

5.7.5 Einfluss der Alterung

Der Einfluss der Alterung auf das Rauschen des Dunkelstromes wurde im Durchlassbereich der Diode untersucht. Die Proben wurden vor Beginn der Messungen des Rauschens des Dunkelstromes 20 Minuten lang bei 170°C getempert. Die Alterung erfolgte durch 10-stündige Beleuchtung mit dem Licht einer Halogenlampe bei einer Beleuchtungsstärke von 200 000 Lux bei 30°C . Die Messungen wurden bei 10 nA und 30 nA bzw. bei 0,5 V und 0,55 V durchgeführt. Abb. 41 zeigt den Einfluss der in Kapitel 2.7 beschriebenen Lichtalterung auf die Rauschleistungsdichte im gesamten Spektrum, Abb. 42 zeigt das unter Berücksichtigung des verminderten Schrotrauschens berechnete Überschussrauschen. Das $1/f$ -Rauschen und das Schrotrauschen werden getrennt beschrieben.

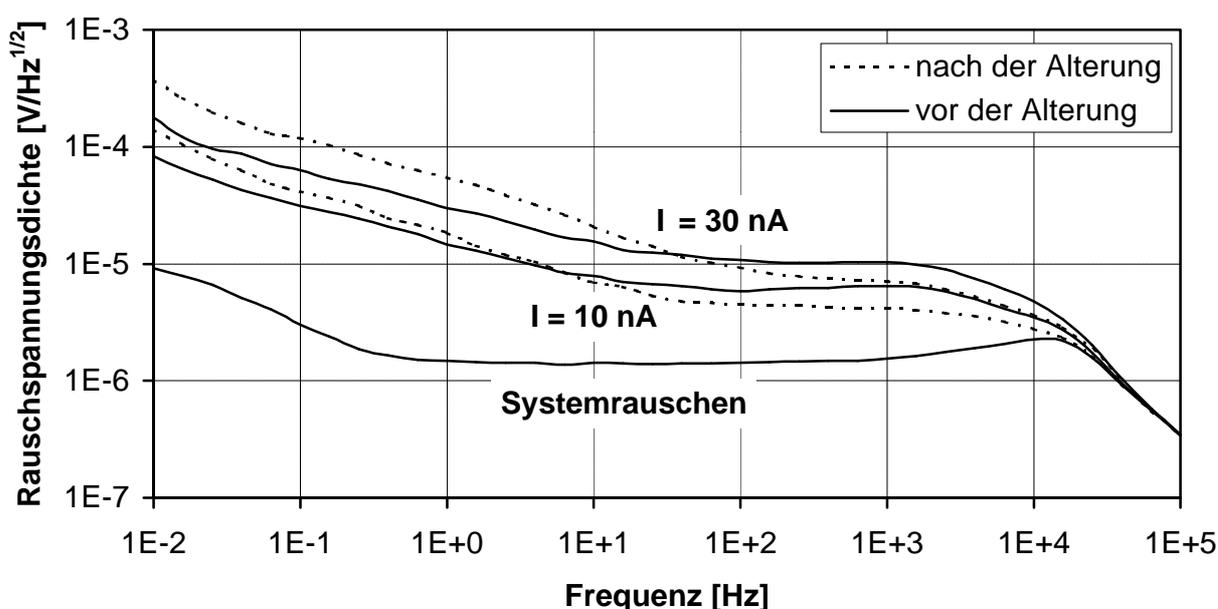


Abb. 41: Rauschen des Dunkelstromes in Durchlassrichtung vor und nach der Lichtalterung ($R_f = 10^8 \text{ V/A}$)

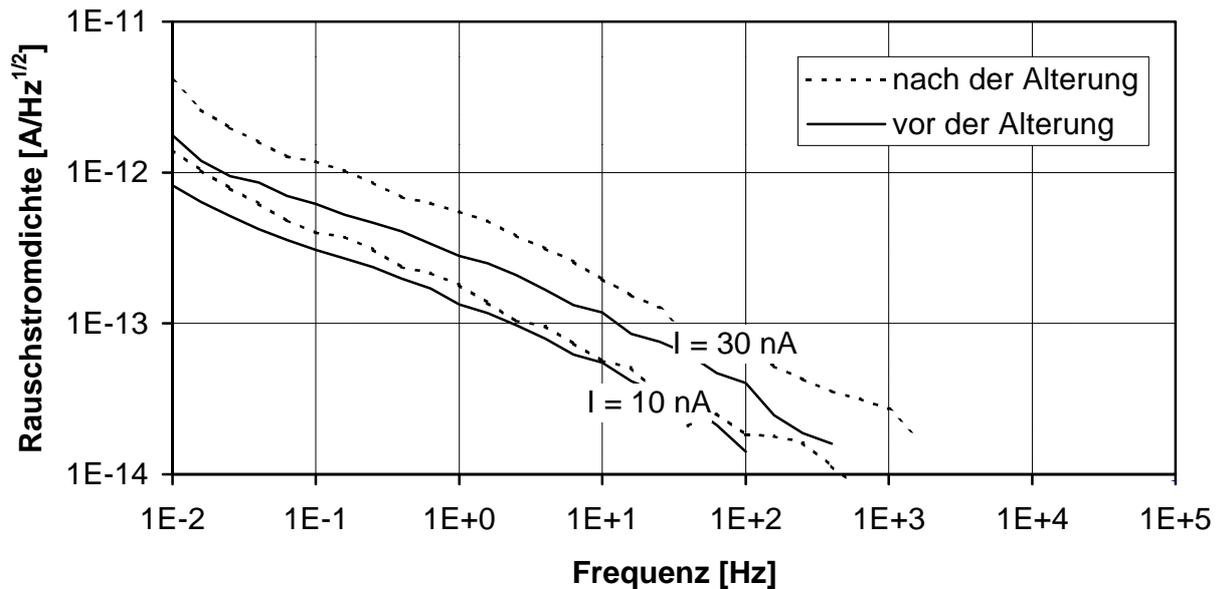


Abb. 42: Überschusrauschen des Dunkelstromes in Durchlassrichtung vor und nach der Lichtalterung

5.7.5.1 Schrotrauschen und vermindertes Schrotrauschen

Im mittleren Frequenzbereich wird das gemessene Rauschsignal durch das Schrotrauschen dominiert. Durch die Alterung sinkt das Schrotrauschen ab. Die Bestimmung des Abschwächungsfaktors Γ des Schrotrauschens erfolgt bei der in Abb. 42 gezeigten Berechnung des Überschusrauschens mit Gleichung 85. Dabei wird der Schrotrauschwert mit der Bedingung, dass das Überschusrauschen bei steigender Frequenz monoton fallend ist und stetig verläuft, ermittelt.

Da das Überschusrauschen des Detektorstromes bis etwa eine Dekade unter den Schrotrauschpegel bestimmt werden kann, liegt der Fehler bei der Bestimmung des Abschwächungsfaktors Γ etwa bei $\pm 0,05$. Vor der Alterung liegt der ermittelte Abschwächungsfaktor zwischen 0,9 und 1,0 im Frequenzbereich bis zu 100 Hz. Darüber hinaus bleibt der Abschwächungsfaktor vor der Alterung bis zu einer Frequenz von 1 kHz weitgehend konstant. Nach der Alterung beträgt der Abschwächungsfaktor $\Gamma = 0,71$ bei einer Frequenz von 300 Hz und einer Durchlassspannung von 0,5 V und $\Gamma = 0,62$ bei einer Frequenz von 2 kHz und einer Durchlassspannung von 0,55 V. Die Leistungsdichte des Schrotrauschens sinkt auf 50 % bei 300 Hz und 39 % bei 2 kHz. Der Abschwächungsfaktor konvergiert mit sinkender Durchlassspannung bzw. steigender Sperrspannung gegen eins.

Die zunehmende Abschwächung des Schrotrauschens durch Alterung kann auf die Zunahme der Dangling-Bond-Defektdichte zurückgeführt werden und wurde bereits in Kapitel 4.5 diskutiert. Die Zunahme des Abschwächungsfaktors des Schrotrauschens mit der Frequenz steht in Verbindung mit den Übergangsraten der Rekombinationszentren in der Raumladungszone. Das Schrotrauschen verringert sich im Bereich des Kehrwertes der mittleren Besetzungsdauern der Rekombinationszentren. Mit zunehmender Injektion bei Erhöhung der Detektorspannung geht das Schrotrauschen in GR-Rauschen über.

5.7.5.2 1/f-Rauschen

In den niedrigsten drei Frequenzdekaden von Abb. 41 wird das Rauschen durch das Überschusrauschen des Dunkelstromes mit einem $1/f^\gamma$ -Spektrum dominiert. Durch die Alterung ändert sich die Leistungsdichte und in geringem Maße auch der Frequenzkoeffizient des $1/f^\gamma$ -Spektrums:

Die Rauschspannungsdichte des Überschusrauschens steigt bei 10 mHz um etwa 5 dB an und γ vergrößert sich. Das größere Überschusrauschen kann prinzipiell auf eine erhöhte relative Fluktuation der Mobilität bzw. der Zahl der freien Ladungsträger zurückgeführt werden. Dies entspricht einer Verringerung der Mobilität durch verstärkte Streuung im Halbleiter bei etwa konstanter Fluktuation der Mobilität bzw. vermehrten Einfang- und Freisetzungsvorgängen sowie erhöhter Rekombination bei kaum veränderten Ladungsträgerkonzentrationen. Beide Mechanismen können der durch die Alterung erhöhten Dangling-Bond-Defektdichte zugeordnet werden. Als Bezugsgröße für die relative Fluktuation dient entsprechend Hooges Gesetz (Gleichung 66) in homogenen Materialien die Zahl der freien Ladungsträger. Dieser Zusammenhang kann zumindest qualitativ auf die nicht homogene Bauteilstruktur der pin-Diode übertragen werden. Also kann auch eine Verringerung der Ladungsträgerkonzentrationen im Bulk der pin-Diode aufgrund erhöhter Rekombination zur Vergrößerung des Überschusrauschens beitragen. Die Vergrößerung des Frequenzkoeffizienten erfolgt durch den verstärkten Einfluss von Dangling-Bonds im Bereich der Bandmitte mit gegenüber den lokalisierten Zuständen der Bandausläufer kleinen Übergangsraten. Der Anstieg des Überschusrauschens kann auf die durch den Staebler-Wronski-Effekt erhöhte Dangling-Bond-Defektdichte in der Mitte der Bandlücke zurückgeführt werden.

5.7.6 Superposition des Rauschens von Dunkelstrom und Fotostrom

Bei pin-Dioden wird der Hellstrom als Summe von Dunkelstrom und Fotostrom beschrieben. Dabei muss berücksichtigt werden, dass der Fotostrom bei konstanter Beleuchtung eine Funktion der Spannung ist (vgl. Kapitel 3.3). Der Fotostrom ist bei Sperrspannung und bei moderater Durchlassspannung negativ und steigt mit zunehmender Spannung an. Aufgrund der Feldumkehr wechselt der Fotostrom bei der Übergangsspannung das Vorzeichen. Im Sperrbereich steigt der Fotostrom nur leicht mit der Sperrspannung an. Der Vergleich von Rauschmessungen bei Variation von Detektorspannung und Beleuchtung hat gezeigt, dass bei Sperrspannung und bei kleiner Durchlassspannung die Superposition des Rauschens von Dunkelstrom und Kurzschlussfotostrom eine gute Näherung zur Berechnung des Rauschens des Hellstromes in pin-Dioden ist [205].

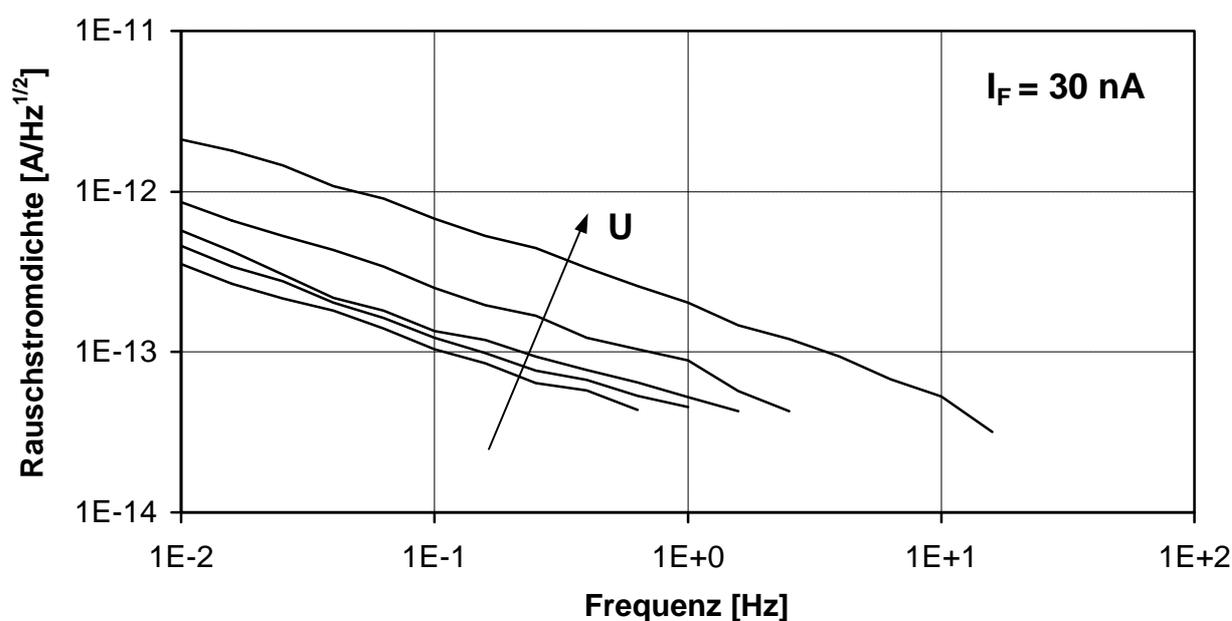


Abb. 43: Überschusrauschen des Hellstromes im Sperrbereich bei konstanter Beleuchtung und Variation der Spannung mit $I_F(U_D = 0 \text{ V}) = 30 \text{ nA}$ und $U = 0 \text{ V}, -2 \text{ V}, -4 \text{ V}, -5 \text{ V}, -6 \text{ V}$

Das Überschussrauschen im Sperrbereich bei konstanter Beleuchtung und Variation der Spannung ist in Abb. 43 dargestellt. Die Beleuchtung ist so gewählt, dass ein Kurzschlussfotostrom von 30 nA fließt. Der geringe Anstieg des Überschussrauschens mit sinkender Sperrspannung ist bei kleinen Sperrspannungen auf den Anstieg des Betrages des Fotostromes zurückzuführen, während das Überschussrauschen des Dunkelstromes noch vernachlässigbar klein ist (vgl. Abb. 37 und Abb. 40, Pixel P1). Bei weiterer Verringerung der Spannung bleibt der Fotostrom etwa konstant. Bei großen Sperrspannungen ist der starke Anstieg des Überschussrauschens mit sinkender Sperrspannung auf den Anstieg des Dunkelstromes zurückzuführen.

In Abb. 44 sind die spektralen Rauschspannungsdichten am Ausgang des Verstärkers für einen Durchlassdunkelstrom von 30 nA, einen Kurzschlussfotostrom von -30 nA und den entsprechenden Leerlaufbetrieb dargestellt. Im Leerlauf sind der Dunkelstrom und der Fotostrom vom Betrag her gleich groß. Zur Messung des Rauschspektrums im Leerlauf wurde die Beleuchtung so gewählt, dass sich eine Leerlaufspannung in Höhe der Detektorspannung bei einem Durchlassdunkelstrom von 30 nA einstellt. Das Rauschen der Diode im Leerlauf bei Beleuchtung kann als Superposition des Rauschens von Dunkel- und Fotostrom berechnet werden, wobei der Hellstrom durch die Diode gleich Null ist. Die Gegenüberstellung von berechneter Superposition und gemessenem Rauschspektrum im Leerlauf in Abb. 44 zeigt beispielhaft die Gültigkeit der Superposition der Rauschkomponenten bei Durchlassspannung. Sowohl für das $1/f$ -Rauschen als auch für das Schrotrauschen ist die Superposition gültig. Die Abweichung zwischen berechneter Superposition und gemessenem Rauschen im Leerlauf im Bereich des Resonanzpeaks ist auf den Einfluss des Rauschens von Kanal- und Serienwiderstand zurückzuführen. In Abb. 45 werden analog zu Abb. 44 die $1/f$ -Rauschstromdichten der Diode sowie die gemessene und berechnete Überlagerung gegenübergestellt.

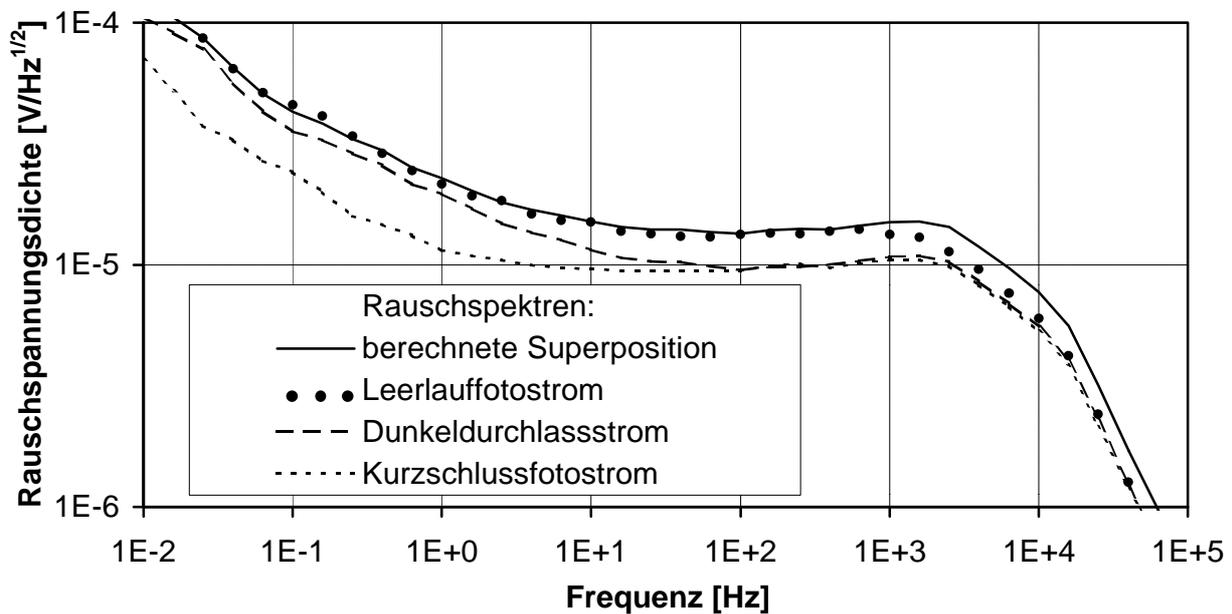


Abb. 44: Spektrale Rauschspannungsdichten von Durchlassdunkelstrom (30 nA), Kurzschlussfotostrom (-30 nA) und Leerlaufbetrieb sowie berechnete Superposition am Ausgang des Operationsverstärkers

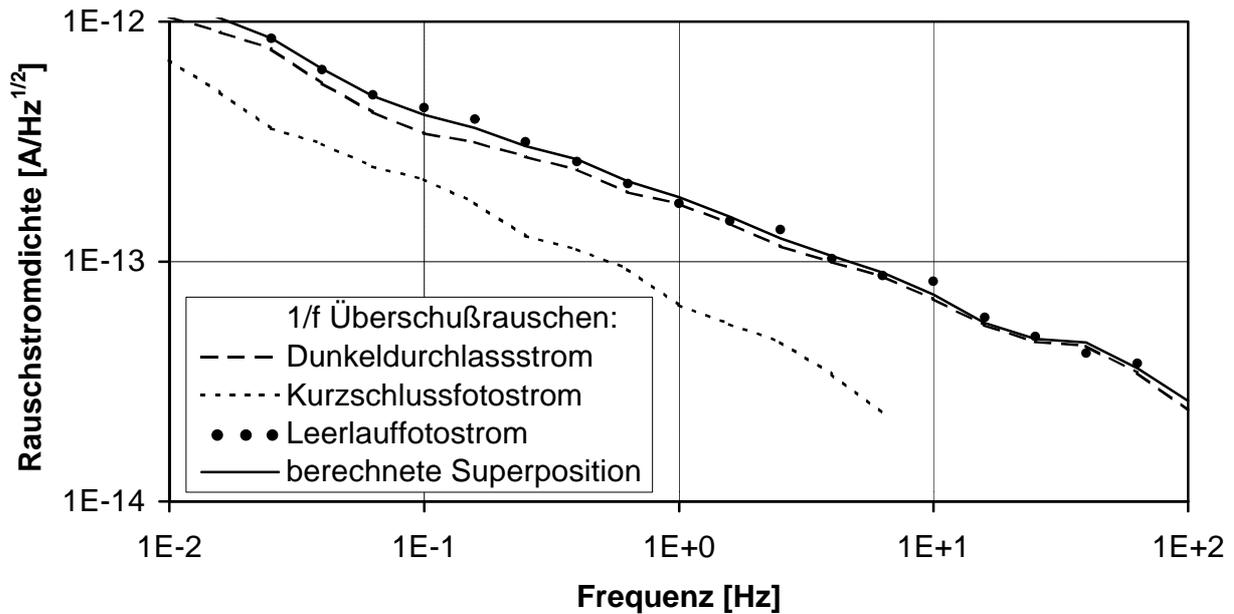


Abb. 45: Überschussrauschen von Dunkeldurchlassstrom (30 nA), Kurzschlussfotostrom (-30 nA) und der Diode im Leerlauf bei gleicher Beleuchtung sowie berechnete Superposition

Die Superposition von Schrotrauschen und 1/f-Rauschen von Dunkel- und Fotostrom ist eine gute Näherung in einem weiten Beleuchtungs- und Spannungsbereich und steht in Analogie zur Superposition von Dunkelstrom und Fotostrom. Das Rauschleistungsspektrum des Detektorstromes ist also bei einem in Bezug auf Spannung und Beleuchtung definierten Arbeitspunkt durch

$$\overline{i_{I_D}^2} = \overline{i_{SD}^2} + \overline{i_{SF}^2} + \overline{i_{1/fD}^2} + \overline{i_{1/fF}^2} \quad (96)$$

gegeben.

5.8 Skalierung des Überschussrauschens

Das Rauschen der pin-Dioden in Pixeln von Sensorarrays ist von der Pixelfläche abhängig. Die Skalierung des Rauschens ist beim thermischen Rauschen und beim Schrotrauschen trivial. Diese Rauschkomponenten können direkt als Funktionen der Pixelfläche berechnet werden. Dazu werden beim thermischen Rauschen der Serienwiderstand, der Parallelwiderstand sowie die Detektorkapazität als Funktionen der Pixelfläche ausgedrückt. Beim Schrotrauschen werden der Fotostrom und der Dunkelstrom als Funktionen der Pixelfläche ausgedrückt. Für das 1/f-Rauschen des Fotostromes und des Dunkelstromes im Sperrbereich sowie für das Überschussrauschen des Dunkelstromes im Durchlassbereich muss die Abhängigkeit von der Pixelgröße jedoch hergeleitet werden.

Die Herleitung der Abhängigkeit der Leistungsdichte des Überschussrauschens von der Pixelfläche beruht auf zwei Annahmen: Erstens wird angenommen, dass das Rauschen eines Flächenelementes der pin-Diode mit dem Rauschen benachbarter Flächenelemente nicht korreliert ist. Diese Annahme muss nicht für beliebig kleine Flächenelemente, sondern nur für Flächenelemente bis herab zur minimalen Pixelgröße gültig sein. Zudem wird angenommen, dass die mittlere Stromdichte J der Flächenelemente im stationären Zustand gleich groß ist. Dann ist die Leistungsdichte des Überschussrauschens eines Pixels bei konstanter Stromdichte proportional zur Pixelfläche:

$$\overline{i_{1/f}^{\prime 2}} \Big|_{\substack{J=J_0 \\ f=f_0}} \propto A \quad (97)$$

Die experimentell ermittelte Leistungsdichte des 1/f-Rauschens von Fotostrom und Dunkelstrom im Sperrbereich ist entsprechend Abb. 37, Abb. 38 und Abb. 40 durch

$$\overline{i_{1/f}^{\prime 2}} \Big|_{A=A_0} \propto I_i^{2\beta_i} \cdot \frac{1}{f^{\gamma_i}} \quad (98)$$

gegeben. Diese Beziehung ist für das Überschussrauschen des Dunkelstromes im Durchlassbereich nur mit Einschränkungen gültig. Beziehung 98 führt mit einer flächenabhängigen Funktion $F(A)$ zu folgendem Ansatz:

$$\overline{i_{1/f}^{\prime 2}} = F(A) \cdot I_i^{2\beta_i} \cdot \frac{1}{f^{\gamma_i}} \quad (99)$$

Mit $I = J \cdot A$ und Beziehung 97 ergibt sich die gesuchte flächenabhängige Funktion:

$$F(A) \propto A^{1-2\beta_i} \quad (100)$$

Mit der bauteilspezifischen Proportionalitätskonstanten c_i kann so die Leistungsdichte des Überschussrauschens allgemein beschrieben werden:

$$\overline{i_{1/f}^{\prime 2}} = \frac{c_i}{A^{2\beta_i-1}} \cdot I_i^{2\beta_i} \cdot \frac{1}{f^{\gamma_i}} \quad (101)$$

Die Leistungsdichte des 1/f-Rauschens bei konstantem Strom ist proportional zu $A^{-\delta}$ mit $\delta = 2\beta_i - 1 \leq 1$. Diese Beschreibung ist analog zur Beschreibung des 1/f-Rauschens durch Hooges Gesetz (Gleichung 66). Die Rauschleistungsdichte wird in homogenen Halbleitern durch Hooges Gesetz auf die Ladungsträgerzahl bzw. auf das Produkt aus Ladungsträgerkonzentration und Bauteilvolumen bezogen, wohingegen die Rauschleistungsdichte in den heterogen aufgebauten pin-Dioden auf die Pixelfläche bezogen wird. Bei homogenen Halbleitern mit idealem 1/f-Rauschen ist entsprechend Hooges Gesetz eine Abhängigkeit mit $\delta = 1$ zu erwarten. Bei pin-Dioden ergibt sich für das Rauschen des Kurzschlussfotostromes mit $\beta = 0,85$ der Wert $\delta = 0,7$ und für das Rauschen des Dunkelstromes im Sperrbereich mit $\beta = 1$ der Wert $\delta \approx 1$.

Die Abhängigkeit der 1/f-Rauschleistungsdichte von der Pixelfläche wurde von Antonuk et al. [206] messtechnisch bei pin-Dioden untersucht. Sie fanden eine Abhängigkeit mit $\delta \leq 0,5$. Dieses Ergebnis entspricht einem Amplitudenkoeffizienten von $\beta \leq 0,85$ und damit tendenziell der hier vorgestellten Abhängigkeit, doch liegt δ niedriger als der hier gefundene Wert. Eventuell kann das Ergebnis von Antonuk et al. auf den Einfluss von Randleckströmen zurückgeführt werden. Ein Wert von $\delta = 0,5$ kann entsprechend der hier vorgestellten Vorgehensweise durch eine längenbezogene Stromkomponente, die nur am Pixelrand fließt, erklärt werden.

Die Parameter des Überschussrauschens von Gleichung 101 beschreiben das Rauschen von Fotostrom und Dunkelstrom je nach Arbeitsbereich entsprechend der experimentell gefundenen Daten von Abb. 40. Der Rauschkoeffizient c_i ist ein Maß für die Höhe der Rauschleistungsdichte, der Frequenzkoeffizient γ_i beschreibt die Abhängigkeit von der Frequenz und der Stromkoeffizient β_i beschreibt die Abhängigkeit vom Diodenstrom:

I_i	$c_i / (\text{cm}^{4\beta_i-2} \text{A}^{2-2\beta_i} \text{s}^{\beta_i})$	γ_i	b_i	i
Kurzschlussfotostrom	$5 \cdot 10^{-16}$	1	0,85	F
Sperrdunkelstrom	$2 \cdot 10^{-7}$	1	≈ 1	S
Durchlassdunkelstrom	$2 \cdot 10^{-14}$	≤ 1	0,85	D

Tab. 4: Rauschkoeffizienten c_i , Frequenzkoeffizienten β_i und Betakoeffizienten b_i des Überschussrauschens bei verschiedenen Arbeitspunkten sowie Indexdefinition

Das Überschussrauschen des Dunkelstromes ist bei Sperrspannung deutlich höher als bei Durchlassspannung. Die 1/f-Rauschleistungsdichte des Dunkelstromes im Sperrbereich ist um einige Größenordnungen höher als bei gleichem Durchlassstrom. Ein Sperrstrom von $0,1 \text{ nA/cm}^2$ rauscht etwa gleich stark wie ein 100-mal größerer Durchlassstrom.

Eine Erklärung für das starke Rauschen des Dunkelstromes bei Sperrspannung basiert auf der dem Überschussrauschen zugrunde liegenden Ladungsträgerzahl. Prinzipiell nimmt das relative Rauschen zu, wenn die Zahl der am Rauschprozess beteiligten freien Ladungsträger abnimmt. Bei der Beschreibung des Überschussrauschens in homogenen Halbleitern durch Hooges Gesetz wird das Rauschen auf die Zahl der Ladungsträger in der Probe bezogen. Wenn diese Beschreibung von Gleichung 66 bei konstantem Rauschparameter α_H auf die pin-Diode angewendet wird, kann ein Rückschluss auf die mit dem 1/f-Rauschen in Verbindung stehende Ladungsträgerzahl bzw. Ladungsträgerkonzentration gezogen werden. Im Sperrbereich ergibt sich entsprechend der Messdaten von Abb. 40 mit $\alpha_H = 2 \cdot 10^{-3}$ für das Rauschen des Dunkelstromes eine näherungsweise konstante Ladungsträgerzahl von etwa 10. In Bezug auf das Pixelvolumen entspricht dies einer Ladungsträgerkonzentration von 10^7 cm^{-3} . Im Durchlassbereich ergibt sich für das Rauschen eine mit der Injektion ansteigende Ladungsträgerkonzentration, welche im Dunkelfall bei einer Spannung von $0,3 \text{ V}$ bei $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ liegt. Diese rauschäquivalenten Konzentrationen dürfen nicht quantitativ interpretiert werden. Sie können jedoch qualitativ betrachtet werden, um Hinweise für die Erklärung des starken Rauschens des Dunkelstromes bei Sperrspannung zu erhalten. Das Rauschen ist bei Extraktion im Sperrbereich höher, wobei die Ladungsträgerkonzentrationen in der Raumladungszone unter ihren Gleichgewichtswerten liegen. Im Vorwärtsbereich liegen die Ladungsträgerkonzentrationen über ihren Gleichgewichtswerten und steigen mit zunehmender Injektion an. Dementsprechend ist das relative Überschussrauschen kleiner als im Sperrbereich und steigt mit zunehmender Injektion weniger stark an als ideales 1/f-Rauschen.

Ein weiterer Erklärungsansatz für das starke 1/f-Rauschen des Dunkelstromes bei Sperrspannung ist die Korrelation einzelner Influenzstromimpulse. Durch die Korrelation kann Zufallstelegrafentrauschen auftreten. Die dabei beobachtete Modulation einer großen Ladungsträgerzahl durch Ladungsfluktuationen einzelner Haftstellen geht einher mit der Dominanz von Transportkanälen mit kleinem Durchmesser. Die Theorie von Strompfaden, welche durch Ladungsänderungen von Zwischenbandzuständen ein- oder ausgeschaltet werden können, entspricht diesem Ansatz (vgl. Kapitel 2.9). Wieczorek [172] erklärte, dass die Injektion des Durchlassdunkelstromes in a-Si:H-pin-Dioden über Strompfade in den dotierten Schichten erfolgt. Wenn die Modulation des Stromes durch Strompfade zu niederfrequentem Rauschen führt, muss die Modulation durch entsprechend langsame Ladungsänderungen erfolgen. Als Ursache für langsame Ladungsänderungen wird die Diffusion von Wasserstoff im a-Si:H diskutiert [207].

Auch das Tunneln von Ladungsträgern über Potentialbarrieren kann zu Zufallstelegrafentrauschen mit stark korrelierten Stromimpulsen führen und wurde am Beispiel von a-Si/C:H-Schottkykontakten untersucht [83]. Im Gegensatz zum Ohmschen n-Kontakt muss die TCO/p-

Grenzschicht von pin-Dioden als Schottkykontakt beschrieben werden. Somit kommt auch der Betrachtung des Elektronentunnelstromes an der TCO/p-Grenzschicht besondere Bedeutung zu, wenn geklärt werden soll, warum das $1/f$ -Rauschen des Sperrstromes das $1/f$ -Rauschen des Durchlassstromes um einige Größenordnungen übersteigt. Bei Schottkykontakten kann die Umladung von Defekten und damit die Änderung des Potentials innerhalb der Barriere zur Modulation der Tunnelwahrscheinlichkeit und somit zu einer Modulation des Tunnelstromes und Zufallstelegrafengeräuschen führen. Die Beschreibung des lokalen Stromflusses über lokalisierte Zustände bei Bereichen mit hoher Tunnelwahrscheinlichkeit ist analog zur Theorie von Strompfaden (vgl. Kapitel 2.9), wobei der Ladungsträgertransport über ausgedehnte Zustände erfolgt.

Ein anderer Korrelationseffekt ist vom Multiplikationsfaktor bei Lawinenfotodioden bekannt. Bei der Multiplikation muss die kinetische Energie der Ladungsträger einen Wert erreichen, welcher mit dem Bandabstand vergleichbar ist, so dass Elektronenlochpaare durch Stoßionisation erzeugt werden. Eine grobe Abschätzung mit einer freien Weglänge von etwa 1 nm in a-Si:H ergibt eine erforderliche Feldstärke von etwa $2 \cdot 10^7$ V/cm, was darauf hindeutet, dass in pin-Dioden keine Lawinenmultiplikation auftritt [208]. Trotzdem wurde eine Lawinenmultiplikation bei speziellen a-Si:H-basierten Fotodioden erreicht [209]. Es kann zumindest bei großen Sperrspannungen nicht vollständig ausgeschlossen werden, dass in pin-Dioden auch Multiplikationsrauschen auftritt.

Bei gleicher Stromdichte ist also das Überschussrauschen des Dunkelstromes bei Sperrspannung deutlich größer als bei Durchlassspannung, wobei die dem Überschussrauschen zugrunde liegenden Ladungsträgerkonzentration um einige Größenordnungen niedriger sind als bei Durchlassspannung. Der stetige Übergang des $1/f$ -Rauschens des thermischen Generationsstromes zum $1/f$ -Rauschen des Minoritätsträgerinjektionsstromes (vgl. Abb. 40) lässt darauf schließen, dass die mit dem Generationsstrom verbundenen Rauschmechanismen im Bulk der Diode gleicher oder ähnlicher Natur sind wie die mit dem Injektionsstrom verbundenen Rauschmechanismen. Bei steigendem Injektionsstrom steigt die auf den Dunkelstrom bezogene Rauschstromdichte des $1/f$ -Rauschens im Sperrbereich geringfügig an. Dieser Anstieg des relativen Rauschens kann durch Korrelationseffekte im Injektionsstrom verursacht werden. Vermutlich tritt eine korrelierte Injektion von Elektronen beim Tunnelstrom in der Raumladungszone des Schottkykontaktes an der TCO/p-Grenzschicht auf.

6 Rauschen von pin-Diode und Pixeleingangsstufe

Bildsensoren arbeiten typischerweise im Ladungsspeichermodus, das heißt sie benutzen ein integrierendes Verfahren, um den Fotostrom in eine Spannung umzuwandeln. Bei der Integration des Detektorstromes in der Integrationskapazität wird auch das Rauschen des Detektorstromes integriert. Durch das Tiefpassverhalten der Integration werden hochfrequente Rauschanteile des Detektorstromes unterdrückt, so dass beim integrierenden Verfahren ein hohes Signalrauschverhältnis erreicht werden kann. In der Regel wird zur Berechnung des Rauschens der in Bildsensoren eingesetzten Photodioden nur das Schrotrauschen und das thermische Rauschen des Parallelwiderstands betrachtet [z. B. 210, 211, 212, 213]. In Kapitel 6.1 wird die Berechnung der Rauschspannung am Detektor beim integrierenden Verfahren für beliebige Rauschstromkomponenten vorgestellt.

Nach der Integration und dem Auslesen des Signals wird die Integrationskapazität entladen, was als Reset bezeichnet wird. Beim Beenden des Resetvorgangs wird der Resettransistor hochohmig. Dabei ändert sich sowohl die Amplitude als auch der spektrale Verlauf der Leistungsdichte des thermischen Rauschens am Pixeleingang. Nach dem Resetvorgang verbleibt die Resetrauschladung auf der Integrationskapazität. Während der Integrationsperiode ist die Resetspannung quasi statisch, so dass sie prinzipiell ausgelesen, zwischengespeichert und durch Subtraktion eliminiert werden kann. Die Berechnung des Resetrauschens wird in Kapitel 6.2 beschrieben.

6.1 Integration des Stromrauschens

Das temporäre Rauschen des Dunkelstromes bestimmt die Empfindlichkeitsgrenze des Detektors, das heißt die Höhe des kleinsten erkennbaren Signal, weil eine Eliminierung dieser Messunsicherheit nicht möglich ist. Beim integrierenden Verfahren kann die Empfindlichkeit durch Verlängerung der Integrationszeit erhöht werden. Die Grenzen dieser Maßnahme sind bei starker Beleuchtung durch den begrenzten Spannungshub sowie bei schwacher Beleuchtung einerseits durch die erforderliche zeitliche Auflösung und andererseits durch die Selbstentladung der Diode aufgrund des Dunkelstromes gegeben. Bei der Berechnung des Detektorrauschens wird davon ausgegangen, dass sowohl der Dunkel- als auch der Fotostrom zeitlich und von der Spannung unabhängig sind.

Die rauschäquivalente Bandbreite bei der Integration weißen Rauschens ist eine Funktion der Integrationszeit. Rauschanteile mit gegenüber der reziproken Integrationszeit niedrigen Frequenzen werden voll integriert, wohingegen hochfrequente Rauschanteile durch die Integration weitgehend ausgelöscht werden. Dieser Zusammenhang soll nun für die verschiedenen spektralen Anteile des Rauschens analysiert werden, um die Rauschspannung des Detektors nach der Integrationszeit zu berechnen. Dazu wird im Folgenden die Berechnung des Rauschens von Fotodetektoren im Ladungsspeichermodus für Rauschquellen mit beliebigem Spektrum vorgestellt.

6.1.1 Spektrale Leistungsdichte der Rauschspannung

Die Rauschspannung $u_C(t_{int})$ an der Integrationskapazität aufgrund der Integration des Detektorrauschstromes über die Dauer t_{int} ist durch

$$u_C(t_{int}) = \int_0^{t_{int}} \frac{1}{C_{int}} \cdot (i(t) - \overline{i(t)}) dt \quad (102)$$

gegeben. Unter Verwendung eines um die halbe Integrationsdauer verschobenen Rechteckimpulses kann dieses Integral in das uneigentliche Integral von Gleichung 103 überführt werden, welches dem Faltungsintegral von Gleichung 104 entspricht. Unter der Voraussetzung konstanter Beleuchtung ist die Beschreibung als lineares zeitinvariantes System zulässig. Die Fourier-

transformation des Faltungsintegrals liefert die Rauschspannungsdichte auf der Integrationskapazität nach der Integration:

$$u_C(t_{int}) = \int_{-\infty}^{\infty} (i(t) - \overline{i(t)}) \cdot \frac{1}{C_{int}} \text{rect}\left(\frac{t - t_{int}/2}{t_{int}}\right) dt \quad (103)$$

$$u_C(t_{int}) = \overline{(i(t) - \overline{i(t)})} * \frac{1}{C_{int}} \text{rect}\left(\frac{t - t_{int}/2}{t_{int}}\right) \quad (104)$$



$$\overline{u_C(t_{int})} = \overline{i'} \cdot \frac{1}{C_{int}} t_{int} \cdot \text{si}(\pi f t_{int}) \cdot e^{-j2\pi f t_{int}/2} \equiv \overline{i'} \cdot \underline{H}(f) \quad (105)$$

Zur Beschreibung der Amplitude der Rauschspektren ist die Phasenlage der Übertragungsfunktion $\underline{H}(f)$ der Integration redundant, so dass gilt:

$$\overline{u_C(t_{int})} = \overline{i'} \cdot |\underline{H}(f)| \quad \text{mit} \quad |\underline{H}(f)| = \frac{t_{int}}{C_{int}} \cdot \text{si}(\pi f t_{int}) \quad (106)$$

Die Rauschleistungsdichte der Detektorspannung kann in der Form

$$\overline{u_C^2(t_{int})} = \overline{i'^2} \cdot \frac{t_{int}^2}{C_{int}^2} \cdot \Gamma_C(f) \quad (107)$$

mit der spektralen Gewichtungsfunktion der Integration

$$\Gamma_C(f) = \text{si}^2(\pi t_{int} \cdot f) \quad (108)$$

dargestellt werden. Die spektrale Gewichtungsfunktion ist in Abb. 46 dargestellt und verdeutlicht die Abschwächung hochfrequenter Anteile der spektralen Rauschleistung des Diodenstromes. Die spektralen Anteile des Rauschstromes, deren Frequenzen natürliche Vielfache der reziproken Integrationszeit sind, heben sich bei der Integration auf, so dass die Gewichtungsfunktion bei diesen Frequenzen gleich Null wird. Aufgrund des Tiefpasscharakters der Integration fällt die Hüllkurve bei großen Frequenzen mit 20 Dezibel pro Dekade ab. Mit Gleichung 107 kann die Rauschspannung auf der Diode nun für beliebige Spektren berechnet werden, wobei auch die Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeit der Integrationskapazität möglich ist.

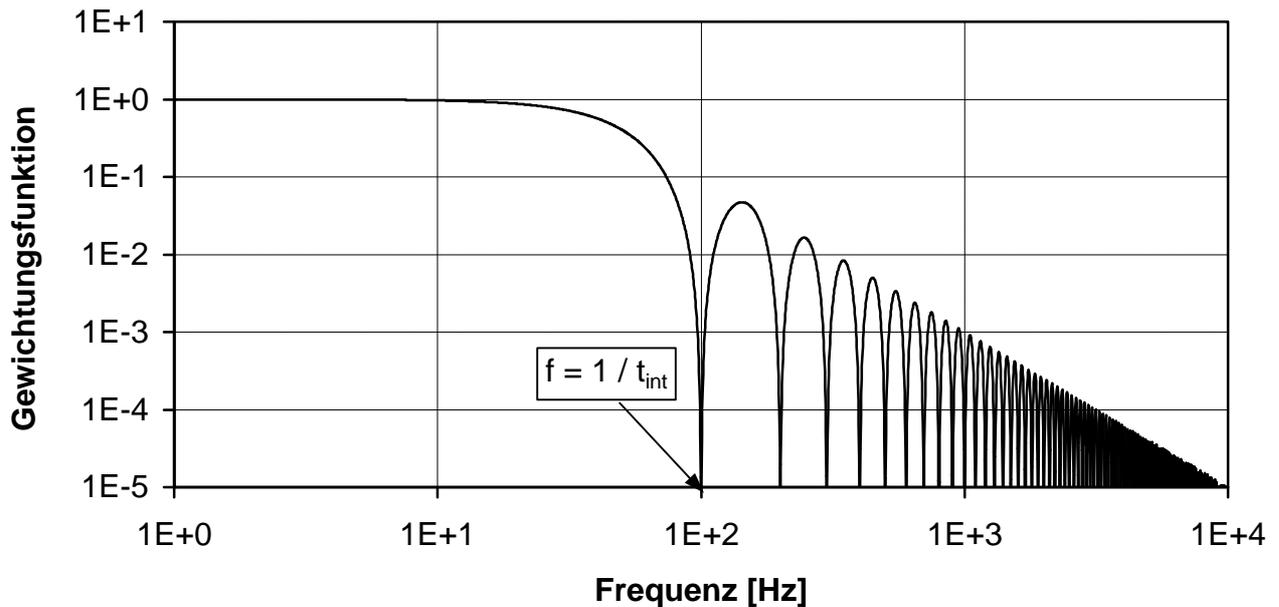


Abb. 46: Spektrale Gewichtungsfunktion für die Rauschleistungsdichte des Detektorstromes

6.1.2 Varianz der Detektorspannung

Die Varianz der Detektorspannung wird entsprechend der Parcevalschen Gleichung durch Integration der Rauschleistungsdichte von Gleichung 107 über die Frequenz gebildet:

$$\overline{u_C^2(t_{int})} = \int_0^{f_{max}} i'^2 \cdot \frac{t_{int}^2}{C_{int}^2} \cdot \Gamma_C(f) df \quad (109)$$

Das Tiefpassverhalten des Pixelverstärkers (vgl. Abb. 48), dessen Eckfrequenz durch den Kleinsignalausgangswiderstand r_0 des Pixelverstärkers und die Kapazität C_L der Ausleseleitung gegeben ist, bestimmt die obere Grenze der Integration:

$$f_{max} = f_L = \frac{1}{2\pi r_0 C_L} \quad (110)$$

Unter Berücksichtigung des spektralen Verlaufs der Komponenten des Rauschleistungsspektrums des Diodenstromes können zur Vereinfachung der analytischen Berechnung der Rauschleistung Näherungen für die Wahl von f_{max} getroffen werden. Die in Abb. 47 dargestellten numerischen Berechnungen der normierten Rauschleistung zeigen, dass beim $1/f$ -Rauschen und beim weißen Schrotrauschen die spektralen Anteile des Rauschstromes bei Frequenzen, welche groß gegenüber der reziproken Integrationszeit sind, keinen nennenswerten Beitrag zum Gesamt-rauschen liefern. Im Allgemeinen gilt

$$f_L \gg \frac{1}{t_{int}}, \quad (111)$$

so dass bei diesen Rauschkomponenten im Integral von Gleichung 109 vereinfachend $f_{max} \rightarrow \infty$ gesetzt werden kann. Falls die Bedingung 111 nicht erfüllt ist, muss der Frequenzübertragungsfaktor des Pixelverstärkers im Integral 109 als Faktor eingefügt werden.

Das Rauschen dielektrischer Verluste zeigt eine proportional zur Frequenz ansteigende Rauschstromdichte, so dass die spektralen Anteile bei hohen Frequenzen dominieren und das Tiefpassverhalten des Pixelverstärkers berücksichtigt werden muss. Der in Abb. 47 dargestellte Vergleich der numerischen Berechnungen des dielektrischen Rauschens unter Berücksichtigung des

Pixelverstärkers als Tiefpass erster Ordnung mit der Näherung $f_{max} = f_L$ im Integral 109 zeigt eine gute Übereinstimmung, so dass diese Näherung gerechtfertigt ist. Im Weiteren sollen nun die Rauschleistungen der einzelnen Rauschkomponenten berechnet werden.

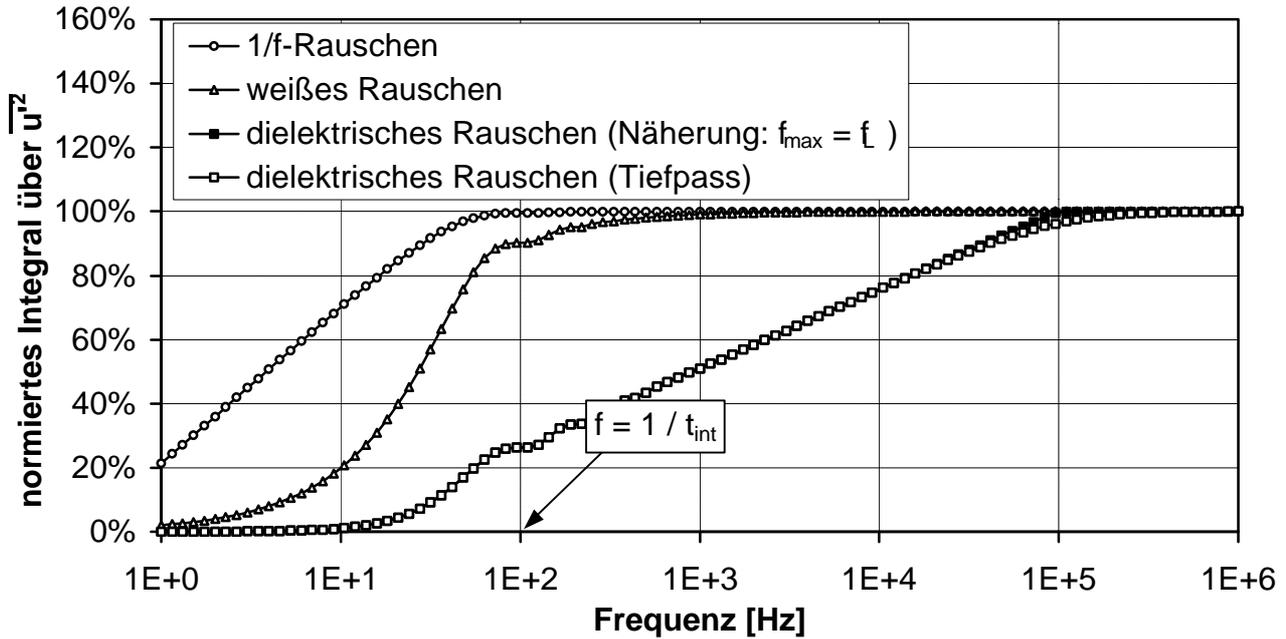


Abb. 47: Normiertes Integral über die Rauschleistungsdichte entsprechend Gleichung 109 für 1/f-Rauschen, weißes Rauschen und dielektrisches Rauschen

6.1.2.1 Schrotrauschen

Die Rauschleistung des Schrotrauschens kann durch die Beschreibung des Rauschens im Zeitbereich hergeleitet werden. Die Zahl der in einer Zeiteinheit auftreffenden Photonen ist beim Schrotrauschen poissonverteilt, so dass auch die Zahl N_{int} der während t_{int} gesammelten Ladungsträger der Poissonverteilung entspricht. Schottky [134] hat das Schrotrauschen in Verstärkerröhren auf der Grundlage der Varianz der Poissonverteilung [z.B. 214] beschrieben. Beim poissonverteilten Auftreten der Ladungsträger ist der quadratische Mittelwert der Schwankung der Ladungsträgerzahl N_{int} nach einem Zeitintervall gleich dem Mittelwert der Zahl der in diesem Zeitintervall gesammelten Ladungsträger:

$$\overline{N_{int}^2} = \overline{(N_{int} - \overline{N_{int}})^2} = \overline{N_{int}} \quad (112)$$

Dieses Ergebnis entspricht der Beschreibung des Schrotrauschens im Frequenzbereich von Kapitel 4.4. Im Sperrbereich wird die frequenzabhängige Abschwächung des Schrotrauschens vernachlässigt, so dass das Schrotrauschen vereinfachend als weißes Rauschen mit konstanter Rauschleistungsdichte beschrieben wird. Mit Gleichung 109 und $f_{max} \rightarrow \infty$ ergibt sich die Rauschleistung auf der Integrationskapazität für weißes Rauschen:

$$\overline{u_C^2(t_{int})} = \frac{\overline{i'^2}}{C_{int}^2} \cdot \frac{t_{int}}{2} \quad (113)$$

Die Darstellung in der Form eines auf der Kapazität integrierten Rauschstromes

$$\overline{u_C^2(t_{int})} = \frac{\left(\overline{i'^2} \cdot \Delta f_{eff} \right) \cdot t_{int}^2}{C_{int}^2} \quad \text{mit} \quad \Delta f_{eff} = \frac{1}{2 \cdot t_{int}} \quad (114)$$

zeigt, dass die rauschäquivalente Bandbreite Δf_{eff} (vgl. [215]) für die Integration von weißem Rauschen auf einer Kapazität die Hälfte der reziproken Integrationszeit ist. Durch Einsetzen der Rauschleistungsdichte des vollen Schrotrauschens aus Kapitel 4.4 in Gleichung 113 ergibt sich für den Dunkelstrom

$$\overline{u_{C,SD}^2(t_{int})} = \frac{e \cdot |I_D + 2 \cdot I_S| \cdot t_{int}}{C_{int}^2} \quad (115)$$

und den Fotostrom

$$\overline{u_{C,SF}^2(t_{int})} = \frac{e \cdot |I_F| \cdot t_{int}}{C_{int}^2} \quad (116)$$

jeweils eine Rauschleistung, welche proportional zur Integrationszeit und zum jeweiligen Strom ist. Die Beschreibung des Schrotrauschens des Dunkelstromes schließt auch das thermische Rauschen des Kleinsignalleitwertes im Gleichgewicht mit ein. Die Abschwächung des Schrotrauschens gegenüber den Gleichungen 115 und 116 macht sich bei sinkender Integrationszeit verstärkt bemerkbar, da der Abschwächungsfaktor Γ des Schrotrauschens mit steigender Frequenz abnimmt. Beim Betrieb des Sensorsystems mit langer Integrationszeit im Millisekundenbereich herrscht nahezu volles Schrotrauschen vor, wenn die Detektoren relativ dünn, das heißt in Bezug auf den Quantenwirkungsgrad optimiert sind.

6.1.2.2 1/f-Rauschen

Das 1/f-Rauschspektrum kann nach Gleichung 101 für $\gamma=1$ im Frequenzbereich $f_{min} < f < f_{max} 1/f$ durch

$$\overline{i'^2(f)} = \overline{i_0^2} \cdot \frac{1}{f} \quad \text{mit} \quad \overline{i_0^2} = \frac{c_i \cdot I_i^{2\beta_i}}{A^{2\beta_i-1}} \quad (117)$$

dargestellt werden, wobei $\overline{i_0^2}$ die Leistung des 1/f-Rauschens im Bereich einer Bandbreite von 1 Hz bei einer Frequenz von 1 Hz ist. Die Rauschleistung wird mit Gleichung 109 sowie den Integralen Nr. 1, 324 und 284 von Bronstein et al. [216] berechnet:

$$\overline{u_{C,1/f}^2(t_{int})} = \frac{t_{int}^2 \cdot \overline{i_0^2}}{C_{int}^2} \left(\frac{1 - \cos(2\pi t_{int} f_{min})}{4\pi^2 f_{min}^2 t_{int}^2} + \frac{\sin(2\pi t_{int} f_{min})}{2\pi f_{min} t_{int}} + \int_{f_{min}}^{\infty} \frac{\cos(2\pi t_{int} f)}{f} df \right) \quad (118)$$

Durch die Substitution $u = 2\pi t_{int} f$ ergibt sich für das Integral aus Gleichung 118 mit dem Integral Nr. 322 von Bronstein et al. [216] der Integralkosinus von $2\pi t_{int} f_{min}$, welcher sich in geschlossener Form durch die Näherung

$$\int_{f_{min}}^{\infty} \frac{\cos(2\pi t_{int} \cdot f)}{f} df = \text{Ci}(2\pi t_{int} f_{min}) \approx -[C_E + \ln(2\pi t_{int} f_{min})] \quad (119)$$

mit der Eulerschen Konstante ($C_E=0,577$) darstellen lässt. Der Fehler Δ_{Int} dieser Näherung ist vernachlässigbar klein:

$$\Delta_{Int} < (\pi t_{int} f_{min})^2 \quad (120)$$

Mit den Gleichungen 118 und 119 ergibt sich:

$$\overline{u_{C,1/f}^2(t_{int})} = \frac{t_{int}^2 \cdot \overline{i_0^2}}{C_{int}^2} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\sin^2(\pi t_{int} \cdot f_{min})}{(\pi t_{int} f_{min})^2} + \frac{\sin(2\pi t_{int} \cdot f_{min})}{2\pi t_{int} f_{min}} - [C_E + \ln(2\pi t_{int} f_{min})] \right) \quad (121)$$

Da das Produkt aus Integrationszeit und unterer Eckfrequenz hinreichend klein ist, kann Gleichung 121 durch Grenzwertbildung vereinfacht werden. Für $t_{int} \cdot f_{min} < 0,1$ gilt in guter Näherung:

$$\overline{u_{C,1/f}^2(t_{int})} \approx \lim_{f_{min} \rightarrow 0} \overline{u_{C,1/f}^2(t_{int})} = \frac{t_{int}^2 \cdot \overline{i_0^2}}{C_{int}^2} \cdot (1,5 - C_E - \ln(2\pi t_{int} f_{min})) \quad (122)$$

Jede Dekade des Frequenzbereiches zwischen der unteren und der oberen Frequenzgrenze des 1/f-Rauschens trägt näherungsweise gleich stark zum Rauschen bei. Deshalb ist es üblich, das 1/f-Rauschen als Produkt der Rauschleistung pro Dekade und der Zahl der Dekaden ND darzustellen. Mit Gleichung 117 ergibt sich die Rauschleistung des 1/f-Rauschens als Funktion von Integrationszeit und Kapazität, Pixelfläche, experimentell ermittelten Rauschkoeffizienten sowie der unteren Eckfrequenz des 1/f-Rauschens:

$$\overline{u_{C,1/f}^2(t_{int})} = \left(\frac{t_{int}}{C_{int}} \right)^2 \frac{c_i \cdot I_i^{2\beta_i}}{A^{2\beta_i-1}} \ln(10) \left(\log(e^{1,5-C_E}) + ND_{1/f} \right) \quad \text{mit } ND_{1/f} = -\log(2\pi f_{min} t_{int}) \quad (123)$$

Die Rauschleistung des 1/f-Rauschens ist proportional zum Rauschkoeffizienten und etwa proportional zur Zahl der Dekaden zwischen der unteren Grenzfrequenz des 1/f-Rauschens und der reziproken Integrationszeit.

6.1.2.3 Thermisches Rauschen

Das thermische Rauschen des Detektors kann dessen Rauschen bei niedriger Sperrspannung bzw. bei niedrigem Dunkelstrom dominieren, insbesondere wenn die Bandbreite des Pixelverstärkers groß ist. Zum thermischen Rauschen des Detektors gehört das Rauschen dielektrischer Verluste in der Raumladungszone sowie das Rauschen des parallelen und des seriellen Widerstands der Diode. Bei Sensorsystemen mit breitbandigen Verstärkern, wie sie für die Detektion von Elementarteilchen eingesetzt werden, kann das dielektrische Rauschen das Gesamtrauschen dominieren [217, 218]. Das thermische Rauschen des Kleinsignalwiderstandes der inneren Diode im Gleichgewicht wird in diesem Kapitel nicht aufgeführt, da es in der Beschreibung des Schrotrauschens bei $I_D = 0$ enthalten ist (vgl. Kapitel 4.4). In den Kapiteln 6.1.2.3.1 bis 6.1.2.3.3 wird das thermische Rauschen der pin-Diode bzw. der Pixeleingangsstufe von Bildsensoren bei direkter Auslesung des Signals nach der Integrationszeit berechnet. Das thermische Rauschen der pin-Diode bzw. der Pixeleingangsstufe von Bildsensoren mit Zwischenspeicherung des Signals im Pixel wird hingegen in Kapitel 6.3 beschrieben, weil es mit dem Resetrauschen verwandt ist und seine Berechnung auf den Ergebnissen von Kapitel 6.2 aufbaut.

6.1.2.3.1 Rauschen dielektrischer Verluste

Im Dielektrikum sind die thermische Bewegung und die Bewegung durch Polarisation gekoppelt. Durch ein elektrisches Feld werden im Dielektrikum Dipole ausgerichtet und unpolare Moleküle verschoben. Dielektrische Verluste sind mit der Umwandlung elektrischer Energie in thermische Energie bei der mit der Änderung der Orientierung verbundenen Bewegung verbunden. Das Rauschen dielektrischer Verluste beruht auf der thermischen Bewegung der Dipole, welche in der Fluktuation der Verschiebungsdichte resultiert.

Sowohl die dielektrischen Verluste der Kapazität der pin-Diode als auch die dielektrischen Verluste der ASIC-Eingangskapazität des Pixelverstärkers, welche durch die Gatekapazität des Treibertransistors dominiert werden, tragen zum dielektrischen Rauschen der Integrationskapazität bei. Zur Berechnung des dielektrischen Rauschens kann der Serienwiderstand vernachlässigt werden, so dass die Integrationskapazität aus der Parallelschaltung beider Kapazitäten besteht. Der Parallelleitwert g_D der Integrationskapazität aufgrund dielektrischer Verluste ist unter Voraussetzung konstanter Verlustfaktoren proportional zur Frequenz:

$$g_D = \omega C_{int} \tan \delta_{int} \quad (124)$$

Dabei ist der effektive dielektrische Verlustfaktor $\tan \delta_{int}$ der Integrationskapazität eine Funktion der dielektrischen Verlustfaktoren von pin-Diode und ASIC-Eingangskapazität:

$$\tan \delta_{int} = \left(\tan \delta_P \cdot \frac{C_P}{C_{int}} + \tan \delta_{in} \cdot \frac{C_i}{C_{int}} \right) \quad (125)$$

Der dielektrische Verlustfaktor der verwendeten pin-Diode liegt bei 0,0005. Bertuccio et al. [218] geben für den Verlustfaktor der Dielektrika von MOS-Feldeffekttransistoren einen Bereich von 0,0005 bis 0,001 an. Die dielektrische Rauschleistungsdichte steigt proportional zur Frequenz an:

$$\overline{i^2(f)} = \overline{i_0'^2} \cdot f \quad \text{mit} \quad \overline{i_0'^2} = 8\pi kTC_{int} \cdot \tan \delta_{int} \quad (126)$$

Als obere Frequenzgrenze der Integration Gleichung 109 kann die Eckfrequenz f_L des Pixelverstärkers aus Gleichung 110 angesetzt werden. Numerische Berechnungen haben gezeigt, dass dieser Ansatz eine sehr gute Näherung zur Beschreibung des Tiefpassverhaltens des Pixelverstärkers darstellt, wenn f_L entsprechend Beziehung 111 hinreichend groß ist. Dies ist bei Bildsensorarrays meistens erfüllt und gilt insbesondere dann, wenn das Rauschen dielektrischer Verluste aufgrund eines breitbandigen Pixelverstärkers relativ groß wird. Um das Integral von Gleichung 109 analytisch zu lösen, wird eine von Null verschiedene untere Frequenzgrenze $f_{min} \rightarrow 0$ angesetzt. Mit den Gleichungen 109 und 110 ergibt sich:

$$\overline{u_{C,\delta}^2(t_{int})} = \frac{\overline{i_0'^2}}{C_{int}^2} \cdot \frac{1}{2\pi^2} \cdot \left(\int_{f_{min}}^{f_L} \frac{1}{f} df - 2\pi t_{int} \cdot \int_{f_{min}}^{f_L} \frac{\cos(2\pi f t_{int})}{2\pi f t_{int}} df \right) \quad (127)$$

Das zweite Integral in Gleichung 127 kann als Differenz zweier Integralkosinusfunktionen dargestellt werden:

$$\overline{u_{C,\delta}^2(t_{int})} = \frac{\overline{i_0'^2}}{C_{int}^2} \cdot \frac{1}{2\pi^2} \cdot \left(\ln(f_L) - \ln(f_{min}) - \left(\text{Ci}(2\pi t_{int} f_{min}) - \text{Ci}(2\pi t_{int} f_L) \right) \right) \quad (128)$$

Der Integralkosinus von $2\pi t_{int} \cdot f_L$ aus Gleichung 128 kann aufgrund der Relation 111 vernachlässigt werden. Mit $f_{min} \rightarrow 0$ fallen die Terme höherer Ordnung der Näherungslösung des Integralkosinus von $2\pi t_{int} \cdot f_{min}$ weg:

$$\overline{u_{C,\delta}^2(t_{int})} = \frac{\overline{i_0'^2}}{C_{int}^2} \cdot \frac{1}{2\pi^2} \cdot \left(\ln(f_L) - \ln(f_{min}) + (C_E + \ln(2\pi t_{int} f_{min})) \right) \quad (129)$$

Das dielektrische Rauschen kann als Funktion der Zahl der Dekaden ND_δ zwischen der reziproken Integrationszeit und der Eckfrequenz des Pixelverstärkers ausgedrückt werden:

$$\overline{u_{C,\delta}^2(t_{int})} = \frac{kT}{C_{int}} \cdot \tan(\delta_{int}) \cdot \frac{4\ln(10)}{\pi} \cdot \left(\log(e^{C_E}) + ND_\delta \right) \quad \text{mit} \quad ND_\delta = \log(t_{int} \cdot 2\pi f_L) \quad (130)$$

Das thermische Rauschen der dielektrischen Verluste steigt etwa logarithmisch mit dem Produkt aus der Eckfrequenz des Pixelverstärkers und der Integrationszeit an. Bei $\tan(\delta_f) = 0,0005$, $f_L = 1$ MHz und $t_{int} = 10$ ms ergibt sich eine Rauschleistung in der Höhe von etwa 1 % des kT/C -Rauschens.

6.1.2.3.2 Rauschen des Parallelwiderstandes

Mit Gleichung 113 für die Rauschleistung auf der Integrationskapazität bei weißem Rauschen und dem thermischen Rauschen von R_P entsprechend Gleichung 40a wird die Rauschleistung des Parallelwiderstandes nach der Integration berechnet:

$$\overline{u_{C,R_P}^2(t_{int})} = \frac{kT}{C_{int}} \cdot 2 \frac{t_{int}}{R_P C_{int}} \quad (131)$$

Das Rauschen des Parallelwiderstandes muss im Zusammenhang mit dem Resetrauschen betrachtet werden, weil der Parallelwiderstand und der Kanalwiderstand des Resettransistors parallel zueinander liegen. Das Rauschen von R_P kann als Änderung der statischen Resetrauschspannung betrachtet werden. Es wirkt sich also nur als unabhängige Rauschquelle aus, wenn die statische Resetspannung vor der Integration ausgelesen und zwischengespeichert wird (vgl. Kapitel 1.1.1.1). Wenn dies nicht erfolgt, führt das Rauschen von R_P zur Annäherung des Resetrauschens an das ideale kT/C -Rauschen (vgl. Kapitel 6.2.1).

Das Rauschen des Parallelwiderstandes ist klein gegenüber dem Resetrauschen, weil die Integrationszeit klein gegenüber der halben Selbstentladungszeitkonstanten $R_P C_{int}/2$ der Integrationskapazität ist. Wenn die Integrationszeit groß gegenüber der Selbstentladungszeitkonstanten wäre, dann stellte sich thermisches Rauschen von R_P in der Höhe des idealen kT/C -Rauschens auf der Integrationskapazität ein, wobei die statische Resetrauschspannung verschwände.

Der Parallelwiderstand beruht auf Randleckströmen und Leckströmen an internen defektreichen Oberflächen bei nicht planarisierten Substraten. Bei der Herstellung von Detektorarrays unter Reinstraumbedingungen kann die Entstehung von Nadellöchern praktisch vollständig ausgeschlossen werden. Defektreiche Oberflächen werden durch planarisierte Substrate vermieden. Leckströme am Rand von Pixelarrays können durch den Einsatz von Dummypixeln um das Array herum verhindert werden. Das Rauschen des Parallelwiderstandes ist bei entsprechend optimierten TFA-Sensorarrays in der Praxis nicht von Bedeutung.

6.1.2.3.3 Rauschen des Serienwiderstandes

Der Serienwiderstand steigt mit sinkender Pixelgröße an. Bei einer Pixelgröße von $10 \cdot 10 \mu\text{m}^2$ liegt der Serienwiderstand eines Detektorpixels für kleine Frequenzen im Bereich von $1 \text{ M}\Omega$. Das Rauschen des Serienwiderstandes dominiert dann das thermische Rauschen am Eingang des Pixelverstärkers [219]. Die Absenkung des Serienwiderstandes bei hohen Frequenzen durch Hopping entsprechend der Gleichungen 21 und 22 führt entsprechend Gleichung 40 zur Verringerung der Rauschleistungsdichte des Serienwiderstandes im relevanten Frequenzbereich in der Nähe der Eckfrequenz des Pixelverstärkers. Es ist jedoch nicht abschließend geklärt, ob das Rauschen eines Widerstandes mit dominierendem Ladungsträgertransport durch Hopping quantitativ durch das thermische Rauschen nach Nyquist (Gleichung 40) beschrieben werden kann, weil entsprechende Untersuchungen fehlen.

Die Art der Frequenzabhängigkeit von Gleichung 21 erschwert die analytische Berechnung des Rauschens des Serienwiderstandes in TFA-Bildsensoren erheblich. Um eine analytische Näherungslösung zu erhalten wird vereinfachend eine konstante Rauschleistungsdichte vorausgesetzt, wobei für den Serienwiderstand R_S sein Wert an der Eckfrequenz des Pixelverstärkers entsprechend Gleichung 21 angesetzt wird. Weiterhin werden die dielektrischen Verluste, der

Parallelwiderstand und die Frequenzabhängigkeit der Kapazitäten von Detektor und Pixelingang vernachlässigt. Das Ersatzschaltbild von Detektor und Pixelverstärker zur Berechnung des Rauschens von R_S ist in Abb. 48 dargestellt.

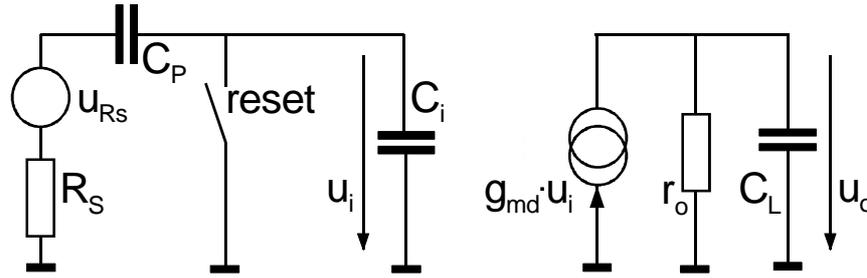


Abb. 48: Ersatzschaltbild von pin-Diode, Pixelverstärker und Ausleseleitung

Die Berechnung des Rauschens des Serienwiderstandes unterscheidet sich von der Berechnung der bisher beschriebenen Rauschquellen des Detektors. Für die Rauschspannungsquelle des Serienwiderstandes sind die Kapazität C_P des Detektors, die Eingangskapazität C_i des Pixelverstärkers und der Serienwiderstand seriell geschaltet. Es findet keine Integration eines Rauschstromes statt. Die Rauschleistungsdichte der Spannung am Eingang des Pixelverstärkers kann mit Gleichung 40b und dem komplexen Widerstand am Pixeleingang berechnet werden. Der komplexe Widerstand am Pixeleingang ist die Parallelschaltung des Scheinwiderstandes von C_i und des komplexen Widerstandes des Detektors:

$$\overline{u_{S,R_S}^{\prime 2}} = 4kT \cdot \text{Re}\{Z_{in}\} \quad \text{mit} \quad Z_{in} = \frac{1}{j\omega C_i} \cdot \left(R_S + \frac{1}{j\omega C_P} \right) \quad (132)$$

$$\overline{u_{C,R_S}^{\prime 2}} = \frac{kT}{C_i + C_P} \cdot \frac{C_P}{C_i} \cdot \frac{4\tau_S}{1 + \omega^2 \tau_S^2} \quad \text{mit} \quad \tau_S = R_S C_S \quad \text{und} \quad C_S = \frac{C_P \cdot C_i}{C_P + C_i} \quad (133)$$

Die durch den Serienwiderstand verursachte Rauschleistungsdichte der Spannung am Eingang des Pixelverstärkers ist bis zu hohen Frequenzen konstant. Die Eckfrequenz kann im Bereich von einigen 10 MHz liegen. Die Rauschleistung am Eingang des Pixelverstärkers ist eine Funktion der Eingangskapazität des Pixelverstärkers:

$$\int_0^{\infty} \overline{u_{C,R_S}^{\prime 2}} df = \frac{kT}{C_i + C_P} \cdot \frac{C_P}{C_i} \quad (134)$$

Der Frequenzgang des Pixelverstärkers begrenzt jedoch die Rauschleistung von R_S am Ausgang des Pixelverstärkers. Die auf den Eingang bezogene Rauschleistung wird mit Gleichung 133 und der Beschreibung des Frequenzganges durch einen Tiefpass erster Ordnung berechnet:

$$\overline{u_{C,R_S}^{\prime 2}} = \int_0^{\infty} \overline{u_i^{\prime 2}} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_L^2} df \quad \text{mit} \quad \tau_L = r_o C_L \quad (135)$$

Die Eckfrequenz des Tiefpasses ist durch den Ausgangswiderstand r_o des Pixelverstärkers und die Kapazität C_L der Ausleseleitung gegeben. Für $\tau_L \gg \tau_S$ gilt:

$$\overline{u_{C,R_S}^{\prime 2}} \approx \frac{kT}{C_i + C_P} \cdot \frac{C_P}{C_i} \cdot \frac{\tau_S}{\tau_L} \cdot \int_0^{\infty} \frac{4\tau_L}{1 + \omega^2 \tau_L^2} df = \frac{kT}{C_{int}} \cdot \frac{C_P}{C_i} \cdot \frac{\tau_S}{\tau_L} \quad (136)$$

Diese Beschreibungsform zeigt, dass das Rauschen des Serienwiderstandes klein gegenüber dem kT/C -Rauschen ist. Das Rauschen von R_S am Eingang des Pixelverstärkers ist unabhängig von der Integrationszeit. Es kann durch die Minimierung der Bandbreite des Pixelverstärkers unterdrückt werden und ist für $\tau_L \gg \tau_S$ proportional zur Bandbreite des Pixelverstärkers.

6.2 Resetrauschen

Bei Sensorsystemen, welche im Ladungsspeichermodus arbeiten, wird die Signalspannung über der Integrationskapazität zwischen dem Auslesen und der folgenden Integration des Signals durch den Resettransistor zurückgesetzt. Dabei entsteht das Resetrauschen. Es beruht auf dem thermischen Rauschen der Eingangsstufe des Pixelverstärkers und verursacht eine quasi statische Rauschspannung auf der Integrationskapazität nach dem Beenden des Resetvorgangs. Das Resetrauschen trägt in der Regel wesentlich zum zeitlichen Rauschen des Ausgangssignals von hochauflösenden Bildsensoren bei. Also werden in diesem Kapitel auch Maßnahmen zur Reduktion des Resetrauschens behandelt.

Das Resetrauschen ist vor allem auf das thermische Kanalrauschen des Resettransistors und das thermische Rauschen des Serienwiderstandes des Fotodetektors zurückzuführen. Im einfachsten Fall wird das Resetrauschen nur durch die Kapazitäten des Fotodetektors und der Eingangsstufe des Pixelverstärkers bestimmt. Dieses Resetrauschen wird als ideales kT/C -Rauschen bezeichnet und in Kapitel 6.2.1 beschrieben. Die Beschreibung des Resetrauschens von Bildsensoren beschränkt sich in der Regel auf diesen trivialen Fall und ist im Hinblick auf Maßnahmen zur Rauschreduzierung kaum geeignet.

Beim Beenden des Resetvorgangs wird der Kanalwiderstand des Resettransistors hochohmig, so dass sich sowohl Eckfrequenz als auch Amplitude der Rauschspannungsdichte an der Integrationskapazität ändern. Die Eckfrequenz des Rauschens wird beim Abschalten des Resettransistors schließlich so klein, dass die Rauschladung statisch auf der Integrationskapazität gespeichert wird. Weil die Millerkapazitäten des Pixelverstärkers frequenzabhängig sind, ändert sich die der Rauschladung entsprechende Rauschspannung beim schnellen Beenden des Resetvorgangs. Beim Beenden des Resetvorgangs wird der Resettransistor zudem vom linearen Bereich in den Subschwellsbereich überführt, was mit einer Änderung des zugrunde liegenden Transistorrauschmodells verbunden ist und zur Reduzierung des Resetrauschens eingesetzt werden kann. Also muss zur allgemeinen Beschreibung des Resetrauschens ein transientes Rauschproblem gelöst werden. Die entsprechenden Berechnungen werden in Kapitel 6.2.2 erstmals vorgestellt.

6.2.1 Ideales kT/C -Rauschen im statischen Fall

Wenn der Resettransistor beim Resetvorgang im Überschwellsbereich betrieben wird, rauscht der Kanal so stark wie sein Kleinsignalwiderstand (vgl. Gleichung 70), da die Drain-Source-Spannung nur um die Rauschspannung von Null abweicht. Im Kleinsignalersatzschaltbild der Pixeleingangsstufe liegt der Kanalwiderstand parallel zur Integrationskapazität. Zur Beschreibung des Resetrauschens werden in diesem Kapitel zwei Ansätze für die Berechnung des thermischen Rauschens der Pixeleingangsstufe vorgestellt. Die Ansätze dienen zur Beschreibung der spektralen Verteilung der Rauschleistung bzw. der Einflüsse von frequenzabhängigem Serienwiderstand und dielektrischen Verlusten. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ansätze gelten für den statischen Fall. Die Ergebnisse können jedoch mit Einschränkungen auf den transienten Fall übertragen werden.

6.2.1.1 Spektraler Ansatz

Ideales kT/C -Rauschen liegt bei der Parallelschaltung von Kapazität und Widerstand vor. Durch Integration der Rauschleistungsdichte der Spannung am RC-Glied über der Frequenz entsprechend Gleichung 40b ergibt sich die kT/C -Rauschleistung als Funktion von Temperatur

und Kapazität:

$$\overline{u_{kT/C}^2} = \int_0^{\infty} \overline{u_C^2} df = \frac{kT}{C} \quad (137)$$

Der Widerstand hat also lediglich einen Einfluss auf Bandbreite und Amplitude der Rauschspannungsdichte, nicht aber auf die Rauschspannung selbst. Die Eckfrequenz (Gleichung 41) ist ein Maß für die Bandbreite. In Abb. 22 ist das auf die kT/C -Rauschleistung nach Gleichung 137 normierte Integral der Rauschleistungsdichte über der auf die Eckfrequenz der Rauschleistungsdichte normierten Frequenz dargestellt. Das thermische Rauschen des Widerstandes trägt für Frequenzen unter f_{eck} und über f_{eck} gleich stark zum kT/C -Rauschen bei. Beim idealen kT/C -Rauschen entfallen 87% der Rauschleistung auf den Frequenzbereich $0,1f_{eck} < f < 10f_{eck}$. Also dominieren die Kleinsignalgrößen im Bereich der Eckfrequenz das Rauschen.

Der spektrale Ansatz ist zur Berechnung des kT/C -Rauschens mit einem idealen Widerstand, welcher im relevanten Frequenzbereich der Beziehung $R = \partial U / \partial I$ gehorcht und somit in diesem Bereich weißes Rauschen aufweist, geeignet. Für den frequenzabhängigen Serienwiderstand von a-Si:H-pin-Dioden (vgl. Kapitel 3.6.3) ist das Verhältnis $\partial U / \partial I$ nur bei niedrigen Frequenzen bis zu einigen Kilohertz eindeutig als Widerstand definiert. Das Rauschen frequenzabhängiger Widerstände mit dominierender Hoppingleitfähigkeit wurde bisher noch nicht erforscht.

6.2.1.2 Thermodynamischer Ansatz

Entsprechend des Gleichverteilungssatzes ist die elektrische Energie W_e der Pixeleingangsstufe im thermodynamischen Gleichgewicht durch Gleichung 43a gegeben. Unter der Voraussetzung, dass die gesamte elektrische Energie in der Integrationskapazität konzentriert ist, kann die in der Kapazität gespeicherte Energie gleich W_e gesetzt werden:

$$\frac{C \cdot \overline{u_{kT/C}^2}}{2} = \frac{kT}{2} \Leftrightarrow \overline{u_{kT/C}^2} = \frac{kT}{C} \quad (138)$$

Wenn die gesamte elektrische Energie im elektrischen Feld der Integrationskapazität konzentriert ist, folgt aus dem thermodynamischen Ansatz, dass sich auch unter Berücksichtigung dielektrischer Verluste und frequenzabhängiger Widerstände aufgrund von Hopping im statischen Fall ideales kT/C -Rauschen einstellt. Im Zusammenhang mit dem spektralen Ansatz kann daraus geschlossen werden, dass die Verringerung des Serienwiderstandes bei steigender Frequenz zu einer Verschiebung der Rauschleistungsdichte hin zu größeren Frequenzen führt. Für Frequenzen, welche kleiner als die Eckfrequenz von internem Gleichspannungsserienwiderstand (vgl. Kapitel 3.6.3) und Integrationskapazität sind, sinkt die Rauschleistungsdichte ab und für höhere Frequenzen steigt die Rauschleistungsdichte an.

6.2.2 kT/C -Rauschen im transienten Fall

Beim Beenden des Resetvorgangs wird der Resettransistor vom linearen über den parabolischen Bereich in den Subschwellsprungbereich überführt. Dabei ändern sich der Ausgangsleitwert g_{max} , die parasitären Kapazitäten und das Rauschmodell des Resettransistors, sowie die Funktion $f_1(\eta)$ des Kanalrauschens im Überschwellsprungbereich und die Drain-Source-Spannung im Subschwellsprungbereich. Hui Tian et al. [220] schlagen für diesen transienten Fall einen Ansatz zur Berechnung der Rauschleistung nach dem Reset vor, welcher die Zeitabhängigkeit des Kleinsignalausgangsleitwerts g_{max} mit einbezieht. Hui Tian et al. berücksichtigen zwar eine aufgrund der Spannungsabhängigkeit zeitabhängige Integrationskapazität im Hinblick auf die zeitabhängige Eckfrequenz, doch die mit einer Änderung der Kapazität verbundene Änderung von Spannung und Strom wird bei ihrer Berechnung nicht mit einbezogen.

Darüber hinaus erlaubt das Berechnungsverfahren von Hui Tian et al. nicht die Berücksichtigung der durch das Millertheorem (vgl. [221]) beschriebenen Frequenzabhängigkeit der Integrationskapazität. Die Komponente der Integrationskapazität, welche auf der Kapazität zwischen Eingang und Ausgang des Pixelverstärkers beruht, ist aufgrund des Millereffektes eine Funktion der frequenzabhängigen Verstärkung. Die bezüglich des kT/C -Rauschens relevante Integrationskapazität ist die Integrationskapazität im Bereich der Eckfrequenz des Rauschens, was durch den spektralen Ansatz in Kapitel 6.2.1.1 gezeigt wurde. Die Eckfrequenz liegt beim Hard-Reset in hochauflösenden Bildsensoren typischerweise im Bereich von 1 GHz und sinkt nach dem Reset in den Millihertzbereich. Diese zeitliche Änderung der Eckfrequenz entspricht einer zeitlichen Änderung der bezüglich des Resetrauschens relevanten Integrationskapazität. Der Ansatz von Hui Tian et al. ist zur Beschreibung des Rauschens bei Variation der relevanten Integrationskapazität ungeeignet, so dass im Folgenden ein neuer Ansatz vorgestellt wird.

6.2.2.1 Rauschen eines RC-Gliedes

Der Resettransistor und die Integrationskapazität werden durch ein RC-Glied beschrieben. Für den Strom der Rauschstromquelle des RC-Gliedes von Abb. 21 gilt:

$$i(t) = \frac{dq(t)}{dt} + g(t) \cdot u(t) \quad (139)$$

Die Ableitung der Ladung resultiert in zwei Stromkomponenten, welche der Kapazitätsänderung und der Spannungsänderung zugeordnet sind:

$$i(t) = \frac{dC(t)}{dt} \cdot u(t) + \frac{du(t)}{dt} \cdot C(t) + g(t) \cdot u(t) \quad (140)$$

Für die Spannung ergibt sich die lineare Differentialgleichung erster Ordnung

$$\dot{u} + f(t) \cdot u = h(t) \quad \text{mit} \quad f(t) = \frac{g(t) + \frac{dC(t)}{dt}}{C(t)} \quad \text{und} \quad h(t) = \frac{i(t)}{C(t)}, \quad (141)$$

welche mit dem Ansatz

$$u(t) = \frac{\int h(t) \cdot M(t) dt + u_0}{M(t)} \quad \text{mit} \quad M(t) = e^{\int f(t) dt} \quad (142)$$

gelöst wird [222]:

$$u(t) = \left[\int \frac{i(t)}{C(t)} \cdot e^{\int \frac{1}{\tau(t)} dt} \cdot e^{-\int \frac{1}{C(t)} dC(t)} dt + u_0 \right] \cdot e^{-\int \frac{1}{\tau(t)} dt} \cdot e^{-\int \frac{1}{C(t)} dC(t)} \quad \text{mit} \quad \tau(t) = \frac{C(t)}{g(t)} \quad (143)$$

Die Spannung an der Kapazität nach dem Reset zum Zeitpunkt $t = t_1$ wird durch Einsetzen der Integrationsgrenzen berechnet. Für die Konstante u_0 wird die Spannung an der Kapazität vor dem Reset zum Zeitpunkt $t = 0$ eingesetzt:

$$u(t_1) = u(0) \cdot e^{-\int_0^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} \cdot e^{-\int_0^{t_1} \frac{1}{C(t)} dC(t)} + \int_0^{t_1} \frac{i(t)}{C(t)} \cdot e^{-\int_0^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} \cdot e^{-\int_0^{t_1} \frac{1}{C(t)} dC(t)} dt \cdot e^{-\int_0^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} \cdot e^{-\int_0^{t_1} \frac{1}{C(t)} dC(t)} \quad (144)$$

Durch die Beschreibung des Integrals als Grenzwert einer Summenformel kann gezeigt werden, dass die Exponentialfunktionen des zweiten Summanden zusammengefasst werden können:

$$u(t_1) = u(0) \cdot e^{-\int_0^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} \cdot e^{-\int_0^{t_1} \frac{1}{C(t)} dC(t)} + \int_0^{t_1} \frac{i(t)}{C(t)} \cdot e^{-\int_t^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} \cdot e^{-\int_t^{t_1} \frac{1}{C(t)} dC(t)} dt \quad (145)$$

Die Integrale über die Kapazität werden mit der Logarithmusfunktion gelöst. Zur weiteren Vereinfachung bietet sich die Darstellung der Ladung auf der Integrationskapazität an:

$$q(t_1) = q(0) \cdot e^{-\int_0^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} + \int_0^{t_1} i(t) \cdot e^{-\int_t^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} dt \quad \text{mit} \quad q(t) = u(t) \cdot C(t) \quad (146)$$

Die beiden Exponentialfunktionen von Gleichung 146 mit den Integralen als Exponenten entsprechen der Exponentialfunktion $\exp(-t/\tau)$ eines zeitinvarianten RC-Gliedes. In Analogie zum Entladevorgang beim zeitinvarianten RC-Glied mit exponentiellem Abbau der Anfangsladung $q(0)$ mit der Zeitkonstanten $\tau = R \cdot C$ kann der Entladevorgang eines zeitvarianten RC-Gliedes als quasi exponentieller Abbau der Anfangsladung $q(0)$ mit einer zeitabhängigen Abbauzeit τ_{eff} interpretiert werden. Von einer Ladung $q(t)$, welche zur Zeit t in der Kapazität eines zeitvarianten RC-Gliedes gespeichert ist, verbleibt zur Zeit t_1 nur noch der Anteil $q(t_1) = \exp(-t/\tau_{eff})$. Dabei ist die zeitabhängige Abbauzeit durch

$$\tau_{eff}(t) = \frac{t_1 - t}{\int_t^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} \quad (147)$$

gegeben. Das äußere Integral des zweiten Summanden von Gleichung 146 kann interpretiert werden als Summe unendlich vieler Ladungselemente $i(t) \cdot dt$, welche jeweils einem zeitlichen Abbauprozess unterliegen.

Da die Ladungen stetig abgebaut werden, führt eine spontane Änderung der effektiven Kapazität zur spontanen Änderung der Rauschspannung. Die Rauschladung zum Zeitpunkt t_1 ist durch

$$\overline{q^2(t_1)} = \overline{\left(q(0) \cdot e^{-\int_0^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} + \int_0^{t_1} (i(t) - \overline{i(t)}) \cdot e^{-\int_t^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} dt \right)^2} \quad (148)$$

gegeben. Unter der Voraussetzung idealen weißen Rauschens mit konstanter spektraler Dichte über alle Frequenzbereiche sind selbst beliebig dicht aufeinander folgende Funktionswerte des Stromes nicht miteinander korreliert, so dass die Autokorrelationsfunktion zur Stoßfunktion wird. Dann sind auch die Rauschströme unkorreliert, welche um dt verschoben sind. Weil der Mittelwert des Produktes unkorrelierter Rauschanteile gleich Null ist, gilt

$$\overline{q^2(t_1)} = \overline{\left(q(0) \cdot e^{-\int_0^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} \right)^2} + \overline{\left(\int_0^{t_1} (i(t) - \overline{i(t)}) \cdot e^{-\int_t^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} dt \right) \cdot \left[\int_0^{t_1} (i(t) - \overline{i(t)}) \cdot e^{-\int_t^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} dt \right]}, \quad (149)$$

$$\overline{q^2(t_1)} = \overline{q^2(0)} \cdot e^{-2\int_0^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} + \overline{\left(\int_0^{t_1} (i(t) - \overline{i(t)}) \cdot e^{-\int_t^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} \cdot \left[(i(t) - \overline{i(t)}) \cdot e^{-\int_t^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} \cdot dt \right] dt \right)} \quad \text{und} \quad (150)$$

$$\overline{q^2(t_1)} = \overline{q^2(0)} \cdot e^{-2 \int_0^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} + \int_0^{t_1} \overline{i'^2} \cdot [dt] \cdot e^{-2 \int_i^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} dt . \quad (151)$$

In Gleichung 149 kann der Mittelwert des Produktes der Integrale in runder und eckiger Klammer durch den Mittelwert des Produktes zweier Summen mit jeweils N_G Gliedern und $N_G \rightarrow \infty$ ausgedrückt werden. Das Ausmultiplizieren des Produktes der beiden unendlichen Summen soll nun in einem Gedankenexperiment durchgeführt werden. Weil der Mittelwert des Produktes unkorrelierter Rauschanteile gleich Null ist, bleiben beim Ausmultiplizieren nur N_G der N_G^2 Terme übrig. Entsprechend kann der Mittelwert der beiden Integrale von Gleichung 149 zum Mittelwert eines Integrals in Gleichung 150 vereinfacht werden. Der Faktor dt in den eckigen Klammern von Gleichung 150, 151 und 154 zeigt kein doppeltes Integral an, sondern ist als unendlich kurzes Zeitintervall zu verstehen.

Der Wert der mittleren Rauschleistung $\overline{i'^2}$ des idealen weißen Rauschens übersteigt alle Grenzen. Die mittlere Rauschleistung ist gleich der Autokorrelationsfunktion für $\tau=0$ und kann als Produkt von zweiseitiger Leistungsdichte und Diracstoß ausgedrückt werden [223]:

$$\overline{i'^2} = \overline{i_z'^2} \cdot \delta(0) \quad (152)$$

Für die einseitige Leistungsdichte gilt entsprechend

$$\overline{i'^2} = 0,5 \cdot \overline{i_z'^2} \cdot \delta(0) , \quad (153)$$

so dass die Rauschleistung der Ladung als Funktion der Rauschleistungsdichte des Stromes ausgedrückt werden kann:

$$\overline{q^2(t_1)} = \overline{q^2(0)} \cdot e^{-2 \int_0^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} + 0,5 \cdot \int_0^{t_1} \overline{i_z'^2} \cdot \delta(0) \cdot [dt] \cdot e^{-2 \int_i^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} dt \quad (154)$$

Für den Diracstoß mit der Länge dt gilt $\delta(0) \cdot dt = 1$. Mit einer zeitabhängigen Rauschleistungsdichte des Stromes kann die Änderung des Arbeitspunktes des Resettransistors berücksichtigt werden:

$$\overline{q^2(t_1)} = \overline{q^2(0)} \cdot e^{-2 \int_0^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} + 0,5 \cdot \int_0^{t_1} \overline{i'^2(t)} \cdot e^{-2 \int_i^{t_1} \frac{1}{\tau(t)} dt} dt \quad (155)$$

Wenn der Widerstand und die Integrationskapazität zeitlich konstant sind, ergibt sich mit

$$\overline{q^2(0)} = kTC , \quad \tau(t) = RC \quad \text{und} \quad \overline{i'^2} = \frac{4kT}{R} \quad (156)$$

für die analytische Lösung von Gleichung 155 immer ideales Resetrauschen:

$$\overline{q^2(t_1)} = kTC \quad (157)$$

Auch für zeitlich variierende thermisch rauschende Widerstände bei konstanter Kapazität ergeben numerische Berechnungen ideales Resetrauschen. Im Rahmen der Beschreibung des Rauschens beim Reset ist es im Allgemeinen jedoch nicht möglich, eine geschlossene Lösung für das Rauschen anzugeben, so dass Gleichung 155 numerisch berechnet werden muss.

6.2.2.2 Berechnung des Resetrauschens

Die Integrationskapazität von Active-Pixel-Bildsensoren beinhaltet frequenzabhängige Millerkapazitäten. Beim Beenden des Resetvorgangs erfolgt also eine zeitliche Änderung der bezüglich des Resetrauschens relevanten Integrationskapazität. Dabei wird der Resettransistor zudem vom linearen Bereich in den Subschwellsprungsbereich überführt, was mit einer Halbierung der auf den Kanalleitwert bezogenen Rauschleistung verbunden ist. Diese beiden Faktoren führen zur Abweichung vom idealen Resetrauschen.

Zur transienten numerischen Simulation des Rauschens entsprechend Gleichung 155 werden DC-Analysen zur Beschreibung des Großsignalverhaltens und AC-Analysen zur Beschreibung des Kleinsignalverhaltens der Pixelelektronik durchgeführt. Dazu werden Programme wie Mentor [27] oder Cadence [28] benutzt, welche das BSIM3v3-Modell [224] benutzen. Mittels AC-Analyse wird der zeitliche Verlauf der Spannungen am Resettransistor und an den Transistoren des Pixelverstärkers ermittelt. Zu den durch die Spannungen U_{GS} und U_{DS} definierten Zeitpunkten des transienten Verlaufes werden dann jeweils die arbeitspunktabhängigen Kleinsignalparameter g_{DS} , g_m , g_{mb} des Resettransistors und diejenigen Kapazitäten des Resettransistors und des Treibertransistors des Pixelverstärkers bestimmt, welche Teil der Integrationskapazität sind. Zur Bestimmung der frequenzabhängigen Millerkapazität muss der Frequenzgang des Pixelverstärkers (vgl. Gleichung 136) ermittelt werden. Die zeitabhängige Eckfrequenz des Resetrauschens kann näherungsweise mit der Integrationskapazität bei kleinen Frequenzen und der Summe der Kleinsignalleitwerte des Resettransistors entsprechend Gleichung 70 berechnet werden. Die zeitabhängige Integrationskapazität ergibt sich dann näherungsweise mit den Werten der Millerkapazität bei der zeitabhängigen Eckfrequenz. Dann kann mit der Integrationskapazität und der Summe der Kleinsignalleitwerte des Resettransistors das zeitabhängige RC-Produkt (Gleichung 143) berechnet werden. Die Rauschstromquelle des Resettransistors von Gleichung 155 wird entsprechend Gleichung 70 im linearen und parabolischen Bereich sowie mit Gleichung 73 im Subschwellsprungsbereich als Funktion von g_{DS} , g_m , g_{mb} , U_{GS} und U_{DS} berechnet.

Durch die Berechnung der Transitzeiten τ_t an den Arbeitspunkten mittels Gleichung 158 wird geprüft, ob die Beschreibung des transienten Vorgangs durch Kleinsignalparameter am Arbeitspunkt zulässig ist:

$$\tau_t = \frac{L}{v_{n,p}} = \frac{L^2}{\mu_{n,p} \cdot U_{DS}} \quad (158)$$

Die Benutzung von Kleinsignalparametern, welche am Arbeitspunkt bestimmt werden, ist bei einem transienten Vorgang nur dann gültig, wenn dieser in Bezug auf die Ladungsträgerverteilung im Bauteil quasi stationär verläuft. Dies beinhaltet, dass die Ladungsträgerverteilung im Kanal zu jedem Zeitpunkt des transienten Vorgangs mit der Ladungsträgerverteilung am Arbeitspunkt, welcher durch die Augenblickswerte von U_{GS} und U_{DS} gegeben ist, übereinstimmt. Dies ist der Fall, wenn die Transitzeit τ_t , welche bei gegebener Geometrie durch die Gate-Drain-Spannung bestimmt wird, klein gegenüber der Zeit zwischen den relevanten Änderungen des Arbeitspunktes ist. Bei hochauflösenden Bildsensoren mit Integrationskapazitäten im Bereich einiger 10 fF und Resettransistoren mit einem Verhältnis von Kanallänge zu Kanalweite von etwa 1 liegt die Eckfrequenz $f_{eck} = (2\pi\tau_{eck})^{-1}$ am Eingang des Pixelverstärkers typischerweise im Bereich von 1 GHz, wenn der Resettransistor in starker Inversion betrieben wird. Zur Berechnung des Resetrauschens muss also ein Kleinsignalersatzschaltbild für hohe Frequenzen gewählt werden. Chen et al. haben die Gültigkeit des in Kapitel 4.10 dargestellten MOSFET-Rauschmodells nach Van der Ziel im Frequenzbereich bis zu einigen GHz bei starker Inversion experimentell bestätigt [225, 226]. Bei schwacher Inversion ist die Eckfrequenz des Rauschens deutlich niedriger, so dass auch hierbei von der Gültigkeit des MOSFET-Rauschmodells ausgegangen werden kann.

6.2.3 Reduktion des Resetrauschens

Der thermodynamische Ansatz von Kapitel 6.2.1.2 zeigt, dass unter Gleichgewichtsbedingungen immer ideales kT/C -Rauschen auftritt. Maßnahmen zur Reduktion des Resetrauschens gegenüber der idealen kT/C -Rauschspannung beruhen auf gezielten Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht. Solche Maßnahmen werden im Folgenden aufgeführt.

6.2.3.1 Variation der Integrationskapazität

Durch eine Vergrößerung der Integrationskapazität beim Beenden des Resetvorgangs kann aufgrund der Stetigkeit der Rauschladung entsprechend Gleichung 155 die Rauschspannung reduziert werden. Eine Vergrößerung von C_{int} kann prinzipiell durch eine Spannungsänderung erreicht werden, wenn eine Spannungsabhängigkeit von C_{int} gegeben ist. Bei a-Si:H-pin-Dioden ist im Sperrbereich jedoch keine ausgeprägte Spannungsabhängigkeit vorhanden. Die Reduktion des Rauschens durch Ausnutzung der Vergrößerung der effektiven Integrationskapazität beim Beenden des Resetvorgangs aufgrund des Millereffektes wird hier erstmals beschrieben. Diese Methode kann bei Inverterpixeln angewendet werden und erfordert keine zusätzliche Pixel-elektronik oder Peripherieelektronik.

Beim Beenden des Resetvorgangs verschiebt sich die Eckfrequenz des thermischen Rauschens am Pixeleingang, so dass sich auch die für das Rauschen relevante Kapazität aufgrund des Millereffektes verschiebt. Die Integrationskapazität besteht aus der Detektorkapazität C_p und der Kapazität C_i der Pixeleingangsstufe. C_i setzt sich aus der Kapazität C_{ic} zwischen dem Eingang des Pixelverstärkers und einem konstanten Potential sowie aus der durch den Millereffekt beeinflussten Kapazität C_{io} zwischen Eingang und Ausgang des Pixelverstärkers zusammen:

$$C_{int} = C_p + C_i \quad \text{mit} \quad C_i = C_{ic} + (1 - V(f))C_{io} \quad (159)$$

Wenn der Resettransistor beim Reset in starker Inversion betrieben wird, ist die Eckfrequenz des Rauschens hoch und die entsprechende Spannungsverstärkung geht gegen null, so dass die für das Rauschen relevante Integrationskapazität unabhängig von der Verstärkung ist:

$$C_{int-HF} = C_p + C_{ic} + C_{io} \quad \text{mit} \quad C_{int-HF} = C_{int}(f \gg f_L) \quad (160)$$

Nach dem Beenden des Resetvorgangs stellt sich die verstärkungsabhängige Integrationskapazität ein, welche auch bei der Integration des Fotostromes zugrunde liegt:

$$C_{int} = C_p + C_{ic} + (1 - V(0))C_{io} \quad (161)$$

Vor der Beendigung des Resetvorgangs ist die Rauschladung zum Zeitpunkt $t = 0$ durch

$$\overline{q^2(0)} = kTC_{int-HF} \quad (162)$$

gegeben. Bei unendlich schnellem Abschalten des Resettransistors nach dem Zeitpunkt $t = 0$ bleibt die Rauschladung entsprechend Gleichung 155 mit $t_1 \rightarrow 0$ erhalten. Die Rauschleistung der Spannung nach dem Reset ist dann durch

$$\overline{u_{Res}^2} = \frac{\overline{q^2(0)}}{C_{int}^2} = \frac{kT}{C_{int}} \cdot \left(1 + \frac{V(0) \cdot C_{io}}{C_{int}} \right) \quad (163)$$

gegeben. Der Millereffekt beschreibt die kapazitive Rückkoppelung vom Ausgang zum Eingang des Pixelverstärkers über die Kapazität C_{io} . Aufgrund des Millereffektes weicht die Rauschleistung des Resetrauschens beim schnellen Abschalten des Resettransistors von der Rauschleistung des idealen kT/C -Rauschens ab. Beim Sourcefolger mit $V(0) > 0$ wird das Resetrauschen erhöht, während es beim Inverter mit $V(0) < 0$ reduziert wird. Da der Betrag der Spannungsverstärkung beim Sourcefolger kleiner als eins ist und beim Inverter größer als eins sein kann ist das Potenzial zur Reduzierung des Rauschens beim Inverter größer als die Erhöhung des

Rauschens beim Sourcefolger. Die Reduzierung des Resetrauschens kann beim Inverter durch die Maximierung von C_{io} und die Minimierung von C_{ic} erreicht werden. Für den Sourcefolger sollte C_{io} minimiert und C_{ic} maximiert werden, um die Erhöhung des Resetrauschens klein zu halten. Die gezielte Variation von C_{io} und C_{ic} kann beim Design des Pixellayouts durch die Anordnung der Ausleseleitung und der Leiterbahnen der Spannungsversorgung sowie durch die Anordnung der Metallisierungen des Pixeleingangs erreicht werden. Dies soll durch ein Beispiel verdeutlicht werden: Wenn die Ausleseleitungen mittig unter den Detektorrückkontakten liegen ist die Überlappungskapazität zwischen Pixeleingang und Pixelausgang größer als die Überlappungskapazität bei Anordnung der Ausleseleitungen zwischen den Detektorrückkontakten.

Ob schnelles Abschalten vorliegt, kann mit Gleichung 155 überprüft werden. Zur Erhöhung der Abschaltgeschwindigkeit sind Resettransistoren mit kurzer Kanallänge und ein Resetsignal mit steiler Signalfanke geeignet. Mit der Verkleinerung der Strukturgrößen der CMOS-Technologie steigen die erreichbaren Grenzfrequenzen an, so dass die Abschaltgeschwindigkeit erhöht werden kann. Messungen des Resetrauschens wurden an verschiedenen TFA-Bildsensoren vom Typ HIRISE II mit einem Testgerät für analoge und digitale Signale durchgeführt. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass bei diesen Standardbedingungen schnelles Abschalten vorliegt: Das Resetrauschen ist bei der Ausführung des HIRISE II mit Inverterpixeln deutlich niedriger als bei der Ausführung mit Sourcefolgerpixeln. Die Abweichung des Resetrauschens vom idealen kT/C -Rauschen beim schnellen Abschalten des Resettransistors aufgrund des Millereffektes kann durch

$$\overline{u_{Res}^2} = \frac{kT}{C_{int}} \cdot (1 + \Gamma_{C_{io}}) \quad \text{mit} \quad 0 < \frac{\Gamma_{C_{io}}}{V(0)} < \frac{C_{io}}{C_{int}} \quad \text{und} \quad \begin{cases} \Gamma_{C_{io}} < 0 & \text{für } V(0) < 0 \\ \Gamma_{C_{io}} > 0 & \text{für } V(0) > 0 \end{cases} \quad (164)$$

mit dem Resetrauschfaktor $\Gamma_{C_{io}}$ beschrieben werden. Bei Inverterpixeln kann also eine Reduzierung des Resetrauschens durch Ausnutzung des Millereffektes ohne zusätzliche Schaltungskomponenten, das heißt ohne Vergrößerung der Pixelfläche erreicht werden. Zudem nimmt diese Maßnahme keine zusätzliche Zeit im Taktzyklus in Anspruch.

6.2.3.2 Hard-To-Soft-Reset

Beim Hard-To-Soft-Reset (HTS-Reset) wird das im Subschwellsbereich in Relation zum Kleinsignalkanalleitwert niedrige thermische Rauschen von CMOS-Feldeffekttransistoren ausgenutzt. Dies wird durch eine gezielte Änderung des Arbeitspunktes beim Beenden des Resetvorgangs erreicht.

Der Hard-Reset, bei dem der Resettransistor während des Resetvorgangs in starker Inversion betrieben und danach durch eine sprunghafte Änderung der Gate-Source-Spannung gesperrt wird, ist der übliche Resetmodus. Dabei wird die Integrationskapazität in Bruchteilen einer μs entladen, so dass sich am Resettransistor mit $U_{DS}=0$ das thermodynamische Gleichgewicht einstellt und der Kanalleitwert entsprechend Gleichung 70 mit $f_1(0)=1$ ideales thermisches Rauschen zeigt. Der Kanalleitwert bestimmt die Eckfrequenz des Rauschens an der Integrationskapazität. Wenn von einer idealen frequenzunabhängigen Integrationskapazität ausgegangen wird, stellt sich beim Hard-Reset also nach unendlich schnellem Abschalten des Resettransistors ideales kT/C -Rauschen ein.

Beim Soft-Reset wird der Resettransistor während des Resetvorgangs im Subschwellsbereich betrieben. Die Integrationskapazität wird zunehmend langsamer entladen, so dass sich der Kanal des Resettransistors mit $U_{DS} \gg U_T$ nur langsam dem thermodynamischen Gleichgewicht nähert. Dabei ist die Rauschleistung des Resettransistors entsprechend Gleichung 73 nur halb so groß wie das ideale thermische Rauschen des Kleinsignalkanalleitwertes, welcher die Eckfrequenz des Rauschens bestimmt. Unter der Voraussetzung einer idealen frequenzunabhängigen Integrationskapazität stellt sich beim Soft-Reset also nur die halbe Rauschleistung des idealen kT/C -Rauschens ein. Der Soft-Reset ist für die praktische Anwendung kaum geeignet,

weil die Signalladung in vertretbarer Zeit nur unvollständig eliminiert wird. Dieses Problem wird als Image-Lag bezeichnet.

Beim HTS-Reset (vgl. [227]) wird die Integrationskapazität erst mittels Hard-Reset auf eine Spannung U_H umgeladen, um das Image-Lag zu verhindern. Daraufhin wird ein Soft-Reset mit der von U_H abweichenden Resetspannung U_{res} durchgeführt, um das Resetrauschen zu verringern. Beim Soft-Reset läuft der Resettransistor in den Subschwells Spannungsbereich. Die Spannungen U_H und U_{res} müssen unter Berücksichtigung der Schwellspannungsunterschiede so gewählt werden, dass beim Hard-Reset alle Resettransistoren im Überschwellspannungsbereich und beim Soft-Reset im Subschwells Spannungsbereich arbeiten. Im Subschwells Spannungsbereich muss zudem für eine Dauer von $5\tau_{eff}$ (vgl. Gleichung 147) die Beziehung $U_{DS} \gg U_T$ gelten, um entsprechend Gleichung 71 die Rauschleistung gegenüber dem idealen kT/C-Rauschen zu halbieren. Die Einhaltung dieser Bedingung kann durch eine Simulation entsprechend Gleichung 147 und 143 überprüft werden. Die Reduzierung des Rauschens beim HTS-Reset kann mit Gleichung 155 allgemein berechnet werden. Ein Nachteil des HTS-Resets ist eine pixel-spezifische Offsetspannung, welche die Resetspannung überlagert. Sie ist auf Schwellspannungsunterschiede der Resettransistoren zurückzuführen und trägt zum Fixed Pattern Noise bei.

6.2.3.3 Korrelierte Doppelabtastung

Die Resetspannung vor der Integrationsperiode und das Signal nach der selben Integrationsperiode sind bezüglich des Resetrauschens korreliert. Durch die Subtraktion der Spannungen kann das Resetrauschen weitestgehend eliminiert werden. Dieses Verfahren wird als korrelierte Doppelabtastung (CDS) bezeichnet. Bei Bildsensoren treten pixel- und zeilenspezifische Offsetspannungen auf. Diese Erscheinung beruht im Wesentlichen auf der Varianz der Schwellspannung der verschiedenen Feldeffekttransistoren und trägt wesentlich zum Fixed Pattern Noise (FPN) bei. Das FPN ist in der Regel größer als das zeitliche Rauschen. Der wesentliche Vorteil der Doppelabtastung bei Bildsensoren ist, dass neben dem Resetrauschen auch der durch Offsetspannungen verursachte Anteil des FPN weitestgehend eliminiert wird.

Durch das CDS-Verfahren verdoppelt sich die Rauschleistung des Serienwiderstandes. Die Rauschleistung des Dielektrikums steigt nur geringfügig an und die anderen Rauschkomponenten der pin-Diode bleiben unverändert in ihrer Auswirkung auf das Ausgangssignal des Bildsensors. Das CDS-Verfahren hat darüber hinaus einen Einfluss auf die Auswirkung des Rauschens des Analog/Digital-Wandlers und der ASIC-Komponenten auf das Ausgangssignal des Bildsensors. Das Quantisierungsrauschen ist der systematische Fehler des Analog/Digital-Wandlers. Bei linearen Sensoren (vgl. [228]) ist die Rauschleistung eines N -bit-AD-Wandlers eine Funktion der maximalen Ausgangsspannung $U_{a\max}$ und der Auflösung N :

$$\overline{u_{AD}^2} = \frac{U_{a\max}^2}{12 \cdot 2^{2N}} \quad (165)$$

Durch das CDS-Verfahren verdoppelt sich der Einfluss des Quantisierungsrauschens. Die Zeitdifferenz Δt_{DS} zwischen den beiden Auslesevorgängen der zu subtrahierenden Spannungen ist beim CDS gleich t_{int} . Der Einfluss der niederfrequenten spektralen Rauschleistungsanteile des ASIC-Rauschens mit $f \ll 1/(2\pi\Delta t_{DS})$ wird eliminiert, während der Einfluss der hochfrequenten Rauschleistungsanteile mit $f \gg 1/(2\pi\Delta t_{DS})$ verdoppelt wird. Das CDS-Verfahren erfordert die Zwischenspeicherung der Resetspannungen aller Pixel während der Integration, was bei hochauflösenden Bildsensoren den Nachteil eines erheblichen Speicherbedarfs zur Folge hat. Die Implementierung des CDS bietet sich insbesondere an, wenn dieser Speicher ohnehin zur Verfügung steht, wie z. B. bei der digitalen Fotografie.

Eine Reduktion des FPN kann auch ohne gleichzeitige Zwischenspeicherung der Signale aller Pixel erreicht werden. Dazu wird erst die Signalspannung und nach dem unmittelbar folgenden Reset die Resetspannung ausgelesen und von der Signalspannung subtrahiert. Durch die Subtraktion der Spannungen kann zwar das FPN weitestgehend eliminiert werden, doch weil bezüglich des Resetrauschens in beiden Spannungen keine Korrelation besteht, verdoppelt sich die Resetrauschleistung. Dieses Verfahren kann als Doppelabtastung (DS) bezeichnet werden.

Bezüglich der Auswirkung des Rauschens von Serienwiderstand und Dielektrikum sowie der anderen Rauschkomponenten der pin-Diode und dem Quantisierungsrauschen des A/D-Wandlers auf den Ausgang des Bildsensors gleicht das DS dem CDS. Beim Rauschen der ASIC-Komponenten zeigt sich jedoch ein Vorteil des DS gegenüber dem CDS: Die Zeitdifferenz Δt_{DS} zwischen dem Auslesen der zu subtrahierenden Spannungen ist beim DS deutlich kleiner als die Integrationszeit t_{int} . Also vergrößert sich der durch das DS unterdrückte niederfrequente Bereich des ASIC-Rauschens gegenüber dem niederfrequenten Bereich beim CDS. Entsprechend geringer ist der Einfluss hochfrequenter ASIC-Rauschanteile, deren Rauschleistung verdoppelt wird.

6.3 Speicherrauschen

Einige TFA-Bildsensortypen erfordern eine Zwischenspeicherung des Signals im Pixel. Dazu gehören beispielsweise der COSIMA-Farbbildsensor [229] mit multispektralem a-Si:H-Detektor [22, 230] und der LARS-Bildsensor [231] mit lokal autoadaptiver Integrationszeitregelung (vgl. Kapitel 6.4). Beim COSIMA-Farbbildsensor werden drei Farbspaltungen mit einem Fotodetektor durch spannungsgesteuerte Variation der spektralen Empfindlichkeit erfasst. Die drei Farbspaltungen werden nacheinander ermittelt und bis zum Auslesen im Pixel gespeichert. Beim LARS-Bildsensor wird in jedem Pixel die entsprechend der Beleuchtung optimale Integrationszeit ermittelt. Nach Ablauf der Integrationszeit wird das Signal bis zum Auslesen in einer Kapazität im Pixel gespeichert.

Abb. 49 zeigt die schematische Darstellung der Pixelelektronik mit der Detektorkapazität C_P parallel zu C_{iP} und der Speicherkapazität C_{Sp} . Zum Beenden der Integration wird der Transistor T_T gesperrt, so dass die Detektorkapazität von der Speicherkapazität getrennt wird. Dabei ist der Pixelverstärker nicht aktiv. Das thermische Rauschen des Kanalwiderstands von T_T und des Detektors führt zu einer Rauschspannung auf der Speicherkapazität. Die Eckfrequenz der spektralen Rauschleistungsdichte des thermischen Rauschens auf der Speicherkapazität ist durch die Schaltung am Eingang des Pixelverstärkers gegeben, welche sich aus dem Kanalwiderstand von T_T , dem Serienwiderstand des Detektors sowie den Kapazitäten C_P , C_{iP} und C_{Sp} zusammensetzt. Beim Sperrvorgang des Transistors T_T steigt die Rauschleistungsdichte und die Eckfrequenz sinkt, bis schließlich das Speicherrauschen als quasi statische Rauschspannung auf der Speicherkapazität verbleibt. Aufgrund des thermischen Rauschens von T_T und Detektor entsteht dabei kT/C -Rauschen auf der Kapazität C_{ST} (vgl. Kapitel 6.2.1.2). Die Rauschleistung der Ladung auf C_{ST} ist gleich der Rauschleistung der Ladung auf der Speicherkapazität:

$$\overline{q_{C,Sp}^2} = \overline{q_{C_{ST}}^2} = kTC_{ST} \quad \text{mit} \quad C_{ST} = (C_P + C_{iP}) \parallel C_{Sp} = \frac{(C_P + C_{iP}) \cdot C_{Sp}}{(C_P + C_{iP}) + C_{Sp}} \quad (166)$$

Die Speicherkapazität C_{Sp} setzt sich aus der Kapazität C_{SpC} zwischen dem Eingang des Pixelverstärkers und einem konstanten Potential sowie der durch den Millereffekt beeinflussten Kapazität C_{SpO} zwischen Eingang und Ausgang des Pixelverstärkers zusammen:

$$C_{Sp} = C_{SpC} + (1 - V(f))C_{SpO} \quad (167)$$

Weil der Pixelverstärker jedoch beim Sperrvorgang des Transistors T_T nicht aktiv ist, ist die Speicherkapazität bei der Speicherung zum Zeitpunkt t_I mit $V(f) = 0$ durch

$$C_{Sp}(t_1) = C_{Spc} + C_{Spo} \quad (168)$$

gegeben. Die Rauschleistung der Spannung auf der Speicherkapazität ist durch

$$\overline{u_{C,Sp}^2} = \frac{q_{C,Sp}^2}{C_{Sp}^2} = \frac{kT}{C_{int}} \cdot \frac{C_P + C_{iP}}{C_{Sp}} \quad \text{mit} \quad C_{int} = (C_P + C_{iP}) + C_{Sp} \quad (169)$$

gegeben. Dieses Speicherrauschen beinhaltet das thermische Rauschen des Serienwiderstandes, des Parallelwiderstandes und des Dielektrikums und ist für $C_P + C_{iP} = C_{Sp}$ genauso groß wie das kT/C -Rauschen. Darüber hinaus wirkt sich von den thermischen Rauschquellen des Detektors nur das thermische Rauschen des Serienwiderstandes auf das Ausgangssignal des Bildsensors aus, falls die Resetspannung vor der Integration des Signals ausgelesen wird (vgl. Kapitel 1.1.1.1).

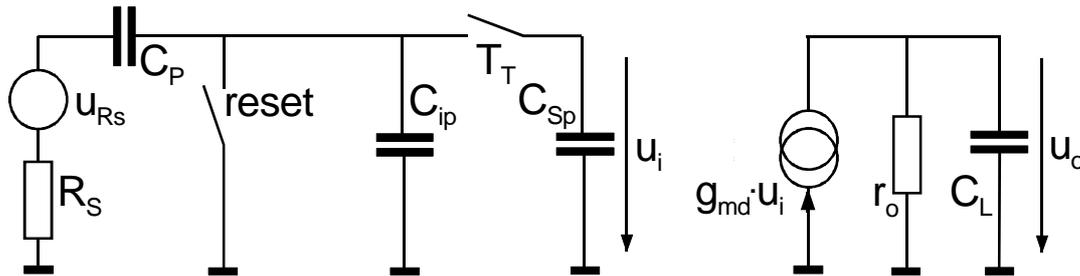


Abb. 49: Ersatzschaltbild von pin-Diode, Pixelverstärker und Ausleseleitung

Aufgrund des Millereffektes verändert sich die Speicherkapazität beim Auslesen des Signals zum Zeitpunkt t_1 entsprechend Gleichung 167, weil der Pixelverstärker aktiv und die Verstärkung ungleich Null wird. Die Speicherkapazität beim Auslesen des Signals ist bei kleinen Frequenzen durch

$$C_{Sp}(t_2) = C_{Spc} + (1 - V_0)C_{Spo} = C_{Sp1} \left(1 - \frac{C_{Spo}V_0}{C_{Spc} + C_{Spo}} \right) \quad \text{mit} \quad V_0 = V|_{f \rightarrow 0} \quad (170)$$

gegeben. Sowohl die Rauschspannung als auch die Signalspannung ändern sich dabei umgekehrt proportional zur Speicherkapazität. Also wirken sich diese Änderungen nicht auf das Signalrauschverhältnis und den Dynamikbereich aus.

6.4 Dynamikbereich und Signalrauschverhältnis bei TFA-Bildsensoren

In diesem Kapitel werden die Begrenzungen von Dynamikbereich und Signalrauschverhältnis bei TFA-Bildsensoren durch das Rauschen von a-Si:H-pin-Dioden dargestellt. Dazu wird der Dynamikbereich und das Signalrauschverhältnis von a-Si:H-pin-Dioden im Sperrbereich beim integrierenden Verfahren als Funktion von Pixelfläche, Dunkel- und Fotostrom sowie Integrationszeit des Sensors berechnet. Dabei werden die mit der pin-Diode bzw. der Kapazität der pin-Diode in Verbindung stehenden Rauschkomponenten am Eingang des Pixelverstärkers berücksichtigt. Dazu gehören auch das Resetrauschen und das Speicherrauschen. Das Rauschen von Pixelverstärker und im Bezug auf den Signalweg folgenden ASIC-Komponenten ist nicht Gegenstand dieser Betrachtung. Es wird vereinfachend angenommen, dass im relevanten Frequenzbereich bis zum Kehrwert der Integrationszeit keine Abschwächung des Schrottrauschens auftritt ($\Gamma = 1$). Die Ergebnisse werden in Kapitel 6.4.3 bei Variation der Integrationszeit beispielhaft für die TFA-Bildsensortypen HIRISE II (High Resolution Image Sensor) [74] und LARS II (Lokal-Autoadaptiver Sensor) [232] vorgestellt.

Der HIRISE ist ein TFA-Bildsensor mit nur drei Transistoren pro Pixel. Mit diesem Konzept sind kleine Pixel realisierbar, was eine hohe Pixelzahl und damit eine hohe örtliche Auflösung ermöglicht. Die Integrationszeit kann beim HIRISE den Beleuchtungsverhältnissen global

angepasst werden. Dies bedeutet, dass jeweils alle Pixel mit der gleichen Integrationszeit arbeiten. Der HIRISE II wurde mit einem $0,8 \mu\text{m}$ Standard-CMOS-Prozess und einer Million Pixeln hergestellt. Dabei wurde eine Version mit Invertern als Pixelverstärker und $10 \cdot 10 \mu\text{m}^2$ großen Pixeln und eine Version mit Sourcefolgern und $10 \cdot 12 \mu\text{m}^2$ großen Pixeln realisiert.

Der LARS-Bildsensor verfügt über eine automatische pixelspezifische Integrationszeitregelung. Mit dieser Regelung wird je nach lokaler Beleuchtungsstärke in jedem Pixel die optimale Integrationszeit gewählt, so dass einerseits die Spannung auf der Integrationskapazität optimiert werden kann und andererseits die Überschreitung der maximalen Spannung vermieden wird. Das Signal auf der Integrationskapazität und eine der Integrationszeit entsprechende Spannung werden nach Ablauf der Integrationszeit in jedem Pixel gespeichert. So kann mit dem LARS ein extrem hoher Dynamikbereich und ein hoher Signalrauschabstand über einen weiten Bereich der Beleuchtungsstärke erreicht werden. Der LARS II hat 100 000 Pixel von jeweils $38 \cdot 40 \mu\text{m}^2$ mit jeweils 17 Transistoren und wurde in einem $0,8 \mu\text{m}$ Standard-CMOS-Prozess produziert.

Das Signalrauschverhältnis beschreibt das Verhältnis zwischen einem Signal und dem Rauschen des Signals. Es wird mit dem Quotienten von Signalleistung zur Summe der Rauschleistungen bei Beleuchtung berechnet:

$$SNR = 10 \cdot \log \left(\frac{U_F^2}{\sum_i u_{C,i}^2} \right) \quad (171)$$

Die Signalspannung U_F ist durch die Integration des Fotostromes gegeben:

$$U_F = \frac{I_F \cdot t_{int}}{C_{int}} \quad (172)$$

Der Dynamikbereich beschreibt das Verhältnis zwischen dem maximalen Signal und der Detektionsgrenze, das heißt dem kleinsten erkennbaren Signal. Er wird mit dem Quotienten von Signalleistung zur Summe der Rauschleistungen im Dunkelfall berechnet:

$$DR = 10 \cdot \log \left(\frac{U_F^2}{\sum_j u_{C,j}^2} \right) \quad (173)$$

Der LARS-Bildsensor stellt neben dem Signal auf der Integrationskapazität eine zusätzliche Ausgangsspannung zur Verfügung, welche der pixelspezifischen Integrationszeit entspricht. Dieses Integrationszeitsignal beinhaltet einen zusätzlichen Dynamikbereich, welcher durch den Quotienten von maximaler Integrationszeit zur pixelspezifischen Integrationszeit definiert ist. Beim LARS ist der Dynamikbereich durch die Summe der Dynamikbereiche beider Ausgangssignale gegeben:

$$DR = DR_{C_{int}} + DR_{t_{int}} \quad \text{mit} \quad DR_{C_{int}} = 10 \cdot \log \left(\frac{U_F^2}{\sum_j u_{C,j}^2} \right) \quad \text{und} \quad DR_{t_{int}} = 20 \cdot \log \left(\frac{t_{int max}}{t_{int}} \right) \quad (174)$$

Dabei nimmt die Integrationszeit nur diskrete Werte an und ist kein analoges Signal, sondern durch das Integrationszeitsignal logisch kodiert. Also tritt beim Integrationszeitsignal kein Rauschen auf.

Die Beschreibung der Komponenten der Rauschleistungssummen von SNR und DR erfordert eine Fallunterscheidung bezüglich der Pixelfunktionalität. Dazu wird in den folgenden beiden Kapiteln zwischen Bildsensoren mit konventionellem Integrationsverfahren und Bildsensoren mit Zwischenspeicherung des Signals im Pixel unterschieden. Dabei wird jeweils von dem für Bildsensoren üblichen Resetverfahren, einem Hard-Reset mit extern vorgegebener Resetspannung ausgegangen.

6.4.1 Konventionelle Integrationsverfahren

Das konventionelle Integrationsverfahren für TFA- und CMOS-Bildsensoren zeichnet sich durch direkte Auslesung des Signals nach der Integrationsperiode aus (vgl. Abb. 48). Bildsensoren mit aktiven Pixeln auf Basis der CMOS-Technologie, welche im Ladungsspeichermodus arbeiten, benötigen mindestens drei Transistoren pro Pixel. Dabei wird jeweils mindestens ein Transistor für den Resetvorgang, die Auswahl des Pixels beim Auslesen des Signals und für den Treiber des Pixelverstärkers benötigt. Mit dem konventionellen Integrationsverfahren ist die Minimalanforderung für die Pixelelektronik realisierbar, so dass relativ kleine Pixelgrößen erreicht werden können. Deshalb eignet sich dieses Verfahren gut für hochauflösende Bildsensoren mit großer Pixelzahl (vgl. z. B. [74]).

Das Signalrauschverhältnis des Detektors beinhaltet beim konventionellen Integrationsverfahren das Schrotrauschen sowie das $1/f$ -Rauschen von Fotostrom und Dunkelstrom, das thermische Rauschen von Dielektrikum, Parallel- und Serienwiderstand und das kT/C -Rauschen:

$$\sum_i \overline{u_{C,i}^2} = \overline{u_{C,SD}^2} + \overline{u_{C,SF}^2} + \overline{u_{C,1/f,S}^2} + \overline{u_{C,1/f,F}^2} + \overline{u_{C,\delta}^2} + \overline{u_{C,Rp}^2} + \overline{u_{C,Rs}^2} + \overline{u_{Res}^2} \quad (175)$$

Der Dynamikbereich wird mit der entsprechenden Summe der Rauschleistungen im Dunkelfall berechnet:

$$\sum_j \overline{u_{C,j}^2} = \overline{u_{C,SD}^2} + \overline{u_{C,1/f,S}^2} + \overline{u_{C,\delta}^2} + \overline{u_{C,Rp}^2} + \overline{u_{C,Rs}^2} + \overline{u_{Res}^2} \quad (176)$$

Die Rauschkomponenten des Signalrauschverhältnisses sind durch die Gleichungen 115, 116, 123, 130, 131, 136 und 164 gegeben:

$$\begin{aligned} \sum_i \overline{u_{C,i}^2} = & \underbrace{\frac{e(|2I_S + I_D| + |I_F|)t_{int}}{C_{int}^2}}_{\text{Schrotrauschen}} + \underbrace{\frac{t_{int}^2}{C_{int}^2} \left(\frac{c_S I_D^{2\beta_S}}{A^{2\beta_S-1}} + \frac{c_F I_F^{2\beta_F}}{A^{2\beta_F-1}} \right)}_{1/f\text{-Rauschen}} \ln(10)(ND_{1/f} + 0,4) + \\ & + \underbrace{\frac{kT}{C_{int}} \tan(\delta_{int}) \frac{4\ln(10)}{\pi} (0,25 + ND_\delta)}_{\text{dielektrisches Rauschen}} + n_{Rp} \cdot \underbrace{\frac{kT}{C_{int}} \frac{2t_{int}}{R_P C_{int}} + n_{Rs} \cdot \frac{kT}{C_{int}} \frac{C_P}{C_i} \frac{\tau_S}{\tau_L}}_{\text{therm. Rauschen von Rp und Rs}} + \\ & + \underbrace{n_{res} \cdot \frac{kT}{C_{int}} (1 + \Gamma_{C_{io}})}_{\text{Resettrauschen}} \end{aligned} \quad (177)$$

Die Rauschkomponenten des Dynamikbereichs sind analog zu Gleichung 177 durch

$$\begin{aligned}
\sum_j \overline{u_{C,j}^2} &= \underbrace{\frac{e|2I_S + I_D|t_{int}}{C_{int}^2}}_{\text{Schrotrauschen}} + \underbrace{\frac{t_{int}^2 c_S I_D^{2\beta_S}}{C_{int}^2 A^{2\beta_S - 1}} \ln(10)(ND_{1/f} + 0,4)}_{1/f\text{-Rauschen}} + \\
&+ \underbrace{\frac{kT}{C_{int}} \tan(\delta_{int}) \frac{4 \ln(10)}{\pi} (0,25 + ND_\delta)}_{\text{dielektrisches Rauschen}} + \underbrace{n_{R_P} \cdot \frac{kT}{C_{int}} \frac{2t_{int}}{R_P C_{int}} + n_{R_S} \cdot \frac{kT}{C_{int}} \frac{C_P}{C_i} \frac{\tau_S}{\tau_L}}_{\text{therm. Rauschen von Rp und Rs}} + \\
&+ \underbrace{n_{res} \cdot \frac{kT}{C_{int}} (1 + \Gamma_{C_{io}})}_{\text{Resetrauschen}}
\end{aligned} \quad (178)$$

gegeben. Die Zahlen der Dekaden von 1/f-Rauschen und dielektrischem Rauschen sind dabei durch die Gleichungen 123 und 130 gegeben und die Zeitkonstanten des thermischen Rauschens des Serienwiderstands sind durch die Gleichungen 133 und 135 definiert. Die messtechnisch gewonnenen Rauschparameter c_i und β_i sind in Tab. 4 zusammengefasst. Beim CDS- und DS-Verfahren kann die Abschwächung bzw. Verstärkung des Resetrauschens und die Verstärkung des Rauschens von Parallel- und Serienwiderstand entsprechend Kapitel 6.2.3 und Kapitel 6.1.2.3.2 durch die Faktoren n_{res} , n_{R_P} und n_{R_S} berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned}
n_{res} = 0, \quad n_{R_P} = 1 \quad \text{und} \quad n_{R_S} = 2 \quad \text{für} \quad \text{CDS} \\
n_{res} = 2, \quad n_{R_P} \approx 0 \quad \text{und} \quad n_{R_S} = 2 \quad \text{für} \quad \text{DS} \\
n_{res} = 1, \quad n_{R_P} = 1 \quad \text{und} \quad n_{R_S} = 1 \quad \text{für} \quad \text{einfache Abtastung}
\end{aligned} \quad (179)$$

6.4.2 Zwischenspeicherung des Signals im Pixel

Die technische Entwicklung der Mikroelektronik ist mit der Verkleinerung der ASIC-Strukturgrößen verbunden. Diese Entwicklung erlaubt eine Steigerung der Komplexität und Funktionalität der Pixelelektronik von Bildsensoren bei gleichbleibender Pixelgröße. Eine Erhöhung der Funktionalität von Bildsensoren ist oft mit der Zwischenspeicherung des Signals bzw. mehrerer Signale im Pixel verbunden. Die Zwischenspeicherung wird zum Beispiel bei TFA-Bildsensoren vom Typ LARS und COSIMA angewendet (vgl. Kapitel 6.3). Dabei entsteht Speicherrauschen, welches das thermische Rauschen des Detektors nach der Integrationsperiode beinhaltet (vgl. Kapitel 6.3). Das Signalrauschverhältnis des Detektors bei der Zwischenspeicherung des Signals im Pixel beinhaltet das Schrotrauschen sowie das 1/f-Rauschen von Fotostrom und Dunkelstrom, das thermische Rauschen des Serienwiderstands, das Speicherrauschen und das kT/C-Rauschen:

$$\sum_i \overline{u_{C,i}^2} = \overline{u_{C,SD}^2} + \overline{u_{C,SF}^2} + \overline{u_{C,1/f,S}^2} + \overline{u_{C,1/f,F}^2} + \overline{u_{C,R_S}^2} + \overline{u_{C,Sp}^2} + \overline{u_{Res}^2} \quad (180)$$

Der Dynamikbereich wird mit der entsprechenden Summe der Rauschleistungen im Dunkelfall berechnet:

$$\sum_j \overline{u_{C,j}^2} = \overline{u_{C,SD}^2} + \overline{u_{C,1/f,S}^2} + \overline{u_{C,R_S}^2} + \overline{u_{C,Sp}^2} + \overline{u_{Res}^2} \quad (181)$$

Die Rauschkomponenten des SNR sind bei Bildsensoren mit Zwischenspeicherung des Signals im Pixel durch die Gleichungen 115, 116, 123, 136, 169 und 164 gegeben:

$$\begin{aligned}
\sum_i \overline{u_{C,i}^2} = & \underbrace{\frac{e(2I_S + I_D + |I_F|)t_{int}}{C_{int}^2}}_{\text{Schottrauschen}} + \underbrace{\frac{t_{int}^2}{C_{int}^2} \left(\frac{c_S I_D^{2\beta_S}}{A^{2\beta_S-1}} + \frac{c_F I_F^{2\beta_F}}{A^{2\beta_F-1}} \right)}_{1/f\text{-Rauschen}} \ln(10)(ND_{1/f} + 0,4) + \\
& + \underbrace{n_{R_S} \cdot \frac{kT}{C_{int}} \frac{C_P}{C_i} \frac{\tau_S}{\tau_L}}_{\text{therm. Rauschen von } R_S} + \underbrace{\frac{kT}{C_{int}} \cdot \frac{C_P + C_{iP}}{C_{Sp}}}_{\text{Speicherrauschen}} + \underbrace{n_{res} \cdot \frac{kT}{C_{int}} (1 + \Gamma_{C_{io}})}_{\text{Resetrauschen}}
\end{aligned} \tag{182}$$

Die Rauschkomponenten des Dynamikbereichs sind analog zu Gleichung 182 durch

$$\begin{aligned}
\sum_j \overline{u_{C,j}^2} = & \underbrace{\frac{e|2I_S + I_D|t_{int}}{C_{int}^2}}_{\text{Schottrauschen}} + \underbrace{\frac{t_{int}^2}{C_{int}^2} \frac{c_S I_D^{2\beta_S}}{A^{2\beta_S-1}}}_{1/f\text{-Rauschen}} \ln(10)(ND_{1/f} + 0,4) + \\
& + \underbrace{n_{R_S} \cdot \frac{kT}{C_{int}} \frac{C_P}{C_i} \frac{\tau_S}{\tau_L}}_{\text{therm. Rauschen von } R_S} + \underbrace{\frac{kT}{C_{int}} \cdot \frac{C_P + C_{iP}}{C_{Sp}}}_{\text{Speicherrauschen}} + \underbrace{n_{res} \cdot \frac{kT}{C_{int}} (1 + \Gamma_{C_{io}})}_{\text{Resetrauschen}}
\end{aligned} \tag{183}$$

gegeben. Nur beim CDS- und DS-Verfahren wirkt sich das Rauschen des Serienwiderstands aus, weil die Detektorspannung nach dem Resetvorgang, das heißt vor der Zwischenspeicherung des Signals, ausgelesen wird (vgl. Kapitel 6.3):

$$\begin{aligned}
n_{res} = 0, \quad \text{und} \quad n_{R_S} = 1 \quad \text{für} \quad \text{CDS} \\
n_{res} = 2, \quad \text{und} \quad n_{R_S} = 1 \quad \text{für} \quad \text{DS} \\
n_{res} = 1, \quad \text{und} \quad n_{R_S} = 0 \quad \text{für} \quad \text{einfache Abtastung}
\end{aligned} \tag{184}$$

6.4.3 Variation der Integrationszeit

In diesem Kapitel wird der Dynamikbereich und das Signalrauschverhältnis für die TFA-Bildsensortypen HIRISE II und LARS II entsprechend Kapitel 6.4.1 und 6.4.2 vorgestellt. Der HIRISE und der LARS benutzen das DS-Verfahren zur Reduzierung des Fixed Pattern Noise und niederfrequenter Rauschteile von Pixelverstärker und anderen ASIC-Rauschkomponenten. Der HIRISE arbeitet mit dem konventionellen Integrationsverfahren, wohingegen beim LARS eine Zwischenspeicherung des Signals im Pixel vorgenommen wird. Die eingangsbezogenen Rauschkomponenten zur Berechnung von Dynamikbereich und Signalrauschverhältnis entsprechend der Gleichungen 177, 178, 179, 182, 183 und 184 sind in Abb. 50 und Abb. 51 für den HIRISE II mit Sourcefolgerpixeln und in Abb. 52 für den LARS II dargestellt. Der Detektor weist bei diesen Bildsensoren eine Stromempfindlichkeit von $67 \text{ nA}/(\text{Lux cm}^2)$ bezüglich der Beleuchtung mit einer Halogenlampe auf und der Dunkelstrom beträgt $1 \text{ nA}/\text{cm}^2$. Der Rauschkoeffizient c_i des 1/f-Rauschens beträgt $5 \cdot 10^{-16}$ für den Fotostrom und $2 \cdot 10^{-14}$ für den Dunkelstrom. Der Frequenzkoeffizient β_i des 1/f-Rauschens ist gleich 0,85 für den Fotostrom und 1 für den Dunkelstrom. Die spezifische Detektorkapazität beträgt $8,5 \text{ nF}/\text{cm}^2$. Der spezifische Serienwiderstand im Bereich der Eckfrequenz liegt bei $0,5 \Omega \text{ cm}^2$ und der spezifische Parallelwiderstand beträgt $10 \text{ G}\Omega \text{ cm}^2$. Der HIRISE II hat Sourcefolgerpixel mit einer Fläche von $120 \mu\text{m}^2$ und $C_i = 10 \text{ fF}$. Dabei liegt die maximale Signalspannung auf der Integrationskapazität bei 3 V und die Eckfrequenz der Auslesespalte bei $f_L = 0,6 \text{ MHz}$. Der LARS II hat Pixel mit einer Fläche von $1530 \mu\text{m}^2$ und $C_i = 227 \text{ fF}$. Die maximale Signalspannung auf der Integrationskapazität beträgt auch hier 3 V und für die Auslesespalte wird eine Eckfrequenz von $f_L = 0,6 \text{ MHz}$ angesetzt. Es wird bei beiden Bildsensortypen von einem Verlustfaktor von $\tan \delta_{int} = 5 \cdot 10^{-4}$ für die Integrationskapazität und vereinfachend von idealem Resetrauschen mit $\Gamma_{C_{io}} = 0$ ausgegangen.

Die Darstellung in Form der Rauschspannungen erlaubt einen direkten Vergleich mit den Ausgangssignalen der Bildsensoren. Da das Gesamttrauschen als Summe der Rauschspannungsquadrate berechnet wird, ist die Betrachtung der Rauschleistungen zur Beurteilung der Gewichtung der einzelnen Rauschkomponenten sinnvoll. Die Rauschkomponenten sind als Funktion des dekadischen Logarithmus der Beleuchtungsstärke des auf den Bildsensor einfallenden Lichtes aufgetragen, wobei die maximale Beleuchtungsstärke der Vollaussteuerung entspricht.

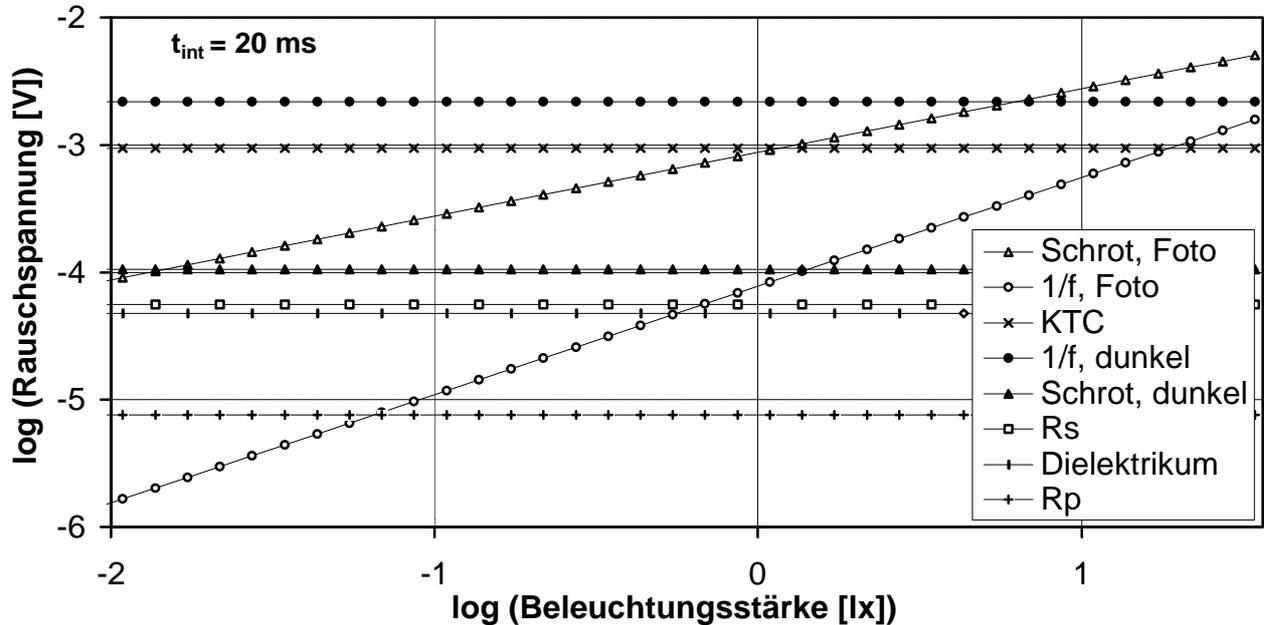


Abb. 50: Eingangsbezogene Komponenten der Rauschspannungen beim HIRISE II-Bildsensor mit Sourcefolgerpixeln bei einer Integrationszeit von 20 ms

Bei langer Integrationszeit wird das Rauschen bei kleiner Beleuchtungsstärke unter 1 Lux durch das 1/f-Rauschen des Dunkelstromes dominiert und auch das Resetrauschen trägt stark zur gesamten Rauschleistung bei. Bei starker Beleuchtung dominiert das Schrotrauschen des Fotostromes und das 1/f-Rauschen des Fotostromes trägt nennenswert zum Gesamttrauschen bei.

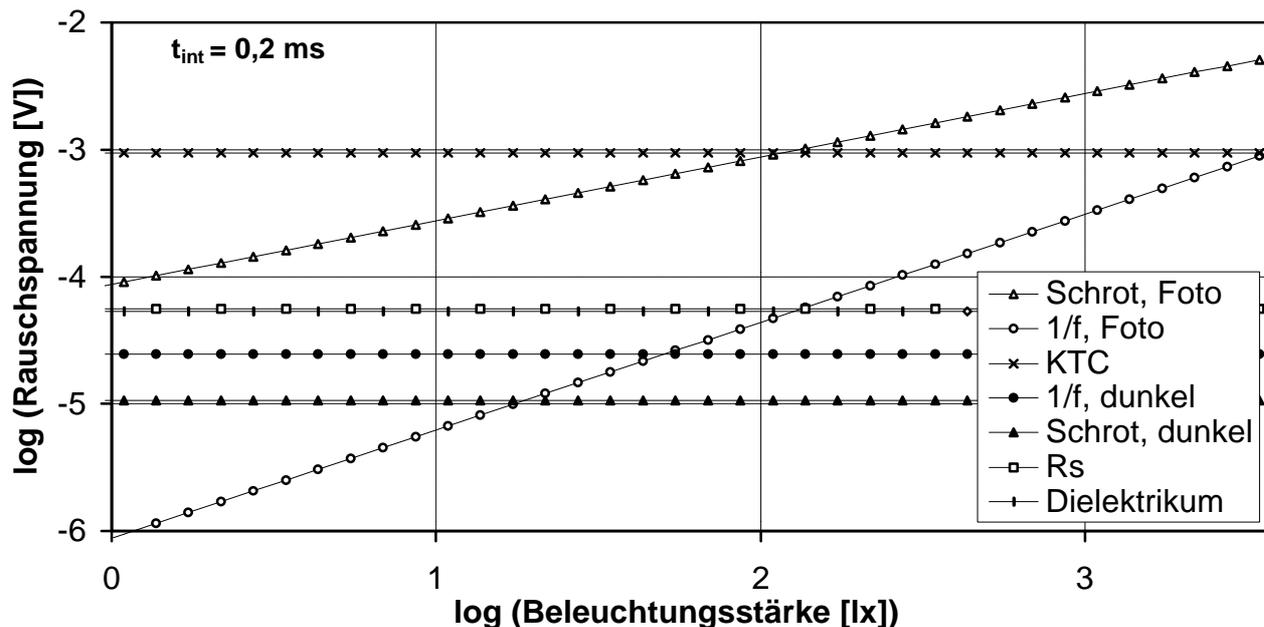


Abb. 51: Eingangsbezogene Komponenten der Rauschspannungen beim HIRISE II-Bildsensor mit Sourcefolgerpixeln bei einer Integrationszeit von 0,2 ms

Bei kurzer Integrationszeit wird das Rauschen bei kleiner Beleuchtungsstärke unter 100 Lux durch das Resetrauschen dominiert. Bei starker Beleuchtung dominiert das Schrotrauschen des Fotostromes und auch das 1/f-Rauschen des Fotostromes trägt nennenswert zum Gesamtrauschen bei.

Die Beurteilung der Stärke der einzelnen Rauschkomponenten bei verschiedenen Integrationszeiten ist durch einen Vergleich der Rauschleistungen bei gleicher relativer Aussteuerung möglich. Die Aussteuerung ist die auf die maximal detektierbare Beleuchtungsstärke normierte Beleuchtungsstärke. Das Schrotrauschen des Fotostromes dominiert das Rauschen über einen weiten Bereich der Integrationszeit bei hoher Aussteuerung. Die Schrotrauschleistung von Fotostrom und Dunkelstrom ist durch

$$\overline{u_{C,SD}^2} = U_{Cint} \cdot \frac{e}{C_{int}} \tag{185}$$

gegeben, wobei U_{Cint} die Spannung auf der Integrationskapazität ist. Sowohl der Beitrag des Schrotrauschens des Dunkelstromes als auch der Beitrag des 1/f-Rauschens des Dunkelstromes zum Gesamtrauschen steigen mit der Integrationszeit an. Die Rauschleistung des Schrotrauschens des Dunkelstromes ist proportional zur Integrationszeit. Die Leistung des 1/f-Rauschens des Fotostromes steigt nur schwach mit der Integrationszeit an. Mit $I_D \ll I_F$ und bei Vernachlässigung der logarithmischen Abhängigkeit von $ND_{1/f}$ von der Integrationszeit gilt:

$$\overline{u_{C,1/f,F}^2} \propto I_F^{2\beta_F - 2} = t_{int}^{0,3} \tag{186}$$

Die Leistung des 1/f-Rauschens des Dunkelstromes steigt demgegenüber stark mit der Integrationszeit an. Bei Vernachlässigung der Abhängigkeit von $ND_{1/f}$ von der Integrationszeit ist die 1/f-Rauschleistung des Dunkelstromes proportional zum Quadrat der Integrationszeit. Bei extrem langer Integrationszeit, wie sie zur Detektion bei extrem niedriger Beleuchtungsstärke benötigt wird, übersteigt das 1/f-Rauschen des Dunkelstromes das Schrotrauschen des Fotostromes. In diesem Fall ist eine Reduzierung des Dunkelstromes durch Reduzierung der Detektorspannung, Optimierung des Detektors oder durch Kühlung des Bildsensors sinnvoll.

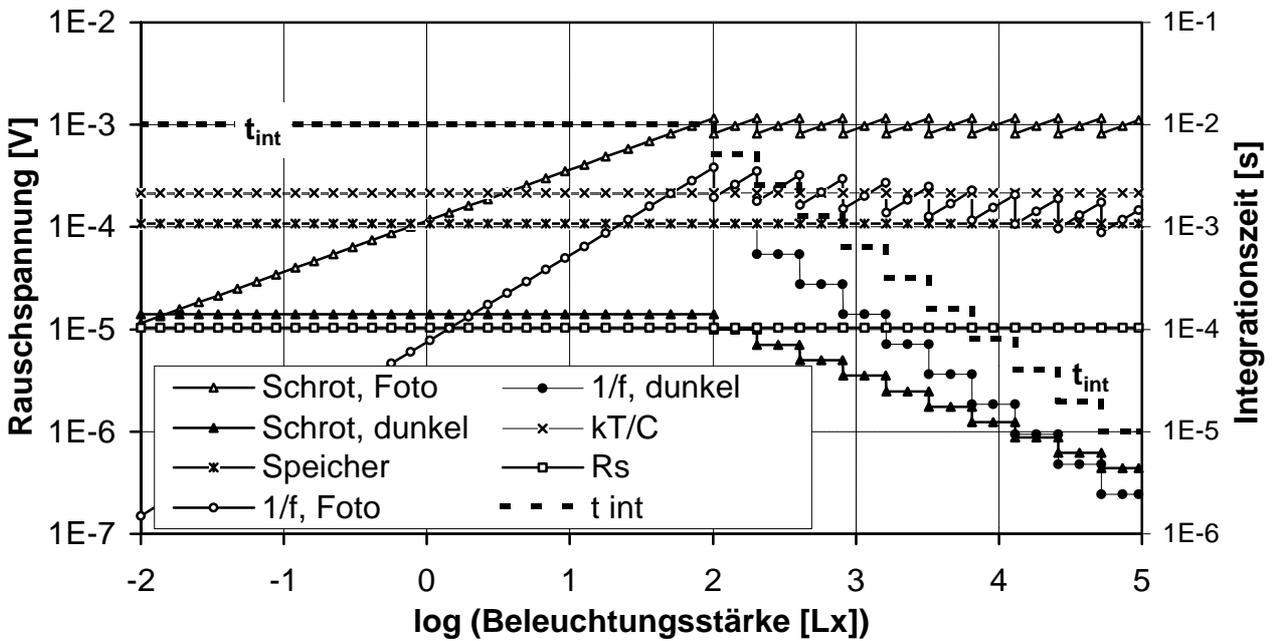


Abb. 52: Eingangsbezogene Komponenten der Rauschspannungen beim LARS II-Bildsensor

Bei kleiner Beleuchtungsstärke unter 1 Lux wird das Rauschen beim LARS II durch das $1/f$ -Rauschen des Dunkelstromes und das Resettrauschen dominiert und auch das Speicherrauschen trägt zur gesamten Rauschleistung bei. Bei Beleuchtung über 10 Lux dominiert das Schrotrauschen des Fotostromes. Bei einer über 100 Lux ansteigenden Beleuchtungsstärke wird die Integrationszeit von 10 ms schrittweise reduziert und so der Beleuchtungsstärke angepasst. Dabei sinkt das $1/f$ -Rauschen des Fotostromes entsprechend Gleichung 186 leicht ab, die Schrotrauschleistung des Dunkelstromes sinkt proportional zur reziproken Integrationszeit und die $1/f$ -Rauschleistung des Dunkelstromes sinkt proportional zum Quadrat der reziproken Integrationszeit ab. Beim LARS II tritt gegenüber dem HIRISE II bei gleicher Beleuchtungsstärke ein geringeres Rauschen auf, weil die Pixelfläche und die Integrationskapazität größer sind.

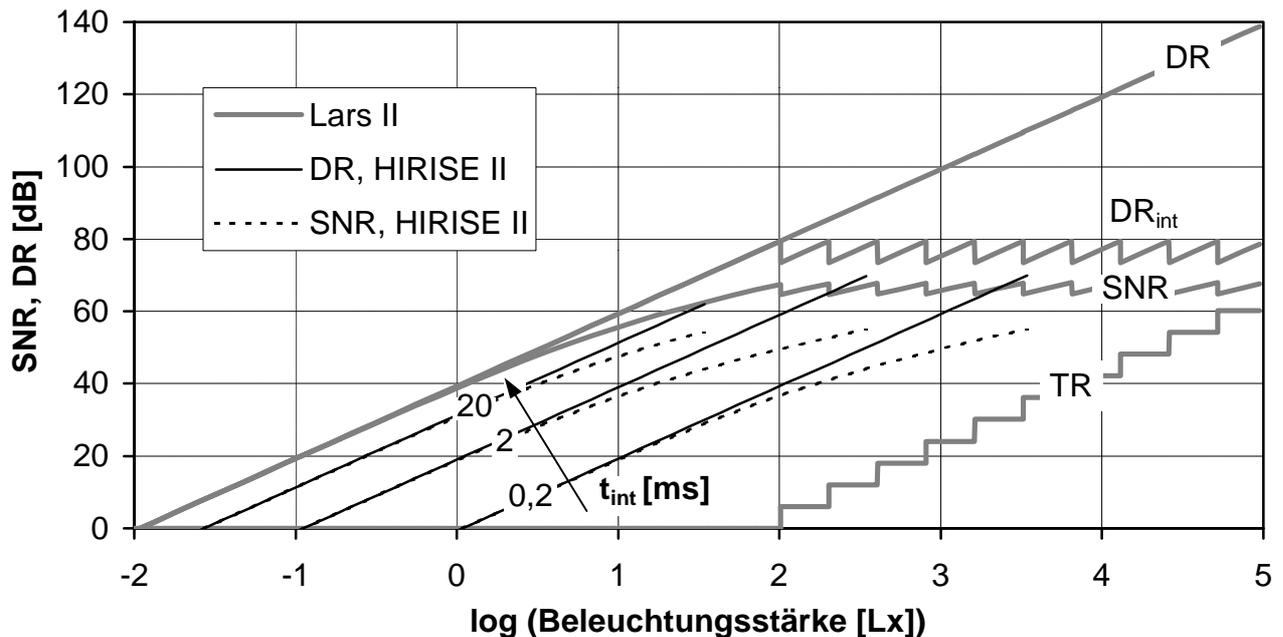


Abb. 53: SNR und DR am Eingang des HIRISE II-Bildsensors mit Sourcefolgerpixeln und am Eingang des LARS II-Bildsensors bei verschiedenen Integrationszeiten

Die durch das Rauschen des Detektors und alle anderen Rauschkomponenten am Eingang des Pixelverstärkers gegebenen Begrenzungen für den Dynamikbereich und das Signalrauschverhältnis von LARS II und von HIRISE II werden in Abb. 53 gegenübergestellt. Für den HIRISE II sind DR und SNR entsprechend Abb. 50 und Abb. 51 für $t_{int} = 20$ ms, $t_{int} = 2$ ms und für $t_{int} = 0,2$ ms dargestellt. Beim LARS-Bildsensor wird der Dynamikbereich entsprechend Gleichung 174 aus der Summe der Dynamikbereiche $DR_{C_{int}}$ und $DR_{t_{int}}$ beider Ausgangssignale berechnet.

Beim HIRISE II wird mit $t_{int} = 20$ ms bei einer Beleuchtungsstärke von 30 Lux ein Dynamikbereich von 62 dB und ein Signalrauschverhältnis von 54 dB erreicht. Bei 10-facher Beleuchtungsstärke sowie entsprechend abnehmender Integrationszeit nimmt das Signalrauschverhältnis leicht zu und der Dynamikbereich bei Vollaussteuerung steigt um etwa 10 dB an, weil der relative Einfluss des $1/f$ -Rauschens des Dunkelstromes sinkt.

Der LARS II weist für das Signal auf der Integrationskapazität einen Dynamikbereich von 70 bis 80 dB auf. Mit dem Integrationszeitsignal wird zusätzlich ein Dynamikbereich von 60 dB erreicht, so dass der maximale Dynamikbereich fast 140 dB beträgt. Sowohl der Dynamikbereich als auch das Signalrauschverhältnis sind bei LARS II bei allen Beleuchtungsstärken größer als bei HIRISE II. Das Signalrauschverhältnis liegt bei starker Beleuchtung zwischen 64 dB und 68 dB.

Das Rauschen bei Vollaussteuerung wird bei beiden Bildsensoren durch das Schrotrauschen des Fotostromes dominiert. In dem Bereich, in welchem das Schrotrauschen des Fotostromes dominiert, kann das Signalrauschverhältnis entsprechend Gleichung 112 näherungsweise als Funktion der Zahl N_{int} der gesammelten fotogenerierten Ladungsträger ausgedrückt werden:

$$SNR \approx 10 \cdot \log\left(\overline{N_{int}}\right) = 10 \cdot \log\frac{q_{int}}{e} \quad \text{mit} \quad q_{int} = U_{C_{int}} \cdot C_{int} \quad (187)$$

Eine grundlegende Anforderung zum Erreichen eines hohen Signalrauschverhältnisses ist eine große Signalspannung und eine hohe Integrationskapazität bzw. eine große Signalladung. Die Spannungsempfindlichkeit von Bildsensoren ist jedoch bei konstanter Pixelfläche sowie bei konstanter Verstärkung von Pixelverstärker und Ausleseelektronik umgekehrt proportional zur Integrationskapazität. Ein hohes Signalrauschverhältnis und eine hohe Empfindlichkeit können also bei kleiner Beleuchtungsstärke nur durch die Optimierung von Quantenwirkungsgrad und Füllfaktor erreicht werden. Diesbezüglich sind TFA-Bildsensoren den CMOS-Bildsensoren überlegen, weil sowohl ein höherer Füllfaktor als auch ein höherer Quantenwirkungsgrad erreicht wird. Lulé et al. [26] verglichen TFA-Bildsensoren und CMOS-Bildsensoren bei verschiedenen Prozesstechnologien. Sie fanden bei der TFA-Technologie eine deutlich höhere Signalladung im Vergleich zur CMOS-Technologie. Dieser grundlegende Vorteil wirkt sich bei der Minimierung der Pixelfläche stärker aus, weil bei vorgegebener CMOS-Strukturgröße eine Verkleinerung der Pixelfläche von CMOS-Bildsensoren zur Verringerung des Füllfaktors führt. Lulé et al. fanden bei der TFA-Technologie eine 2- bis 3,4-fache Signalladung im Vergleich zur CMOS-Technologie. Bei kleiner Beleuchtungsstärke entspricht dies einem 3 dB bis 5 dB höheren Signalrauschverhältnis.

6.5 Skalierung der ASIC-Strukturgrößen

Die in Kapitel 6.4 vorgestellten Ergebnisse erlauben eine Prognose der Entwicklung von Dynamikbereich und Signalrauschverhältnis bei zukünftigen Generationen von TFA-Bildsensoren. Die Entwicklung der CMOS-Technologie ist mit der Verringerung der ASIC-Strukturgrößen verbunden, welche auch als Skalierung bezeichnet wird. Der Grundgedanke der Skalierung ist die gleichmäßige Verringerung der minimalen Strukturgrößen wie Kanallänge, Kanalweite und Leiterbahnbreite um den Faktor $1/\alpha_s$ mit $\alpha_s > 1$. Dies ermöglicht einerseits die Reduzierung der zur Herstellung einer integrierten Schaltung benötigten Chipfläche und damit der Produktionskosten und andererseits die Erhöhung der Komplexität und damit der Funktionalität der Schaltung. In Zukunft wird diese Entwicklung die Herstellung von Bildsensoren mit deutlich kleinerer Pixelfläche, höherer Pixelzahl, besserem örtlichen Auflösungsvermögen und höherer Funktionalität ermöglichen.

Das Auflösungsvermögen von Bildsensoren wird nicht nur durch die Pixelgröße sondern auch durch das optische Auflösungsvermögen des Kameraobjektivs begrenzt. Unter dem Auflösungsvermögen eines optischen Gerätes versteht man seine Fähigkeit, benachbarte Punkte eines betrachteten Gegenstandes noch als unterscheidbare Bildpunkte wiederzugeben. An den Rändern der Linsen des Objektivs treten Beugungseffekte auf, die den minimalen auflösbaren Bildpunkt Abstand a_{min} in der Brennebene auf der Oberfläche des Bildsensors bestimmen [233]:

$$a_{min} \approx 1,22 \frac{f_o}{d_o} \cdot \lambda \quad (188)$$

Dabei ist das Verhältnis zwischen der Brennweite f_o und dem Objektivdurchmesser d_o die vom Fotoapparat bekannte Blendenzahl und λ die Wellenlänge des Lichtes. Bei einer Blendenzahl von 2 kann entsprechend Gleichung 188 das Auflösungsvermögen eines Bildsensoren durch die Verringerung der Pixelgröße bis herunter zu $1 \mu\text{m}^2$ für blaues Licht und $4 \mu\text{m}^2$ für rotes Licht verbessert werden. In der Praxis werden oft Objektive verwendet, welche einen minimal auflösbaren Bildpunkt Abstand von $5 \mu\text{m}$ aufweisen (z.B. [26]).

Die mit der Skalierung der ASIC-Strukturgrößen einhergehenden Änderungen der elektrischen und elektronischen Parameter von integrierten Schaltungen sind Thema zahlreicher Untersuchungen (z.B. [234, 235, 236]). Die Halbleiterindustrie hat zur Beschreibung der Skalierung einen Technologieplan aufgestellt [237], welcher die Entwicklung bis zum Jahr 2014 skizziert. Die aktuellste Version dieses Technologieplans „International Technology Roadmap for Semiconductors“ (ITRS99) wurde 1999 veröffentlicht. Bei der Skalierung müssen zur Aufrechterhaltung bzw. Verbesserung der Funktionalität der CMOS-Schaltungen neben der Änderung nichtelektrischer Größen wie Gateoxiddicke, Isolationsschichtdicke, Zahl der Ebenen für Leiterbahnen, Dotierungskonzentrationen und Tiefe der p/n-Übergänge auch elektrische Größen wie die Dielektrizitätskonstante des Gateoxids oder der zulässige Bereich der Versorgungsspannung variiert werden. Zudem haben nichtelektrische Größen wie die Dotierungskonzentration oder die Gateoxiddicke einen Einfluss auf elektrische Größen wie die Beweglichkeit der Ladungsträger im Kanal oder die Schwellspannung. In der Praxis sind die technologischen Änderungen von den spezifischen Anforderungen der verschiedenen CMOS-Marktsegmente abhängig. Zur Beschreibung der Auswirkungen der Skalierung auf den Dynamikbereich und das Signalrauschverhältnis von zukünftigen Bildsensoren müssen sinnvolle Vereinfachungen gefunden werden.

Es wird davon ausgegangen, dass die Pixelfläche proportional zu α_S^{-2} sinkt. Die Kapazitäten sinken hingegen näherungsweise proportional zum Kehrwert von α_S [238], was teilweise auf die Erhöhung der Dotierungen und teilweise auf die Verringerung von Isolationsschichtdicken zurückgeführt werden kann. Entsprechend des ITRS99-Technologieplans sinkt der Flächenwiderstand der Kanalbereiche der FETs bei der Skalierung etwa proportional zu $\alpha_S^{-0,5}$ [239]. Die Versorgungsspannung wird bei der CMOS-Technologie für digitale Anwendungen mit der Skalierung drastisch reduziert werden, um die Leistungsaufnahme der Schaltungen und den Tunnelstrom über das Gateoxid zu begrenzen. Entsprechend des ITRS99 kann das Absinken der Versorgungsspannung näherungsweise durch $U \propto \alpha_S^{-0,8}$ beschrieben werden (vgl. [239]). Es wird vorausgesetzt, dass die maximale Signalspannung auf der Integrationskapazität in gleicher Weise absinkt wie die Versorgungsspannung. Der Serienwiderstand R_S und der Parallelwiderstand R_P des Detektors steigen proportional zur reziproken Pixelfläche bzw. zu α_S^{-2} an. Die Kapazität C_P der a-Si:H-pin-Diode nimmt proportional zur Pixelfläche bzw. zu α_S^{-2} ab.

Die Auswirkungen der Verringerung der Pixelgröße auf DR und SNR werden in Kapitel 6.5.1 für den Fall erhöhter Pixelzahl sowie unveränderter Arrayfläche und in Kapitel 6.5.2 für den Fall unveränderter Pixelzahl sowie reduzierter Arrayfläche analysiert. Dabei werden die Reduzierung der Versorgungsspannung, alle Rauschquellen des Detektors und das Resetrauschen berücksichtigt. In beiden Fällen kommt es zu einer deutlichen Reduzierung von DR und SNR. An dieser Stelle sei angemerkt, dass darüber hinaus bei der Skalierung auch mit einem Anstieg des Koppelrauschens gerechnet werden muss, wenn keine gezielten Gegenmaßnahmen getroffen werden. Die Ergebnisse werden im Folgenden am Beispiel des HIRISE-Bildsensors vorgestellt.

6.5.1 Steigende Pixelzahl

Die Verringerung der Strukturgrößen kann zur Erhöhung der Pixelzahl genutzt werden, wenn die Fläche des Pixelarrays unverändert bleibt. Dabei sind keine Änderungen am Objektiv erforderlich, wenn dessen optische Auflösung hinreichend groß ist. Also bleibt die Beleuchtungsstärke des auf den Bildsensor einfallenden Lichtes und die Stromdichte des Fotostromes im Detektor konstant, so dass der Fotostrom im Pixel proportional zur Pixelfläche sinkt. Bei der Verringerung der Pixelgröße ohne Änderungen am a-Si:H-Detektor sinken die Detektorkapazität und die Integrationskapazität ab. Weil die Integrationskapazität weniger stark absinkt als der Fotostrom, verringert sich die Empfindlichkeit des Bildsensors bzw. der Kamera bezüglich des auf das Objektiv einfallenden Lichtes.

Bei gleichbleibender Bildwiederholrate soll die benötigte Zeit zum Auslesen aller Pixel einer Spalte des Sensorarrays bei der Verringerung der Strukturgrößen unverändert bleiben. Bei konstanter Arrayfläche bleibt die Länge der Ausleseleitung konstant, so dass die Kapazität C_L der Ausleseleitung nur geringfügig sinkt. Mit dem Flächenwiderstand der Kanalbereiche sinkt auch der Innenwiderstand der Pixelverstärker, so dass die Ausgangseckfrequenz f_L des Pixelverstärkers entsprechend der wachsenden Anforderung an die Bandbreite proportional zur Zahl der Pixel pro Spalte ansteigen kann.

Bei der Skalierung der CMOS-Strukturgrößen mit α_S steigt die Rauschleistung aller Rauschkomponenten entsprechend Gleichung 177 an. Das Schrotrauschen und das 1/f-Rauschen von Foto- und Dunkelstrom sowie das Rauschen von R_P steigen nur relativ schwach an:

$$\left\{ \overline{u_{C,SD}^2}, \overline{u_{C,SF}^2}, \overline{u_{C,1/f,S}^2}, \overline{u_{C,1/f,F}^2}, \overline{u_{C,R_P}^2} \right\} \propto \frac{4\alpha_S^2}{(1+\alpha_S)^2} \quad (189)$$

Das Resetrauschen steigt stärker an. Seine Rauschleistung ist proportional zum Kehrwert der Integrationskapazität:

$$\overline{u_{Res}^2} \propto \frac{2\alpha_S^2}{1+\alpha_S} \quad (190)$$

Das dielektrische Rauschen steigt aufgrund der logarithmischen Abhängigkeit der Zahl der Dekaden von der Leitungseckfrequenz f_L geringfügig stärker als das Resetrauschen. Das Rauschen des Serienwiderstandes steigt am stärksten an:

$$\overline{u_{C,R_S}^2} \propto \frac{4\alpha_S^3}{(1+\alpha_S)^2} \quad (191)$$

Bei einer Verringerung der Strukturgrößen um den Faktor $\alpha_S=10$ steigt die Rauschleistung des Schrotrauschens auf das 3,3-fache, die Rauschleistung des Resetrauschens steigt auf das 18-fache und die Rauschleistung des Serienwiderstands auf das 33-fache an. Trotzdem trägt das Rauschen des Serienwiderstands dann nur weniger als 1% zur gesamten Rauschleistung im Dunkelfall bei.

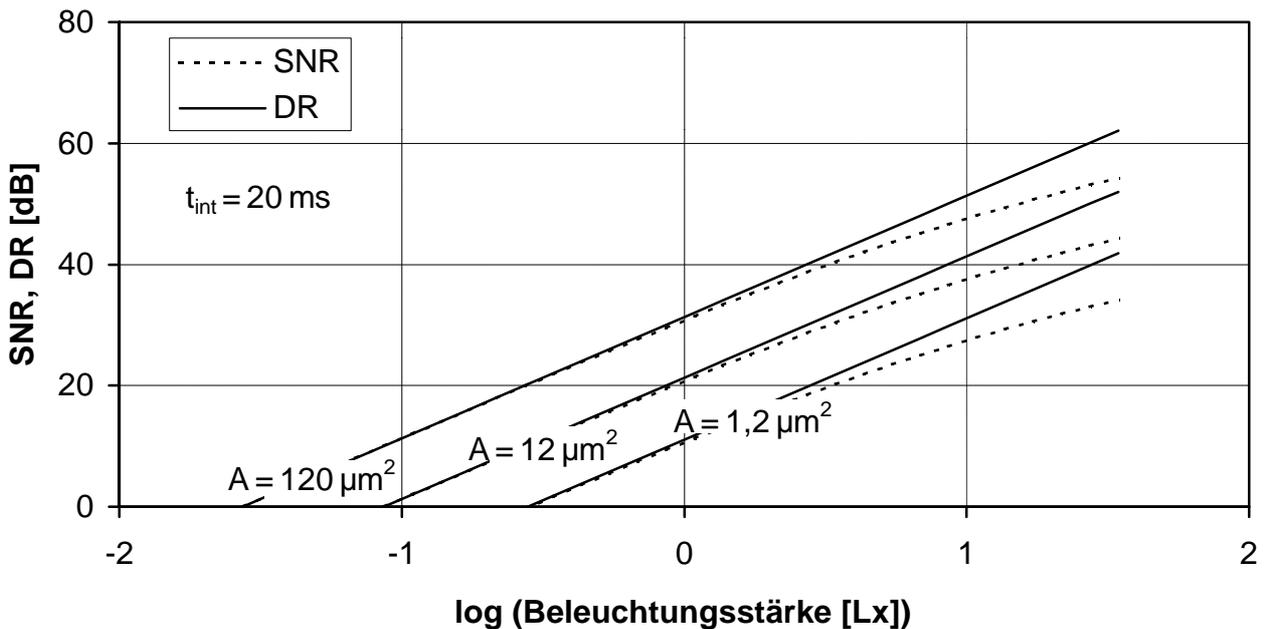


Abb. 54: SNR und DR beim HIRISE II mit Sourcefolgerpixeln als Funktion der Pixelgröße bei konstanter Fläche des Pixelarrays und konstanter spezifischer Detektorkapazität

Der Dynamikbereich und das Signalrauschverhältnis für den HIRISE II-Bildsensor mit Sourcefolgerpixeln ist in Abb. 54 für verschiedene Pixelgrößen bei steigender Pixelzahl dargestellt. Bei einer Skalierung ergibt sich für $\alpha_S=3,2$ eine Pixelfläche von $12 \mu\text{m}^2$ bei 10^7 Pixeln und für $\alpha_S=10$ eine Pixelfläche von $1,2 \mu\text{m}^2$ bei 10^8 Pixeln. Der HIRISE II wurde mit einem $0,8 \mu\text{m}$ -Prozess hergestellt und die Skalierung mit $\alpha_S=10$ entspricht einer Strukturgröße von 80 nm, welche für die DRAM-Produktion entsprechend dem ITRS99-Technologieplan im Jahre 2008 unterschritten sein soll [237] und aller Wahrscheinlichkeit nach einige Jahre später auch bei Standard-ASIC-Prozessen zur Verfügung stehen wird.

Die Berechnung des Rauschens bei der Verringerung der Strukturgrößen ist mit einer Unsicherheit bezüglich der Randbedingungen der Skalierung verbunden, weil Versorgungsspannungen, spezifische Kapazitäten und andere Parameter zukünftiger CMOS-Technologien zur Zeit nicht exakt angegeben werden können. Einerseits muss diese Unsicherheit bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden und andererseits ist bei Abweichungen der Parameter von den in dieser Arbeit angegebenen Prognosen eine aktualisierte Berechnung erforderlich.

Beim HIRISE II erlaubt der Detektor noch ein SNR von 54 dB und ein DR von 62 dB. Mit $\alpha_S=3,2$ begrenzt der Detektor den SNR auf ≈ 43 dB sowie den DR auf ≈ 49 dB. Mit $\alpha_S=10$ sinkt der SNR auf ≈ 33 dB sowie der DR auf ≈ 38 dB. Sowohl der Anstieg der Rauschleistung aller Rauschkomponenten als auch die Verringerung der Versorgungsspannung tragen zur Reduzierung von SNR und DR bei. Das thermisch bedingte Rauschen nimmt bei der Skalierung stärker zu als das Rauschen des Fotostromes, so dass der Abstand zwischen SNR und DR abnimmt.

Bei der Skalierung verringert sich die Signalspannung auf der Integrationskapazität bei gleichbleibender Beleuchtungsstärke, weil der Strom stärker als die Integrationskapazität absinkt. Also verringert sich die Empfindlichkeit des Bildsensors bei der Skalierung, wenn die Pixelzahl entsprechend erhöht wird. Die kleinste detektierbare Beleuchtungsstärke steigt mehr als proportional zur Zahl der Pixel bzw. zur Wurzel der reziproken Pixelfläche an.

6.5.2 Gleichbleibende Pixelzahl

Bei der Verringerung der Strukturgrößen und gleichbleibender Pixelzahl sinkt die Fläche des Pixelarrays in gleicher Weise wie die Fläche eines Pixels. Die Verkleinerung der Arrayfläche erlaubt jedoch eine stärkere Bündelung des einfallenden Lichtes, so dass die Fotostromdichte im Detektor ansteigt und der Fotostrom im Pixel konstant bleibt. Aufgrund der stärkeren Bündelung des einfallenden Lichtes steigt die Empfindlichkeit an, das heißt der Einsatzbereich des Detektors verschiebt sich zu kleineren Beleuchtungsstärken. Um diesen Sachverhalt zu berücksichtigen, werden DR und SNR auf die externe Beleuchtungsstärke des auf das Objektiv einfallenden Lichtes bezogen. Dabei wird im Weiteren vorausgesetzt, dass die verwendeten Objektive bei der Verringerung der Arraygröße in Bezug auf die optischen Verluste und die Größe der Einfallspupille unverändert bleiben. Um den direkten Vergleich der in diesem und im vorherigen Kapitel berechneten Dynamikbereiche und Signalrauschverhältnisse zu ermöglichen, wird ferner davon ausgegangen, dass die Beleuchtungsstärken des auf das Objektiv einfallenden Lichtes und des auf den Bildsensor einfallenden Lichtes bei der Pixelgröße A_0 gleich groß sind.

Bei sinkender Arrayfläche verringert sich auch die Länge der Ausleseleitung, so dass die Kapazität C_L der Ausleseleitung stärker sinkt als bei steigender Pixelzahl. Zudem sinkt auch der Innenwiderstand der Pixelverstärker, so dass die Ausgangseckfrequenz f_L des Pixelverstärkers deutlich ansteigt, obwohl bei konstanter Pixelzahl keine erhöhte Anforderung an die Bandbreite besteht. Die zum Auslesen aller Pixel benötigte Zeit nimmt also bei der Verringerung der Strukturgrößen ab. Das dielektrische Rauschen steigt aufgrund der höheren Leitungseckfrequenz geringfügig stärker an als bei steigender Pixelzahl. Alle anderen Rauschkomponenten sind bei entsprechendem Fotostrom ebenso groß wie bei steigender Pixelzahl.

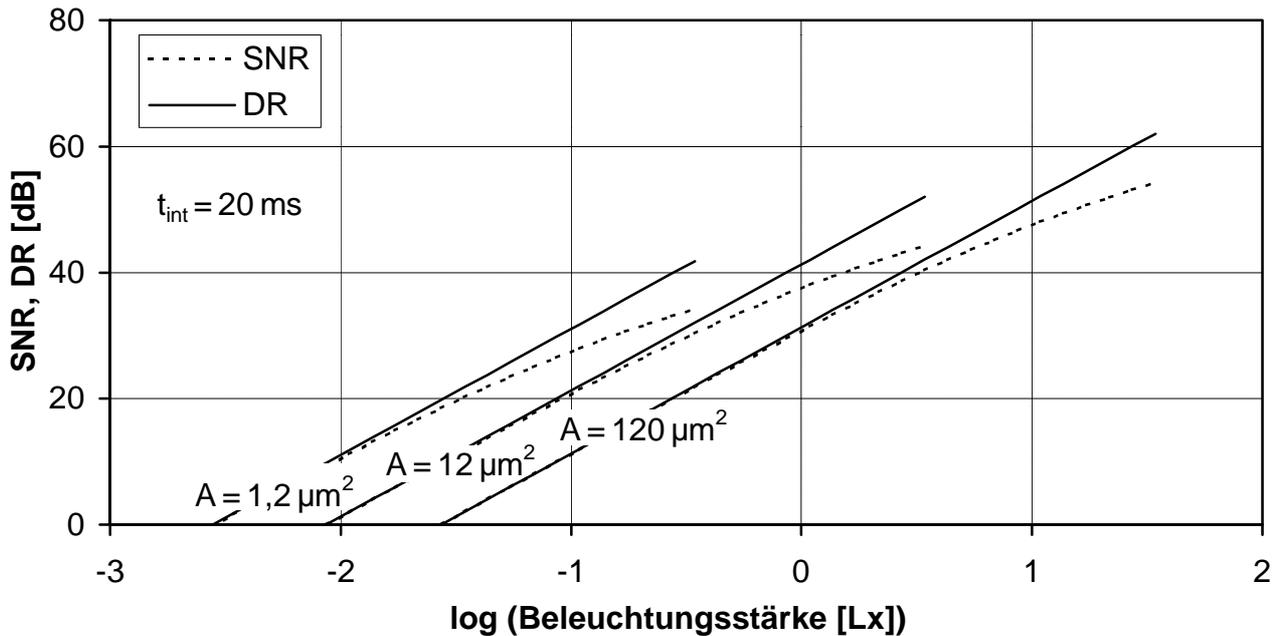


Abb. 55: SNR und DR beim HIRISE II mit Sourcefolgerpixeln als Funktion der Pixelgröße bei gleichbleibender Pixelzahl und konstanter spezifischer Detektorkapazität

Der Dynamikbereich und das Signalrauschverhältnis für den HIRISE II-Bildsensor ist in Abb. 55 für verschiedene Pixelgrößen bei gleichbleibender Pixelzahl dargestellt. Gegenüber dem Fall steigender Pixelzahl von Abb. 54 sind der DR und der SNR bei gleichbleibender Pixelzahl nur unwesentlich kleiner, was auf die höhere Ausgangssekquenz des Pixelverstärkers zurückzuführen ist. Mit sinkender Pixelgröße steigt die Empfindlichkeit bezüglich des auf das Objektiv einfallenden Lichtes deutlich an, weil sich die Reduzierung der Integrationskapazität stärker auswirkt als der Anstieg des Rauschens. Die kleinste detektierbare Beleuchtungsstärke sinkt etwa proportional zur Wurzel der Pixelfläche ab.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine intensive Untersuchung des Rauschens von pin-Dioden auf der Basis amorphes Siliziums im Hinblick auf ihre Verwendung als Fotodetektoren in TFA-Bildsensoren vorgenommen. Die Untersuchung umfasst alle Rauschquellen der pin-Dioden und die in TFA-Bildsensoren auftretenden Rauschanteile, welche durch das elektrische Verhalten der pin-Dioden beeinflusst werden.

Die spezifischen Bedingungen des Ladungsträgertransportes in amorphem hydrogenisiertem Silizium wurden als Grundlage zur Beschreibung der thermisch bedingten Rauschmechanismen und der mit dem Ladungsträgertransport im Nichtgleichgewicht verbundenen Rauschmechanismen in der pin-Diode beschrieben. Dabei spielen die Wechselwirkungen zwischen ausgedehnten Zuständen und Dangling-Bond-Zuständen sowie der Ladungsträgertransport durch Hopping über Dangling-Bond-Zustände eine besondere Rolle. Die Zwischenbandzustände haben einerseits eine Bedeutung für die statistischen Fluktuationen der einzelnen Rauschmechanismen und andererseits bilden sie die Grundlage zur Erklärung deterministischer Fluktuationen und transienter Ströme. Das Defektpoolmodell von Stutzmann bildet die Grundlage zur Erklärung des Staebler-Wronski-Effektes. Der Staebler-Wronski-Effekt ist bei Schwankungen der Injektion mit einer langsamen deterministischen Fluktuation der Dangling-Bond-Dichte verbunden. Dies führt zu deterministischen Fluktuationen von Dunkelstrom und Fotostrom, welche nicht als Rauschen beschrieben werden, weil sie nicht statistisch bedingt sind. Diese Fluktuationen können auf spezifische Betriebsbedingungen von Bildsensoren, wie Beleuchtungsstärke, Detektorspannung und Temperatur, zurückgeführt werden. Bei direkter Sonneneinstrahlung auf das Objektiv ist mit einer Erhöhung des Dunkelstromes und einer Verringerung des Fotostromes zu rechnen.

Bei der Charakterisierung der pin-Diode hat die Untersuchung des Dunkelstromes eine zentrale Bedeutung, weil das Rauschen des Dunkelstromes wesentlich zum Rauschen von TFA-Bildsensoren beiträgt. Durch die Minimierung des Dunkelstromes kann der Dynamikbereich erhöht werden. Der statische Dunkelstrom setzt sich im Sperrbereich aus dem relativ kleinen Minoritätsträgerdiffusionsstrom, dem thermischen Generationsstrom und dem Kontaktinjektionsstrom zusammen.

Die thermische Generation über Zwischenbandzustände nimmt mit der Sperrspannung zu und geht beim Erreichen der vollständigen Verarmung in Sättigung. Der Generationsstrom ist proportional zur Zustandsdichte im Bereich der Bandmitte und zur Dicke der Diode. Bei einer 1 μm dicken Diode ist etwa bei einer Detektorspannung von -1 V vollständige Verarmung erreicht und es stellt sich ein Generationsstrom von etwa $0,04\text{ nA/cm}^2$ bei einer Zustandsdichte von $5 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}\text{ eV}^{-1}$ ein, welcher bei starker Alterung auf fast 1 nA/cm^2 ansteigen kann. Als Maßnahmen zur Reduktion des thermischen Generationsstromes kommen die Minimierung der Defektdichte in der i-Schicht und die Karbonierung der i-Schicht in Frage.

Des Weiteren tritt, insbesondere bei Dioden auf nicht planarisierten Substraten und bei zunehmender Sperrspannung, ein zusätzlicher Kontaktinjektionsstrom auf, welcher den Generationsstrom um einige Größenordnungen übersteigen kann. Der Kontaktinjektionsstrom beruht auf der Injektion von Minoritätsladungsträgern in die Raumladungszone und steigt insbesondere mit der Feldstärke an der TCO/p-Grenzfläche an. Die hohe Defektdichte im Bereich der p/i-Grenzfläche führt dazu, dass die Feldstärke dort deutlich größer ist als im Bereich der n/i-Grenzfläche. Bei Pixelarrays auf unebenen ASIC-Substraten treten in den Detektoren lokale Feldstärkespitzen sowohl am Rückkontakt als auch am Frontkontakt auf, welche auf die geometrischen Verhältnisse und die substratseitigen Randbedingungen für das Potential zurückgeführt werden können. Bei der Abscheidung von a-Si:H auf nicht planaren Substraten mit ausgeprägter Topografie entstehen interne Voidoberflächen oder zumindest Bereiche hoher Defektdichte. Diese defektreichen Bereiche grenzen direkt an die Zonen mit unterdurchschnittlicher normalisierter p-Schichtdicke und maximaler Feldstärke an, was am

Frontkontakt zu lokalen Injektionsströmen führt. Am Rückkontakt hingegen liegen die defektreichen Bereiche bei lokalen Minima der Feldstärke, so dass dort deutlich kleinere Injektionsströme zu erwarten sind. Der Kontaktinjektionsstrom von TFA-Bildsensoren mit pin-Dioden auf unebenen Substraten wird durch die Injektion von Elektronen am TCO/p-Kontakt dominiert. Die Planarisierung des ASIC-Substrates ist ein effektives Mittel zur Reduzierung des Injektionsstromes, weil dadurch lokale Bereiche hoher Defektdichte und Feldstärkespitzen am TCO/p-Kontakt reduziert werden. Durch die Verwendung weitgehend planarer ASIC-Substrate kann der Dunkelperrstrom der Detektoren bei TFA-Bildsensoren bis auf $0,2 \text{ nA/cm}^2$ reduziert werden.

Die Analyse des transienten Detektorstromes beim Spannungsschalten und beim Lichtschalten zeigt Stromänderungen, welche zum Teil nach 1000 Sekunden noch nicht vollständig abgeklungen sind. Dieses langsame Verhalten kann durch die Wechselwirkung zwischen der Umladung von Dangling-Bond-Zuständen im Bereich der Mitte der Bandlücke und der Änderung der Trap-Quasifermienergie erklärt werden. Beim Spannungsschalten zeigen sich die größten transienten Detektorströme bei einer deutlichen Veränderung des Verarmungszustandes im Bereich einer Sperrspannung von 0 V bis -1 V . Beim Spannungsschalten und beim Lichtschalten zeigen sich bei höherer Sperrspannung wie erwartet schnellere Stromänderungen kurz nach dem Schalten und erstaunlicherweise langsamere Stromänderungen zu einem späteren Zeitpunkt. Das hier erstmals beschriebene langsamere Langzeitverhalten bei höherer Sperrspannung kann zumindest teilweise durch das Absinken der Trap-Quasifermienergie mit zunehmender Verarmung erklärt werden: Weil sich bei zunehmender Verarmung die Trap-Quasifermienergie der Bandmitte nähert, sinken die Übergangsraten der entsprechenden Zustände ab, so dass sich die Änderung der Trap-Quasifermienergie und des Detektorstromes verlangsamt.

Beim Spannungsschalten und beim Lichtschalten kann die Dauer bis zum Erreichen des neuen Arbeitspunktes im Bereich einer Stunde liegen. Zur Messung der spektralen Rauschleistung eines statistischen Signals muss der Einfluss deterministischer Stromänderungen ausgeschlossen werden. Zur Untersuchung des niederfrequenten $1/f$ -Rauschens in a-Si:H-pin-Dioden bei kleinen Strömen im Sperrbereich müssen selbst kleine und extrem langsame Änderungen des Detektorstromes vermieden werden. Zur genauen Bestimmung des Rauschens bei niedrigen Frequenzen muss der Arbeitspunkt des Detektors etwa eine Stunde vor Beginn der Messung eingestellt werden.

Die Analyse des Ersatzschaltbildes der pin-Diode hat zu neuen Erkenntnissen über den Serienwiderstand und den dielektrischen Verlustfaktor geführt. Der interne Serienwiderstand der pin-Diode wird durch den Übergangswiderstand des TCO/p-Kontaktes dominiert und der Widerstand des p-dotierten Bereichs trägt nur geringfügig zum Serienwiderstand bei. Die Beiträge des n-seitigen Kontaktwiderstandes und des Bahngebietes können vernachlässigt werden. Der externe Serienwiderstand kann bei Pixeln von TFA-Bildsensoren gegenüber dem internen Serienwiderstand vernachlässigt werden. Zur genauen Bestimmung des Serienwiderstandes von pin-Dioden wurde ein Messverfahren entwickelt, welches auf einfache Weise mit einem LCR-Meter durchgeführt werden kann. Dieses Verfahren erlaubt die Bestimmung des Serienwiderstandes als Funktion der Detektorspannung im Sperrbereich und lässt Rückschlüsse auf Ladungsträgertransportmechanismen im Halbleiter zu. So konnte erstmals gezeigt werden, dass der Serienwiderstand mit steigender Frequenz stark abfällt. Dies konnte qualitativ und quantitativ durch das Variable-Range-Hopping bei der Fermienergie in der Raumladungszone des TCO/p-Kontaktes erklärt werden. Der interne Serienwiderstand kann also durch die Kombination eines Gleichspannungsleitwertes, welcher den Ladungsträgertransport in den Bändern beschreibt, mit einem frequenzabhängigen Hoppingleitwert, welcher den Transport in der Bandlücke bezeichnet, beschrieben werden.

Das thermische Rauschen der verlustbehafteten Kapazität ist eine Funktion des dielektrischen Verlustfaktors. Der Verlustfaktor der Kapazität beinhaltet auch Verluste aufgrund der Defektumladungen im Zwischenbandbereich und muss zur Beschreibung des thermischen Rauschens

vom dielektrischen Verlustfaktor unterschieden werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der dielektrische Verlustfaktor von a-Si:H-pin-Dioden bestimmt. Dazu wurde ein Messverfahren entwickelt, bei welchem die Einflüsse der Umladungen der Dangling-Bonds auf das Messergebnis aufgrund starker Extraktion in der Raumladungszone praktisch vollständig eliminiert wurden. Der dielektrische Verlustfaktor der untersuchten pin-Dioden liegt bei $4,5 \cdot 10^{-4}$ und entspricht den Spezifikationen von hochwertigen NDK-Keramik- und Styroflexkondensatoren. In Bezug auf das Rauschen genügt der dielektrische Verlustfaktor von a-Si:H den hohen Ansprüchen an Hochfrequenz-Sensorsysteme.

Das Rauschen in elektronischen Bauelementen beruht auf den Influenzströmen, welche die Bewegungen aller Ladungsträger des Bauelementes an den Elektroden hervorrufen. Dabei wird zwischen dem Rauschen aufgrund der thermischen Molekularbewegung und dem mit den Strömen im Bauelement verbundenen Rauschen unterschieden. Das thermische Rauschen des Realteils des komplexen Widerstandes der pin-Diode kann als Rauschen von Serienwiderstand, Parallelwiderstand und verlustbehafteter Detektorkapazität beschrieben werden. Auch das Resetrauschen und das Speicherrauschen in Bildsensoren sind dem thermischen Rauschen zuzuordnen. Sowohl der Fotostrom als auch der Dunkelstrom in a-Si:H-pin-Dioden weisen Schrotrauschen und $1/f$ -Rauschen auf. Schrotrauschen tritt auf, wenn Ladungsträger die Raumladungszone der pin-Diode durchlaufen. Beim Fotostrom und beim Dunkelstrom tritt eine Verringerung des Schrotrauschens auf, wenn die in der Raumladungszone generierten Ladungsträger nicht vollständig gesammelt werden. Die Verringerung des Schrotrauschens kann durch einen frequenz- und arbeitspunktabhängigen Abschwächungsfaktor beschrieben werden. Der Abschwächungsfaktor des Schrotrauschens konvergiert mit zunehmender Sperrspannung gegen eins. Das $1/f$ -Rauschen in Halbleitern kann als Fluktuation der Leitfähigkeit betrachtet und prinzipiell auf lokale Schwankungen der Zahl freier Ladungsträger und der Beweglichkeit zurückgeführt werden. Es kann davon ausgegangen werden, dass in pin-Dioden $1/f$ -Rauschen aufgrund der Wechselwirkung von Phononen mit dem Kristallgitter auftritt und dass das Quanten- $1/f$ -Rauschen nur in geringem Maße zum $1/f$ -Rauschen beiträgt. Auch das Tunneln von Elektronen am TCO/p-Kontakt gehört zu den Ladungsträgertransportmechanismen, welche einen Beitrag zum $1/f$ -Rauschen liefern können. Die Frage nach den physikalischen Ursachen und vorherrschenden Rauschmechanismen des $1/f$ -Rauschens in pin-Dioden ist jedoch noch nicht abschließend geklärt. Die verschiedenen in dieser Arbeit beschriebenen Mechanismen des $1/f$ -Rauschens können in homogenen Halbleiterbauelementen durch Hooges Gesetz mit jeweils unterschiedlichen Werten für Hooges Parameter α_H beschrieben werden.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der messtechnischen Untersuchung des Rauschens in a-Si:H-pin-Dioden. Die Messung des Rauschens des Detektorstromes über einen Frequenzbereich von sieben Dekaden bei Variation der Detektorspannung und der Beleuchtung sowie bei Detektorströmen bis herab in den Bereich des thermischen Generationsstromes stellt hohe Anforderungen an den experimentellen Aufbau. Durch die Nutzung zweier Räume eines Atombunkers und die Automatisierung des Messverfahrens konnten Störeinflüsse aufgrund von Temperaturschwankungen, Schall und langsamen Luftbewegungen, mechanischen Schwingungen und Gebäudeschwankungen sowie Netzstörungen und Einstreuungen praktisch vollständig eliminiert werden. Die spektrale Rauschleistungsdichte wurde in Durchlassrichtung bei einer Stromdichte von 30 nA/cm^2 bis 3 mA/cm^2 und in Sperrrichtung ab $0,1 \text{ nA/cm}^2$ bei einer Beleuchtungsstärke bis zu $30\,000 \text{ Lux}$ und einer Frequenz bis herab zu 10 mHz gemessen. Durch die Simulation der Rauschkomponenten des arbeitspunktabhängigen Systemrauschens wurde das Verfahren zur Messung des Rauschens im Bereich der Resonanzfrequenz sowie bei hohen Frequenzen deutlich verbessert. Damit konnten Messergebnisse an pin-Dioden erzielt werden, welche weit über den Messbereich bisheriger Veröffentlichungen hinausgehen. Es wurden sowohl im Durchlass- als auch im Sperrbetrieb neue Erkenntnisse über die Eigenschaften der pin-Dioden gewonnen. Das Rauschen der pin-Dioden wurde im Sperr- und Durchlassbereich bei Variation von Detektorspannung, Beleuchtung und Alterungszustand gemessen.

Bei Sperr- und moderaten Durchlassspannungen werden die Rauschspektren des Foto- und des Dunkelstromes im mittleren Frequenzbereich bis zur reziproken Transitzeit durch das Schrotrauschen dominiert. Im Sperrbereich herrscht bei der getemperten Diode bis zu einer Frequenz von 1 kHz volles Schrotrauschen vor. Mit zunehmender Defektdichte und steigender Vorwärtsspannung sinkt das Schrotrauschen ab. Die Absenkung des Schrotrauschens in a-Si:H-pin-Dioden konnte messtechnisch nachgewiesen werden. Im Vorwärtsbereich wurde bei der getemperten Probe bis zu einer Frequenz von 1 kHz keine bzw. nur eine kleine Absenkung des Schrotrauschens gemessen. Durch die Alterung sinkt das Schrotrauschen im Vorwärtsbereich deutlich ab. Die Leistungsdichte des Schrotrauschens sinkt bei 300 Hz auf 50 % und bei 2 kHz auf 39 % des vollen Schrotrauschens. Die Abschwächung des Schrotrauschens kann auf den Einfluss der Dangling-Bond-Defektdichte zurückgeführt werden und steht in Verbindung mit den Übergangsraten der Rekombinationszentren in der Raumladungszone. Das Schrotrauschen verringert sich im Bereich des Kehrwertes der mittleren Besetzungsdauern der Rekombinationszentren. Mit zunehmender Injektion bei Erhöhung der Detektorspannung im Vorwärtsbereich geht das Schrotrauschen in GR-Rauschen über.

Im Durchlassbereich tritt im Dunkelstrom von a-Si:H-pin-Dioden sowohl 1/f-Rauschen als auch GR-Rauschen aufgrund der Rekombination über Zwischenbandzustände und aufgrund von Einfang- und Freisetzvorgängen in Haftstellen auf. Bei kleiner Detektorspannung zeigen sich 1/f-Rauschspektren und bei starker Injektion dominiert das GR-Rauschen. Durch die Alterung steigt die Leistungsdichte und der Frequenzkoeffizient des Überschussrauschens im Durchlassbereich an. Diese Änderungen des Rauschspektrums können durch die Erhöhung der Dangling-Bond-Defektdichte in der Mitte der Bandlücke aufgrund des Staebler-Wronski-Effektes erklärt werden. Der Frequenzkoeffizient des Überschussrauschens fällt im getemperten und im gealterten Zustand mit zunehmender Injektion und insbesondere bei kleinen Frequenzen ab, weil die Eckfrequenzen der Lorentzspektren mit den Ladungsträgerkonzentrationen ansteigen. Dabei treten keine ausgeprägten Lorentzstufen auf, weil die lokalisierten Zustände in der Bandlücke kontinuierlich verteilt sind. Die Rekombination über Defekte im Bereich der Mitte der Bandlücke trägt bei starker Injektion nennenswert zum niederfrequenten Rauschspektrum bei. Bei hohen Frequenzen wird das Rauschspektrum durch Einfang- und Freisetzvorgänge dominiert.

Das Überschussrauschen des Dunkelstromes von a-Si:H-pin-Dioden im Sperrbetrieb konnte im Rahmen dieser Arbeit bis herab zu einem Detektorstrom im Bereich des thermischen Generationsstromes gemessen werden. Im Sperrbetrieb tritt beim Dunkelstrom nahezu ideales 1/f-Rauschen auf. Die Leistungsdichte des Überschussrauschens weist ein ideales 1/f-Spektrum auf. Bei kleinen Dunkelströmen im Bereich des thermischen Generationsstromes steigt die 1/f-Rauschstromdichte etwa linear mit dem Strom an. Bei größeren Dunkelströmen zeigt sich ein geringfügig stärkerer Anstieg. Dieser Anstieg der auf den Dunkelstrom bezogenen Rauschstromdichte des 1/f-Rauschens kann durch Korrelationseffekte im Injektionsstrom verursacht werden. Er ist vermutlich auf die korrelierte Injektion von Elektronen beim Tunnelstrom in der Raumladungszone des Schottkykontaktes an der TCO/p-Grenzschicht zurückzuführen. Bei gleicher Stromdichte ist das Überschussrauschen des Dunkelstromes im Sperrbereich deutlich größer als im Durchlassbereich.

Das Überschussrauschen des Fotostromes zeichnet sich wie das Überschussrauschen des Dunkelstromes im Sperrbereich durch ein 1/f-Spektrum aus. Trotzdem kann dieses Rauschen nicht als ideales 1/f-Rauschen bezeichnet werden, weil die 1/f-Rauschstromdichte weniger als proportional zum Fotostrom ansteigt. Beim Fotostrom ist die Rauschleistungsdichte des 1/f-Rauschens um einige Größenordnungen kleiner als beim Dunkelstrom im Sperrbereich.

Es konnte gezeigt werden, dass die Superposition des 1/f-Rauschens von Dunkelstrom und Kurzschlussfotostrom eine gute Näherung zur Berechnung des 1/f-Rauschens des Hellstromes in pin-Dioden bei Sperr- und kleiner Durchlassspannung ist. Die lineare Superposition der Rauschleistungen gilt sowohl für das Schrotrauschen als auch für das 1/f-Rauschen und ermöglicht die

Berechnung des Gesamtrauschens bei unterschiedlichen Arbeitspunkten als Funktion von Dunkelstrom und Fotostrom. Hooges Gesetz, welches das $1/f$ -Rauschen als Funktion der Bauteilgröße beschreibt, gilt nicht für pin-Dioden. Die Berechnung des $1/f$ -Rauschens von Dunkelstrom und Fotostrom als Funktion der Pixelfläche konnte durch die Entwicklung einer Modifikation von Hooges Gesetz erreicht werden. Mit Hilfe dieser Modifikation und dem Superpositionsprinzip kann die Rauschleistungsdichte der pin-Dioden als Funktion von Fotostrom, Dunkelstrom, Pixelfläche, Integrationskapazität, Parallelwiderstand, Serienwiderstand, dielektrischem Verlustfaktor und den experimentell ermittelten Rauschkoeffizienten des $1/f$ -Rauschens berechnet werden. Diese Beschreibung der Rauschleistungsdichte gilt an den für pin-Detektoren üblichen Arbeitspunkten im Sperrbereich und auch bei moderaten Durchlassspannungen.

Das Spektrum der Rauschleistungsdichte des Detektorstromes ist im relevanten Frequenzbereich proportional zur Frequenz für das dielektrische Rauschen, konstant für das Schrotrauschen und das thermische Rauschen des Parallelwiderstandes und proportional zur reziproken Frequenz für das $1/f$ -Rauschen. Zur Berechnung der Rauschspannung auf der Integrationskapazität von TFA-Bildsensoren wurde ein Verfahren vorgestellt, welches die Berücksichtigung von Rauschquellen mit beliebigem Spektrum ermöglicht. Dieses Verfahren ist für Fotodetektoren im Ladungsspeichermodus allgemein gültig.

In TFA-Bildsensoren führt das thermische Rauschen von Detektor und Resettransistor zu Resetrauschen bzw. zu Speicherrauschen und Resetrauschen. Im statischen Fall werden diese Rauschkomponenten durch ideales kT/C -Rauschen beschrieben. Eine bessere Beschreibung wurde durch die Herleitung der Resetspannung für den transienten Fall erreicht, welcher beim Beenden des Resetvorgangs vorliegt. Es konnte erstmals gezeigt werden, dass bei konventionellen Bildsensoren mit aktiven Pixeln im transienten Fall Abweichungen vom idealen kT/C -Rauschen aufgrund des Millereffektes auftreten. Bei invertierenden Pixelverstärkern kann dieser Effekt zur Reduzierung des Resetrauschens genutzt werden.

Schließlich wurde die analytische Berechnung aller am Eingang des Pixelverstärkers auftretenden Rauschkomponenten als Funktion von Pixelfläche, Dunkel- und Fotostrom sowie Integrationszeit beschrieben. Die Berechnung der Begrenzungen von Dynamikbereich und Signalrauschverhältnis durch die mit der pin-Diode in Verbindung stehenden Rauschkomponenten wurden für TFA-Bildsensoren mit und ohne Zwischenspeicherung des Signals im Pixel vorgestellt. Die Ergebnisse wurden beispielhaft für den hochauflösenden HIRISE II-Bildsensor mit 10^6 Pixeln und den LARS II-Bildsensor mit lokal autoadaptiver Belichtungszeitregelung dargestellt. Das Rauschen des Pixelverstärkers und im Signalweg nachfolgenden ASIC-Rauschkomponenten wurden dabei nicht berücksichtigt.

Beim HIRISE II wird das Rauschen am Eingang des Pixelverstärkers bei starker Beleuchtung durch das Schrotrauschen des Fotostromes dominiert und das $1/f$ -Rauschen des Fotostromes trägt nennenswert zum Gesamtrauschen bei. Bei einer Integrationszeit von 0,2 ms und kleiner Beleuchtungsstärke unter 100 Lux wird das Rauschen durch das Resetrauschen dominiert. Der Einfluss des $1/f$ -Rauschens des Dunkelstromes steigt mit der Integrationszeit an. Das $1/f$ -Rauschen dominiert das Rauschen bei einer Integrationszeit von 20 ms und kleiner Beleuchtungsstärke unter 1 Lux. Die Anteile der einzelnen Rauschkomponenten am Gesamtrauschen ändern sich bei gleicher relativer Aussteuerung mit der Integrationszeit. Die Leistung des $1/f$ -Rauschens des Fotostromes steigt weniger als linear mit der Integrationszeit an, während die Rauschleistung des Schrotrauschens des Dunkelstromes proportional und die $1/f$ -Rauschleistung des Dunkelstromes quadratisch mit der Integrationszeit ansteigt. Alle anderen Rauschleistungen bleiben unverändert. Das Rauschen des Dunkelstromes kann das Gesamtrauschen dominieren, wenn zur Detektion niedriger Beleuchtungsstärke eine lange Integrationszeit benötigt wird. Dann sollte der Dunkelstrom durch Reduzierung der Detektorspannung, Optimierung des Detektors oder durch Kühlung des Bildsensors verringert werden.

Beim HIRISE II-Bildsensor wird bei einer Integrationszeit von 20 ms und 30 Lux ein Dynamikbereich von 62 dB und ein Signalrauschverhältnis von 54 dB erreicht. Bei 10-facher Beleuchtungsstärke sowie entsprechend kürzerer Integrationszeit nimmt das Signalrauschverhältnis leicht zu. Der Dynamikbereich steigt bei Vollaussteuerung um etwa 10 dB an, weil der relative Einfluss des $1/f$ -Rauschens des Dunkelstromes sinkt. Der LARS II-Bildsensor weist einen Dynamikbereich von mehr als 70 dB für das Signal auf der Integrationskapazität und von 60 dB für das zusätzliche Integrationszeitsignal auf, so dass ein maximaler Dynamikbereich von mehr als 130 dB erreicht wird. Das Signalrauschverhältnis liegt beim LARS II bei starker Beleuchtung zwischen 64 und 68 dB.

Das thermische Rauschen des Serienwiderstands und des Parallelwiderstands sowie das dielektrische Rauschen tragen zum Resetrauschen bei und haben darüber hinaus, wie auch das Schrotrauschen des Dunkelstromes, keinen wesentlichen Einfluss auf das Gesamtrauschen des HIRISE II und des LARS II. Das dielektrische Rauschen und das Rauschen des Serienwiderstands sind jedoch bei Sensorsystemen mit breitbandigen Pixelverstärkern von Bedeutung. Bei Puls-Shaping-Sensorsystemen [127, 217] mit hohen Eingangseckfrequenzen (z. B. 300 MHz) für die Röntgen- und Gammastrahlenspektroskopie oder bei pyroelektrischen Infrarotsensoren [240] kann das dielektrische Rauschen das Gesamtrauschen dominieren.

Bei Vollaussteuerung wird das Rauschen bei beiden Bildsensoren durch das Schrotrauschen des Fotostromes dominiert. Ein hohes Signalrauschverhältnis und eine hohe Empfindlichkeit des Detektors können in diesem Arbeitsbereich nur durch die Optimierung von Quantenwirkungsgrad und Füllfaktor erreicht werden. Diesbezüglich sind TFA-Bildsensoren den CMOS-Bildsensoren überlegen, weil sowohl ein höherer Füllfaktor als auch ein höherer Quantenwirkungsgrad erreicht wird. Dieser grundlegende Vorteil wirkt sich bei der Minimierung der Pixelfläche mit vorgegebener CMOS-Strukturgröße stärker aus, weil eine Verkleinerung der Pixelfläche von CMOS-Bildsensoren zur Verringerung des Füllfaktors führt. CMOS-Bildsensoren benutzen Fotodioden und Fotogates als Fotodetektoren. Bei Standard-CMOS-Technologien nimmt der Quantenwirkungsgrad dieser Detektoren bei der Skalierung der CMOS-Strukturgrößen ab, weil die Dotierungskonzentrationen zunehmen und die Implantationstiefe abnimmt [241]. Bei der TFA-Technologie hingegen wird der Quantenwirkungsgrad der Detektoren nicht oder nur unwesentlich durch die zukünftige Verkleinerung der CMOS-Strukturgrößen beeinträchtigt werden. Also ist damit zu rechnen, dass sich der Vorteil von TFA-Bildsensoren gegenüber CMOS-Bildsensoren in Bezug auf das erreichbare Signalrauschverhältnis der Fotodetektoren in Zukunft noch deutlicher auswirken wird.

Die fortschreitende Miniaturisierung der CMOS-Strukturgrößen ermöglicht in Zukunft die Herstellung von TFA-Bildsensoren mit deutlich kleinerer Pixelfläche, höherer Pixelzahl, besserem örtlichen Auflösungsvermögen und höherer Funktionalität. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse und der Technologieplan „International Technology Roadmap for Semiconductors“ für die Skalierung erlauben eine Prognose der Entwicklung von Dynamikbereich und Signalrauschverhältnis bei zukünftigen Generationen von TFA-Bildsensoren.

Die Parameter zukünftiger CMOS-Technologien können zur Zeit nicht exakt angegeben werden, so dass die Berechnung des Rauschens bei der Skalierung mit einer Unsicherheit verbunden ist. Wenn beim HIRISE II die Pixelfläche bei der Skalierung um den Faktor 10 reduziert wird, ist mit einem Abfall des SNR um ≈ 11 dB auf ≈ 43 dB und des DR um ≈ 13 dB auf ≈ 49 dB zu rechnen. Bei einer Verringerung der Pixelfläche um den Faktor 100 würde der SNR auf ≈ 33 dB sowie der DR auf ≈ 38 dB sinken. Dabei würde mit 10^8 Pixeln die Zahl der Fotorezeptoren des menschlichen Auges [242] erreicht. Eine weitergehende Erhöhung der Pixelzahl ist also nur bedingt sinnvoll. Der optische Eindruck der Qualität eines Fernsehbildes ist bei einem SNR von 34 dB gut und bei 40 dB praktisch rauschfrei [243]. Bei einer Verringerung der Pixelfläche um den Faktor 10 auf $12 \mu\text{m}^2$ erlaubte das zeitliche Rauschen der pin-Detektoren also noch eine sehr gute Bildqualität. Zur Reduzierung von SNR und DR tragen sowohl der Anstieg der Rausch-

leistung aller Rauschkomponenten als auch die Verringerung der maximalen Signalspannung bei. Bei der Skalierung nimmt das thermisch bedingte Rauschen stärker zu als das Rauschen des Fotostromes, so dass der Abstand zwischen SNR und DR abnimmt. Diese Entwicklung deutet darauf hin, dass bei fortschreitender Minimierung der Pixelgröße und Maximierung der Ortsauflösung von TFA- und CMOS-Bildsensoren das Kriterium temporäres Rauschen in Zukunft gegenüber anderen Optimierungskriterien an Gewicht gewinnen wird.

Bei gleichbleibender Pixelzahl steigt die Empfindlichkeit bezüglich des auf das Objektiv einfallenden Lichtes deutlich mit sinkender Pixelgröße an, weil sich die Reduzierung der Integrationskapazität stärker auswirkt als der Anstieg des Rauschens. Die kleinste detektierbare Beleuchtungsstärke sinkt etwa proportional zur Wurzel der Pixelfläche ab. Wenn hingegen die Pixelzahl bei der Skalierung mit gleichbleibender Arraygröße ansteigt, verringert sich die Empfindlichkeit des Bildsensors bezüglich des auf das Objektiv einfallenden Lichtes, weil die Stromdichte stärker als die Integrationskapazität absinkt. Die kleinste detektierbare Beleuchtungsstärke steigt dann mehr als proportional zur Zahl der Pixel an.

Der Anstieg aller Rauschkomponenten, welcher im Rahmen der Skalierung bei der Verringerung der Pixelgröße auftritt, wird im Wesentlichen durch das Absinken der Integrationskapazität verursacht. Wenn das Absinken der Integrationskapazität bei der Miniaturisierung der Pixelgröße verringert oder verhindert wird, kann der Anstieg des Rauschens unterdrückt werden. Bei der Wahl der Integrationskapazität muss grundsätzlich ein Kompromiss zwischen der Forderung einer hohen Spannungsempfindlichkeit des Detektors einerseits sowie dem Ziel der Maximierung von Dynamikbereich und Signalrauschverhältnis andererseits geschlossen werden. Bei der Verringerung der Pixelgröße mit konstanter Integrationskapazität sinkt zwar die Empfindlichkeit der Pixeleingangsstufe bezüglich des auf den Bildsensor einfallenden Lichtes ab, doch die Empfindlichkeit bezüglich des auf das Objektiv einfallenden Lichtes bleibt bei konstanter Pixelzahl unverändert. Dabei sinken Dynamikbereich und Signalrauschverhältnis entsprechend der Reduktion der Versorgungsspannung nur geringfügig. Die TFA-Technologie erlaubt die Optimierung des Fotodetektors unabhängig von den Kriterien zur Optimierung der Pixelelektronik. Die spezifische Kapazität des Detektors kann beispielsweise durch Verringerung der i-Schichtdicke erhöht werden. Zudem kann auch das Absinken der ASIC-Komponente der Integrationskapazität reduziert werden, um das Rauschen zu unterdrücken. Dabei muss zwischen der Kapazität zwischen dem Eingang des Pixelverstärkers und einem konstanten Potential und der Kapazität zwischen Eingang und Ausgang des Pixelverstärkers unterschieden werden, da sie die Abweichung des Resetrauschens vom idealen kT/C -Rauschen unterschiedlich beeinflussen (vgl. Kapitel 6.2.3.1). Durch Berücksichtigung dieses Sachverhaltes kann das Resetrauschen insbesondere bei Verwendung von Inverterpixeln minimiert werden. Die Variation dieser beiden Kapazitäten kann beim Entwerfen des Pixellayouts durch die Änderung der Lage von Leiterbahnen, Detektorrückkontakt und anderer Metallisierungen erreicht werden. Durch die Erhöhung der Überlappungskapazitäten am Gate des Treibertransistors des Pixelverstärkers können beide Kapazitäten ohne erheblichen Flächenbedarf gezielt vergrößert werden, um das Resetrauschen zu reduzieren.

8 Anhang

8.1 Beleuchtungsverhältnisse und Erwärmung bei direkter Sonneneinstrahlung

Die Beleuchtungsverhältnisse von TFA-Bildsensoren unterscheiden sich grundlegend von denen der Solarzellen. Hier soll die Konzentration der Strahlung von Lichtquellen wie der Sonne durch das Linsensystem der Kamera auf lokale Bereiche des Detektors beschrieben und die dabei auftretende Erwärmung abgeschätzt werden. Bei direkter Sonneneinstrahlung mit Objektiv ist die lokale Beleuchtung am Detektor um einige Größenordnungen höher als die Beleuchtung am Detektor ohne Objektiv. Die Konzentration der Beleuchtung durch die Projektion der Sonne auf den Detektor ist zudem stark vom verwendeten Objektiv abhängig. Weil die Intensität der Strahlung einen wesentlichen Einfluss auf die Degradation des Detektors hat, soll die relative Erhöhung der lokalen Beleuchtungsstärke aufgrund des Objektivs berechnet werden.

Von der Erde aus betrachtet nimmt die Sonne den Raumwinkel

$$\varphi_S = 4\pi \frac{\pi r_S^2}{4\pi d_{SE}^2} = \pi \left(\frac{r_S}{d_{SE}} \right)^2 \quad (192)$$

ein, wobei r_S der Radius der Sonne und d_{SE} der Abstand zwischen Sonne und Erde ist. Der Raumwinkel des Objektivs der Kamera kann als Funktion des Öffnungswinkels $\theta_{\check{O}}$ ausgedrückt werden:

$$\varphi_K = 2\pi(1 - \cos(\theta_{\check{O}})) \quad (193)$$

Das Verhältnis dieser Raumwinkel ist ein Maß für die Konzentration des einfallenden Sonnenlichtes bei der Projektion der Sonne auf einen kleinen Bereich des Detektors in Bezug zur gesamten ausgeleuchteten Detektorfläche. Das Verhältnis zwischen der Fläche der Eingangspupille A_{EP} des Objektivs und der Fläche A_O der Projektion des gesamten Bildes auf der Ebene des Detektors ist ein Maß für die durchschnittliche Bündelung des einfallenden Lichtes bei vollständig geöffneter Blende. Wenn einerseits alle Lichtquellen außer der Sonne und andererseits die Verluste im Linsensystem unberücksichtigt bleiben, ist das Verhältnis zwischen der mittleren Beleuchtungsstärke im Bereich der auf den Detektor projizierten Sonne und der durchschnittlichen Beleuchtungsstärke des einfallenden Lichtes durch das Produkt der Verhältnisse von Raumwinkeln und Flächen gegeben:

$$V_S = \frac{\varphi_K}{\varphi_S} \cdot \frac{A_{EP}}{A_O} \quad (194)$$

Für das Verhältnis V_S , welches im Weiteren als Sonnenlichtverstärkung bezeichnet wird, ergibt sich mit Gleichung 193 und 192 eine einfache Beziehung:

$$V_S = \left(\frac{2d_{SE} \cdot \sin(\theta_{\check{O}}/2)}{r_S} \cdot \frac{d_{EP}}{d_O} \right)^2 \quad (195)$$

Dabei ist d_{EP} der Durchmesser der Eingangspupille und d_O der Durchmesser der ausgeleuchteten Fläche beim Detektor, welcher auch als Detektordiagonale bezeichnet wird. Die Sonnenlichtverstärkung soll nun am Beispiel eines Standardobjektivs der Spindler Hoyer GmbH für 2/3-Zoll CCDs mit den Datenblatt [72] angegebenen Parametern berechnet werden. Der Durchmesser der Eingangspupille ist der Quotient aus Brennweite und Blendenzahl und liegt bei diesem Objektiv bei 4 mm, während die Detektordiagonale entsprechend der Anforderungen für 2/3-Zoll CCDs 11 mm beträgt. Der doppelte Öffnungswinkel ist gleich 42° , so dass sich ein Öffnungswinkel $\theta_{\check{O}}$ von 21° ergibt. Mit einem mittleren Abstand zwischen Sonne und Erde von $1,5 \cdot 10^{11}$ m und einem Radius der Sonne von $7 \cdot 10^8$ m [244] ist die Sonnenlichtverstärkung gleich 807. Bei Verwendung dieses Objektivs übersteigt die mittlere lokale Beleuchtungsstärke im

Bereich der auf den Detektor projizierten Sonne also die Beleuchtungsstärke bei direkter Sonneneinstrahlung um knapp drei Größenordnungen.

Die maximale lokale Erwärmung des Detektors kann durch eine einfache Berechnung abgeschätzt werden. Dazu werden die Speicherung der Wärmeenergie im Detektor sowie die Konvektion und die Abstrahlung vernachlässigt. Des Weiteren wird angenommen, dass die Kamera der Sonne nachgeführt wird, so dass der Ort der Erwärmung unverändert bleibt und die Aufgabe statisch berechnet werden kann. Weiterhin wird vorausgesetzt, dass der Wärmefluss nicht wesentlich durch die Isolator- und Metallschichten des ASICs beeinflusst, sondern durch die Wärmeleitung des Siliziumwafers bestimmt wird. Der Radius r_W der Wärmequelle, das heißt der Radius der auf den Detektor projizierten Sonne, ist bei dem oben beschriebenen Objektiv mit $70\ \mu\text{m}$ etwa um eine Größenordnung kleiner als die übliche Dicke der Wafer von $600\ \mu\text{m}$ bzw. $800\ \mu\text{m}$. Der gesamte thermische Widerstand R_{th} , der die Ableitung der Wärme von einem kleinen Bereich auf der Oberfläche des Bildsensors über den Wafer und das Gehäuse beschreibt, wird dann durch den Bereich in der Nähe der Oberfläche dominiert. Also kann der Widerstand in erster Näherung durch die Wärmeleitung in einen unendlich ausgedehnten Siliziumblock berechnet werden, wobei die Wärmequelle der Einfachheit halber als in die Oberfläche eingelassene Hemisphäre mit dem Radius r_W beschrieben wird. Der thermische Widerstand kann dann mittels einer einfachen Integration abgeschätzt werden:

$$R_{th} = \int_{r_W}^{\infty} \frac{1}{\lambda_W \cdot 2\pi r_W^2} dr = \frac{1}{2\pi\lambda_W} \cdot \frac{1}{r_W} \quad (196)$$

Dabei ist der Radius der Wärmequelle durch

$$r_W = \sqrt{\left(\frac{d_O}{2}\right)^2 \cdot \frac{\varphi_S}{\varphi_K}} \quad (197)$$

gegeben. Die Wärmeleitfähigkeit λ_W des Siliziums ist eine Funktion der Temperatur [245]:

$$\lambda_W = \frac{1}{0,03 + 1,56 \cdot \frac{T}{1000\text{K}} + 1,65 \cdot \left(\frac{T}{1000\text{K}}\right)^2} \text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1} \quad (198)$$

Bei mäßiger Erwärmung kann mit einer Temperatur von $300\ \text{K}$ gerechnet werden:

$$R_{th}(300\text{K}) = 15 \frac{\text{K}}{\text{W}} \quad (199)$$

In Serie dazu liegt der thermische Widerstand des Bildsengehäuses, der bei einer 68-Terminal Keramikausführung ohne Kühlkörper bei $33\ \text{K/W}$ liegen kann [73].

Bei einer Einfallspupille von $4\ \text{mm}$ Durchmesser und einer AM 1,5 entsprechenden Beleuchtung ergibt sich für das Objektiv COC 3.5/14 eine einfallende Lichtleistung von etwa $10^{-2}\ \text{W}$ und eine zusätzliche Temperaturerhöhung von etwa $0,5\ \text{K}$. Bei Verwendung eines lichtstarken Objektivs mit einer Einfallspupille von etwa $4\ \text{cm}$ Durchmesser dominiert die eingestrahlte Leistung die gesamte abzuführende Leistung. Dann kann die zusätzliche Temperaturerhöhung aufgrund der eingestrahlten Leistung entsprechend obiger Abschätzung um etwa zwei Größenordnungen höher sein. Der hier berechnete Wärmewiderstand hängt vom Radius der auf den Detektor projizierten Sonne ab und ist somit eine Funktion der Parameter des Objektivs, so dass die Ergebnisse nicht unabhängig von der Wahl des Objektivs verallgemeinert werden dürfen.

8.2 Generationsstrom bei vollständiger Verarmung

Die Besetzung der Störstellen im Zwischenbandbereich stellt sich im statischen Zustand entsprechend der Einfangraten und Emissionsraten von Löchern bei der Wechselwirkung mit dem Valenzband und von Elektronen bei der Wechselwirkung mit dem Leitungsband ein. Bei vollständiger Verarmung können die Einfangraten der Störstellen gegenüber ihren Emissionsraten vernachlässigt werden. Dies gilt insbesondere für die Störstellen im Bereich der Mitte der Bandlücke, welche die thermische Generation dominieren. Die Emissionsraten einer Störstelle bei der Energie E_t sind entsprechend der Shockley-Read-Hall-Theorie für den Fall, dass der entsprechende Übergang möglich ist, durch

$$\lambda_n = v_{th} \cdot \sigma_n \cdot N_C \cdot e^{-\frac{E_t - E_C}{kT}} \quad (200 \text{ a})$$

und

$$\lambda_p = v_{th} \cdot \sigma_p \cdot N_V \cdot e^{-\frac{E_V - E_t}{kT}} \quad (200 \text{ b})$$

gegeben [103]. Dabei sind σ_n und σ_p die Einfangquerschnitte von Elektronen und Löchern, N_C und N_V die effektiven Zustandsdichten an den Bandkanten und v_{th} ist die thermische Geschwindigkeit. Die tatsächlichen Emissionsraten von Elektronen in das Leitungsband

$$r_{en} = \lambda_n \cdot f \quad (201 \text{ a})$$

und von Löchern in das Valenzband

$$r_{ep} = \lambda_p \cdot (1 - f) \quad (201 \text{ b})$$

sind Funktionen der Besetzungswahrscheinlichkeit f . Bei vollständiger Verarmung vereinfacht sich die Fermifunktion, da nur zwei Raten berücksichtigt werden müssen:

$$f = \frac{\lambda_p}{\lambda_n + \lambda_p} \quad (202)$$

Dabei ist die Rate der Generation von Elektronenlochpaaren für eine beliebige Störstelle im Zwischenbandbereich durch

$$r(E_t) = r_{en} = r_{ep} = \frac{\lambda_n \cdot \lambda_p}{\lambda_n + \lambda_p} \quad (203)$$

gegeben. Diese Rate kann als Parallelschaltung der beiden Emissionsraten betrachtet werden und ist somit kleiner als jede der einzelnen Raten. Das folgende Diagramm zeigt die in Bezug auf ihren Maximalwert normierten Rate der Generation einer Störstelle als Funktion der energetischen Lage der Störstelle. Es verdeutlicht, dass die Störstellen in einem relativ kleinen energetischen Bereich die thermische Generation in der Nähe der Mitte der Bandlücke dominieren. Das Maximum der normierten Rate liegt bei der Trap-Quasifermienergie E_{tqf} . Die normierte Rate fällt zu den Bandkanten hin steil ab und entspricht im Bereich $E_{tqf} - kT < E_t < E_{tqf} + kT$ einer Normalverteilung mit der Standardabweichung kT .

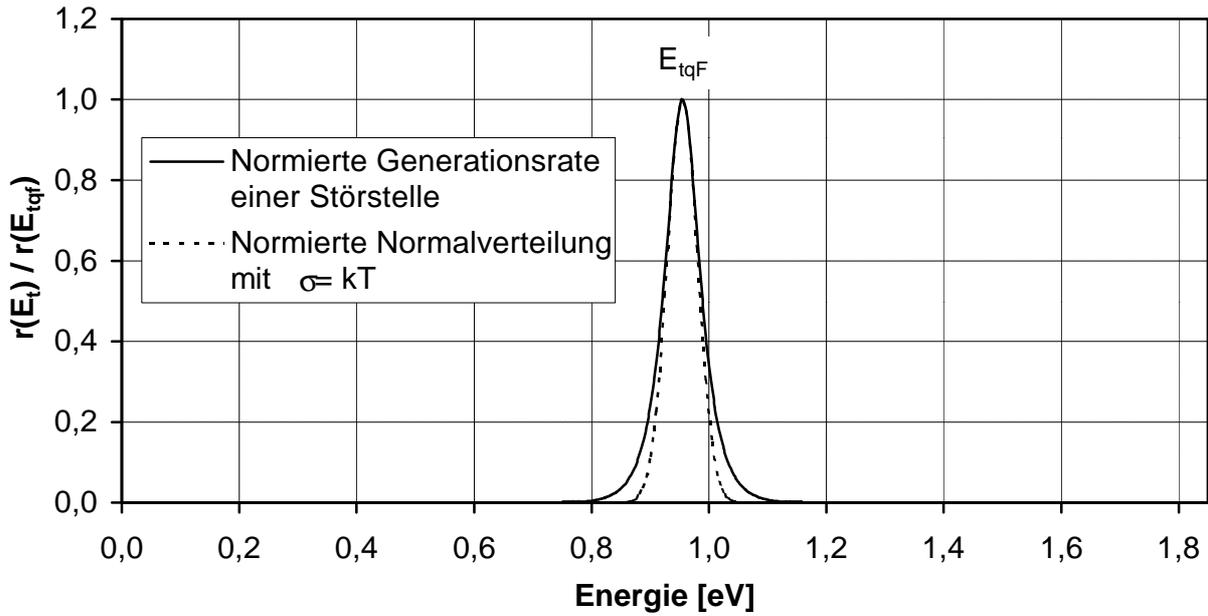


Abb. 56: Normierte Rate der Generation einer Störstelle als Funktion der Energie

Die Defekte bei der Trap-Quasifermienergie dominieren also die thermische Generation. Bei vollständiger Verarmung gilt für Störstellen an der Trap-Quasifermienergie

$$f = 0,5 \quad (204)$$

und

$$r_{en} = r_{ep} \quad (205)$$

Durch Einsetzen der Beziehungen 200, 201 und 204 in 205 kann die Trap-Quasifermienergie berechnet werden:

$$\frac{\sigma_n \cdot N_C}{\sigma_p \cdot N_V} \cdot e^{\frac{2E_{tqf} - E_C - E_V}{kT}} = 1 \quad (206)$$

$$E_{tqf} = E_C - \frac{E_G}{2} + \frac{kT}{2} \cdot \ln\left(\frac{\sigma_p \cdot N_V}{\sigma_n \cdot N_C}\right) \quad (207)$$

Der Einfangquerschnitt für Elektronen ist etwa eine Größenordnung kleiner als der Einfangquerschnitt für Löcher [104]:

$$\sigma_n = 0,1\sigma_p \quad (208)$$

Also liegt die Trap-Quasifermienergie bei gleichen Zustandsdichten an den Bandkanten etwa 30 meV über der Mitte der Beweglichkeitslücke. Mit einem Bandabstand von 1,85 eV ergibt sich eine Trap-Quasifermienergie von 0,855 eV und eine Aktivierungsenergie von 0,895 eV. Die analytische Integration der Beiträge aller Störstellen zur Generation ist mit erheblichem Rechenaufwand verbunden. Die numerische Integration der Beiträge aller Störstellen zur Generation liefert hingegen schnell ein einfaches Ergebnis. Es kann durch eine numerische Integration leicht gezeigt werden, dass gilt:

$$\int_{E_V}^{E_C} \frac{r(E_t)}{r(E_{tqf})} dE = r(E_{tqf}) \cdot \pi kT \quad (209)$$

Mit diesem Ergebnis kann die Generationsrate aller Störstellen bei konstanter Defektdichte einfach berechnet werden:

$$G = N_D(E_{tqf}) \cdot \pi kT \cdot r(E_{tqf}) \quad (210)$$

Mit

$$r(E_{tqf}) = v_{th} \cdot \sigma_n \cdot N_C \cdot e^{\frac{E_{tqf} - E_C}{kT}} \cdot f(E_{tqf}) \quad (211)$$

und

$$f(E_{tqf}) = 0,5 \quad (212)$$

ergibt sich die Generationsrate:

$$G = N_D(E_{tqf}) \pi \frac{kT}{2} \cdot v_{th} \cdot \sigma_n \cdot N_C \cdot e^{\frac{E_{tqf} - E_C}{kT}} \quad (213)$$

Weil bei vollständiger Verarmung an jeder Stelle des Halbleiters die aufeinander folgenden Stromimpulse der Emission eines Loches und eines Elektrons zusammen der Elementarladung e entsprechen, kann der Generationsstrom aus der Generationsrate, der Dicke der Diode und der Elementarladung berechnet werden:

$$J = e \cdot d \cdot G \quad (214)$$

Die Suche nach geeigneten Parametern für die thermische Geschwindigkeit bzw. die effektive Masse der Elektronen und insbesondere für den Einfangquerschnitt für Elektronen sowie die Zustandsdichte an der Leitungsbandkante kann erheblich vereinfacht werden: Entsprechend des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts ist das Produkt $v_{th} \sigma_n N_C$ im thermodynamischen Gleichgewicht gleich der Attempt-to-Escape-Frequenz ω_0 [104], was etwa der den Gitterschwingungen zugeordneten Phononenfrequenz entspricht. Brüggemann [104] gibt für ω_0 in a-Si:H den Bereich von 10^{11} s^{-1} bis 10^{14} s^{-1} an, während Street [246] einen Wert von etwa 10^{13} s^{-1} vorschlägt. So ergibt sich eine einfache Beziehung für den Generationsstrom bei vollständiger Verarmung:

$$J = e \cdot d \cdot N(E_{qf}) \cdot \frac{\pi}{2} kT \cdot \omega_0 \cdot e^{\frac{E_{tqf} - E_C}{kT}} \quad (215)$$

8.3 Symbolverzeichnis

α	Absorptionskoeffizient
α_D	defektbezogener Absorptionskoeffizient
α_H	Hooges Parameter
α_Q	Parameter des Quanten-1/f-Rauschens
α_S	Skalierungsfaktor
β_i	Amplitudenkoeffizient des 1/f-Rauschens (vgl. Tab. 4)
δ	Verlustwinkel
$\delta(t)$	Diracstoß
δ_{diel}	dielektrischer Verlustwinkel der pin-Diode
δ_{in}	dielektrischer Verlustwinkel der Eingangskapazität
ϵ_r	Dielektrizitätskonstante
ϵ_r	relative Dielektrizitätszahl
Γ	Abschwächungsfaktor des Schrotrauschens
Γ_C	spektrale Gewichtungsfunktion der Integration
Γ_{Cio}	Resetrauschfaktor
γ_i	Frequenzkoeffizient des 1/f-Rauschens (vgl. Tab. 4)
η	Spannungsverhältnis zur Beschreibung des Arbeitspunktes beim FET
φ	Phasenverschiebung
φ_S	Raumwinkel der Kamera
φ_S	Raumwinkel der Sonne
λ	Wellenlänge
λ_c	Einfangrate einer Haftstelle beim Zweiniveauvorgang
$\lambda_{c,n}$	Einfangrate einer Haftstelle für Elektronen vom Leitungsband
$\lambda_{c,p}$	Einfangrate einer Haftstelle für Löcher vom Leitungsband
λ_e	Emissionsrate einer Haftstelle beim Zweiniveauvorgang
$\lambda_{e,n}$	Emissionsrate einer Haftstelle für Elektronen ins Leitungsband
$\lambda_{e,p}$	Emissionsrate einer Haftstelle für Löcher ins Valenzband
λ_W	Wärmeleitfähigkeit
$\theta_{\bar{O}}$	Öffnungswinkel
$s_{hop}(\omega)$	Hoppingwechselstromleitfähigkeit
s_0	Vorfaktor der Hoppingleitfähigkeit
s_{hop}	Hoppingleitfähigkeit
σ_n	Einfangquerschnitt für Elektronen
σ_p	Einfangquerschnitt für Löcher
τ_t	Tunnelzeitkonstante
τ_L	Zeitkonstante von Ausgang des Pixelverstärkers und Ausleseleitung

τ_{Lo}	Relaxationszeitkonstante, Zeitkonstante des GR-Vorgangs
τ_S	Zeitkonstante für das Rauschen des Serienwiderstands
$\tau_T, \tau_{Tn}, \tau_{Tp}$	Transitzeiten
v_{th}	thermische Geschwindigkeit
ω	Drehfrequenz
ω_0	Phononenfrequenz, Attempt-to-Escape-Frequenz
a	Länge des Pixels
A	Pixelfläche bzw. Diodenfläche
A_{EP}	Fläche der Eingangspupille des Objektivs
A_{hop}	Konstante
a_{min}	minimaler auflösbarer Bildpunktabstand
A_O	Fläche des Pixelarrays
b	Länge des Pixelarrays
c	Lichtgeschwindigkeit
C_d	Verarmungskapazität des MOSFETs
C_E	Eulersche Konstante
c_i	Rauschkoeffizient des 1/f-Rauschens (vgl. Tab. 4)
C_i, C_{ip}	ASIC-Komponenten der Integrationskapazität
C_{ic}	Kapazität zwischen Eingang des Pixelverstärkers und konstantem Potential
C_{in}	Eingangskapazität
C_{int}	Integrationskapazität
C_{int-HF}	Integrationskapazität bei hoher Frequenz
C_{io}	Millerkapazität zwischen Eingang und Ausgang des Pixelverstärkers
C_L	Kapazität der Ausleseleitung
C_{ox}	Oxidkapazität des MOSFETs
C_P	Kapazität der pin-Diode
C_{Sp}	Speicherkapazität
C_w	Ausdehnungskoeffizient der Raumladungszone der pin-Diode
d	Dicke der pin-Diode
D	Diffusionskoeffizient
d_{EP}	Durchmesser der Eingangspupille
d_O	Länge der Detektordiagonalen
d_o	Objektivdurchmesser
DR	Dynamikbereich
$DR_{C_{int}}$	Dynamikbereich der Spannung auf der Integrationskapazität
DR_{tint}	Dynamikbereich der Integrationszeit
d_{SE}	Abstand zwischen Sonne und Erde
e	Elementarladung

E, E_0	Beleuchtungsstärke
E_C	Energieniveau des Leitungsbandes
E_G	Bandabstand
E_K	Feldstärke am Kontakt
E_t	Trapniveau
E_{tqf}	Trap-Quasifermienergie
E_V	Energieniveau des Valenzbandes
f	Frequenz
f_0	Eckfrequenz des RC-Gliedes
$f_1(\eta)$	Korrekturfunktion des thermischen Rauschens beim FET
f_1, f_2	Eckfrequenzen der Leerlaufverstärkung
f_L	Eckfrequenz des Pixelverstärkers
f_{Lo}	Eckfrequenz des Lorentzspektrums
f_O	Brennweite
f_{Res}	Resonanzfrequenz
$f_{\dot{U}}$	Übergangsfrequenz des Diffusionsrauschens
g	Leitwert
g'_{hop}	spezifischer Hoppingleitwert
g_{DS}	Kanalleitwert des FETs
g_{hop}	Hoppingleitwert
g_m	Steilheit des FETs
g_{max}	Kanalleitwert des FETs
g_{mb}	Bulksteilheit des FETs
h	Plancksches Wirkungsquantum
$\underline{H}(f)$	Übertragungsfunktion
$\overline{i'^2}$	einseitige spektrale Rauschleistungsdichte des Stromes
$\overline{i'}$	spektrale Rauschstromdichte
I_D	Dunkelstrom der pin-Diode / Drainstrom des FETs
I_F	Fotostrom
I_H	Hellstrom
I_S	Sperrsättigungsstrom
I_{sat}	Sättigungsstrom des FETs im Subschwellsbereich
J_0	Injektionsstromkonstante
J_D	Dunkelstromdichte
J_F	Fotostromdichte
J_H	Hellstromdichte
J_S	Sperrsättigungsstromdichte
k	Boltzmannkonstante

l_0	durchschnittliche zurückgelegte Entfernung beim Hopping
l_L	Lokalisierungslänge (Anderson-Modell)
l_t	effektive Tunnellänge
M_P, M_S	Defektkonstanten
ΔN	Überschussladungsträgerzahl
n	Elektronenkonzentration
N	Zahl freier Ladungsträger
N_A	effektive Dotierung der p-Schicht
N_C	effektive Zustandsdichte im Leitungsband
n_D	Idealitätsfaktor der Diode
ND_δ	Zahl der Dekaden beim dielektrischen Rauschen
N_D	Zustandsdichte im Zwischenbandbereich
N'_D	effektive (integrale) Zustandsdichte der tiefen Zustände
$ND_{1/f}$	Zahl der Dekaden beim 1/f-Rauschen
N'_{ind}	effektive Zustandsdichte lichtinduzierter Defekte
N_{int}	Zahl der gesammelten Ladungsträger
n_{res}	auslesespezifischer Faktor für das Resetrauschen
n_{Rp}	auslesespezifischer Faktor für das Rauschen des Parallelwiderstandes
n_{Rs}	auslesespezifischer Faktor für das Rauschen des Serienwiderstandes
N_V	effektive Zustandsdichte im Valenzband
p	Löcherkonzentration
q	Ladung
$r(E_{tqf})$	Generationsrate einer Störstelle
\underline{R}'_f	komplexer Millerwiderstand
R'_P	flächenbezogener Parallelwiderstand
R'_S	flächenbezogener Serienwiderstand
r_0	Kleinsignalwiderstand des Pixelverstärkers
r_d	differentieller Widerstand der pin-Diode
R_f	Rückkoppelungswiderstand
$R_{i1 i2}$	Kreuzkorrelationsfunktion
R_{ii}	Autokorrelationsfunktion
R_K	Kanalwiderstand
R_P	Parallelwiderstand
R_{qTCO}	TCO-Flächenwiderstand
$R_{S ext}$	externer Serienwiderstand der pin-Diode
$R_{S int}$	interner Serienwiderstand der pin-Diode
r_S	Radius der Sonne
R_S	Serienwiderstand der pin-Diode

R_{TCO}	Widerstand des TCO-Frontkontaktes
R_{th}	thermischer Widerstand
r_w	Radius der auf den Detektor projizierten Sonne
SNR	Signalrauschverhältnis
T	absolute Temperatur
t, τ	Zeit
t_{int}	Integrationszeit des Bildsensors
$\overline{u'^2}$	einseitige spektrale Rauschleistungsdichte der Spannung
$\overline{u'}$	einseitige spektrale Rauschspannungsdichte
U	Spannung
U_{DS}	Drain-Source-Spannung
U_F	Signalspannung
U_{GS}	Gate-Source-Spannung
U_L	Leerlaufspannung
U_o	Pixelausgangsspannung
U_{out}	Ausgangsspannung des Messverstärkers
U_T	Temperaturspannung
U_{th}	Schwellspannung
$U_{\ddot{U}}$	Übergangsspannung
Δv	Geschwindigkeitsänderung
\underline{V}	komplexe Leerlaufverstärkung
V_0	Gleichspannungsleerlaufverstärkung
V_{bi}	Bandverbiegung
V_S	Sonnenlichtverstärkung
v_x	Geschwindigkeitskomponente
W_e	fluktuierende elektrische Energie
$W_i(f)$	einseitige spektrale Rauschleistungsdichte des Stromes
W_m	fluktuierende magnetische Energie
w_{RLZ}	Raumladungszonenweite der pin-Diode
$w_{TCO/p}$	Raumladungszonenweite des Schottkykontaktes am TCO/p-Übergang
$W_u(f)$	einseitige spektrale Rauschleistungsdichte der Spannung
x_0	Tunnelparameter
\underline{Y}	komplexer Leitwert
\underline{Z}	komplexer Widerstand
\underline{Z}_{pin}	komplexer Widerstand der pin-Diode

9 Literatur

9.1 Literatur- und Quellenverzeichnis

- 1 N. N. Greenwood, A. Earnshaw: „Chemie der Elemente“, VCH Verlag, Weinheim, 420-421 (1990)
- 2 G. P. Weckler: “Operation of p-n Junction Photodetectors in a Photon Flux Integrating Mode”, IEEE J. Solid-State Circuits, **2**, 65-73 (1967)
- 3 G. E. Moore: “Cramming More Components onto Integrated Circuits”, Electronics, **38** (8) 114-117 (1965)
- 4 R. Chau: “30 nm and 20 nm Physical Gate Length CMOS Transistor”, vorgestellt am 10.06.2001 beim “2001 Silicon Nanoelectronics Workshop”, Kyoto, Japan
- 5 M. Wagner: „Optimierung von a-Si:H-Dünnschichtsolarzellen auf Glas- und Metallsubstraten“, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen (1996)
- 6 K. Suzuki: “Amorphous Silicon Large Area Displays”, in: T. Searle (Hrsg.), “Properties of Amorphous Silicon and its Alloys”, IEE, INSPEC, London, 325-336 (1998)
- 7 F. Schnieder: „Ein Beitrag zur Simulation des innerelektronischen Verhaltens von Dünnschichtstrukturen aus amorphen Siliziumlegierungen“, Dissertation, Technische Universität Dresden (1989)
- 8 M. J. Powell et al.: „Amorphous Silicon Image Sensor Arrays“, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **258**, 1127-1137 (1992)
- 9 R. L. Weisfield: „High Performance Input Scanning Arrays Using Amorphous Silicon Photodiodes and Thin-Film Transistors“, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **258**, 1105-1114, (1992)
- 10 H. Fischer: „Ein analoger Bildsensor in TFA (Thin Film on ASIC)-Technologie“, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen, 13-21 (1996)
- 11 K. Aflatooni et al.: “Dependence of Image Transient Behaviour on Operating Parameters of Amorphous Silicon Image Sensors”, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **557**, 827-832 (1999)
- 12 V. Butani: „X-Ray Inspection Rises to the Optoelectronics Challenge“, HDI, **4** (8) 14-15 (2001)
- 13 S. E. Kemeny et al.: „Charge-Coupled Devices and Solid-State Optical Sensors II“, Proc. SPIE, **1447**, 243-250 (1991)
- 14 S. K. Mendis et al.: „CMOS Active Pixel Image Sensors for Highly Integrated Systems“, IEEE J. Solid-State Circuits, **32**, 187-197 (1997)
- 15 H. Fischer et al.: „Thin Film on ASIC – a Novel Approach to Intelligent Image Sensors“, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **285**, 1139-1145 (1992)
- 16 J. Schulte et al.: „a-Si:H on ASIC – a new Approach to Intelligent Image Sensing“, in: H. Reichl (Hrsg.), „Micro System Technologies 92“, VDE-Verlag, Berlin, 265-275 (1992)
- 17 J. Schulte, H. Fischer, M. Böhm: „Intelligent Image Sensor for On-Chip Contour Extraction“, Sensors and Control for Automation, **2247**, 301-310 (1994)
- 18 M. Böhm et al.: “Image Sensors in Thin Film on ASIC Technology - Status & Future Trends”, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **507**, 327-338 (1998)
- 19 J. Schulte: „Intelligente Bildsensoren in TFA-Technologie am Beispiel eines Äquidensitensensors“, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen (1996)
- 20 A. Eckhardt et al.: “Image Sensors in TFA Technology and their Applications for Image Pre-Processing”, Proc. ESSDERC '98, 208-211 (1998)
- 21 F. Blecher et al.: „TFA Technology and its Application for Machine Vision“, 5th Int. Conf. on Mechatronics and Machine Vision in Practice Proc., 253-258 (1998)
- 22 P. Rieve: Spektralselektive optoelektronische Sensoren auf der Basis amorphen Siliziums, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen, 136-138 (2000)
- 23 A. Eckhardt et al.: „Image Sensors in TFA (Thin Film on ASIC) Technology with Analog Image Pre-Processing“, in: H. Reichl, E. Obermeier (Hrsg.), „Micro System Technologies '98“, VDE-Verlag, Berlin, 165-170 (1998)

- 24 M. Böhm: „Imagers Using Amorphous Silicon Thin Film on ASIC (TFA) Technology“, *J. Non-Cryst. Solids*, **266-269**, 1145-1151 (2000)
- 25 T. Lulé, B. Schneider, M. Böhm: „Design and Fabrication of a High Dynamic Range Image Sensor in TFA Technology“, *IEEE J. Solid-State Circuits*, Special Issue on the 1998 Symposium on VLSI Circuits, 704-711 (1999)
- 26 T. Lulé et al.: “Sensitivity of CMOS Based Imagers and Scaling Perspectives”, *IEEE Trans. Electron Devices*, **47**, 2110-2122 (2000)
- 27 Firmenadresse: Mentor Graphics Corporation, 8005 S. W. Boeckman Road, Wilsonville, OR 97070-7777, USA
- 28 Firmenadresse: Cadence Design Systems, Inc.: 555 River Oaks Parkway, San Jose, CA 95123, USA
- 29 F. Blecher et al.: „Simulation und experimentelle Verifikation von statistischen Kenngrößen und Rauschmodellen a-Si:H basierter optischer Sensoren“, DFG-Bericht zum Forschungsvorhaben Bo-772/3-2, 3-5 (1998)
- 30 B. Schneider et. al.: „TFA Image Sensors: From the One Transistor Cell to a Locally Adaptive High Dynamic Range Sensor“, *Technical Digest of International Electron Devices Meeting*, Washington D. C., 209-212 (1997)
- 31 B. Schneider, P. Rieve, M. Böhm: „Image Sensors in TFA (Thin Film on AASIC) Technology“, in: B. Jähne, H. Haußecker, P. Geißler (Hrsg.), „Handbook on Computer Vision and Applications“, Academic Press, Boston, 237-270 (1999)
- 32 R. C. Chittick, J. H. Alexander, H. F. Sterling: “The Preparation and Properties of Amorphous Silicon”, *J. Electrochem. Soc.*, **116**, 77-81 (1969)
- 33 W. Luft, Y. S. Tsuo: “Hydrogenated Amorphous Silicon Alloy Deposition Processes”, Marcel Dekker, New York, 99-139 (1993)
- 34 A. Gallagher: “The Formation and Behaviour of Particles in Silane Discharges”, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **557**, 3-12 (1999)
- 35 N. F. Mott: “Electrons in Disordered Structures”, *Adv. Phys.*, **16**, 49-144 (1967)
- 36 R. A. Street: “Hydrogenated Amorphous Silicon”, Cambridge University Press, Cambridge, 155-158 (1991)
- 37 P. Roca i Cabarrocas: “Growth of Undoped a-Si:H by PECVD”, in: T. Searle (Hrsg.), “Properties of Amorphous Silicon and its Alloys”, IEE, INSPEC, London, 3-12 (1998)
- 38 G. Schumm: „Defektstruktur in a-Si:H – Experimentelle Untersuchungen und Modellierung als thermodynamischer Gleichgewichtsprozeß“, Dissertation, Universität Stuttgart, 13 (1991)
- 39 A. Madan, M. P. Shaw: “The Physics and Applications of Amorphous Semiconductors”, Academic Press, Boston, 15 (1988)
- 40 P. Roca i Cabarrocas: “Growth of Doped a-Si:H by PECVD”, in: T. Searle (Hrsg.), “Properties of Amorphous Silicon and its Alloys”, IEE, INSPEC, London, 13-19 (1998)
- 41 R. A. Street: “Hydrogenated Amorphous Silicon”, Cambridge University Press, Cambridge, 130-134 (1991)
- 42 M. Stutzmann: “Data on Hydrogen in a-Si:H from NMR”, in: T. Searle (Hrsg.), “Properties of Amorphous Silicon and its Alloys”, IEE, INSPEC, London, 61-65 (1998)
- 43 M. Stutzmann: “Data on Hydrogen in a-Si:H from Diffusion and Effusion Studies”, in: T. Searle (Hrsg.), “Properties of Amorphous Silicon and its Alloys”, IEE, INSPEC, London, 66-73 (1998)
- 44 A. Madan, M. P. Shaw: “The Physics and Applications of Amorphous Semiconductors”, Academic Press, Boston, 7 (1988)
- 45 S. R. Elliot: “Physics of Amorphous Materials”, Longman, London, 207 (1984)
- 46 L. Ley: “Band Tails of a-Si:H: Photoemission and Absorption Data”, in: T. Searle (Hrsg.), “Properties of Amorphous Silicon and its Alloys”, IEE, INSPEC, London, 113-138 (1998)
- 47 E. N. Economou, C. M. Soukoulis, M. H. Cohen: “Exponential Tails in the Density of States”, *J. Non-Cryst. Solids*, **97&98**, 101-104 (1987)

- 48 W. Y. Ching, D. J. Lam, C. C. Lin: "Theoretical Studies of Electronic States Produced by Hydrogenation of Amorphous Silicon", *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 805-808 (1979)
- 49 E. N. Economou, D. A. Papaconstantopoulos: "Theory of Hydrogenated Silicon", *Phys. Rev. B*, **23**, 2042-2045 (1981)
- 50 B. von Roedern, L. Ley, M. Cardona: "Photoelectron Spectra of Hydrogenated Amorphous Silicon", *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 1576-1580 (1977)
- 51 J. Tauc, R. Grigorovici, A. Vancu: "Optical Properties and Electronic Structure of Amorphous Germanium", *Phys. Stat. Sol. B*, **15**, 627-637 (1966)
- 52 A. R. Forouhi: "Optical Functions", in: T. Searle (Hrsg.), "Properties of Amorphous Silicon", IEE, INSPEC, London, 309-342 (1989)
- 53 R. A. Street: "Hydrogenated Amorphous Silicon", Cambridge University Press, Cambridge, 83-91 (1991)
- 54 P. Rieve: „Spektralselektive optoelektronische Sensoren auf der Basis amorpher Siliziums“, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen, 43-45 (2000)
- 55 G. Schumm: „Defektstruktur in a-Si:H – Experimentelle Untersuchungen und Modellierung als thermodynamischer Gleichgewichtsprozeß“, Dissertation, Universität Stuttgart, 10-12 (1991)
- 56 R. A. Street: "Hydrogenated Amorphous Silicon", Cambridge University Press, Cambridge, 81-83 (1991)
- 57 N. F. Mott, E. A. Davis: "Electronic Processes in Non-Crystalline Materials", Clarendon Press, Oxford, 442-516 (1979)
- 58 R. A. Street: "Hydrogenated Amorphous Silicon", Cambridge University Press, Cambridge, 99-102 (1991)
- 59 R. A. Street: "Hydrogenated Amorphous Silicon", Cambridge University Press, Cambridge, 97-99 (1991)
- 60 R. E. I. Schropp, M. Zeman: "Amorphous and Microcrystalline Silicon Solar Cells", Kluwer, Boston, 138-135 (1998)
- 61 M. Stutzmann: "Weak-Bond Dangling-Bond Conversion in Amorphous Silicon, *Phil. Mag. B*, **56**, 63-70 (1987)
- 62 M. Stutzmann, W. B. Jackson, C. C. Tsai: "Light-Induced Metastable Defects in Hydrogenated Amorphous Silicon: A systematic study", *Phys. Rev. B*, **32**, 23-47 (1985)
- 63 H. Stiebig: „Entwicklung und Beschreibung von optoelektronischen Bauelementen auf der Basis amorpher Siliziums“, Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 41 (1997)
- 64 G. Schumm: „Defektstruktur in a-Si:H – Experimentelle Untersuchungen und Modellierung als thermodynamischer Gleichgewichtsprozeß“, Dissertation, Universität Stuttgart, 18-21 (1991)
- 65 M. Zeman et al.: "Application of the Defect Pool Model in Modelling of a-Si:H Solar Cells", *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **377**, 639-644 (1995)
- 66 W. Graf: „Lichtinduzierte transiente Änderungen der besetzten Zustandsdichte von amorphem wasserstoffhaltigem Silizium“, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 39-40 (1995)
- 67 D. L. Staebler, C. R. Wronski: "Reversible Conductivity Changes in Discharge Produced Amorphous Si^a", *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 292-294 (1977)
- 68 D. E. Carlson: "Light Induced Defects and the Staebler-Wronski Effekt in a-Si:H", in: T. Searle (Hrsg.), "Properties of Amorphous Silicon and its Alloys", IEE, INSPEC, London, 264-269 (1998)
- 69 D. E. Carlson et al.: "A Comparison of the Degradation and Annealing Kinetics in Amorphous Silicon and Amorphous Silicon-Germanium Solar Cells", *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **557**, 395-400 (1999)
- 70 J. Bruns: „Die Entwicklung eines numerischen Simulationsmodells für a-Si:H Solarzellen und seine Anwendung zur Analyse experimentell ermittelter Spektralcharakteristiken“, Dissertation, Technische Universität Berlin, 85-86 (1992)
- 71 M. Walder: „Degradation und Ausheilung einer Standard-Photodiode“, Unterlagen zum Vortrag bei der Silicon-Vision AG, Siegen (23.02.2001)

-
- 72 Datenblatt: „CCD Kameraobjektiv Typ COC 3.5/14 (C-Mount) für 3/2''-CCD“, Gesamtkatalog G3, Spindler Hoyer GmbH, Göttingen, M34 (1999)
- 73 M. Mahalingam: “Thermal Management in Semiconductor Device Packaging”, Proc. IEEE, **73**, 1396-1404 (1985)
- 74 S. Benthien et al.: “Vertically Integrated Sensors for Advanced Imaging Applications”, IEEE J. Solid-State Circuits, **35**, 939-945 (2000)
- 75 F. Smole, J. Furlan, M. Topic: “Internal Electric Field in Light-Degraded p-i-n a-Si:H Solar Cells”, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **297**, 631-636 (1993)
- 76 D. Monroe: “Hopping in Exponential Band Tails”, Phys. Rev. Lett., **54**, 146-149 (1985)
- 77 N. F. Mott: “Conduction in Glasses Containing Transition Metal Ions”, J. Non-Cryst. Solids, **1**, 1-17 (1968)
- 78 R. A. Street: “Hydrogenated Amorphous Silicon”, Cambridge University Press, Cambridge, 262-266 (1991)
- 79 N. F. Mott, E. A. Davis: “Electronic Processes in Non Crystalline Materials”, Clarendon Press, Oxford, 7-64 (1979)
- 80 I. G. Austin, N. F. Mott: “Polarons in Crystalline and Non-crystalline Materials”, Adv. Phys., **18**, 41-102 (1969)
- 81 K. Kandiah, M. O. Deighton, F. B. Whiting: “A Physical Model for Random Telegraph Signal Currents in Semiconductor Devices”, J. Appl. Phys., **66**, 937-948 (1989)
- 82 R. Arce, L. Ley, M. Hundhausen: “Random Telegraph Noise in Large Area a-Si:H/a-Si_{1-x}N_x:H Double Barrier Structures”, J. Non-Cryst. Solids, **114**, 696-698 (1989)
- 83 N. Bernhard, B. Frank, G. H. Bauer: “Random Telegraphic Noise in a-Si_{1-x}C_x:H Schottky Barriers”, J. Non-Cryst. Solids, **164-166**, 473-476 (1993)
- 84 M. Vanecek et al.: “Direct Measurement of the Gap States and Band Tail Absorption by Constant Photocurrent Method in Amorphous Silicon”, Solid State Comm., **39**, 1199-1202 (1981)
- 85 P. Rieve: „Spektralselektive optoelektronische Sensoren auf der Basis amorpher Siliziums“, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen, 41-50 (2000)
- 86 G. Kuhlmann: „Bestimmung der optischen Konstanten von Schichten aus amorphem Silizium mittels Transmissions- und Reflektionsmessungen“, Diplomarbeit, Universität-Gesamthochschule Siegen (1997)
- 87 K. Pierz et al.: “Gap-State Distribution in n-Type and p-Type a-Si:H from Optical Absorption”, J. Non-Cryst. Solids, **97&98**, 63-66 (1987)
- 88 N. Wyrsh et al.: “How to Reach a More Precise Interpretation of Subgap Absorption Spectra in Terms of Deep Defect Density in a-Si:H”, J. Non-Cryst. Solids, **137&138**, 347-350 (1991)
- 89 F. Siebke, H. Stiebig: “The Interpretation of the Constant Photocurrent Method in Terms of Deep Defect Density of States in a-Si:H”, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **336**, 371-376 (1994)
- 90 J. Bruns: „Die Entwicklung eines numerischen Simulationsmodells für a-Si:H Solarzellen und seine Anwendung zur Analyse experimentell ermittelter Spektralcharakteristiken“, Dissertation, Technische Universität Berlin, 38-59 (1992)
- 91 M. Wagner: „Optimierung von a-Si:H-Dünnschichtsolarzellen auf Glas- und Metallsubstraten“, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen, 23-25 (1996)
- 92 H. Stiebig: „Entwicklung und Beschreibung von optoelektronischen Bauelementen auf der Basis amorpher Siliziums“, Dissertation, Technische Hochschule Aachen (1997)
- 93 M. Block: „Modellierung von Dünnschichtsolarzellen aus amorphem Silizium“, Dissertation, Universität Marburg (1993)
- 94 J. Bruns: „Die Entwicklung eines numerischen Simulationsmodells für a-Si:H Solarzellen und seine Anwendung zur Analyse experimentell ermittelter Spektralcharakteristiken“, Dissertation, Technische Universität Berlin (1992)
- 95 W. J. Kopetzky: „Numerische Modellierung einer a-Si:H Heterostruktur-Solarzelle im ausgeheilten und gealterten Zustand“, Dissertation, Technische Universität München (1992)

- 96 H. –G. Wagemann, H. Eschrich: „Grundlagen der photovoltaischen Energiewandlung“, B. G. Teubner, Stuttgart (1994)
- 97 J. Furlan, F. Smole, P. Popovic: “Piecewise Analysis of a-Si Solar Cell Operation”, 11th European Photovoltaic Solar Energy Conference Proc., 653-656 (1992)
- 98 J. Giehl: „Charakterisierung und analytische Modellierung von NIPIN-Farbsensoren auf der Basis amorphen Siliziums“, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen, 43-86 (1997)
- 99 R. A. Street: “Hydrogenated Amorphous Silicon”, Cambridge University Press, Cambridge, 369-372 (1991)
- 100 R. A. Street: “Physics of a-Si:H p-i-n Devices”, J. Non-Cryst. Solids, **164-166**, 643-652 (1993)
- 101 R. A. Street et al.: “Amorphous Silicon Sensor Arrays for Radiation Imaging”, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **192**, 441-452 (1990)
- 102 H. Stiebig: „Entwicklung und Beschreibung von optoelektronischen Bauelementen auf der Basis amorphen Siliziums“, Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 84-85 (1997)
- 103 G. W. Taylor, J. G. Simmons: “Basic Equations for Statistics, Recombination Processes and Photoconductivity in Amorphous Insulators and Semiconductors”, J. Non-Cryst. Solids, **8-10**, 940-946 (1972)
- 104 R. Brüggemann: „Modellierung von Photoleitung in amorphen Halbleiterfilmen und pin-Strukturen“, Dissertation, Universität Marburg, 35-39 (1993)
- 105 Y. Jin: „Charakterisierung der optischen und elektrischen Eigenschaften dünner Schichten amorphen Siliziums (a-Si:H)“, Diplomarbeit, Universität-Gesamthochschule Siegen, 32-34 (1999)
- 106 J. Bruns: „Die Entwicklung eines numerischen Simulationsmodells für a-Si:H Solarzellen und seine Anwendung zur Analyse experimentell ermittelter Spektralcharakteristiken“, Dissertation, Technische Universität Berlin, 78-83 (1992)
- 107 I. Fujieda et al.: “Improved Charge Collection of the Buried p-i-n a-Si:H Radiation Detectors”, IEEE Trans. Nucl. Sci., **37**, 124-128 (1990)
- 108 W. S. Hong et al.: “Signal Amplification and Leakage Current Suppression in Amorphous Silicon P-I-N Diodes by Field Profile Tailoring”, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **557**, 851-856 (1999)
- 109 C. C. Tsai et al.: “Film Formation Mechanismus in the Plasma Deposition of Hydrogenated Amorphous Silicon”, J. Appl. Phys., **59**, 2998-3001 (1986)
- 110 K. Seibel, mündliche Mitteilung, Siegen (2001)
- 111 R. A. Street: “Hydrogenated Amorphous Silicon”, Cambridge University Press, Cambridge, 20-28 (1991)
- 112 D. Knoesen, R. E. I. Schropp, W. F. van der Weg: “Structural Defects in Thin Film Amorphous Silicon Films Deposited on Textured TCO Material”, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **377**, 597-602 (1995)
- 113 R. Brüggemann: „Modellierung von Photoleitung in amorphen Halbleiterfilmen und pin-Strukturen“, Dissertation, Universität Marburg, 116-119 (1993)
- 114 F. Blecher et al.: „Noise of a-Si:H pin Diode Pixels in Imagers at Different Operating Conditions“, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **557**, 869-874 (1999)
- 115 K. Seibel: mündliche Mitteilung, Siegen (2000)
- 116 D. Peros et al.: “Electrical Characteristics of the Metal/Phosphorus-Doped Hydrogenated Amorphous Silicon Interface”, 13th European Photovoltaic Solar Energy Conference Proc., 226-229 (1995)
- 117 S. Guse: „Stromtransportmechanismen an Grenzübergängen in Solarmodulen aus amorphem Silizium“, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen, 67-90 (1997)
- 118 H. Stiebig: „Entwicklung und Beschreibung von optoelektronischen Bauelementen auf der Basis amorphen Siliziums“, Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 22-27 (1997)
- 119 K. Seibel, F. Blecher, M. Böhm: “New Method to Determine the a-Si:H-pin Diode Series Resistor by Noise Measurements”, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **507**, 169-174 (1998)

- 120 M. Hillebrand: „Aufbau und Untersuchung eines Rausch-Meßplatzes zur Bestimmung des Serienwiderstandes von a-Si:H-pin-Dioden“, Diplomarbeit, Universität-Gesamthochschule Siegen (1998)
- 121 F. Blecher et al.: „Simulation und experimentelle Verifikation von statistischen Kenngrößen und Rauschmodellen a-Si:H basierter optischer Sensoren“, DFG-Bericht zum Forschungsvorhaben Bo-772/3-2, 44-51 (1998)
- 122 J. Merten et al.: “Improved Equivalent Circuit and Analytical Model for Amorphous Silicon Solar Cells and Modules”, IEEE Trans. Electron Devices, **45**, 423-429 (1998)
- 123 D. Knipp: „Transienter Bias-Response von Dünnschicht-Farbsensoren auf der Basis von amorphem hydrogenisiertem Silizium“, Diplomarbeit, Universität-Gesamthochschule Siegen, 58-65 (1995)
- 124 M. Reisch: „Elektronische Bauelemente“, Springer, Berlin, 102-105 (1998)
- 125 C. Kittel: „Einführung in die Festkörperphysik“, R. Oldenbourg, München, 427-429 (1988)
- 126 E. Böhmer: „Elemente der angewandten Elektronik“, Vieweg, Braunschweig, 374 (1994)
- 127 A. Pullia, G. Bertuccio: “Resolution Limits of Silicon Detectors and Electronics for Soft X-Ray Spectroscopy at Non-Cryogenic Temperatures”, Nucl. Instr. and Meth. A, **380**, 1-5 (1996)
- 128 A. Blum: „Elektronisches Rauschen“, B. G. Teubner, Stuttgart, 15-18 (1996)
- 129 S. Ramo: “Currents Induced by Electron Motion”, Proc. IRE, **27**, 584-585 (1939)
- 130 G. Cavalleri et al.: “On the Induced Charge in Semiconductor Detectors”, Nucl. Instr. and Meth., **21**, 177-178 (1963)
- 131 G. Cavalleri et al.: “Extension of Ramo's Theorem as Applied to Induced Charge in Semiconductor Detectors”, Nucl. Instr. and Meth, **92**, 137-140 (1971)
- 132 A. Hugh, W. Beck: “Thermionic Valves: Their Theory and Design”, Cambridge University Press, Cambridge, 193 (1953)
- 133 B. Pellegrini: “Electric Charge Motion, Induced Current, Energy Balance, and Noise”, Phys. Rev. B, **34**, 5921-5924 (1986)
- 134 W. Schottky: „Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern“, Ann. Phys., **57**, 541-567 (1918)
- 135 J. B. Johnson: “Thermal Agitation of Electricity in Conductors”, Phys. Rev., **32**, 97-109 (1928)
- 136 W. Nyquist: “Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors”, Phys. Rev., **32**, 110-113 (1928)
- 137 R. Müller: „Rauschen“, Springer, Berlin, 52-55 (1990)
- 138 A. Blum: „Elektronisches Rauschen“, B. G. Teubner, Stuttgart, 51-54 (1996)
- 139 H. Bittel, L. Storm: „Rauschen“, Springer, Berlin, 42-45(1974)
- 140 W. Heywang, H. W. Pötzel: „Bänderstruktur und Stromtransport“, Springer, Berlin, 137-153 (1976)
- 141 R. Müller: „Rauschen“, Springer, Berlin, 73-76 (1990)
- 142 R. A. Street: “Hydrogenated Amorphous Silicon”, Cambridge University Press, Cambridge, 366-369 (1991)
- 143 A. Blum: „Elektronisches Rauschen“, B. G. Teubner, Stuttgart, 94-98 (1996)
- 144 P. O. Lauritzen: “Noise Due to Generation and Recombination of Carriers in p-n Junction Transistor Regions”, IEEE Trans. Electron Devices, **15**, 770-776 (1968)
- 145 M. J. Buckingham: “Noise in Electronic Devices and Systems”, John Wiley & Sons, New York, 89-95 (1983)
- 146 R. Müller: „Rauschen“, Springer, Berlin, 129-132 (1990)
- 147 K. M. van Vliet, J. R. Fasset: “Fluctuations Due to Electronic Transitions and Transport in Solids”, in: R. E. Burgess (Hrsg.), “Fluctuation phenomena in solids”, Academic Press, New York, 270-287 (1965)
- 148 S. Machlup: “Noise in Semiconductors: Spectrum of a Two Parameter Random Signal”, J. Appl. Phys., **25**, 341-343 (1954)

- 149 A. Longoni, E. Gatti: "Trapping Noise in Semiconductor Devices: A Method for Determining the Noise Spectrum as a Function of the Trap Position", *J. Appl. Phys.*, **78**, 6283-6297 (1995)
- 150 M. R. Döring: „Korrelationseffekte im Generations-Rekombinations-Rauschen“, Dissertation, Verlag Hansel-Hohenhausen, Egelsbach, 67-134 (1992)
- 151 W. Shockley, W. T. Read: "Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons", *Phys. Rev.*, **87**, 835-842 (1952)
- 152 W. J. Kopetzky: „Numerische Modellierung einer a-Si:H Heterostruktur-Solarzelle im ausgeheilten und gealterten Zustand“, Dissertation, Technische Universität München, 107-120 (1992)
- 153 M. Block, D. Bonnet, D. Langbein: "Theoretical Modelling of the Amorphous Silicon Thin Film Solar Cell", 9th European Photovoltaic Solar Energy Conference Proc., 30-32 (1989)
- 154 B. Pellegrini: "Flicker Noise in Non-Electric Systems", in: M. Savelli, G. Lecoy, J.-P. Nougier (Hrsg.), "Noise in Physical Systems and 1/f Noise", North-Holland, Amsterdam, 81-84 (1983)
- 155 A. A. Verveen, H. E. Derksen: „Fluctuation Phenomena in Nerve Membrane“, *Proc. IEEE*, **56**, 906-916 (1968)
- 156 M. Planat, J. J. Gagnepain: "Temperature Dependence of 1/f Noise in Quartz Resonators in Relation with Acoustic Attenuation", in: A. D'Amico, P. Mazzetti (Hrsg.), "Noise in Physical Systems and 1/f Noise –1985", North-Holland, Amsterdam, 323-326 (1985)
- 157 W. H. Munk, G. J. W. Macdonald: "The Rotation of the Earth", Cambridge University Press, Cambridge, 192 (1960)
- 158 K. Takakura et al.: "1/f Controlled Transcutaneous Electrical Stimulation for Pain Relief", in: C. M. Van Vliet. (Hrsg.), "Ninth International Conference on Noise in Physical Systems (Including 1/f Noise and Noise in Biological Systems and Membranes)", World Scientific, Singapore, 279-282 (1987)
- 159 A. Ambrozy (Hrsg.): "Noise in Physical Systems (Including 1/f Noise, Biological Systems and Membranes): Proc. of the 10th Int. Conf. on Noise in Physical Systems", Akademiai Kiado, Budapest (1990)
- 160 T. Musha (Hrsg.): "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: Proc. of the 11th Int. Conf. on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations", Ohmsha, Tokyo (1992)
- 161 P. H. Handel, A. L. Chung (Hrsg.): „Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: Proc. of the 12th Int. Conf. on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations“, AIP Press, New York (1993)
- 162 V. Bareikis, R. Katilius (Hrsg.): „Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: Proc. of the 13th Int. Conf. on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations“, World Scientific, Singapore (1995)
- 163 C. Claeys, E. Simoen (Hrsg.): "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: Proc. of the 14th Int. Conf. on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations," World Scientific, Singapore (1997)
- 164 C. Surya (Hrsg.): "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations: Proc. of the 15th Int. Conf. on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations," Bentham, London (1999)
- 165 J. B. Johnson: "The Schottky-Effect in Low-Frequency Circuits", *Phys. Rev.*, **26**, 71-85 (1925)
- 166 W. Schottky: "Small-Shot Effect and Flicker Effect", *Phys. Rev.*, **28**, 74-103 (1926)
- 167 T. G. M. Kleinpenning, A. H. de Kuiper: "Relation Between Variance and Sample Duration of 1/f Noise Signals", *J. Appl. Phys.*, **63**, 43-45 (1988)
- 168 C. D. Motchenbacher, F. C. Fitchen: "Low Noise Electronic Design", John Wiley & Sons, New York (1973)
- 169 J. Huppertz: „2-D CMOS Bildsensorik mit integrierter Signalverarbeitung“, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Duisburg, 50-59 (1999)
- 170 F. N. Hooge: "1/f-Noise is no Surface Effect", *Phys. Lett. A*, **29**, 139-140 (1969)

- 171 C. M. Van Vliet, G. S. Kousik: "Quantum 1/f Noise in Semiconductors Involving Ionized Impurity Scattering and Various Types of Electron-Phonon Scattering", in: A. D'Amico, P. Mazzetti (Hrsg.), "Noise in Physical Systems and 1/f Noise –1985", North-Holland, Amsterdam, 3-17 (1985)
- 172 H. Wiczorek: "1/f Noise in Amorphous Silicon nip and pin Diodes", J. Appl. Phys., **77**, 3300-3307 (1981)
- 173 R. P. Jindal, A. van der Ziel: "Phonon Fluctuation Model for Flicker Noise in Elemental Semiconductors", J. Appl. Phys., **52**, 2884-2888 (1981)
- 174 F. N. Hooge: „1/f Noise Sources“, IEEE Trans. Electron Devices, **41**, 1926-1935 (1994)
- 175 F. M. Klaassen: „Characterisation of low 1/f-Noise in MOS transistors“, IEEE Trans. Electron Devices, **18**, 887-891 (1969)
- 176 A. van der Ziel: "Noise in Solid State Devices and Circuits", John Wiley & Sons, New York, 164 (1986)
- 177 Q. Peng, A. Birbas, A. Van der Ziel: "A Note for Experimental Results for the Hooge's Parameter in p-Mosfet's", in: C. M. Van Vliet (Hrsg.), "Ninth International Conference on Noise in Physical Systems (Including 1/f Noise and Noise in Biological Systems and Membranes)", World Scientific, Singapore, 400-404 (1987)
- 178 A. L. McWhorter: "1/f Noise and Related Surface Effects in Germanium" Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, USA (1955)
- 179 E. Lange, C. Müller: „Technologie und elektrische Eigenschaften von MOS-Strukturen mit dünnstem Oxid“, DFG-Bericht zum Forschungsvorhaben Mu-247/53 (1977)
- 180 A. van der Ziel: "Noise in Solid State Devices and Circuits", John Wiley & Sons, New York, 120-133 (1986)
- 181 D. Wolf: "1/f-Noise", in: D. Wolf (Hrsg.), "Noise in Physical Systems - Proc. of the 5th Int. Conf. on Noise", Springer, Berlin, 122-130 (1978)
- 182 P. A. Handel: "Quantum approach to 1/f-Noise", Phys. Rev. Lett. A, **22**, 745-757 (1980)
- 183 T. S. Sherif, P. H. Handel: "Unified Treatment of Diffraction and 1/f-Noise", Phys. Rev. Lett. A, **26**, 596-602 (1982)
- 184 P. H. Handel, T. S. Sherif: "Direct calculation of the Schrödinger Field which generates 1/f-Noise", in: M. Savelli, G. Lecoy, J.-P. Nougier (Hrsg.), "Noise in Physical Systems and 1/f Noise", North-Holland, Amsterdam, 109-112 (1983)
- 185 P. H. Handel: "Any Particle Represented by a Coherent State Exhibits 1/f Noise", in: M. Savelli, G. Lecoy, J.-P. Nougier (Hrsg.), "Noise in Physical Systems and 1/f Noise", North-Holland, Amsterdam, 97-100 (1983)
- 186 K. M. van Vliet, J. R. Fassett: „Fluctuation Due to Electronic Transitions and Transport in Solids“, in: R. E. Burgess (Hrsg.), „Fluctuation Phenomena in Solids“, Academic Press, New York, 332-343 (1965)
- 187 A. van der Ziel: "Noise in Solid State Devices and Circuits", John Wiley & Sons, New York, 249-254 (1986)
- 188 M. van Heijningen et al.: "Analysis and Experimental Verification of Digital Substrate Noise Generation for Epi-Type Substrates", IEEE J. Solid-State Circuits, **35**, 1002-1008 (2000)
- 189 A. Samavedam et al.: "A Scalable Substrate Noise Coupling Model for Design of Mixed-Signal IC's", IEEE J. Solid-State Circuits, **35**, 895-904 (2000)
- 190 J. Lau et al.: "Substrate Noise Coupling Through Planar Spiral Inductor", IEEE J. Solid-State Circuits, **33**, 877-883 (1998)
- 191 T. Le: "Circuit of Preventing Coupling Noise and Noise Spike From Coming Into Circuit", Motorola Technical Developments, **35**, 73-79 (1998)
- 192 G. H. Warren: "Noise Crosstalk and Distortion in Mixed Analog/Digital Integrated Circuits", Proc. IEEE Custom Integrated Circuits Conference, 12.1.1-12.1.4 (1998)
- 193 X. Aragonès: "Experimental Comparison of Substrate Noise Coupling Using Different Wafer Types", IEEE J. Solid-State Circuits, **34**, 1405-1409 (1999)
- 194 R. Müller: „Rauschen“, Springer, Berlin, 156-157 (1990)

- 195 S. M. Schwehr, „Rauscharme CMOS Anlogschaltungstechnik für den Einsatz im Temperaturbereich von 4 K bis 300 K“, VDI-Verlag, Düsseldorf, 52 (1996)
- 196 S. M. Schwehr, „Rauscharme CMOS Anlogschaltungstechnik für den Einsatz im Temperaturbereich von 4 K bis 300 K“, VDI-Verlag, Düsseldorf, 164 (1996)
- 197 F. M. Klaassen: “High-Frequency Noise of the Junction Field-Effect Transistor”, *IEEE Trans. Electron Devices*, **14**, 368-373 (1967)
- 198 R. Müller: „Rauschen“, Springer, Berlin, 142-153 (1990)
- 199 A. van der Ziel: “Thermal Noise in Field-Effect Transistors”, *Proc. IRE*, **50**, 1808-1812 (1962)
- 200 A. van der Ziel: “Noise in Solid State Devices and Circuits”, John Wiley & Sons, New York, 73-92 (1986)
- 201 W. C. Bruncke, A. Van der Ziel: “Thermal Noise in Junction Gate Field Effect Transistors”, *IEEE Trans. Electron Devices*, **13**, 323-329 (1966)
- 202 R. Sarpeshkar, T. Delbrück, C. A. Mead: “White Noise in MOS Transistors and Resistors”, *IEEE Circuits & Devices*, **9** (6) 23-29 (1993)
- 203 P. Balco, J. M. Peransin, B. Orsal: “The Noise of the Detection Unit-Pixel a:Si:H”, *Proc. SPIE*, **2999**, 193-202 (1997)
- 204 G. Cho et al.: "Measurement of 1/f Noise in a-Si:H pin Diodes and Thin-Film-Transistors", *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **192**, 393-398 (1990)
- 205 F. Blecher, K. Seibel, M. Böhm: „Photo- and Dark Current Noise in a-Si:H pin Diodes at Forward and Reverse Bias“, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **507**, 175-180 (1998)
- 206 J. M. Boudry, L. E. Antonuk: „Current-Noise-Power-Spectra for Amorphous Silicon Photodiode Sensors“, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **297**, 975-980 (1993)
- 207 L. M. Lust et al.: „Telegraph Noise as a Probe of Microscopic Hydrogen Motion in Amorphous Silicon“, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **377**, 401-406 (1995)
- 208 R. A. Street, “Hydrogenated Amorphous Silicon”, Cambridge University Press, Cambridge, 369 (1991)
- 209 J.-W. Hong et al.: “Optical and Noise Characteristics of Amorphous Si/SiC Superlattice Reach-Through Avalanche Photodiodes”, *IEEE Trans. Electron Devices*, **37**, 1804-1809 (1990)
- 210 R. Müller: „Rauschen“, Springer, Berlin, 169-179 (1990)
- 211 B. Fowler: „CMOS Area Image Sensors with Pixel Level A/D Conversion“, Dissertation, Stanford University, USA, (1995)
- 212 J. Huppertz: „2-D CMOS Bildsensorik mit integrierter Signalverarbeitung“, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Duisburg (1999)
- 213 M. Schanz: „Eindimensionale CMOS Bildsensorik mit integrierter Signalverarbeitung“, Dissertation, Universität-Gesamthochschule Duisburg (1998)
- 214 I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew: „Taschenbuch der Mathematik“, B. G. Teubner, Leipzig, 660-668 (1985)
- 215 R. Müller: „Rauschen“, Springer, Berlin, 96 (1990)
- 216 I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew: „Taschenbuch der Mathematik“, B. G. Teubner, Leipzig, 35-70 (1985)
- 217 A. Pullia, H. W. Kraner, L. Furenlid: „New Results with Silicon Pad Detectors and Low-Noise Electronics for Absorption Spectrometry“, *Nucl. Instr. and Meth. A*, **395**, 452-456 (1997)
- 218 G. Bertuccio, A. Pullia, G. De Geronimo: “Criteria of Choice of the Front-End Transistor for Low-Noise Preamplification of Detector Signals at Sub-Microsecond Shaping Times for X- and γ -Ray Spectroscopy”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, **380**, 301-307 (1996)
- 219 F. Blecher et al.: “Noise Analysis of Imagers with pin Diode Pixels”, *J. Non-Cryst. Solids*, **266-269**, 1188-1192 (2000)
- 220 H. Tian, B. Fowler, A. E. Gamal: “Analysis of Temporal Noise in CMOS APS”, *Proc. SPIE*, **3649**, 177-185 (1999)

-
- 221 E. Böhmer: „Elemente der angewandten Elektronik“, Vieweg, Braunschweig, 116-119 (1987)
- 222 I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew: „Taschenbuch der Mathematik“, B. G. Teubner, Leipzig, 420 (1985)
- 223 H. D. Lüke: „Signalübertrag“, Springer, Berlin, 99-101 (1979)
- 224 Y. Cheng et al.: “BSIM3v3 Manual”, Department of Electrical Engineering and Computer Sciences, University of California, Berkeley, CA 94720 (1996)
- 225 C. H. Chen, M. J. Deen: “High Frequency Noise of MOSFETs. I. Modeling”, *Solid-State Electronics*, **42**, 2069-2081 (1998)
- 226 C. H. Chen et al.: “High Frequency Noise of MOSFETs. II. Experiments”, *Solid-State Electronics*, **42**, 2083-2092 (1998)
- 227 B. Pain et al.: „Analysis and Enhancement of Low-Light-Level Performance of Photodiode-Type CMOS Active Pixel Imagers Operated with Sub-Threshold Reset“, *Proc. 1999 IEEE Workshop Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors*, 140-144 (1999)
- 228 U. Tietze, C. Schenk: „Halbleiterschaltungstechnik“, Springer, Berlin, 770-772 (1989)
- 229 M. Sommer et al.: „First Multispectral Diode Color Imager with Three Color Recognition and Color Memory in Each Pixel“, *Proc. 1999 IEEE Workshop Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors*, 197-190 (1999)
- 230 P. Rieve et al.: „a-Si:H Color Imagers and Colorimetry“, *J. Non-Cryst. Solids*, **266-269**, 1168-1172 (2000)
- 231 M. Böhm et al.: “High Dynamic Range Image Sensors in Thin Film on ASIC - Technology for Automotive Applications”, in: “Advanced Microsystems for Automotive Applications”, Springer, Berlin, 157-172 (1998)
- 232 T. Lulé et al.: „100 000-Pixel- 120 dB Imager in TFA-Technology“, *IEEE J. Solid-State Circuits*, **35**, 732-739 (2000)
- 233 H. Stroppe: „Physik: für Studenten der Natur- und Technikwissenschaften“, Carl Hanser, München, 359-361 (1986)
- 234 B. Davari et al.: „CMOS Scaling for High-Performance and Low-Power – The Next Ten Years“, *Proc. IEEE*, **83**, 595-606 (1995)
- 235 Y. Taur et al.: „CMOS Scaling into the Nanometer Regime“, *Proc. IEEE*, **85**, 486-504 (1997)
- 236 S. Borkar: „Design challenges of Technology Scaling“, *IEEE Micro*, **19**, 23-29 (1999)
- 237 Semiconductor Industry Association (SIA): „International Technology Roadmap for Semiconductors“, SIA, San Jose, (1999)
- 238 D. J. Frank et al.: „Device Scaling Limits of Si MOSFETs and Their Application Dependencies“, *Proc. IEEE*, **89**, 259-288 (2001)
- 239 J. D. Plummer, P. B. Griffin: „Material and Process Limits in Silicon VLSI Technology“, *Proc. IEEE*, **89**, 240-258 (2001)
- 240 D. Sedati, P. P. L. Regtien: “A VDF/TrFE Copolymer on Silicon Pyroelectric Sensor: Design Considerations and Experiments”, *Sensors and Actuators A*, **46-47**, 408-412 (1995)
- 241 B. Schneider et al.: „TFA Image Sensors – A Survey with Regard to Possible Applications“, *Proc. OPTO '98*, 233-238 (1998)
- 242 M. Loose: „A Self-Calibrating CMOS Image Sensor with Logarithmic Response“, *Dissertation, Universität Heidelberg* (1999)
- 243 A. Blum: „Elektronisches Rauschen“, B. G. Teubner, Stuttgart, 2 (1996)
- 244 M. J. Astle, R. C. Weast (Hrsg.): “Handbook of Chemistry and Physics”, CRC Press, Boca Raton, F140-F141 (1981)
- 245 C. J. Glassbrenner, G. A. Slack: “Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3K to the Melting Point”, *Phys. Rev.*, **134**, A1058-A1069 (1964)
- 246 R. A. Street: “Hydrogenated Amorphous Silicon”, *Cambridge University Press, Cambridge*, 13-17 (1991)

9.2 Übersicht der Veröffentlichungen im Zusammenhang mit dieser Arbeit

M. Böhm, T. Lulé, H. Fischer, J. Schulte, B. Schneider, S. Benthien, F. Blecher, S. Coors, A. Eckhardt, H. Keller, P. Rieve, K. Seibel, M. Sommer, J. Sterzel: „Design and Fabrication of a High Dynamic Range Image Sensor in TFA Technology“, Tech. Dig. IEEE Symp. VLSI Circuits, Honolulu, 202-203 (1998)

B. Schneider, F. Blecher, A. Eckhardt, K. Seibel, J. Sterzel, M. Böhm, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, F. Librecht, B. van Uffel: „TFA Image Sensors – A Survey with Regard to Possible Applications“, Proc. OPTO '98, Erfurt, 233-238 (1998)

A. Eckhardt, F. Blecher, B. Schneider, J. Sterzel, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, K. Seibel, F. Mütze, M. Böhm: „Image Sensors in TFA (Thin Film on ASIC) Technology with Analog Image Pre-Processing“, in: E. Reichl, E. Obermeier (Hrsg.), „Micro System Technologies '98“, VDE-Verlag, Berlin, 165-170 (1998)

M. Böhm, F. Blecher, A. Eckhardt, K. Seibel, B. Schneider, J. Sterzel, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, B. van Uffel, F. Librecht, R. C. Lind, L. Humm, U. Efron, E. Roth: „Image Sensor in TFA Technology – Status and Future Trends“, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **507**, 327-338 (1998)

M. Böhm, F. Blecher, A. Eckhardt, B. Schneider, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, R. C. Lind, L. Humm, N. Daniels, N. Wu, H. Yen, U. Efron: „High Dynamic Range Image Sensor in Thin Film on ASIC Technology for Automotive Applications“, in: D. E. Ricken, W. Gessner (Hrsg.), „Advanced Microsystems for Automotive Applications“, Springer, Berlin, 157-172 (1998)

A. Eckhardt, B. Schneider, F. Blecher, J. Sterzel, K. Seibel, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, M. Böhm: „Image Sensors in TFA Technology with Analog Image Pre-Processing“, Proc. ESSDERC '98, Bordeaux, 208-211 (1998)

F. Blecher, S. Coors, A. Eckhardt, M. Mütze, B. Schneider, K. Seibel, J. Sterzel, M. Böhm, S. Benthien, H. Keller, T. Lulé, P. Rieve, M. Sommer, M. Wagner: „TFA Technology and Its Applications for Machine Vision“, 5th Int. Conf. on Mechatronics and Machine Vision in Practice Proceedings, Nanjing, 253-258 (1998)

F. Blecher, K. Seibel, M. Böhm: „Photo- and Dark Current Noise in a-Si:H pin Diodes at Forward and Reverse Bias“, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **507**, 175-180 (1998)

K. Seibel, F. Blecher, M. Böhm: „New Method to Determine the a-Si:H pin Diode Series Resistor by Noise Measurements“, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **507**, 169-174 (1998)

F. Blecher, K. Seibel, J. Sterzel, M. Hillebrand, M. Böhm: „Simulation und experimentelle Verifikation von statistischen Kenngrößen und Rauschmodellen a-Si:H basierter optischer Sensoren“, DFG-Bericht zum Forschungsvorhaben Bo-772/3-2 (1998)

F. Mütze, K. Seibel, B. Schneider, M. Hillebrand, F. Blecher, T. Lulé, H. Keller, P. Rieve, M. Wagner, M. Böhm: „UV Imager in TFA Technology“, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **557**, 815-820 (1999)

F. Blecher, B. Schneider, J. Sterzel, M. Böhm: „Noise of a-Si:H pin Diode Pixels in Imagers at Different Operating Conditions“, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **557**, 869-874 (1999)

F. Blecher, B. Schneider, J. Sterzel, M. Hillebrand, S. Benthien, M. Böhm: „Noise Analysis of Imagers with pin Diode Pixels“, J. Non-Cryst. Sol. **266-269**, 1188-1192 (2000)

J. Sterzel, F. Blecher, M. Hillebrand, F. Mütze, B. Schneider, M. Böhm: „TFA Image Sensors for Low Light Level Detection“, veröffentlicht beim Materials Research Society Spring Meeting im April 2002

9.3 Übersicht der betreuten Studien- und Diplomarbeiten

Ralf Schaufler: Numerische Simulation des statischen Verhaltens von pin-Sensoren auf der Basis von amorphem hydrogenisiertem Silizium, Diplomarbeit, Universität-Gesamthochschule Siegen (1996)

Frank Mütze: Herstellung und Charakterisierung eines a-Si:H basierten koplanaren Sensors, Diplomarbeit, Universität-Gesamthochschule Siegen (1998)

Mathias Hillebrand: Aufbau und Untersuchung eines Rausch-Meßplatzes zur Bestimmung des Serienwiderstands von amorphen pin-Dioden, Diplomarbeit, Universität-Gesamthochschule Siegen (1998)

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt all denen, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

Prof. Dr.-Ing. Markus Böhm für die Überlassung des Dissertationsthemas, die Möglichkeit zur Durchführung der Arbeit am Institut für Halbleiterelektronik und die Freiheit zur Bearbeitung des Themas nach meinen Vorstellungen.

Prof. Dr.-Ing. Dietmar Ehrhardt für die Übernahme des Zweitgutachtens und das wohlwollende Interesse an dieser Arbeit.

Prof. Dr.-Ing. habil. Hans Wojtkowiak für seine freundliche Bereitschaft zur Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Prof. Dr. rer. nat. Alfons Blum für seine Diskussionsbereitschaft und für hilfreiche Anmerkungen zum thermischen Rauschen.

Prof. Dr.-Ing. Erwin Böhmer und Prof. Dr.-Ing. Friedrich Wittgruber für fachliche Anregungen und erquickende Gespräche.

Jürgen Sterzel, Matthias Hillebrand und Andrea Preis für das sorgfältige Korrekturlesen des Manuskriptes und fruchtbare Diskussionen.

Gangolf Herrmann und Dierk Schäfer für die vielfältige Unterstützung bei der Lösung technologischer Probleme.

Arun Madan für die Anregungen zur Abscheidung der a-Si:H-Proben.

Helmut Stiebig, Jürgen Giehl und Konstantin Seibel für zahlreiche Diskussionen physikalischer und technologischer Natur.

Günter Stöhr für die Unterstützung bei der Lösung numerischer Probleme.

Bernd Schneider, Markus Verhoeven und Stefan Benthien für die Hilfe bei der Spezifikation von ASIC-Prozessen und TFA-Bildsensoren.

Peter Rieve, Michael Wagner, Jürgen Schulte, Helmut Fischer, Ralf Schaufler, Frank Mütze, Steffen Chemnitz, Nils Friedrich, Stefanie Coors, Qi Zhu, Andreas Eckhardt, Holger Keller, Michael Sommer, Horst Otto, Tarek Lulé, Dimitri Peros und Stefan Guse für fachliche Unterstützung und eine angenehme Arbeitsatmosphäre.

Andrea Winkel-Arndt und Petra Schöppner für die Erledigung von Verwaltungsaufgaben.

allen namentlich nicht genannten Mitarbeitern und Studenten des Instituts für Halbleiterelektronik und der Silicon Vision AG für das gute Arbeitsklima und die angenehme Zusammenarbeit.

Peter Breuer und den Mitarbeitern der Fachbereichswerkstatt für die Anfertigung von Sonderbauteilen.

der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Förderung meines Forschungsvorhabens.

meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichten.

