

Neuartige DEPFET-RNDR-Detektoren im experimentellen Betrieb

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Stefan Wölfel

geboren am 7. August 1977 in Erlangen

eingereicht beim Fachbereich Physik

der Universität Siegen

Siegen, Juli 2007

angefertigt am

Halbleiterlabor der Max-Planck-Institute für Physik und für extraterrestrische Physik
München

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. Lothar Strüder
Prof. Dr. Albert H. Walenta

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Juli 2007

Meinen Eltern und Silke gewidmet.

Kurzfassung:

Gegenstand dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung von halbleiterbasierten Strahlungsdetektoren, die auf dem Konzept des DEPFETs aufbauen. Der DEPFET ist das zentrale aktive Element eines Detektorsystems, mit dem geringste Ladungsmengen indirekt und sehr rauscharm gemessen werden können. Die Analyse der physikalischen Mechanismen im dynamischen Detektorbetrieb stellt dabei den Forschungsschwerpunkt dar. Beispiele dieser Mechanismen sind z.B. die Abläufe bei der Ladungsmessung, die Abhängigkeiten der detektorintrinsischen Verstärkung oder das Einsetzen von Stoß-Ionisation.

Der Hauptteil der Arbeit befasst sich mit Simulationen und Messungen an DEPFET-RNDR-Strukturen. Bei dieser neuartigen DEPFET-Variante wird die Möglichkeit der indirekten Auslese ausgenutzt, um eine gesammelte Ladungsmenge beliebig oft auszulesen. Durch eine Mittelwertbildung der dabei gewonnenen Messwerte wird die statistische Unsicherheit der Ladungsmessung verringert. Mit dieser Methode ist eine Reduzierung des Rauschens bis in den Sub-Elektronen-Bereich möglich, wodurch der Nachweis diskreter Elektronenanzahlen erreicht wird. Die Stärke dieses Auslesekonzepts zeigt sich in der Verwendung als optischer Photonendetektor. Hierbei kann die Menge einzelner Photonen, die den Detektor erreicht, derart präzise bestimmt werden, dass damit eine exakte Messung der tatsächlichen Anzahl möglich ist. Experimentell kann dies für eine Menge bis ca. 500 Photonen gezeigt werden.

Abstract:

Topic of this thesis is the experimental investigation on semiconductor radiation-detectors, which are based on the DEPFET-concept. The DEPFET is the active element of a detector-system, which is able to determine the amounts of charges indirect and with a very low noise value. The main topic is the analysis of the detector's physical mechanisms in dynamical operating modes. Such mechanisms are, for example, the process of the charge measurement, the dependencies of the detector-intrinsic amplification or the investigations on impact-ionization.

The main part of the work deals with simulations and measurements on DEPFET-RNDR-structures. By using this novel DEPFET-variant the indirect readout is used to measure collected charge arbitrarily often. Taking the mean-value all of these measurements the statistical uncertainty of the overall charge measurement is reduced. With the method a sub-electron noise value can be reached, so that discrete numbers of collected electrons can be determined. The big advantage of the concept shows up, by using it as an optical photon-detector. By this means the amount of single optical photons, which interacted in the detector, can be measured that precise, that the exact number of photons can be determined. This was experimentally proven for numbers of photons as high as 500.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Das DEPFET-Detektorkonzept	11
2.1	Funktionsprinzip	13
2.2	Matrixbetrieb	18
2.3	Detektorvarianten	19
2.4	Auslesemodi	22
2.5	Anwendungen	22
3	Der Messaufbau	25
3.1	Konzept	25
3.2	Aufbau	26
3.2.1	Spannungssteuerungseinheit	28
3.2.2	Stromauslese	28
3.2.3	Steuersoftware	30
4	Untersuchungen an Einzelpixeln und Minimatrizen	35
4.1	Clearmessungen	35
4.2	Kalibration durch spektroskopische Messungen	40
4.3	Gain-Untersuchungen	42
4.4	Der Rückseitenstrom	45
4.5	Stoß-Ionisation in DEPFETs	48
4.6	Rausch- und filtertheoretische Betrachtung der CDS-Auslese	51
5	Repetitive-Non-Destructive-Readout-Detektoren	54
5.1	Funktionsprinzip	55
5.2	Monte-Carlo-Simulationen	58
5.2.1	Begriffsdefinition und Simulationsbeschreibung	58
5.2.2	Rauschverteilung und Auflösungsvermögen eines RNDR-Detektors	61
5.2.3	Physikalische Auflösungslimitierungen	65
5.2.4	CTI- und Trap-Simulationen	67
5.2.5	RNDR-Detektoren im Matrixbetrieb	70
5.3	Theoretische Untersuchungen zur Performance-Optimierung	71
5.3.1	Signal-zu-Rausch-Optimierung eines RNDR-Detektors	71
5.3.2	Optimale Shapingzeit	76
5.3.3	Auswirkungen des Rauschens	78
5.4	Detektorvarianten	78
5.4.1	Zirkularer RNDR-Einzelpixel	80
5.4.2	Lineare RNDR-Minimatrix	80
5.5	Experimentelle Ergebnisse	81
5.5.1	Betriebssequenzen	81

5.5.2	Ladungsverlust bei zirkularen non-HE-Detektoren	81
5.5.3	Charakterisierung von linearen HE-Strukturen	84
5.5.4	Dynamik der Mehrfachauslese	87
5.5.5	Einzel-Photonen-Sensitivität	89
5.5.6	Detektor-Eichung und -Linearität	90
5.5.7	Auflösungsbegrenzungen	92
5.5.8	Experimentelle Untersuchung der Gewichtungsfunktion	93
5.5.9	Adaption einer hardwareintegrierten Auslese für den RNDR-Betrieb	95
5.6	Zeitauflösung der Photonendetektion	96
5.6.1	Gleitender-Mittelwert	98
5.6.2	Stufen-Filter	99
5.6.3	Kombination aus gleitendem-Mittelwert- und χ^2 -Fitting-Filter . . .	104
5.7	Zukünftige Entwicklungen	105
5.7.1	Differenzielle Auslese	105
5.7.2	Zwei-Zeilen-Auslese	107
5.7.3	Technologie- und Layoutvarianten	108
5.7.4	Anwendungsgebiete für RNDR-Detektoren	109
6	Zusammenfassung	112
A	Abkürzungen	114
A.1	Allgemeine Abkürzungen	114
A.2	Potentiale	115
A.3	Ströme	115
B	Fitbedingungen	116
C	Danksagung	117

1 Einleitung

Sehen, das Wahrnehmen der in optischen Reizen enthaltenen Informationen über die Umgebung mittels eines speziellen visuellen Systems.

(nach Meyers Lexikon)

Das menschliche Auge kann Lichtstrahlen mit einer Wellenlänge von ca. 400 nm (blaues Licht, $E \approx 3,1 \text{ eV}$) bis 800 nm (rotes Licht, $E \approx 1,5 \text{ eV}$) wahrnehmen. Doch dies ist nur ein kleiner Bereich des gesamten elektromagnetischen Spektrums. Darüber hinaus existieren noch weitere Strahlungsarten wie z.B. α - oder β -Strahlung, die durch den Übertrag von Energie auf Teilchen entsteht. Auch diese Strahlung bleibt unseren menschlichen Sinnen aber verborgen.

Für den Nachweis haben sich in den letzten Jahrzehnten viele unterschiedliche Techniken entwickelt. Der Empfang von Radiowellen mittels metallischer Antennen, der Nachweis von radioaktiver Strahlung durch Geigerzähler oder die Schwärzung einer Filmplatte bei einer medizinischen Röntgenaufnahme seien hierzu nur drei Beispiele, die gleichzeitig drei Anwendungsgebiete der *Strahlungsdetektion* aufzeigen.

Für viele Einsatzgebiete reicht heutzutage aber der Nachweis der alleinigen Existenz einer Strahlung nicht aus, vielmehr werden zusätzliche Informationen benötigt, wie z.B.

- die räumliche Verteilung und Ausbreitung der Strahlung,
- die Energie,
- die Strahlungsstärke (Fluss, Anzahl der Photonen/Quanten pro Fläche und Zeit), oder die
- eventuelle zeitliche Änderung des Flusses oder der Verteilung.

Die ab den 50er Jahren des 20. Jhd. entwickelte Silizium-Halbleitertechnologie stellt heutzutage Verfahren zur Verfügung, mit denen Detektoren realisiert werden können, die elektromagnetische Strahlung von infrarotem Licht bis hin zur hochenergetischen Röntgenstrahlung nachweisen können. Darüber hinaus ist damit auch der Nachweis von ionisierender Teilchenstrahlung möglich. Der Vorgang der *Strahlungsdetektion* läuft bei einem Halbleiterdetektor über mehrere Stufen ab:

Eintreffen des Strahlungsteilchens \rightarrow Wechselwirkung mit dem Halbleiter \rightarrow Erzeugung von freien Elektronen und Löchern \rightarrow Sammlung dieser erzeugten Ladungsmenge \rightarrow Bestimmung deren quantitativer Menge (Auslese, Elektronik).

Die Gesamtheit all dieser Abläufe und der dazu gehörigen Steuervorgänge wird als Detektorsystem bezeichnet. Je nach Anwendung unterscheiden sich existierende Systeme z.B. in der Genauigkeit der Ladungsmessung, der Auslesegeschwindigkeit oder der Nachweiswahrscheinlichkeit (Quanteneffizienz).

Ein System, bei dem die erste Verstärkerstufe (Auslese) direkt in dem sensitiven Detektorvolumen integriert ist, stellt der am Halbleiterlabor der Max-Planck-Institute für

Physik und für extraterrestrische Physik entwickelte und produzierte DEPFET-Detektor dar. Dieser soll im ersten Teil der Arbeit experimentell untersucht und in seinen Eigenschaften charakterisiert werden. Der DEPFET-Detektor zeichnet sich unter anderem dadurch aus, dass die erzeugten Signalladungen (Elektronen) zunächst in definierten räumlichen Detektorgebieten isoliert gespeichert bleiben. Durch die Kopplung zweier DEPFETs kann die räumliche Position der gesammelten Ladungsmenge derart manipuliert werden, dass diese mehrfach gemessen werden kann. Dieses Konzept erlaubt die Realisierung eines neuartigen, extrem rauscharmen Sensors. Mit einem solchen, so genannten RNDR-Detektor (repetitive non destructive readout), können mit hoher Präzision einzelne Elektronenladungen gemessen werden. Mit diesem Verfahren ist es möglich optische Photonen, die im Halbleitermaterial Photoelektronen erzeugt haben, indirekt nachzuweisen.

Die Untersuchungen an diesem Detektor stellen den Schwerpunkt der Arbeit dar und umfassen Simulationen, die Entwicklung eines Messaufbaus und die experimentelle Charakterisierung des Sensors im Messbetrieb. Darüber hinaus soll ein Ausblick auf zukünftige Entwicklungen und Anwendungsideen gegeben werden, der die Möglichkeiten des neuen Detektortyps ansatzweise umreißen soll.

Die Arbeit selbst gliedert sich in vier Hauptteile:

Kapitel zwei beschreibt die grundsätzliche Funktionsweise des DEPFETs, das dynamische Verhalten im Matrixbetrieb, sowie die Unterschiede der Designvarianten und Auslesemechanismen. Eine Übersicht der Anwendungen schließt das Kapitel ab.

Kapitel drei erklärt den in dieser Arbeit konzipierten Messplatz für Einzelpixel und Minimatrixuntersuchungen. Da ein Verständnis des Auslesemechanismus für die spätere Datenanalyse notwendig ist, wird im speziellen auf die Triggerhardware und die Steuersoftware eingegangen.

Im vierten Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse der Untersuchungen an klassischen DEPFETs vorgestellt. Hierbei handelt es sich um Messungen zur Charakterisierung des Clearvorgangs, des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, des Rückseitenstroms, des Auftretens von Stoß-Ionisation, sowie der spektroskopischen Eigenschaften.

Das darauf folgende Kapitel stellt den Kern der Doktorarbeit dar, es beginnt mit einer Funktionsbeschreibung der RNDR-Detektoren und den mathematischen Grundlagen des Auslesekonzepts. Es folgen die Analysen der durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen und der experimentellen Messungen an verschiedenen RNDR-Detektortypen. Für zeitaufgelöste Einzelphotonenspektroskopie kann der RNDR-Detektor mit einer kontinuierlichen Auslese betrieben werden. Hierzu werden die physikalischen Limitierungen dieser Technik herausgearbeitet. Das Kapitel schließt mit einem Ausblick auf mögliche Anwendungsmöglichkeiten der RNDR-Sensoren.

Eine abschließende Zusammenfassung zeigt die zentralen Forschungsergebnisse dieser Arbeit auf.

2 Das DEPFET-Detektorkonzept

Dieses Kapitel beschreibt das Funktionsprinzip, die während diese Arbeit untersuchten Designvarianten, sowie experimentelle Untersuchungen an DEPFET Einzelpixel und Mini-matrizen. Zunächst soll ein Überblick ausgewählter Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie die Entwicklung von Halbleiterdetektoren im Allgemeinen motivieren.

Der Nachweis ionisierender Strahlung mit einem Halbleiter geschieht indirekt durch den Übertrag der Strahlungsenergie auf eines oder weniger Ladungsträger in einem verarmten (depletierten) Detektorvolumen. Die kinetische Energie dieser Ladungsträger wird zum einen durch Gitterschwingungen (Phononen) und zum anderen durch das Anregen von Elektronen des Valenzbandes in das Leitungsband weiterverteilt (Bildung von freien Elektronen und Löchern). Die Verarmung des Detektorvolumens geschieht durch entsprechende Dotierung und durch das Anlegen externen Spannungen. Somit fällt über einem depletierten Gebiet immer eine Spannung ab, sodass die generierten freien Elektronen des Leitungsbandes zum positiveren, die freien Löcher des Valenzbandes zum negativeren Potenzial driften. Dadurch werden sie räumlich getrennt, und können über Ausleseknotten mittels ladungsempfindlicher Verstärker nachgewiesen werden.

Da die Anzahl der generierten Elektron-Loch Paare proportional zur deponierten Energie ist, gelingt deren Bestimmung durch eine quantitative Messung der erzeugten Ladungsmenge. Eine Auswahl an Wechselwirkungsarten und deren qualitatives Verhalten ist in Abb. 1 vereinfacht dargestellt. Für eine ausführlichere Darstellung der Wechselwirkung geladener und ungeladener Teilchen mit Materie sei auf [1] und [2] verwiesen.

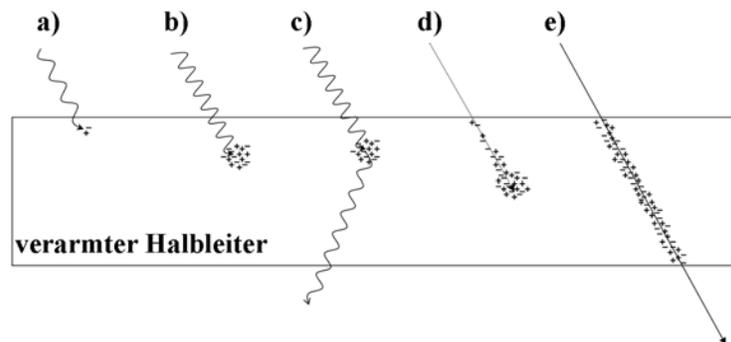


Abbildung 1: Vereinfachte Darstellung verschiedener Wechselwirkungsarten elektromagnetischer und geladener Teilchen mit einem Halbleiter.

- a) Erzeugung eines Elektron-Loch Paares (e^-h) durch ein optisches Photon (Photoeffekt). Die Energie des Photons muss dabei größer sein als die Bandlücke E_{gap} des Halbleiters. Für Silizium ist $E_{gap} = 1,12 \text{ eV}$, sodass Photonen mit einer Wellenlänge kürzer als ca. 1100 nm detektiert werden können.
- b) Ein Röntgenphoton gibt seine komplette Energie an eine Elektron ab, was zunächst dem Photoeffekt aus a) entspricht. Da dieses Elektron seine kinetische Energie durch

die Generierung von Elektron-Loch Paaren *und* Phononen verliert (Thermalisierung), wird für die Erzeugung eines e^-h -Paares eine mittlere Energie von $3,65\text{eV}$ [2] benötigt (Raumtemperatur). Die Schwankung der Anzahl an erzeugten e^-h -Paaren entspricht dem Fanorauschen [3]. Es stellt ein intrinsisches Limit für die Messgenauigkeit elektromagnetischer Strahlungsenergie mit einem Halbleiter dar.

- c) Handelt es sich um ein hochenergetisches Röntgen- oder Gammaphoton mit der Energie E_γ , so liegt eine gewisse Wahrscheinlichkeit vor, dass das Photon seine Energie nicht allein durch Photoeffekt verliert, sondern durch Compton-Stöße an Elektronen [2]. Die bei der Streuung deponierte Energie E_{WW} ist die Differenz der Energie des einfallenden und gestreuten Photons $E_{scat.}$ ($E_{WW} = E_\gamma - E_{scat.}$). Das gestreute Photon kann seine Energie durch weitere Compton-Stöße oder Photoeffekt verlieren. Verlässt es den Detektor (wie in der Abbildung gezeigt) kann die Energie des Primären Photons E_γ nicht vollständig gemessen werden.
- d) Bei der Wechselwirkung geladener Teilchen (z.B. Pionen: π^+, π^-, π^0 , Protonen: p , Myonen: μ oder Atomionen) ist die lokale Energiedeposition abhängig von der momentanen Energie des eindringenden Primärteilchens. Der quantitative Energieverlust wird dabei durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben [2]. In erster Näherung liegt das Maximum des Energieverlustes räumlich dort, wo das Teilchen komplett gestoppt wird. Neben der gewünschten Generierung von Elektron-Loch-Paaren kann diese Wechselwirkung zu Schäden in der Halbleiterkristallstruktur führen, die in den jeweiligen Anwendungen mit einkalkuliert werden müssen.
- e) Bei sehr hochenergetischen Teilchen nahe der Lichtgeschwindigkeit (MIPS, minimum ionizing particles) ist der Energieverlust pro zurückgelegter Weglänge in erster Näherung konstant. Dieser Art der Wechselwirkung unterliegen meist Vertexdetektoren in der Hochenergiephysik, als Richtwert für die erzeugte Ladungsmenge ergeben sich für Silizium ca. 60 erzeugte Elektron-Loch Paare pro μm .

Die existierenden verschiedenen Halbleiter-Detektorarten (z.B. Streifendetektoren, PN-Dioden, CCDs (charge-coupled-devices), SDDs (silicon-drift-detector), aktive-Pixel-Sensoren, etc. [4]) unterscheiden sich in ihrer Art und Weise der Ladungssammlung und ihrer Auslesekonzepte. Der DEPFET-Detektor gliedert sich in diese Familie ein, bringt aber eine größere Flexibilität im Betrieb mit sich. Demgegenüber muss aber auch der komplexere Detektoraufbau und die erweiterte elektronische Infrastruktur eines DEPFETs in einem Gesamtdetektorsystem bewertet werden.

Mit dem DEPFET als elementares Bildelement, kann ein großflächiger pixelierter Detektor realisiert werden, mit dem einerseits eine schnelle, aber zugleich zeitdiskrete Auslese möglich wird (readout on demand), und andererseits eine flexible Ansteuerung nur bestimmter Detektorgebiete (window mode, random access) erhalten bleibt. Gerade die letztgenannte Möglichkeit, einen frei wählbaren Detektorbereich zeitdiskret auslesen zu können, eröffnet neue Messtechniken in der abbildenden Spektroskopie. Die Hauptstärke des DEPFETs ist aber seine geringe effektive Eingangskapazität von nur einigen zehn fF. Dies liefert

die Möglichkeit, bei entsprechend angepassten Auslesezeiten, sehr rauscharme Messungen durchführen zu können.

Momentan formieren sich zwei erste zukünftige Einsatzgebiete für einen DEPFET als Strahlungsdetektor. Zum einen macht ihn die Möglichkeit einer schnellen Auslese und einer kleinen Pixelgröße interessant als Vertexdetektor in der Hochenergiephysik [5], zum anderen bilden seine guten spektroskopischen Eigenschaften (Energieauflösung) gepaart mit flexiblen Auslesemodi die Voraussetzungen für den Einsatz in der satellitengestützten, abbildenden Röntgenastronomie [6]. Obwohl die Funktionsweise des DEPFETs in beiden Anwendungsfällen die gleiche ist, können durch eine angepasste Wahl der Geometrie eines DEPFETs bestimmte gewünschte Eigenschaften positiv beeinflusst werden. Beispielsweise ist im Falle der Verwendung als Vertexdetektor eine gute Ortsauflösung und eine geringe Streuwahrscheinlichkeit des nachzuweisenden Teilchens sehr wichtig, was in einer kleinen Pixelgröße und einem dünnen Sensormaterial als wichtige Designparameter mündet. Im Falle der Satellitenmission XEUS ist die Ortsauflösung hauptsächlich von den Röntgenspiegeln vorgegeben, sodass eine Verkleinerung der Pixelgröße unter das Auflösungsvermögen dieser Spiegeloptik keinen weiteren Auflösungsgewinn mit sich bringt. In diesem Anwendungsfall ist demgegenüber aber eine sehr gute Energieauflösung und Homogenität des Gesamtdetektors wichtig. Die beiden Beispiele sollen deutlich machen, dass eine neue Detektorentwicklung immer Hand in Hand mit der jeweiligen Anwendung gehen muss.

Der DEPFET selbst wurde 1987 von Kemmer und Lutz [7] vorgeschlagen und die Funktionsweise 1990 erstmals experimentell bestätigt [8]. Es folgte eine Phase der stetigen Verbesserungen und Tests neuer Designvarianten (z.B. J-FET, MOS-FET Transistoren). Vor allem aber die entwickelten Technologien in den Herstellungsprozessen führte zu einer stetigen Optimierung der Detektoren.

Die Realisierung eines solchen Detektorelements stellt sehr hohe Ansprüche an die verwendete Technologie, vor allem an die Reinheit und Exaktheit der durchzuführenden Verfahrensschritte. Hierzu wurden im Halbleiterlabor der Max-Planck-Institute für Physik und für extraterrestrische Physik technologische Möglichkeiten der Prozessierung hochreiner Siliziumwafer wie z.B. Implantation, Oxidation, Nitridabscheidung, Metallspütern, Lackätzung etc. mit einer Rückseitenprozessierung verbunden.

2.1 Funktionsprinzip

Das Konzept selbst baut auf der von Gatti und Rehak vorgeschlagenen Seitwärtsverarmung (sideward depletion) von beidseitig prozessierten Silizium Wafern auf [9]. Der Name spiegelt die Verbindung dieses verarmten Detektorvolumens mit der ersten Verstärkerstufe (einem MOSFET) wieder: DEpleted P-channel Field-Effect-Transistor. Abb. 2 veranschaulicht die Vorgänge und Potenzialverhältnisse bei der Seitwärtsverarmung. Der Wafer besteht in seiner kompletten Dicke aus schwach n-dotiertem Silizium (Konzentration: $n = 10^{12} \frac{1}{\text{cm}^3}$). Vorder- und Rückseite bestehen aus einer p-Implantation. Abseits des sensitiven Volumens verbindet eine n-Implantation das Substrat mit der Bulkspannung V_{Bulk} . Liegen an Vorder- und Rückseite (V_{Front} und V_{Back}) leicht negativere Spannungen an als am Substrat-Kontakt (V_{Bulk}), wird der Wafer, ausgehend von den beiden p-n-Kontaktfläche,

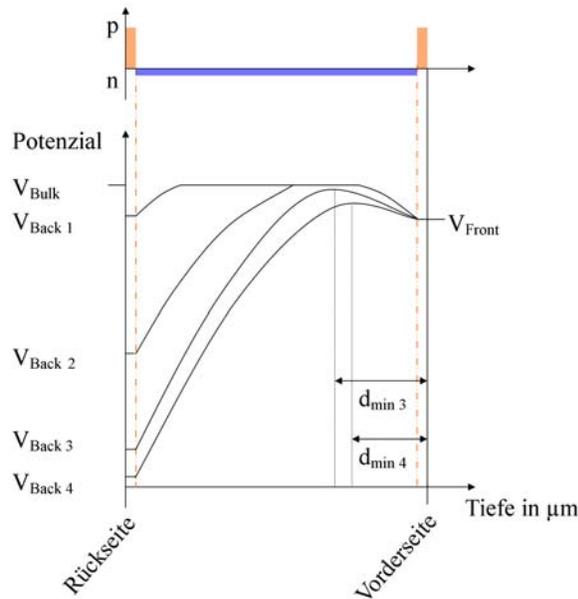


Abbildung 2: Prinzip der Seitwärtsverarmung. Symbolische Darstellung der Potentialverhältnisse von der Rückseiten- bis zur Vorderseitenimplantation (jeweils p^+ , rote markierte Gebiete). Das Substrat ist schwach n-dotiert (blau). Nach Anlegen einer entsprechend negativen Rückseitenspannung ($V_{Back} < V_{Back 3}$) ist der Wafer über seine komplette Dicke verarmt, und es bildet sich ein laterales Potentialminimum für Elektronen unterhalb der Vorderseite aus.

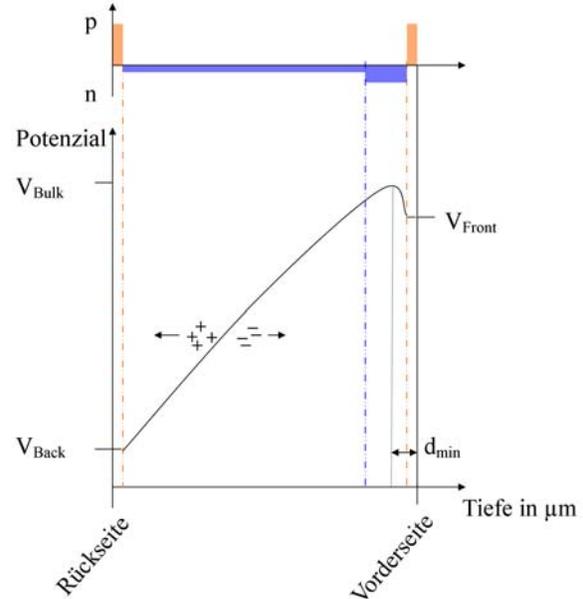


Abbildung 3: Eine Erhöhung der n-Implantation unterhalb der Vorderseite führt zu einer Verschiebung des Potentialminimums zur Oberfläche ($d_{min} < d_{min 4}$).

verarmt. Für eine negativere Rückseitenspannung ($V_{Back 2} < V_{Front}$) vergrößert sich das verarmte Volumen der Rückseite. Bei Erreichen der *Depletionsspannung* ($V_{Depl} = V_{Back 3}$) berühren sich die beiden depletierten Zonen womit der Wafer über seine komplette Dicke ($450 \mu\text{m}$) verarmt ist. Generierte Elektron-Loch-Paare werden in dem Feld getrennt, wobei die Löcher zum Rückseitenkontakt driften und die Elektronen im lateralen Potentialminimum gesammelt werden. Der räumliche Abstand dieses Minimums ($d_{min 3}$) von der Vorderseite kann durch eine weitere Erniedrigung der Rückseitenspannung reduziert werden ($d_{min 4}, V_{Back 4}$). Allerdings verringert sich dabei auch die Potentialhöhe des Minimums zur Vorderseite, sodass thermisch angeregte Elektronen dieses verlassen können. Da bei einem DEPFET die Elektronen aber gerade in diesem Potentialminimum verlustfrei gesammelt werden sollen, wird durch eine zusätzliche n-Implantation unterhalb der Vorderseite das Potentialminimum zum einen vertieft, und zum anderen näher an der Oberfläche ausgebildet (Abb. 3).

Auf den dadurch generierten Potentialverhältnissen innerhalb des Siliziumwafers baut der eigentliche DEPFET auf. Das Funktionsprinzip soll im Folgenden am Beispiel eines zirkularen Designvariante erklärt werden. Weiterführende Arbeiten speziell im designtheo-

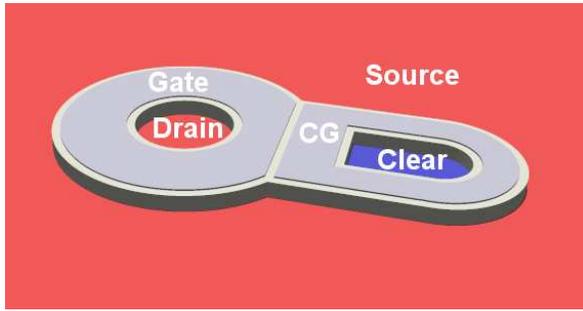


Abbildung 4: Schematische Darstellung eines zirkularen DEP-FETs. Erzeugte Signalladung wird während der Integrationszeit t_{int} im internen Gate (n-dotierter Bereich unter dem Gate, Abb. 5) gesammelt. Zu einem wählbaren Zeitpunkt kann diese Ladung mittels einer CDS-Messung bestimmt werden. Das dazu nötige Löschen der gesammelten Ladung wird mittels positiver Spannungspulse an Clear- und Cleargate durchgeführt.

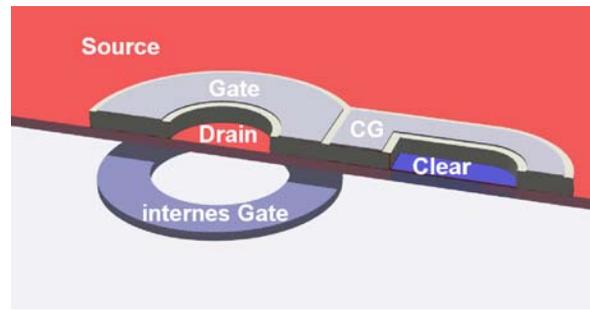


Abbildung 5: Im Schnittbild kann das unter dem Gate liegende zirkulare interne Gate gesehen werden. Es stellt durch eine erhöhte n-Dotierung ein Potenzialminimum für Elektronen dar. Die darin gesammelten Ladungen erhöhen durch das Ausbilden von Spiegelladungen die Kanalleitfähigkeit.

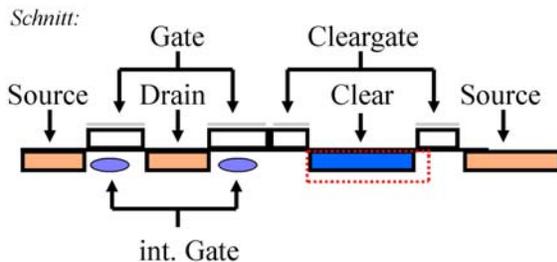


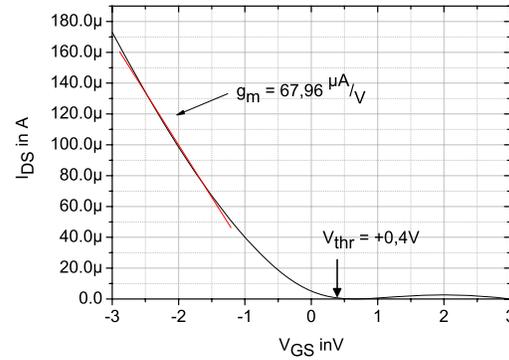
Abbildung 6: Vereinfachtes Bild der in Abb. 5 gezeigten Schnittfläche. Rote Bereiche entsprechen den p-Implantationen, blaue Bereiche den n-Implantationen, weiß symbolisiert Siliziumoxid und grau eine Alu- bzw. Polysilizium-Schicht.

retischen Umfeld finden sich z.B. unter [4] und [10]. Mehr experimentelle Ergebnisse werden in [11] und [12] vorgestellt.

Die jedem DEP-FET zugrundeliegende zentrale Idee ist die direkte Verbindung von sensitivem Detektorvolumen und erstem Ladungsverstärker in einer integrierten Einheit. Als Folge dieser Kombination reduziert sich die Eingangskapazität C_{Det} bei einem DEP-FET auf einige zehn fF , sodass sehr rauscharme Messungen möglich sind. Das ladungsverstärkende Element ist ein Metal-Oxid-Semiconductor Feld-Effekt Transistor (MOSFET) [13]. Die Abbildungen 4 bis 6 zeigen vereinfachte Darstellungen des prinzipiellen Aufbaus einer zirkularen Detektorvariante. Der p-Kanal-MOSFET wird in diesem Beispiel durch ein kreisförmiges Drain-Gebiet (p-Implantation), ein zirkulares Gate, das die Drain komplett umschließt, und einem Source-Kontakt (p-Implantation) der großflächig das gesamte Detektorelement umgibt, gebildet.

Abb. 7 zeigt eine typische Eingangskennlinie des MOSFETs. Für eine Drain-Source-Spannung von $V_{DS} = -5\text{ V}$ bildet sich bei einer Gate-Source-Spannung V_{GS} negativer als ca. $+0,4\text{ V}$ ein Löcherkanal unter dem Gate-Kontakt aus. Der Transistor wird leitend.

Abbildung 7: Typische Eingangskennlinie eines DEPFETs (cg, p0). Für $V_{GS} < +0,4 \text{ V} = V_{thr}$ wird der p-Kanal des DEPFETs leitend und I_{SD} nimmt zu. Bei der Messung dieser Kennlinie war das *interne Gate* leer, sodass die Kurve den alleinigen Einfluss der externen Gate-Spannung V_{GS} zeigt. Für einen typischen Arbeitspunkt (z.B. $V_{GS} = -2 \text{ V}$) ist I_{SD} in erster Näherung linear von V_{GS} abhängig. Da dies auch für den Einfluss der Elektronen im internen Gate auf die Kanalleitfähigkeit gilt, ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Ladung im internen Gate q_{intG} und I_{SD} .



Bei einer positiveren Gate-Source-Spannung ($V_{GS} > +0,4 \text{ V}$) sperrt der Transistor. Dieser MOSFET befindet sich auf der Vorderseite eines seitwärts verarmten Wafers. Durch die verwendete Herstellungstechnologie ist die erwähnte zusätzliche n-Implantation unterhalb des zirkularen Gates in ihrer Dosis erhöht. Damit entsteht in diesem räumlich beschränkten Gebiet ein Potenzialminimum für Elektronen. In Abb. 5 ist dieses Gebiet veranschaulicht. Die Implantationsdosen sind so gewählt, dass sich dieses Minimum in ca. $1 \mu\text{m}$ Tiefe ausbildet. Damit liegt der Transistorkanal in dessen elektrostatischem Einflussgebiet. Dort gesammelte Elektronen erhöhen die Kanalleitfähigkeit durch Ausbildung von Spiegelladungen (Löcher). Eine wichtige Kenngröße des DEPFETs ist die quantitative Stärke dieser Erhöhung ($g_q = \frac{\delta I}{\delta q}$). Dieser Wert ist hauptsächlich abhängig von der Gatelänge d_{Gate} und dem Transistorstrom I_{SD} . Für einen zirkularen DEPFET mit $d_{Gate} = 5 \mu\text{m}$ und $I_{SD} = 100 \mu\text{A}$ ergibt sich ein typischer Wert von ca. 300 pA/e^- . In Analogie zur Steuerwirkung des *externen Gates* wird dieses Gebiet als *internes Gate* bezeichnet. Die Geometrie und Position dieser n-Implantation ist in dem Schnittbild (Abb. 5) veranschaulicht. Abb. 6 zeigt eine vereinfachte Darstellung der Schnittfläche.

Die substratinternen Potenzialverhältnisse nach vollständiger Seitwärtsverarmung bringen drei Hauptvorteile mit sich:

- Generierte Elektron-Loch Paare werden in dem elektrischen Feld getrennt, die Löcher an der Rückseite abgeführt und die Elektronen im *internen Gate* gesammelt. Diese bleiben dort bis zu einer späteren Auslese isoliert erhalten (readout on demand).
- Der geringe örtliche Abstand des *internen Gates* zum Transistorkanal vermindert parasitäre Streukapazitäten angrenzender Gebiete (z.B. Source, Drain, CG) mit dem *internen Gate*. Dadurch ergibt sich eine geringe effektive Detektoreingangskapazität von nur einigen zehn fF, die die Hauptursache für das geringe Detektorrauschen ist.
- Ist der Transistor durch eine ausreichend positive Gate-Source-Spannung V_{GS}^{OFF} ausgeschaltet, ist das interne Gate kapazitiv mit dem externen Gate gekoppelt. Dadurch kann das interne-Gate-Potenzial V_{intG} durch V_{GS}^{OFF} gesteuert werden. Dies ist ein wichtiger Aspekt für die Ladungssammlung in einer DEPFET-Matrix, da hierbei die

DEPFETs die meiste Zeit in einem ausgeschalteten Zustand betrieben werden (Kap. 2.2).

Zeitlich synchron zum Auslesevorgang muss die gesammelte Ladungsmenge entfernt werden. Dieser Vorgang wird von dem zusätzlichen Cleargate-n-Kanal-MOSFET gesteuert (Abb. 4 bis 6). Da dieser Transistor das *interne Gate* mit dem Clear-Kontakt (n^+ -Implantation) verbindet, driften, bei entsprechend positiver Clear-Spannung $V_{Clear} = V_{Clear}^{ON}$ und geöffnetem Cleargate-Kanal, die Elektronen vom internen Gate in den Clear-Kontakt. Eine genauere Beschreibung und experimentelle Untersuchung des Clearvorgangs wird in Kap. 4.1 vorgestellt. Die Bestimmung der in einer gewissen Zeit (Integrationszeit, t_{int}) ge-

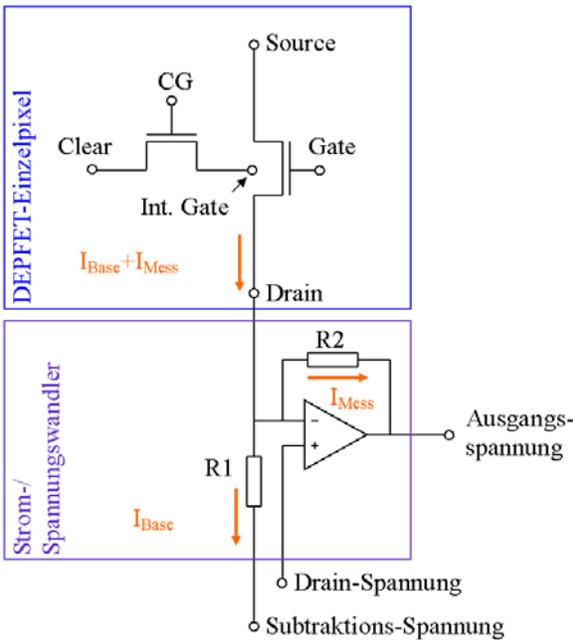


Abbildung 8: Ersatzschaltbild eines Einzel-DEPFETs in Strom-Auslese-Konfiguration. V_{GS}^{ON} steuert den Source-Drain-Strom I_{DS} . Dieser setzt sich zusammen aus dem Transistorstrom I_{Base} und $I_{Mess} = m \cdot q_e \cdot g_q$. Der Strom I_{Base} fließt durch eine entsprechende Wahl der Subtraktions-Spannung V_{subtr} über $R1$ ab ($I_{Base} = (V_{subtr} - V_{Drain})/R1$), sodass über dem Feedback-Widerstand $R2$ des Operationsverstärkers ein Spannungsabfall von $U = I_{Mess} \cdot R2$ entsteht. Die am DEPFET anliegende Drain-Spannung V_{Drain} wird während der gesamten Auslese durch den invertierenden OpAmp-Eingang (-) vorgegeben, und entspricht dem am nicht-invertierenden Eingang (+) anliegenden Potenzial.

sammelten Elektronenmenge geschieht über einen dreistufigen Ausleseprozess. Filtertechnisch handelt es sich hierbei um eine CDS-Messung (Correlated Double Sampling). Dieser Filtertyp kann bei einem DEPFET auf zwei verschiedene Arten implementiert werden, in Form einer *Strom-* oder einer *Source-Folger-* basierten Auslese. Für eine detailliertere Beschreibung der beiden Konzepte, sowie der nötigen Ausleseelektronik sei hier auf Kap. 3.2.2 verwiesen. Die qualitativen Abläufe der CDS-Messung an sich werden hier am Beispiel der Strom-basierten Auslese aufgezeigt. Die Ladungsbestimmung geschieht dabei über drei Schritte:

1. Source-Drain Strommessung mit gefülltem *internen Gate*:

$$I_{Mess\ 1} = g_q \cdot m \cdot q_e = g_q \cdot q_{intG}.$$

Mit m : Anzahl der Elektronen im internen Gate, q_e : Elektronenladung.

2. Clearvorgang, durch den die im *internen Gate* gesammelten Ladungen entfernt werden.

3. Referenzmessung mit nun leerem *internen Gate*: $I_{Mess\ 2} = g_q \cdot 0 \cdot q_{e^-}$.

Anschließend liefert die Differenz der beiden Messungen einen Wert, der proportional zur gelöschten Ladungsmenge ist ($m_{q_{e^-}} \sim (I_{Mess\ 1} - I_{Mess\ 2})$). Die beiden Messungen und die Differenzbildung müssen dabei nicht getrennt für sich geschehen, sondern können mit einem integrierten Auslese-ASIC in Hardware realisiert werden. Dieses Verfahren wurde erfolgreich z.B. mit dem CAMEX- [14] und VELA-IC [15] getestet. Essentiell bei einer CDS-Auslese ist ein vollständiges Entfernen der gesammelten Ladungen q_{intG} zwischen den beiden Messvorgängen (Schritt 2). Abb. 9 zeigt in einer zeitlichen Übersicht die Abfolge der Schaltvorgänge für Clear, Cleargate und Gate, sowie die beiden CDS-Ausleseschritte. Nach dem Ende des Ausleseprozesses ist das interne Gate leer und steht wieder für neue Ladungssammlung zur Verfügung (Beginn der nächsten Integrationszeit).

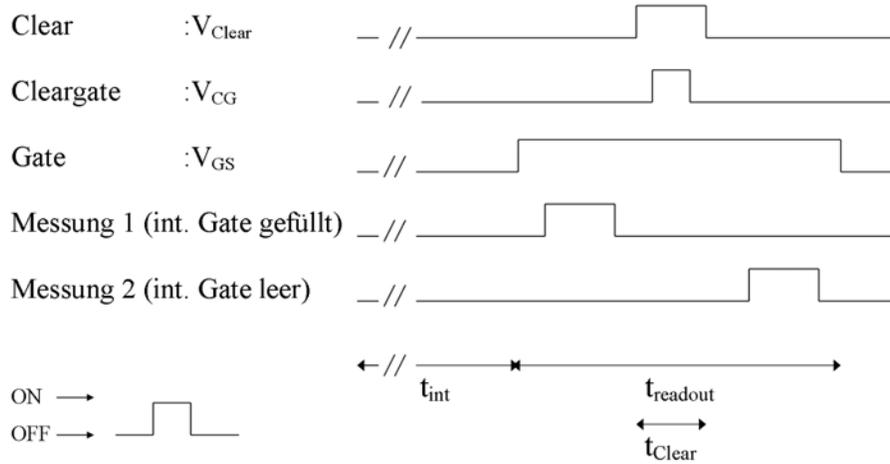


Abbildung 9: Zeitlich Abfolge der Spannungsänderungen der DEPFET-Terminals Clear, Cleargate und Gate, sowie die Zeitspannen der beiden CDS-Messungen.

2.2 Matrixbetrieb

Der im letzten Kapitel vorgestellte DEPFET-Detektor stellt das Basiselement für die Realisierung einer Detektormatrix dar. Die einzelnen DEPFET werden hierzu zeilen- und spaltenweise angeordnet [16]. Durch eine Verbindung der jeweiligen Gate-, Clear- und Cleargate-Terminals aller DEPFETs einer Zeile werden diese zeitgleich angesteuert. Zwei *Switcher-ASICs* stellen die nötigen Spannungen bereit, und sorgen für ein zeitgenaues Umschalten zwischen den Spannungsamplituden: $V_{GS}^{ON} \longleftrightarrow V_{GS}^{OFF}$, $V_{Clear}^{ON} \longleftrightarrow V_{Clear}^{OFF}$ und $V_{CG}^{ON} \longleftrightarrow V_{CG}^{OFF}$.

Analog zu Einzel-DEPFETs kann auch eine Matrix Strom-basiert oder Source-Folgerbasiert ausgelesen werden. In der Matrixanordnung sind hierzu die Drain- bzw. Sourcekontakte einer Spalte untereinander verbunden und jeweils mit einem Eingang eines Vielkanal-Auslese-ASICs verbunden (Abb. 10).

Allen Matrixausleseprogrammen gemein ist, dass bei jeweils einer DEPFET-Zeile die Gates eingeschaltet sind ($V_{GS} = V_{GS}^{ON}$), und bei allen anderen Zeilen ausgeschaltet ($V_{GS} = V_{GS}^{OFF}$). Nachdem die eingeschaltete Zeile ausgelesen wurden, wird sie ausgeschaltet und zeitgleich dazu eine andere eingeschaltet. Dies muss bei einem DEPFET nicht die geometrisch folgende sein, sondern eine beliebige der gesamten Matrix. Somit ist es beispielsweise bei astronomischen Beobachtungen möglich, Sub-Bildbereiche mit hohem Photonenfluss (z.B. punktförmiges Röntgenobjekt) schnell und mit höherer Sub-Frame-Rate auszulesen, als dies mit der gesamten Matrix möglich ist (window mode, [16])

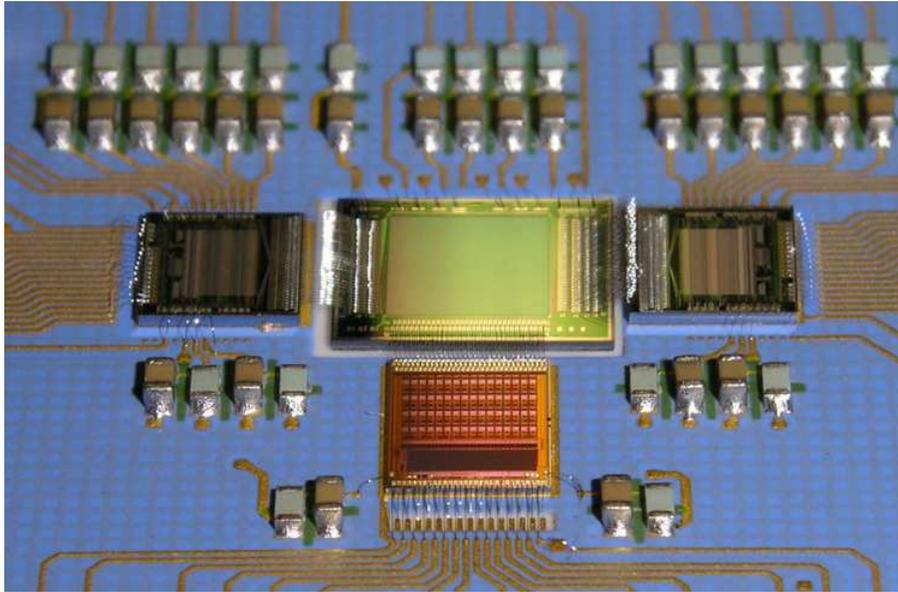


Abbildung 10: Photographie einer 64×64 Pixel DEPFET-Matrix (Mitte). Links und rechts sind die beiden Switcher-Chips zu sehen, die für eine zeilenweise Ansteuerung der Matrix sorgen. Unterhalb des Detektors befindet sich der Auslese-ASIC (hier: CAMEX). Alle ASICs sind über Wire-Bonds mit dem Sensor verbunden.

2.3 Detektorvarianten

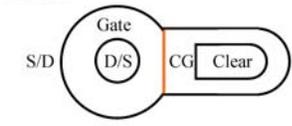
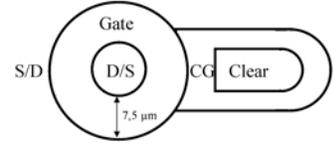
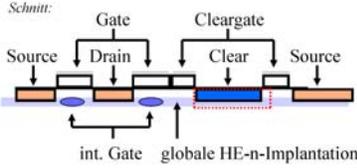
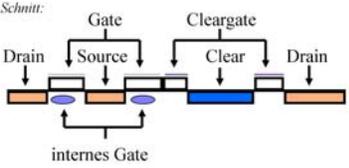
Bei den untersuchten DEPFET-Detektoren handelt es sich um die erste Produktion mit einer neuen Herstellungstechnologie. Deshalb wurden bewusst viele verschiedene Layoutvarianten prozessiert, um Fragestellungen durch den experimentellen Vergleich der unterschiedlichen Geometriestrukturen beantworten zu können. Die in dieser Arbeit untersuchten DEPFET-Versionen sind in Tab. 1 in ihren wichtigsten Eigenschaften zusammengefasst. Alle diese Varianten wurden als Einzelpixelstrukturen produziert. Eine Auswahl zusätzlich noch als 4×4 -Pixel-Minimatrizen und 64×64 -Pixel-Testmatrizen (Abb. 10). Der Schwerpunkt des ersten Teils dieser Arbeit liegt auf der Charakterisierung von Einzelpixel- und Minimatrixstrukturen in Hinblick auf Betriebsparameter und den spektroskopischen Eigenschaften. Die fünf Untergruppen (p1, p0), (rg, cg), (std, rlx), (non-HE, HE), (cs, cd)

wurden in der Produktion zum Teil noch jeweils miteinander kombiniert, um ein breites Spektrum an Vergleichsmöglichkeiten zu erreichen.

Die zirkulare Transistorgeometrie ist hauptsächlich motiviert durch:

1. Da der Source-Drain-Strom lokal über dem internen Gate fließt, wird er somit in seiner kompletten Stärke von den dort befindlichen Elektronen beeinflusst. Parasitäre Strompfade, die eine Verringerung des g_q zur Folge hätten, können sich aufgrund der Geometrie somit nicht ausbilden. Dies verbessert die erreichbare spektroskopische Auflösung.
2. Für die Anwendung der zirkularen Strukturen in der Satellitenmission XEUS ist nur eine relativ moderate Pixelgröße von $75 \times 75 \mu\text{m}^2$ nötig. Wäre der DEPFET-Transistor bei dieser Pixelgröße sehr klein, würden sich zwischen den internen Gates großflächige Äquipotenzialflächen ausbilden, die eine langsame Ladungsdrift der Elektronen von diesen Gebieten in das *interne Gate* zur Folge hätten. Da zirkulare DEPFETs, bedingt durch das Design, größer ausgedehnt sind verbessert sich bei ihnen die Ladungssammlung.

Var	Kurzbeschreibung	Abbildung
p1	Da der Clear-Kontakt ein mögliches Potenzialminimum für Elektronen darstellt, ist er durch eine <i>tiefe p-Implantation</i> (tiefe-p-Impl., rot markierter Bereich) zum Bulk hin abgeschirmt. Damit verbunden ist aber auch ein positiveres V_{Clear}^{ON} nötig, um den DEPFET zu löschen. Bei der p1-Variante ist der p-Überlapp zum Cleargate sehr großzügig ausgeführt, wodurch sich die Barriere zum internen Gate erhöht. Das vollständige Löschen der Elektronen ist daher nur durch einen punch-through von internen Gate zu Clear möglich.	<p>Schnitt:</p>
p0	Der räumliche p-Überlapp um die Clear-Implantation ist geringer. Dies führt zu einem niedrigeren V_{Clear}^{ON} um das interne Gate zu leeren. Da niedrigere Versorgungsspannungen in Hinblick auf die Ansteuerelektronik und die Leiterbahntopologie bevorzugt werden, ist die p0-Variante bei den zukünftigen Layouts favorisiert.	<p>Schnitt:</p>
rg	<i>round gate</i> ; Das Gate ist vollkommen radialsymmetrisch, kreisförmig ausgeführt. Dadurch wird ein konstanter Source-Drain Abstand erreicht.	<p>Draufsicht:</p>

cg	<p><i>cut gate</i>; In dieser Designvariante stoßen Gate und Cleargate an einer geraden Kante aufeinander. Die Folge ist ein kürzerer Abstand zwischen dem internem Gate und dem Clear-Kontakt, was zu einer geringeren V_{Clear}^{ON} führt.</p>	<p>Draufsicht:</p> 
rlx	<p><i>relaxed</i>; Bei diesen Strukturen ist die Gatelänge nicht $5\mu m$ sondern $7.5\mu m$ (relaxed), ein geringeres g_q ist die Folge. Diese Strukturen dienen als Backup, falls die Technologieanforderungen für die kurzen Gatelängen nicht erfüllt werden können. Da die Standardstrukturen allerdings einen stabilen Funktionsbetrieb zeigten, standen die relaxed-Varianten nicht im Fokus des Interesses.</p>	<p>Draufsicht:</p> 
HE	<p>Eine Auswahl an Wafern wurde mit einer zusätzlichen <i>Hochenergie-n-Implantation (HE)</i> auf der Vorderseite prozessiert. Aufgrund der zusätzlichen positiven Raumladung unterhalb der Oberfläche wird das interne Gate in die Tiefe verschoben. Dies führt zu einer schwächeren Kopplung zum Transistorkanal (geringeres g_q). Andererseits erleichtert die HE-Implantation den Clear-Vorgang (geringeres V_{Clear}^{ON}), da zum einen der Ladungstransport in die Tiefe verschoben ist und zum anderen die <i>tiefe-p-</i> durch die <i>HE</i>-Implantation abgeschwächt wird. Für die in Kap. 5 beschriebenen DEPFET-RNDR-Detektoren ist diese Implantation essentiell, da sie für einen verlustfreien Elektronentransport sorgt.</p>	<p>Schnitt:</p> 
cs	<p><i>center source</i>; Bei dieser Designvariante liegt die Source in der Mitte, die Drain außen. Bei Einzelpixelstrukturen kann Source und Drain prinzipiell vertauscht werden, im Matrixbetrieb allerdings nicht mehr (Kap. 2.2). Hier wird für eine Source-Folger-Auslese (z.B. mittels CAMEX) aus Überlegungen zu Topologie und Ladungssammlung eine <i>center-source</i>-Struktur bevorzugt. Vielversprechende Messungen wurden aber auch an center-drain Strukturen gemacht.</p>	<p>Schnitt:</p> 

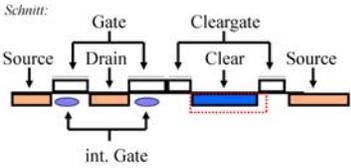
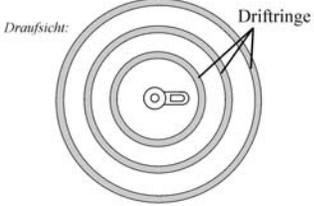
cd	<p><i>center drain</i>; Hierbei liegt die Drain in der Mitte des DEPFETs. Die Source-basierte Auslese einer Matrix mit DEPFETs der <i>cd</i>-Topologie erfordert zur Spaltentrennung einen zusätzlichen Channel-Separation Kontakt.</p>	 <p>Schnitt: Source, Gate, Drain, Cleargate, Clear, Source, int. Gate</p>
mp	<p><i>macro pixel</i>; Diese Variante stellt einen eigenen Entwicklungsstrang dar. Es ist die Kombination eines DEPFETs als Ausleseeinheit und eines Drift-detektors als Ladungssammlungseinheit. Makropixel-DEPFETs sind für Anwendungen gedacht, bei denen ein großflächiger Detektor, mit schneller Auslese und guten spektroskopischen Eigenschaften benötigt wird. Durch die große Pixelgröße ergibt sich eine moderate Ortsauflösung. Erste Untersuchungen finden sich unter [17]</p>	 <p>Draufsicht: Driftringe</p>

Tabelle 1: Untersuchte zirkularen Designvarianten der DEPFET Produktion PXD 4.

2.4 Auslesemodi

Neben der bereits erwähnten Auslese des *Correlated-Double-Sampling* (CDS), können zumindest die Einzelpixelstrukturen noch in anderen Auslesemodi betrieben werden. In Tab. 2 werden diese nach ihrer Art des Clear-Vorgangs unterschieden. Gerade die Möglichkeit, den DEPFET auch zeitkontinuierlich auszulesen, macht ihn interessant als Ausleseanode für SDDs, oder für Detektoren, in denen Ladungslaufzeiten gemessen werden müssen z.B. in Controlled Drift Detectors (CDDs).

2.5 Anwendungen

Die Motivation das DEPFET-Konzept als Strahlungsdetektor zu nutzen resultiert vor allem aus der Flexibilität der möglichen Betriebsarten, sowie der Möglichkeit großflächige pixelierte Detektoren realisieren zu können. Folgende Zusammenstellung soll das breite Anwendungsspektrum, sowie die zukünftigen Entwicklungen aufzeigen:

- Im Bereich der satellitengestützten Röntgenastronomie formieren sich momentan drei Einsatzgebiete für DEPFETs als abbildende Einheit. Zum einen stellt die ab 2018 geplante Mission XEUS [18] ein Großprojekt der ESA dar, das die Röntgenforschung der erfolgreichen Mission *XMM-Newton* [19] weiterführen soll. Des weiteren stellen die beiden zeitnäheren Missionen Simbol-X [20] [21] und BepiColombo [22] [23] den Einstieg von großformatigen DEPFET-Makropixelarrays in die abbildende Röntgenastronomie dar.

gepulstes Clear		kontinuierliches Clear	
CDS - corr. double sampling	zeitkontinuierliche Auslese	Overflow Mode	Drift-by-Betrieb
<p>Dies ist die klassische DEPFET-Auslese, für die er konzipiert wurde, und die für einen Matrixbetrieb notwendig ist (Kap. ??). Die während t_{int} gesammelte Ladung kann zu einem wählbaren Zeitpunkt ausgelesen werden (Kap. 2.1). Der Auslesevorgang selbst geschieht durch eine Differenzbildung der beiden Messung mit vollem, und leeren internem Gate.</p>	<p>Der DEPFET ist immer eingeschaltet und wird, abhängig von Leckstrom- und Ereignisrate mit einer Clearfrequenz gelöscht, die ein vollständiges Auffüllen des interne Gates verhindert. Dieses befindet sich damit meist in einem leeren bzw. schwach gefüllten Zustand. Die Source-Drain-Strom- bzw. Spannungsänderung bei Eintreffen einer Signalladung wird durch einen Hochpassfilter zeitkontinuierlich gefiltert und trägt somit die Information der Ankunftszeit (t_{Hit}) und die Größe der Ladungsmenge (Pulshöhe).</p>	<p>In dieser Betriebsart bleibt der DEPFET immer eingeschaltet. Das interne Gate ist durch Leckstrom oder frühere Ladungspakete komplett gefüllt. Zusätzlich eintreffende Ladungswolken modulieren zunächst die Kanalleitfähigkeit, diffundieren aber anschließend mit einer Zeitkonstante von typischerweise einigen $100 \mu s$ aus dem internen Gate in den positivsten Punkt der näheren Umgebung (meist Clear oder Source). Die schnelle Stromänderung beim Eintreffen der Ladung kann ebenso wie in der vorherigen Betriebsart zeitkontinuierlich gefiltert werden.</p>	<p>Diese Betriebsart ist eine Spezialform des Overflow Modes. Die eintreffende Signalladung driftet am Kanal entlang direkt ins Clear. Während dieser kurzen Wechselwirkungszeit erzeugt sie Spiegelladungen im Kanal, die dessen Leitfähigkeit verändern. Eine solche Auslese ist für extrem schnelle Applikationen ange-dacht, bei denen die Ankunftszeit der Ladungen sehr exakt vermessen werden muss, bzw. für die Auslese einer größeren Detektorfläche nur ein kurzes Zeitfenster zur Verfügung steht.</p>

Tabelle 2: Übersicht der verschiedenen Auslesemodi und deren Filterfunktionen.



Abbildung 11: Schematische Darstellung der Satellitenmission XEUS. Die Spiegeloptik und der Röntgendetektor befinden sich auf zwei verschiedenen Satelliten mit ca. 50 m Abstand voneinander. Die relative Ausrichtung der beiden Module relativ zueinander ist dabei auf 1 mm^3 genau.

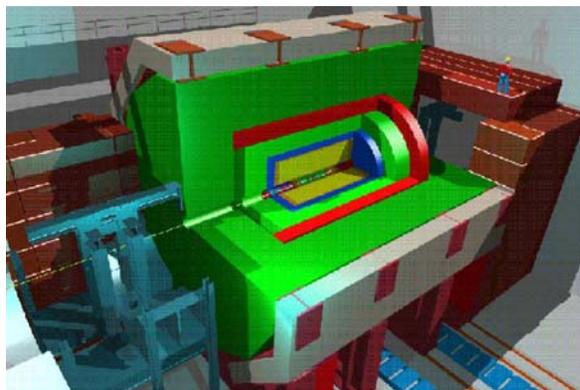


Abbildung 12: Schematische Darstellung des ILC-Detektors. Für die innerste Ebene sind für dieses Großprojekt DEPFET-Matrizen als Vertex-Detektoren vorgeschlagen.

- Für den Bereich der Hochenergiephysik vereinigen DEPFET-Matrizen mit kleinen Pixelgrößen von nur $24 \times 24 \mu\text{m}^2$ (gute Ortsauflösung) und die Möglichkeit der schnellen getriggerten Auslese die Voraussetzungen für den Einsatz als Vertex-Detektor im Großforschungsprojekt ILC (International Linear Collider) dar.
- Aber auch außerhalb der klassisch physikalisch motivierten Einsatzgebiete, sorgen die Forderungen nach einem schnellen, triggerbaren und flexiblen Imagingdetektor für eine weitere Spezialisierung des DEPFET-Konzeptes. Hier bietet das geplante *X-FEL*-Projekt (Free-Electron-Laser) neue Herausforderungen an eine zeitkontinuierliche, aber dennoch synchrone Detektorauslese. Das Forschungsinteresse richtet sich bei dieser Anwendung auf Strukturuntersuchungen und den dynamischen Bindungszuständen in Kristallen und Molekülverbänden.

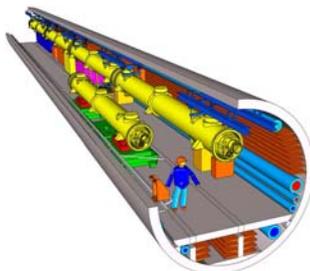


Abbildung 13: Symbolische Darstellung eines Ausschnitts des Linearbeschleunigers für das X-FEL Projekt. Durch das Abbremsen von Elektronen in wechselnden Magnetfeldern werden hierbei monoenergetische Röntgenstrahlen für Materialuntersuchungen erzeugt.

3 Der Messaufbau

Analog zu den verschiedenen Designvarianten der Einzelpixelstrukturen wurden auch die 64×64 -DEPFET-Testmatrizen in der in Tab. 1 gezeigten Designvielfalt hergestellt. Die Vermessung und Charakterisierung der hergestellten Testmatrizen soll Kenntnisse über die optimalen Betriebsparameter und Verbesserungsideen für die jeweils nächste Produktion liefern. Die Hauptinteressen bei den Matrix-Messungen umschliessen folgende Punkte:

- Ladungssammlung des DEPFET-Detektors.
- Löschverhalten bei Clearzeiten kürzer als 200 ns.
- Homogenität von Rauschen, Leckstrom und Gain der einzelnen Pixel
- Erfahrungsgewinn mit der Source-Folger-CDS-Auslese (CAMEX) und den Switcher-chips im realen Detektorbetrieb
- Variation der Auslesegeschwindigkeit

Bestimmte Betriebszustände von DEPFETs können im Matrixbetrieb nur schwer vermessen werden. Ein geschickterer Zugang zur DEPFET-Charakterisierung ergibt sich durch Untersuchungen an Einzelpixel- und Minimatixstrukturen. An diesen Strukturen können Betriebsparameter relativ frei gewählt werden und verschiedene Auslesemethoden einfacher getestet und verglichen werden als dies bei größeren Matrizen der Fall ist. Das während dieser Arbeit konzipierte SPIX-Board (Single-Pixel-Board) stellt eine Messumgebung zur Verfügung, mit der DEPFET-Einzelpixel und -Minimatixen, aber auch andere Arten von Ein- bzw. Wenigkanal-Detektoren (z.B. Dioden, SDDs, Makropixel ect.) im dynamischen Betrieb charakterisiert werden können.

3.1 Konzept

Die Anforderung an das SPIX-Board ist die Bereitstellung einer Infrastruktur mit einer größtmöglichen Flexibilität für den Betrieb verschiedener Detektoren und Auslesemechanismen. Hieraus entstand das Konzept eines modularen Aufbaus. Die einzelnen Komponenten des Systems sind:

- Ein USB-Board zur Bereitstellung der Trigger- und Sequenzsignale mittels eines programmierbaren FPGAs ([24]).
- Ein Detektor, der auf eine 40-Pin-Keramik gebondet ist.
- Eine austauschbare Ausleseplatine (meist Verstärker) mit Spannungsversorgung und Zugang zu Trigger-Leitungen.
- Zwei Steuersoftwarepakete zur Programmierung des FPGAs und zur hardwareseitigen Steuerung der Spannungsversorgungen.

- Eine Multiplexerplatine, mit der zeitgetriggert Spannungspulse variabler Länge und Amplitude erzeugt werden.
- Ein optischer Laser zur Bestrahlung des DUT (device under test) Detektors.
- Mechanischer Manipulator zur Positionierung von Strahlungsquellen.
- Ein ADC zur Datenaquisition.

Abb. 14 zeigt ein Photo des SPIX-Boards, das Blockdiagramm in Abb. 15 das dahinterstehende Konzept und die bereitgestellten Signale.

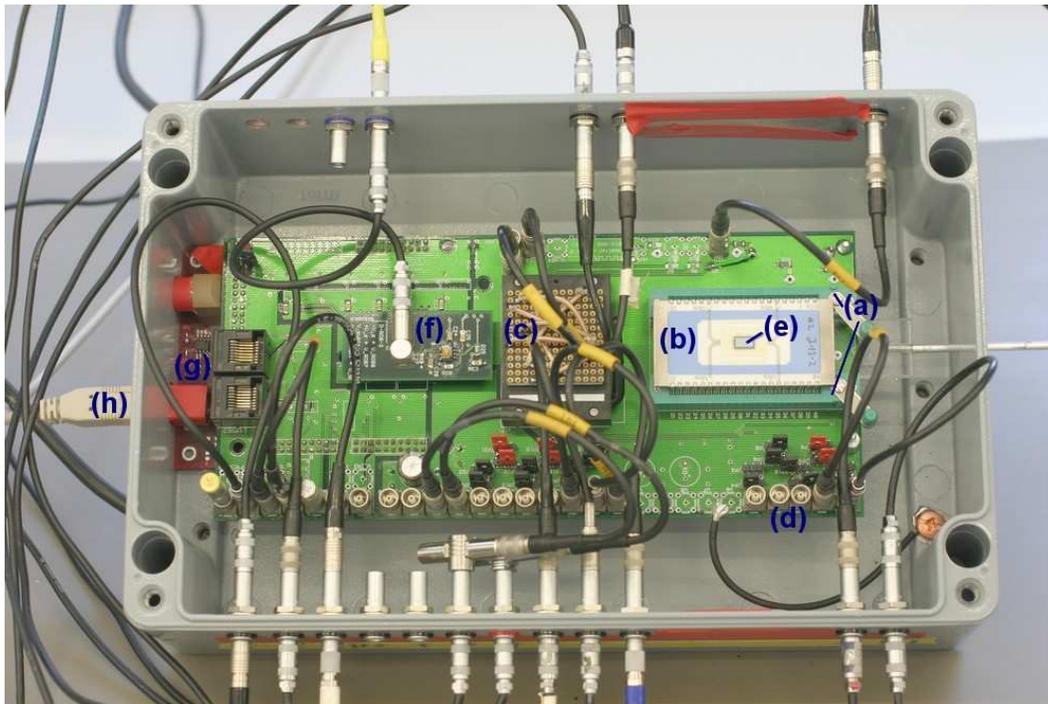


Abbildung 14: Der SPIX-Messaufbau. Zu sehen ist die zentrale Platine, eine 40-Pin-Keramik, eine Ausleseboard, die Switchmatrix, sowie das FPGA-USB-Board (zum größten Teil unterhalb der Hauptplatine.)

3.2 Aufbau

Eine vierlagige Europlatine ($160\text{mm} \times 100\text{mm}$) bildet die zentrale Einheit des Messplatzes (Abb. 14). Auf dieser Platine kann mittels Null-Kraft-Steckern (a) eine 40-Pin-Keramik (b) kontaktiert werden. Abhängig vom verwendeten Detektor können die benötigten Anschlusspins individuell mit Hilfe einer manuell zu lötenden Brückenmatrix (c) mit beliebigen Spannungen versorgt werden (d). Zusätzlich ist es möglich bis zu vier Ausgangssignale des

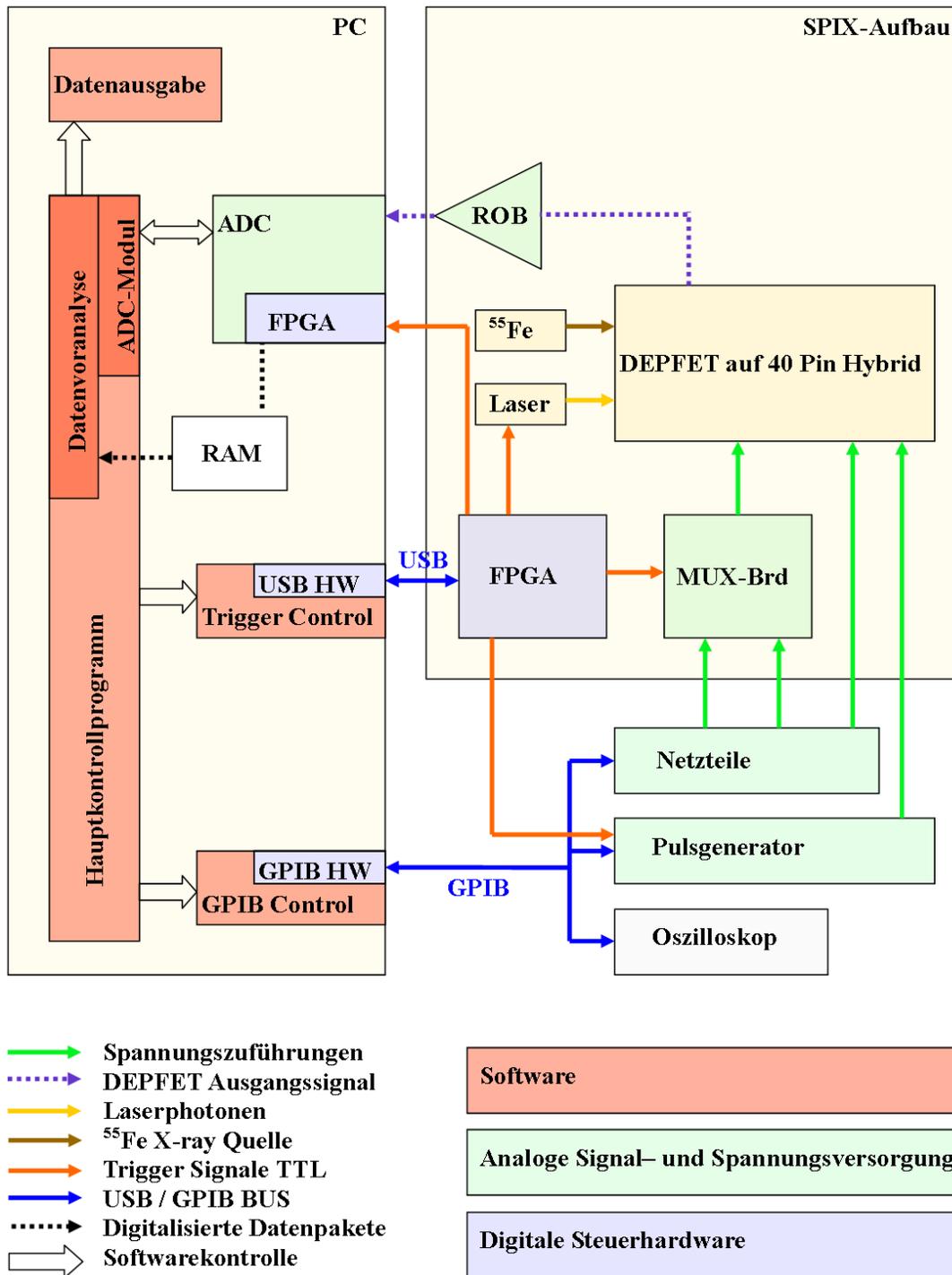
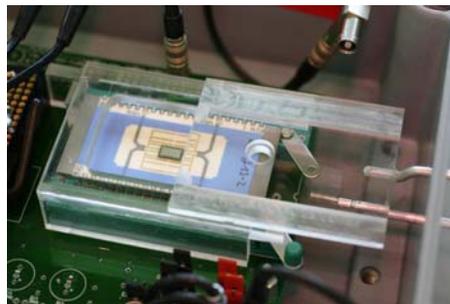


Abbildung 15: Übersicht des SPIX-Messaufbaus.

zu untersuchenden Detektor Chips (e) auf das Ausleseboard (f) zu führen. Da für den Normalbetrieb eines DEPFETs die gepulsten Steuerspannungen mit dem Auslese-ADC synchronisiert sein müssen, wird eine zentral programmierbare Steuereinheit benötigt. Diese Funktion übernimmt ein an der Universität-Bonn entwickeltes FPGA-USB-Board (g), das direkt mit dem SPIX-Board verbunden ist und sich benutzerfreundlich über eine Software-Bibliothek programmieren und via USB (h) ansprechen lässt. Da das Aluminiumgehäuse während der Messung geschlossen ist, kann mit Hilfe eines mechanischen Manipulators (Abb. 16) eine radioaktive Quellen unter, bzw. über dem Detektor positioniert werden.

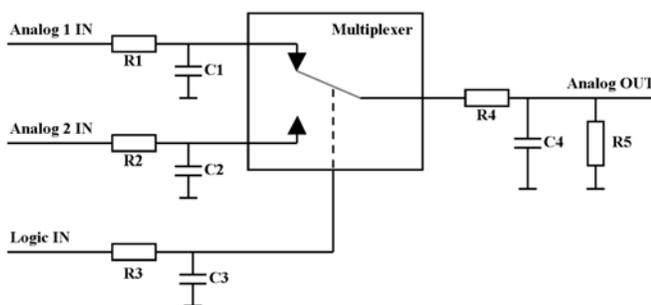
Abbildung 16: Mit Hilfe des Manipulators kann die radioaktive Quelle selbst bei geschlossenem Gehäuse verfahren werden. Darüberhinaus ist eine Bestrahlung von Vorder- und Rückseite möglich.



3.2.1 Spannungssteuerungseinheit

Das MUX-Board soll die Betriebsspannungen zur Verfügung stellen, die nicht statisch, sondern gepulst benötigt werden (z.B. Clear, Cleargate, Gate, Transfergate). Dazu kann mittels eines Multiplexers (DG419, MAXIM) zwischen zwei analogen Eingangsspannungen, z.B. Clear_{OFF} und Clear_{ON}, umgeschaltet werden. Den dazu nötigen logischen Trigger (Logic IN, Abb. 17) stellt das FPGA-USB-Board zur Verfügung. Mit der Wahl der äußeren Beschaltung der zwei analogen Eingänge und des analogen Ausgangs lässt sich Anstiegszeit und Qualität der Spannungsflanken anpassen. Die Multiplexer-ICs können Spannungspulse mit einer Differenz von bis zu 40 Volt erzeugen.

Abbildung 17: Schematische Darstellung eines Kanals der Multiplexer-Platine. Da die Betriebsspannung der Multiplexer bis zu $\pm 20V$ beträgt, können auch große Spannungsdifferenzen geschaltet werden, wie sie z.B. bei dem Clearvorgang benötigt werden.



3.2.2 Stromauslese

Das Grundprinzip der Stromauslese wird an Hand von Abb. 18 verdeutlicht. Der Operationsverstärker 1 regelt seinen Ausgang so, dass die Spannung an invertierendem und

nicht-invertierendem Eingang gleich wird [13]. Da diese am nicht-invertierenden Eingang von außen vorgegeben wird, richtet sich die Spannung am Ausgang lediglich nach dem Strom, der durch den Feedbackwiderstand R_2 fließt. Prinzipiell kann der DEPFET direkt mit dieser Methode ausgelesen werden, allerdings liegt der typische Source-Drain-Strom des DEPFETs bei $I_{DS} = 30 - 100 \mu A$ (eingeschalteter DEPFET-Transistors) und die Stromänderung, die sich durch Elektronen im internen Gate ergibt, bei ca. $300 - 450 pA/e^-$. Mit dem Widerstand R_1 vor dem Eingang kann dieser Grundstrom des DEPFETs abgezogen werden. Damit kann zum einen der dynamische Bereich des Verstärkers besser ausgenutzt werden, zum anderen wird die Verstärkung an die Messung von Strömen der Größenordnung Nanoampere angepasst. Die ersten Versuche mit einer einstufigen Stromauslese

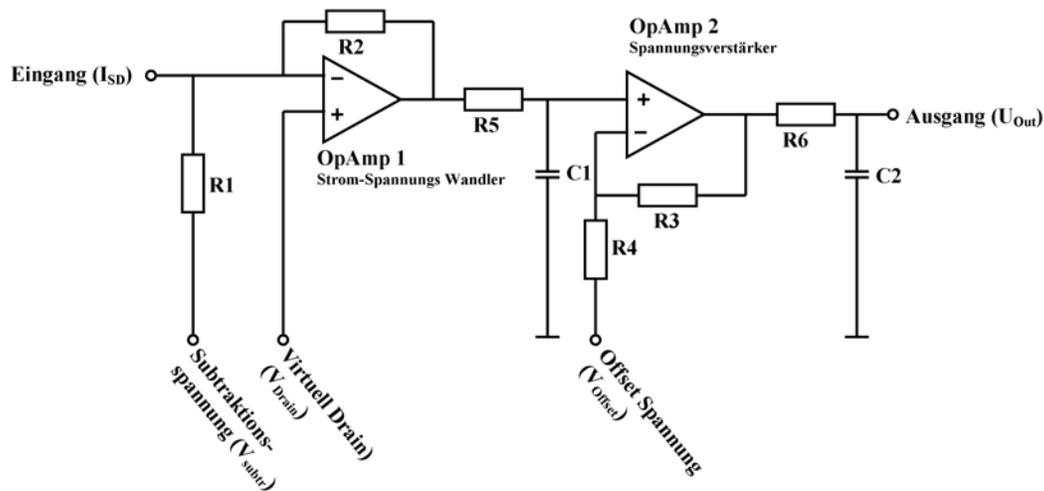


Abbildung 18: Vereinfachtes Schaltbild der zweistufigen Stromauslese. Während der Arbeit wurden mehrere solcher Ausleseplatinen entwickelt, die in ihren äußeren Beschaltungen und in ihren Eigenschaften den jeweiligen Anforderungen der Messung angepasst waren.

zeigen einen stabilen Betrieb und geringes Rauschen ($2e^-ENC$, zeitkontinuierliche Auslese $\tau = 6 \mu s$). Allerdings begrenzt die hohe Verstärkung die Bandbreite, was zu Signalanstiegszeiten von ca. $3 \mu s$ (10%-90%) führt. Für Messungen bei kürzeren Shapingzeiten ist die Stromauslese auf eine zweistufige Verstärkerschaltung erweitert worden (OpAmp 2 in Abb. 18). Dazu wurden mehrere Operationsverstärkertypen in Pspice simuliert und in Hardware getestet. In einem ersten Aufbau wurde der bereits erprobte Operationsverstärker AD797 [25] sowohl in der ersten Stufe als Strom-Spannungswandler, als auch in der zweiten Stufe als nicht-invertierender Spannungsverstärker verwendet. Die Ausgangsbandbreiten der ersten und zweiten Stufe können mittels Tiefpässen zusätzlich noch reduziert werden. Somit kann die Schaltung auf geringes Rauschen optimiert werden.

- Dazu muss die Bandbreitenbegrenzung beider Verstärkerstufen etwa gleich sein.
- Der Gain beider Stufen muss mindestens so hoch sein, dass Schwingungen zuverlässig unterdrückt werden.

- Die Feedback-Kapazitäten, welche parallel zu dem gainbestimmenden Feedbackwiderständen geschaltet sind, müssen so groß sein, dass sie auftretende Schwingungen unterdrücken, aber andererseits die Bandbreite ($\tau = R_{FB} \cdot C_{FB}$) nicht unnötig verringern.

Die Signalanstiegszeit eintreffender Röntgenphotonen verkürzte sich für den zweistufigen Verstärker auf ca. 400 ns (10%-90%). Abb. 19 zeigt für diesen Verstärkertyp das gemessene Rauschen für verschiedene Shaping-Zeiten von 0,5...6 μ s bei einer zeitkontinuierlichen Auslese (Modus 2, Tab. 2).

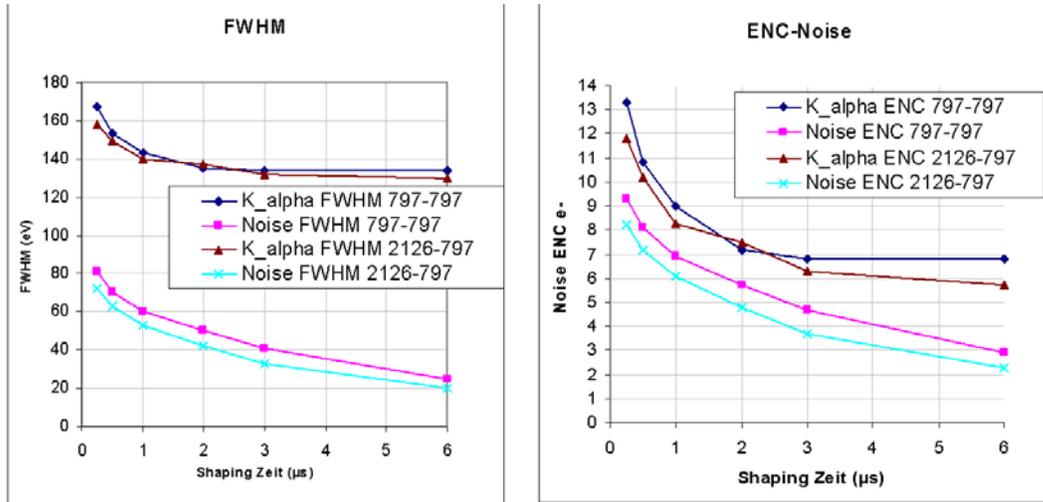


Abbildung 19: Vergleich der spektroskopischen Eigenschaften zweier Ausleseplatinen in einem zeitkontinuierlichen Detektorbetrieb. Die beiden Ausleseboards unterscheiden sich im wesentlichen durch die verwendeten Operationsverstärker der ersten Stufe (AD797 bzw. EL2126). Das geringere Stromrauschen des OpAmp EL2126 spiegelt sich in einem ca. 10 % niedrigeren Gesamttrauschen wieder.

3.2.3 Steuersoftware

Die in Abb. 15 dargestellte Einbettung der Softwarekomponenten (rot unterlegte Module) in das Gesamtsystem wird in diesem Unterkapitel näher beleuchtet. Abb. 20 zeigt dazu die einzelnen Softwaremodule und deren Kommunikation untereinander. Für die Realisierung wurde die C++ Entwicklungsumgebung des Borland Builder 6.0 benutzt [26]. In Abb. 21 ist am Beispiel mehrerer zeitlich folgender CDS-Messungen die programminterne Datenverarbeitung von der Generierung bis zur Histogrammerzeugung gezeigt.

Das Hauptprogramm (**SweepPrj**) stellt die zentrale Steuereinheit dar und benötigt folgende Eingaben:

- Wahl der Betriebsparameter, die variiert werden sollen (z.B. Spannungen, Triggerzeitpunkte, Pulsbreiten, Flankensteilheiten, etc.).

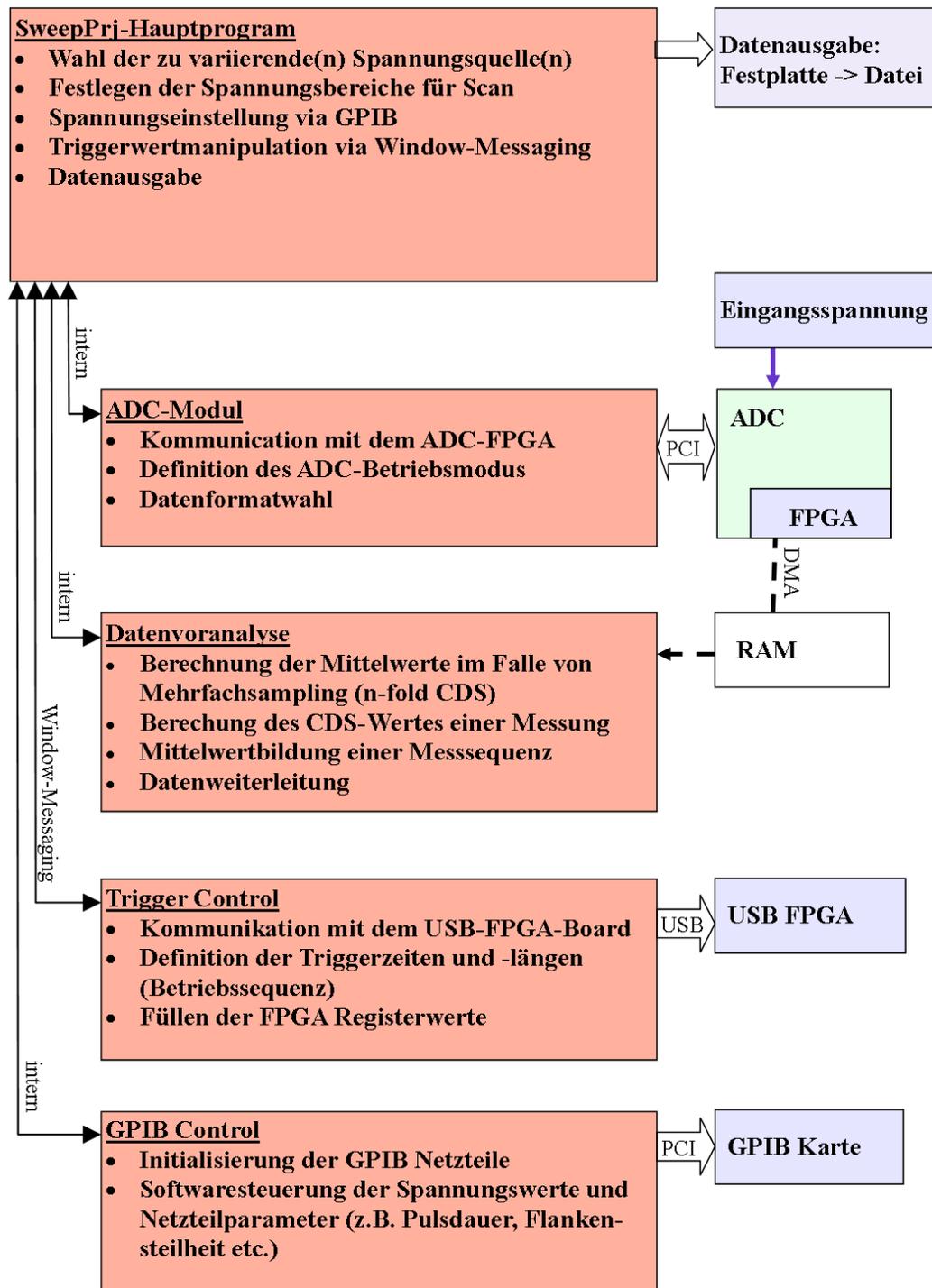


Abbildung 20: Struktureller Aufbau der Steuer- und Auslesesoftware. Vor allem eine hohe Flexibilität der Messdatengenerierung stand im Mittelpunkt des Softwareprojektes.

- Eingabe der Start- und Zielwerte für die gewählten Parameter. Falls nötig können bestimmte Parameterkombinationen als nicht zu messen maskiert werden.

Die hardwareseitige Einstellung der gewünschten Betriebsspannungen übernimmt das **GPIB-Control**-Modul:

- Anfängliche Initialisierung der GPIB-Geräte.
- Übergabe der aktuellen Betriebsparameter an die GPIB-Empfänger-Geräte (Spannungsquellen).

Die Triggergenerierung für die Bereitstellung der dynamischen DEPFET-Spannungen (Clear, Cleargate, Gate, Transfergate) und für die zeitliche Steuerung externer Module wie z.B. Laser, ADC-Clock oder ADC-Gate erledigt das USB-FPGA-Board [24], das über die **Trigger-Control** gesteuert wird und die zentrale Steuereinheit für den dynamischen DEPFET-Betrieb darstellt. Die Einstellmöglichkeiten umfassen:

- Definition der Sequenzlänge in USB-Board-Takten. Praktisch realisiert ist dies über einen internen Zähler der mit jedem Takt um eins erhöht wird, bis der Wert der Sequenzlänge erreicht ist. Anschließend startet das Nullsetzen der Zählervariable die Sequenz erneut.
- Eingabe der Triggerzeitpunkte (Taktnummer) für bis zu sieben physikalische Ausgangskanäle. Für eine Auswahl an Kanälen können bis zu vier Triggerzeitpunkte während einer Sequenzlänge gewählt werden. Beipielsweise kann damit das Gate während einer Sequenz mehrmals an- und ausgeschaltet werden.
- Für bestimmte Trigger kann zu jedem Triggerzeitpunkt noch eine Triggerlänge in Anzahl an Takten definiert werden.
- Speziell für die spätere RNDR-Auslese ist die Wiederholung eines bestimmten Zeitfensters innerhalb einer Sequenz nötig. Hierzu kann durch die Festlegung eines Startzeitpunktes, eines Endzeitpunktes und die Angabe der gewünschten Wiederholungen ein Teilabschnitt der Sequenz mehrfach durchlaufen werden.
- Die kürzeste Taktlänge beträgt $\approx 42ns^1$, sie kann aber nach Setzen eines *Clock-Divider* größer als eins um dessen Wert multiplikativ verlängert werden.

Die Kommunikation mit dem Analog-zu-Digital-Konverter (ADC) übernimmt die **ADC-Control**. Da ein DEPFET bzw. DEPFET-RNDR in der Hauptbetriebsart (CDS) zeitdiskret ausgelesen wird, muss dem ADC über einen Trigger mitgeteilt werden, wann die am ADC anliegende verstärkte Ausgangsspannung des DEPFETs digitalisiert werden soll (ADC-Gate-Trigger). Des weiteren benötigt der ADC ein Clock-Signal (ADC-Clock Trigger, 24 MHz aus dem USB-Board) und ein Frame-Keyword (ADC-Frame-Trigger), das das

¹Das FPGA-USB-Board hat eine Basis Betriebsfrequenz von 24 MHz, damit ergibt sich eine Taktabstand von $41,67ns$.

Ende einer Sequenz markiert. Prinzipiell kann auf dieses Keyword verzichtet werden, allerdings erleichtert es die softwareseitige Prüfung der Integrität der gewonnenen Daten. Vor der Datennahme müssen über die ADC-Control folgende Parameter eingestellt werden:

- Initialisierung der ADC-Karte.
- Wahl der Anzahl an Samplings s (oversampling), die nach dem Senden eines ADC-Gate-Triggers digitalisiert werden sollen: Bei einer Wahl von z.B. $s = 10$ werden in einem Abstand von $\approx 42ns$ 10 Messwerte genommen.
- Anzahl der Messdaten: Da die Daten nach der Digitalisierung zunächst über einen DMA-Transfer (Direct Memory Access) in den Arbeitsspeicher geschrieben werden, muss eine maximale Größe für diesen Datenblock angegeben werden. Dieser legt die Anzahl an Messwerten fest. Die Daten innerhalb eines DMA-Blocks sind somit von zeitlich folgenden Sequenzen. Da die maximale DMA-Größe durch das Betriebssystem auf typischerweise 16 MB begrenzt ist, stellt die Software die Möglichkeit bereit, mehrere DMA-Blöcke hintereinander zu akquirieren.

Nach jedem Ende eines DMA-Blocks werden die Daten aus dem Speicher gelesen. Dies übernimmt das **Datenvoranalyse-Modul**. Hierbei wird eine erste Reduktion der Daten durchgeführt:

- Falls pro ADC-Gate-Trigger mehrere Digitalisierungen durchgeführt wurden ($s > 1$), wird für jeden Triggerzeitpunkt jeweils nur der Mittelwert aus diesen s Digitalisierungen für die weitere Analyse verwendet (Abb. 21, 1.te Mittelwertbildung).
- Entsprechend den benutzerspezifischen Vorgaben im Datenvoranalyse-Modul können diese Mittelwerte entweder (a) direkt in ein Histogramm, oder (b) von einem weiteren Mittelwert (CDS) abgezogen werden (dieser Fall ist in Abb. 21 dargestellt). Zusätzlich möglich ist die direkte Speicherung der 1. Mittelwerte für eine spätere externe Softwareanalyse.
- Zusätzlich können eine Anzahl n zeitlich folgender CDS-Werte nach der Differenzbildung ein weiteres Mal gemittelt werden (Abb. 21, 2.te Mittelwertbildung). Hiervon wird im folgenden Kapitel für die Untersuchung des RNDR-Prozesses Gebrauch gemacht.

Da bei einem Scan über einen Spannungsbereich z.T. sehr viele Einzelhistogramme erzeugt werden, die anschließend einzeln analysiert werden müssten, erzeugt das Hauptprogramm für jede gemessene Parameterkombination einen Eintrag in einer Ergebnisdatei, der die aktuellen Scanparameter, die mittlere Position und die Breite der gemessenen Histogrammverteilung enthält.

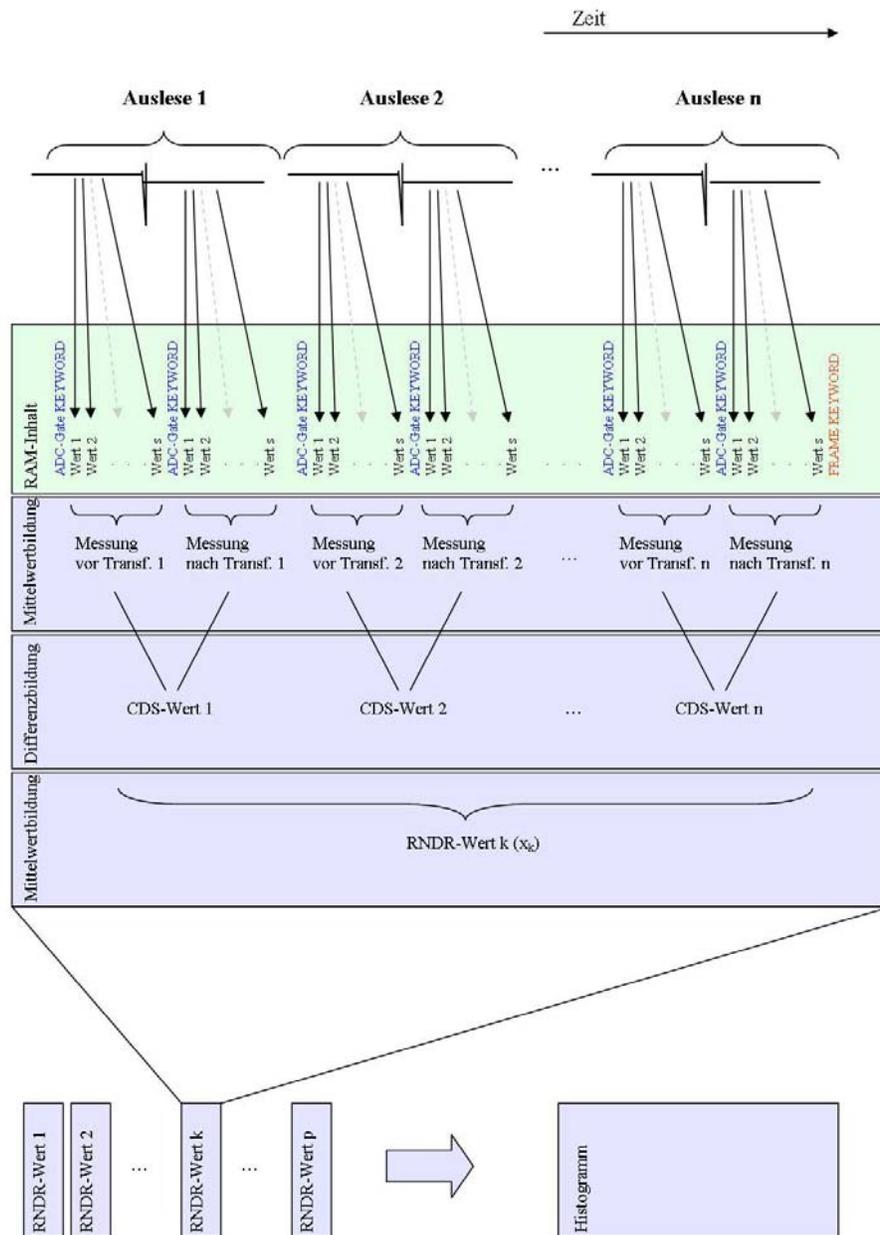


Abbildung 21: Übersicht der Datengenerierung und Verarbeitung des SPIX-Messplatzes. Das Beispiel zeigt, im Vorgriff auf Kap. 5, eine komplexe Datennahme, bei der die gewonnenen CDS-Werte erneut gemittelt werden.

4 Untersuchungen an Einzelpixeln und Minimatrizen

Das folgende Kapitel dient der Diskussion der Messergebnisse an Einzelpixel- und Minimatrixstrukturen. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Untersuchung des Clearmechanismus gelegt. Dieses Feld umschließt Messungen zur Vollständigkeit des Clears selbst, eine quantitative Analyse der Clearmenge und die Bestimmung der kapazitiven Koppelkonstante zwischen V_{intG} und V_{GS}^{OFF} . Des Weiteren werden Messungen zu Gain-Abhängigkeiten vorgestellt und die physikalischen Quellen des Rückseitenstroms untersucht. Für die Charakterisierung der spektroskopischen Eigenschaften werden Rauschmessungen und Ergebnisse von Bestrahlungsversuchen analysiert.

4.1 Clearmessungen

Wird zwischen den beiden Messvorgängen einer CDS-Auslese die gesammelte Ladungsmenge nicht vollständig entfernt, hat dies im wesentlichen drei negative Auswirkungen auf die spektroskopische Qualität des Detektors:

- Die Differenzbildung der beiden Messungen liefert einen zu geringen Ladungswert, wodurch eine geringere Strahlungsenergie gemessen wird, als im Detektor wechselwirkte.
- Da die unvollständig gelöschte Ladungsmenge für unterschiedliche Sequenzen Schwankungen unterliegt, führt dies zu einem zusätzlichen Rauschbeitrag im Spektrum (Reset-Noise bzw. kTC-Rauschen).
- Darüberhinaus besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass die verbleibende Restladung bei dem folgenden Auslesevorgang wiederum teilweise gemessen wird. Dies führt zu (meist) niederenergetischen Falsch-Einträgen in einem Spektrum.

Mit dem SPIX-Board wurden die Abhängigkeiten von V_{Clear}^{ON} und V_{CG}^{ON} auf den Mechanismus des Clearvorgangs empirisch untersucht. Hierzu wurde jeweils ein DEPFET einer 4×4 -Minimatrizen dynamisch betrieben und ausgelesen. Die Modularität des Aufbaus erlaubt dabei das Anlegen zweier verschiedener V_{Clear}^{ON} - und V_{CG}^{ON} -Spannungen (CLEAR I, CLEAR II) an die entsprechenden Kontakte. Somit kann für verschiedene Clear- und Cleargate-Spannungen die jeweilige Cleareffizienz vermessen werden. Der zeitliche Ablauf der Messung ist in Abb. 22 anhand einer Beispielsequenz dargestellt und beinhaltet folgende Mess- und Steuerschritte:

1. Ein vollständiges Löschen (CLEAR I) sorgt für ein anfänglich leeres *internes Gate*.
2. Der Source-Drain-Strom des DEPFETs wird gemessen, dies ist der Referenzwert, der dem Leerzustand i_{leer} entspricht (rote Triggerspur, Sampling a).
3. Mit einem Laser wird eine definierte Ladungsmenge im Detektorvolumen erzeugt, von der ca. $q_{intG} = 8000e^-$ im *internen Gate* des zu untersuchenden DEPFETs

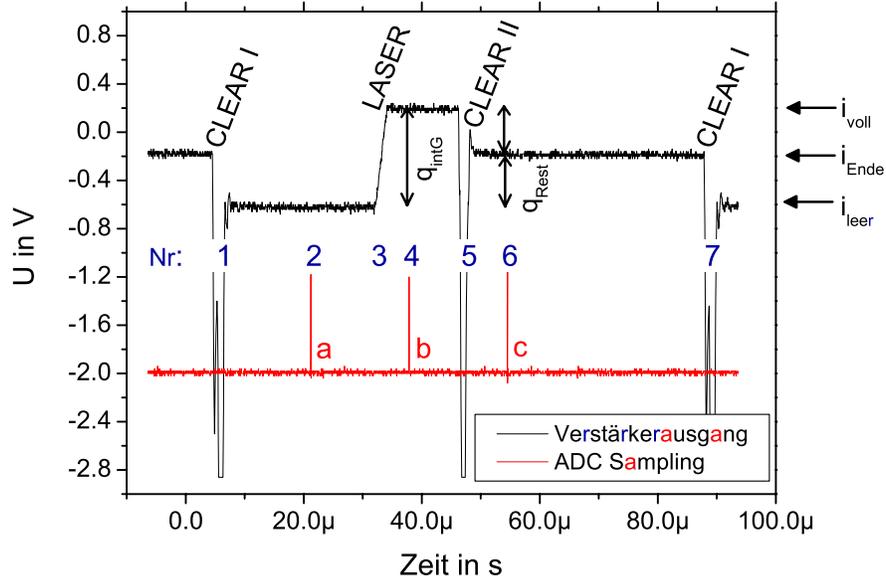


Abbildung 22: Zeitlicher Ablauf einer Sequenz der Clearstudie. Nachdem der DEPFET vollständig gelöscht ist (1, CLEAR I) wird der Source-Drain-Strom gemessen (2, Sampling a). Anschließend werden mittels eines Lasers Elektron-Loch-Paare erzeugt (3) und die gesammelte Ladungsmenge bestimmt (4, Sampling b - Sampling a $\sim q_{intG}$). Falls das Clear II (5), wie in diesem Beispiel, unvollständig ist, bleibt Restladung im DEPFET übrig (q_{Rest}). Dessen Menge wird mit Sampling c (6) bestimmt. Anschließend sorgt das Clear I (7) der nächsten Sequenz wieder für ein leeres internes Gate des DEPFETs.

gesammelt werden (LASER). Während der Bestrahlungszeit steigt I_{SD} aufgrund der zunehmenden Ladungsmenge linear an.

4. Der Stromwert nach der Laserinjektion i_{voll} wird gemessen (Sampling b).
5. Mit dem Applizieren eines Testclears (CLEAR II) wird das interne Gate des DEPFETs, abhängig von $V_{Clear II}^{ON}$ und $V_{CG II}^{ON}$ vollständig oder nur teilweise gelöscht.
6. Erneutes Messen des Stromes nach dem Testclear i_{Ende} (Sampling c).
7. Start der folgenden Sequenz mit einem vollständigen Clearvorgang (CLEAR I).

Mit den drei Messwerten a, b und c kann aus

$$q_{intG} = \frac{i_{voll} - i_{leer}}{g_q} \quad (1)$$

und

$$q_{Rest} = (i_{voll} - i_{Ende})/g_q \quad (2)$$

der Wert für die gesammelte und die nicht-gelöschte Ladungsmenge jeder Sequenz berechnet werden. Die relative gelöschte Ladung wird mit

$$p_{Clear} = 1 - \frac{q_{intG} - q_{Rest}}{q_{intG}} \quad (3)$$

ermittelt und in einem Histogramm eingeordnet. p_{Clear} ist somit die Cleareffizienz des DEPFETs. Der Wert $p_{Clear} = 1$ entspricht einem vollständigen Löschvorgang, ein geringer Wert einem unvollständigen Clear. Aus der Breite des Histogramms mit den Einträgen q_{Rest} kann zusätzlich noch die Schwankung der nicht-gelöschten Restladung bestimmt werden, was Gegenstand der Diskussion des nächsten Unterpunktes ist. Um die Spannungsbereiche zu ermitteln, bei dem ein vollständiges Clear möglich ist, wurden V_{Clear}^{ON} II und V_{CG}^{ON} II systematisch variiert und die jeweilige gesammelte Ladung q_{intG} sowie die verbliebene Restladung q_{Rest} gemessen. Die Abbildungen 23 bis 26 zeigen für die jeweils getesteten Spannungs-kombinationen die mittlere gelöschte Ladungsmenge (p_{Clear}) bei verschiedenen Designvarianten.

Zwischen den beiden Varianten *cut-gate* (cg) (Abb. 23) und *round-gate* (rg) (Abb. 24) ergeben sich aus den Untersuchungen nur geringe Unterschiede im Clearverhalten. Wie erwartet, lässt sich die cg-Variante bereits bei geringen Cleargate und Clear Spannungen löschen. Auch der Betrieb als *center source* (cs)- oder *center drain* (cd)-DEPFET bringt nur leichte Vorteile für die cd-Variante.

Die untersuchten Spannungs-kombinationen für V_{Clear}^{ON} II und V_{CG}^{ON} II lassen sich in drei Bereiche gliedern (Beschriftung siehe Abb. 23):

- A) Vollständiges Clear: Bei dieser Kombination von V_{Clear}^{ON} II und V_{CG}^{ON} II ist ein 100-prozentiges Ladungslöschen möglich ($p_{Clear} = 1$).
- B) Unvollständiges Clear: Der Cleargate-Transistor ist nicht weit genug geöffnet bzw. das Clear ist nicht positiv genug, um das interne Gate vollständig zu löschen.
- C) Mögliche Rückemission von Elektronen: Ist V_{CG}^{ON} II zu positiv, driften Elektronen sowohl aus dem internen Gate als auch aus dem (zu negativen) Clearbereich unter das Cleargate. Nach dem Umschalten in den CG_{OFF} -Zustand (V_{CG}^{OFF}) ergibt sich für den Verbleib dieser Elektronen ein Konkurrenz-zustand zwischen Clearkontakt und internem Gate, sodass, abhängig von den jeweiligen Potenzialverhältnissen, eine Aufteilung dieser Elektronen stattfindet. Je weniger positiv dabei V_{Clear}^{ON} ist, desto mehr Ladungen driften ins interne Gate zurück. Damit kann, wie in der Messung zu sehen, sogar der Zustand eintreten, dass nach dem Löschvorgang mehr Elektronen im internen Gate sind als zuvor.

Nachdem die Abhängigkeiten der Clear- und Cleargate-Spannung auf die Cleareffizienz bekannt sind, bleibt der Einfluss der Ladungsmenge auf die Vollständigkeit des Clears zu untersuchen. Abb. 27 zeigt dazu die Restladungsmenge q_{Rest} für $V_{Clear}^{ON} = +4 \text{ V} \dots +15 \text{ V}$. Die anfängliche Ladungsmenge betrug bei dieser Messung im Mittel $q_{intG} \approx 1400$ bzw. $q_{intG} \approx 2900$ Elektronen. Für $V_{Clear}^{ON} < +4, 5 \text{ V}$ werden nur wenige Elektronen aus dem internen Gate

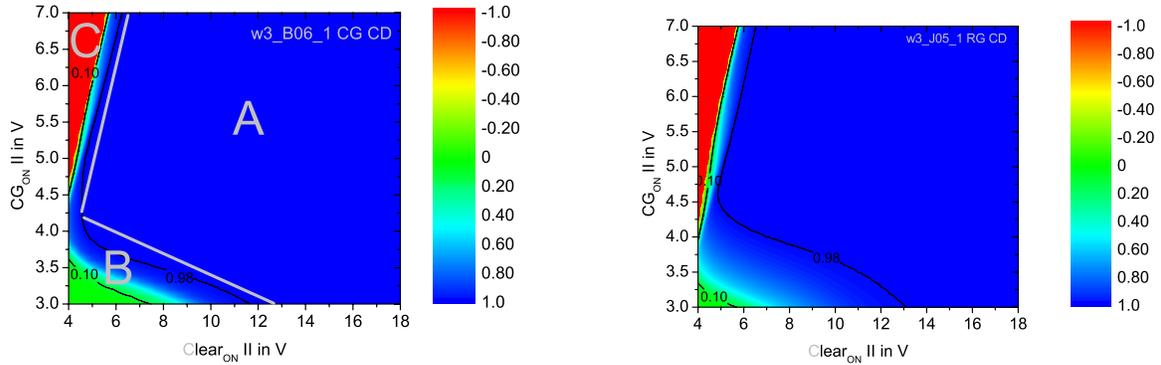


Abbildung 23: Für diese Clearstudie wurde ein *cut-gate*-Pixel einer Minimatrix mit einer Ladungsmenge von ca. $q_{intG} = 8000e^-$ mit Hilfe eines Lasers gefüllt. Anschließend wurde der DEPFET mit verschiedenen Kombinationen von $V_{Clear}^{ON} = 4V...18V$ und $V_{CG}^{ON} = 3V...7V$ versucht zu löschen (CLEAR II, siehe Abb. 22). Der Plot zeigt farb-codiert den Anteil der gelöschten Ladungsmenge p_{Clear} ($1 = 100\%$).

Abbildung 24: Wiederholung der Messung aus Abb. 23 mit einem *round-gate*-DEPFET. Für geringe Werte von V_{CG}^{ON} und V_{Clear}^{ON} kann ein cg-DEPFET vollständiger gelöscht werden. Eine Erklärung des Phänomens kann im kürzeren geometrischen Abstand zwischen internem Gate und Clear-Kontakt gefunden werden.

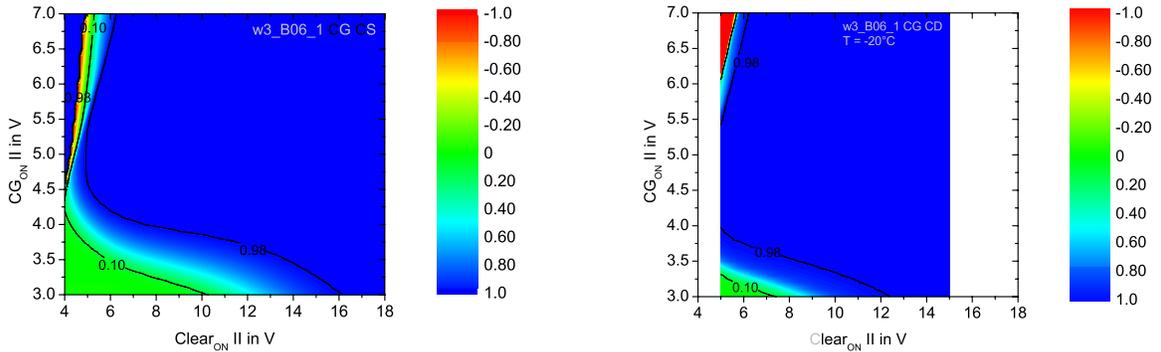


Abbildung 25: Clear-Studie mit der Minimatrix aus Abb. 23 (cg), in *center-source* (cs)-Konfiguration. Die prinzipielle Clear-Charakteristik bleibt erhalten. Im cs-Betrieb werden leicht positivere Clear- und Cleargate-Spannungen für ein vollständiges Löschen benötigt.

Abbildung 26: Die Messung aus Abb. 23 bei einer Temperatur von $-20^\circ C$. Für ein vollständiges Löschen des DEPFETs sind leicht positivere $Clear_{ON}$ II-, bzw. CG_{ON} II-Spannungen nötig.

gelöscht. Die gemessene Schwankung der Restladungsmenge $\sigma_{exp}(q_{Rest})$ entspricht in diesem Fall der erwarteten Poissonverteilung des Lasers². Für positivere Clearspannungen nehmen

² $37,4e^- = \sqrt{1400}e^-$, bzw. $53,8e^- = \sqrt{2900}e^-$

Restladungsmenge und Rauschen ab, allerdings ist der gemessene Rauschwert geringer, als er sich aus einer poissonverteilten Schwankung der Restladungsmenge ergäbe $\sigma_{poiss}(q_{Rest}) = \sqrt{q_{Rest}}$. Ein wichtiges Ergebnis dieser Messung ist, dass aus einer geringen Schwankung von q_{Rest} nicht zwangsläufig auf ein vollständiges Clear geschlossen werden kann, sondern dass dies lediglich ein Zeichen für die Stabilität und Definiertheit des Clearvorgangs an sich ist.

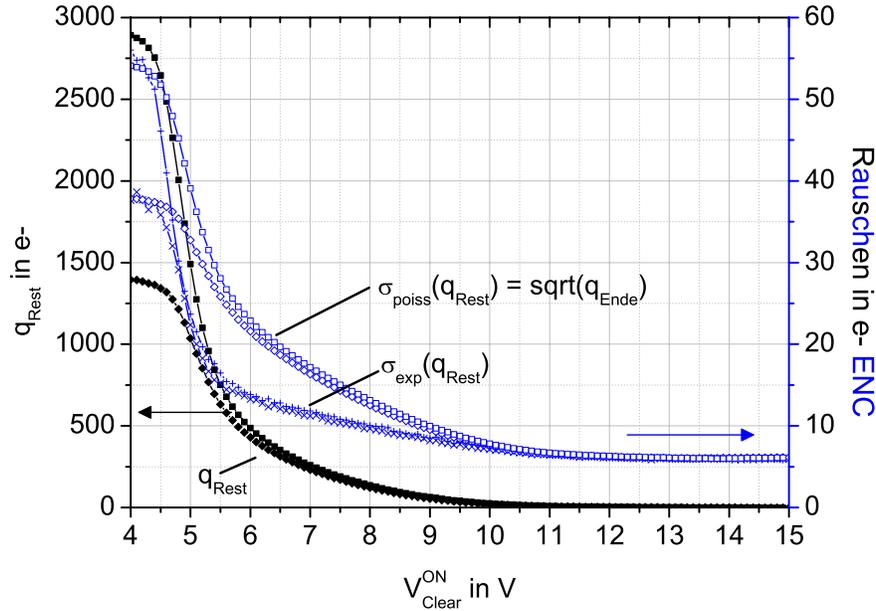


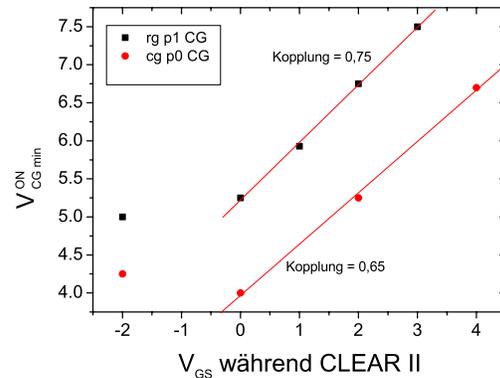
Abbildung 27: Veranschaulichung der Restladung und der gemessenen Restladungsschwankung im Vergleich zu einer theoretischen Berechnung der Schwankung aus der Restladungsmenge und dem Systemrauschen (ca. $6e^-$ ENC). Dargestellt sind die beiden Fälle mit $q_{intG} = 1400e^-$ bzw. $2900e^-$. Bei diesen Messungen wurde $V_{CG}^{ON} = +3, 5V$ gewählt. Die blauen Graphen stellen Rauschwerte in e^- ENC dar (rechte Skala), die schwarzen Graphen entsprechen der Ladungsmenge nach dem Clear in e^- (linke Skala).

Als letzter Punkt der Clearmessungen wird eine Methode vorgestellt, mit der die kapazitive Kopplung zwischen *externem* und *internem* Gate experimentell bestimmt werden kann. Hierzu wird der beschriebene Clearscan dahingehend abgeändert, dass V_{GS} während des Löschvorganges verändert werden kann. Wird diese Spannung dabei positiver als V_{thr} gewählt, sperrt der Transistor. Dadurch ist das interne Gate kapazitiv an das externe Gate gekoppelt. Dies ist ein wichtiger Aspekt für die Ladungssammlung in einem DEPFET, da mit positiverem V_{GS} die Attraktivität des internen Gates Elektronen gegenüber erhöht wird.

Für $V_{GS} = -2V \dots + 4V$ wurden aus den dabei gewonnenen 2D-Clear-Studien der Schnittpunkt der Begrenzungslinie zwischen den Bereichen A und B (Abb. 23) mit der

y-Achse bestimmt. Der Wert des Schnittpunktes hat keine Bedeutung, wohl aber seine Verschiebung für positivere V_{GS}^{OFF} -Spannungen. Diese Verschiebung ist eine Folge des positiveren V_{intG} , da für das Löschen des internen Gates eine Absenkung der Cleargate-Barriere nötig ist. Die Kopplung von V_{intG} mit V_{GS}^{OFF} kann somit indirekt bestimmt werden. Abb. 28 zeigt das Ergebnis dieser Messungen am Beispiel zweier DEPFETs (rg-p1 und cg-p0). Für $V_{GS} > 0V$ sperrt der Transistor und die kapazitive Kopplung wird ausgebildet. Die Steigung des Fits liefert für die beiden Designvarianten ein übereinstimmendes Ergebnis von ca. 0,7. D.h. eine Spannungsänderung von V_{GS}^{OFF} um 1V führt zu einer Veränderung des internen-Gate-Potenzials um 0,7V. Der Wert selbst definiert aber nur eine obere Grenze, da die genaue kapazitive Kopplung von V_{CG}^{ON} auf das Cleargate-Kanal-Potenzial nicht bekannt ist (Annahme: Kopplung = 1), und durch die zusätzliche Kopplung des Cleargates mit dem internen Gate dieses bei Anlegen von V_{CG}^{ON} ebenfalls erhöht wird.

Abbildung 28: Experimentelle Bestimmung einer Obergrenze für die Kopplungsstärke des internen und externen Gates. Das Diagramm zeigt für die beiden Fälle der DEPFET-Varianten rg-p1 und cg-p0 übereinstimmende Ergebnisse einer Kopplungsstärke von ca. 0,7.



4.2 Kalibration durch spektroskopische Messungen

Die Entwicklung der zirkularen DEPFET-Variante ist vor allem durch Anwendungen der bildgebenden astronomischen Spektroskopie motiviert. Daher sind die Designparameter (z.B. Detektordicke, Eintrittsfenster, Pixelgröße, ect.) für dieses Einsatzgebiet optimiert. Mit spektroskopischen Messungen an Einzelpixeln und Minimatrizen kann das Detektorrauschen und die g_q -Abhängigkeit untersucht werden. Zwei Aspekte müssen bei der Auswertung von Röntgen-Spektren, die mit Einzelpixel-Detektoren gewonnen wurden dabei aber besonders berücksichtigt werden:

- Da das Einzugsgebiet der gesammelten Ladung nicht genau definiert ist, enthält das Spektrum Energieeinträge mit unvollständiger Ladungssammlung. Um dennoch Aussagen über das Verhalten des DEPFETs im spektroskopischen Einsatz machen zu können, muss der Detektor von der Vorderseite, bestrahlt werden, um den Anteil an Splittereignissen gering zu halten.

- Einzelpixel reagieren sehr sensitiv auf Einflüsse der näheren Pixel-Umgebung, dies sind z.B. Schwankungen in der Bulk-Spannung oder oberflächengenerierter Leckstrom im Einzugsgebiet des DEPFETs.

Dennoch bieten Messungen an Einzelpixel-Strukturen viele Vorteile, da eine Ausleselektronik verwendet werden kann, deren intrinsisches Rauschen gegenüber dem Detektorrauschen vernachlässigt werden kann. Abb. 29 zeigt dazu ein ^{55}Fe -Spektrum eines DEPFETs, der mit einer strom-basierten Auslese im Auslesemodus 2 (siehe Tab. 2) bei Raumtemperatur betrieben wurde. Das verstärkte DEPFET-Ausgangssignal wurde nach einem zeitkontinuierlichen Filtern mit einer Shaping-Zeit von $6\mu\text{s}$ digitalisiert und in ein Histogramm eingeordnet. Mit dem bekannten Verstärkungsfaktor der Strom-Auslese (f) und des verwendeten ADCs (g), sowie der bekannten Energie des K_α -Peaks kann das g_q und das Detektorrauschen σ des jeweiligen Betriebszustandes bestimmt werden.

$$g_q = \frac{(X_{K_\alpha} - X_R)}{\frac{E_{K_\alpha}}{3,63 \frac{eV}{e^-}}} \cdot \frac{1}{f \cdot g} \quad (4)$$

$$\sigma = \frac{\sigma_R \cdot \frac{E_{K_\alpha}}{3,63 \frac{eV}{e^-}}}{X_{K_\alpha} - X_R} \quad (5)$$

g_q	Interne DEPFET-Verstärkung in $[\frac{pA}{e^-}]$
X_{K_α}	Mittlere Position des K_α -Peaks in [ADU]
X_R	Mittlere Position des Rausch-Peaks in [ADU]
E_{K_α}	Energie des K_α -Peaks in [eV] ($5890\text{eV} \equiv 1623e^-$ für Silizium)
f	Verstärkung des Strom/Spannungswandlers in [V/A]
g	Auflösungsvermögen des ADC in [ADU/V]
σ	Breite der Rauschverteilung in e^- ENC
σ_R	rms Wert der Rauschverteilung in [ADU]

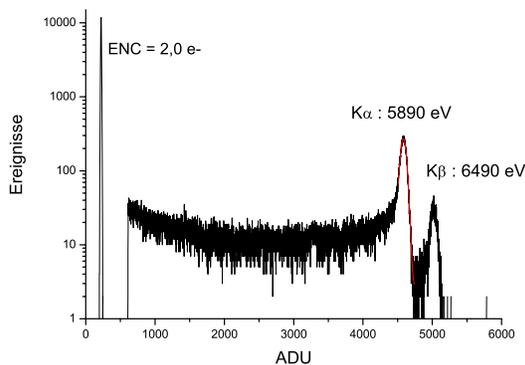
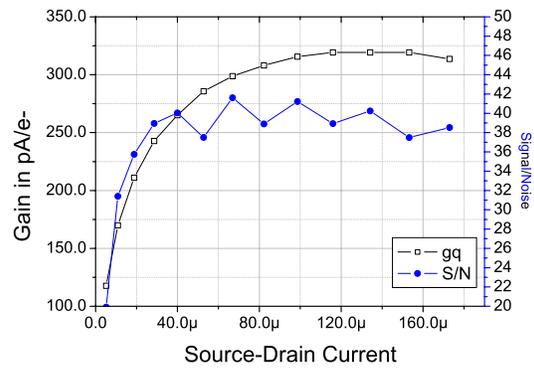


Abbildung 29: Dieses Spektrum wurde mit einem zeitkontinuierlichen Filter (Silena Shaper) mit einem gepulst betriebenen Clear an einem von der Vorderseite bestrahlten DEPFET-Einzelpixel gewonnen (Auslesemodus 2 in Tab.2). Die verwendete Quelle war ein ^{55}Fe -Präparat. Die Isotope hinterlassen nach dem Zerfall durch K-Einfang ein angeregtes ^{55}Mn -Atom. Dieses emittiert beim Übergang in den Grundzustand primär Röntgenphotonen der Energie 5890eV (K_α) und 6490eV (K_β).

4.3 Gain-Untersuchungen

Neben dem vollständigen Löschen von q_{intG} ist auch ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis (S/N) wichtig, um gute spektroskopische Auflösungen erreichen zu können. Bei einem DEPFET wird das hohe S/N-Verhältnis vor allem durch ein großes g_q erreicht, da durch eine größere Kanalstromänderung pro gesammeltem Elektron der Einfluss des Rauschens der Ausleseelektronik auf das Gesamttrauschen verringert wird. Aus früheren Untersuchungen ist bekannt, dass sich der Gain (g_q) bei der Stromauslese mit zunehmendem Source-Drain-Strom I_{SD} erhöht [10]. Für eine genauere Analyse wurden hierzu in einer strombasierten Auslese für verschiedene Source-Drain-Ströme ^{55}Fe -Spektren aufgenommen und Gain und S/N bestimmt (Abb. 30). Das g_q steigt mit zunehmendem Source-Drain-Strom an. Der Signal-zu-Rausch-Wert bleibt allerdings für Ströme größer $\approx 40\mu\text{A}$ konstant. Daraus kann abgeleitet werden, dass der Hauptanteil des Rauschens vom DEPFET selbst herrührt und mit größerem g_q gleichermaßen mitverstärkt wird.

Abbildung 30: Gain in pA/e^- (schwarzer Graph, linke Skala) und S/N (blauer Graph, rechte Skala) für verschiedene Source-Drain-Ströme. Betriebsparameter: $V_S = 0\text{V}$, $V_{DS} = -5\text{V}$. V_{GS} wurde variiert. Die Eichung des Gains geschah mittels einer ^{55}Fe -Quelle (Kap. 4.2). Ab einem Strom von $\approx 40\mu\text{A}$ steigt das g_q zwar noch an, das S/N bleibt im Rahmen der Messgenauigkeit aber konstant.



Eine Zunahme des g_q mit I_{DS} ergibt sich allerdings nur für den Fall einer homogenen Source-Drain-Stromdichte und einer gleichmäßigen Verteilung der Elektronen im internen Gate. Im Falle eines zirkularen DEPFETs kann sich, abhängig von V_{CG}^{OFF} , eine inhomogene Elektronenverteilung bilden, die eine negative Auswirkung auf das g_q hat. In Abb. 31 ist dies Abhängigkeit quantitativ dargestellt. Den vier Messungen liegen die beiden Designvarianten *cut-gate* und *round-gate* zu Grunde (siehe Kap. 2.3), die jeweils als *center-source* (cs) und *center-drain* (cd) ausgelesen wurden.

Im Falle eines cd-Betriebs ist die g_q -Abhängigkeit sowohl bei dem cg- als auch bei dem rg-DEPFET von V_{CG}^{OFF} sehr gering, das maximal erreichbare g_q liegt in diesem Fall bei $\approx 280\text{pA}/e^-$. Wird der DEPFET demgegenüber mit der Source im Zentrum betrieben (cs), hängt der Gain stark von V_{CG}^{OFF} ab. Das g_q sättigt für $V_{CG}^{OFF} < -10\text{V}$ bei einem Wert von $\approx 460\text{pA}/e^-$, wobei ein starker Unterschied zwischen der rg- und cg-Variante zu beobachten ist. Eine Erklärung dieses Phänomens sei durch Abb. 32 veranschaulicht. Falls V_{CG}^{OFF} nicht negativ genug ist, um unter dem Cleargate-Kontakt eine ausreichende Löcher-Inversionsschicht auszubilden, liegt kein Drain-Potenzial an der Kontaktstelle Gate-Cleargate an. Dadurch treten zwei ungewollte Effekte ein:

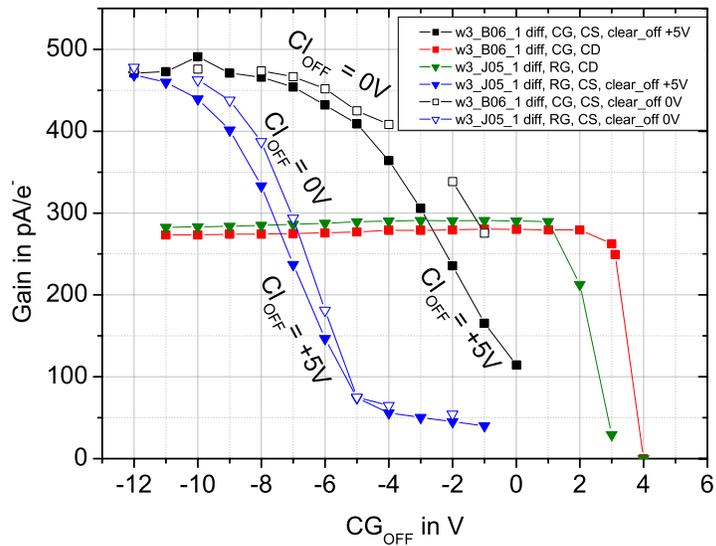


Abbildung 31: Abhängigkeit des g_q von V_{CG}^{OFF} . Im Fall eines Source-Center-Betriebs (schwarzer (cg) und blauer (rg) Graph) hängt der Gain stark von V_{CG}^{OFF} ab.

1. Die Source-Drain-Stromdichte ist zwischen Source und der Löcher-Inversionsschicht unter dem Cleargate-Kontakt reduziert.
2. Zwischen Source und Cleargate bildet sich innerhalb des internen Gates ein zusätzliches Potenzialminimum. Die darin befindlichen Elektronen haben durch den reduzierten Source-Drain-Strom aber eine geringere Steuerwirkung auf den Transistorstrom, womit sich das Gesamt- g_q verringert. Erst bei sehr negativer V_{CG}^{OFF} -Spannung verschwindet diese Potenzialtasche, da mit zunehmender Löcherdichte unter dem Cleargate der Spannungsabfall zwischen der Cleargate-Gate-Kante und dem Draingebiet abnimmt.

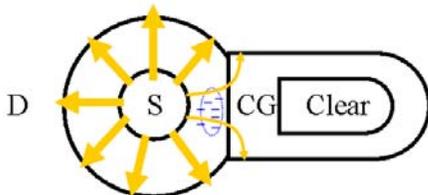
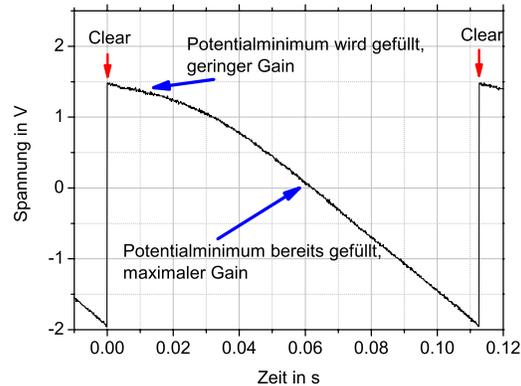


Abbildung 32: Veranschaulichung der Problematik bei einem cs-DEPFET-Betrieb. Falls die Löcher-schicht nicht durchstellen kann, nimmt die Stromdichte im Bereich des Cleargates ab. Zusätzlich bildet sich durch das positivere Potenzial unterhalb des Cleargates ein Potenzialminimum für Elektronen (blau angedeutet).

Der *cut-gate*-DEPFET erreicht das Sättigungs- g_q bereits für $V_{CG}^{OFF} < -8V$. Hierfür ist die geometrisch kürzere Verbindung zwischen Source und Cleargate verantwortlich, weshalb sich das Potenzialminimum nicht so stark ausbilden kann.

Durch V_{Clear}^{OFF} sollte das Potenzialminimum ebenfalls beeinflussbar sein. Allerdings unterscheiden sich die g_q -Kurven für die beiden vermessenen Fälle $V_{Clear}^{OFF} = 0V$ und $V_{Clear}^{OFF} = 5V$ nur gering, was auf eine schwache Kopplung schließen lässt. Im Falle eines *cd*-Betriebs reicht bereits eine relativ geringe negative CG_{OFF} -Spannung um Source-Potenzial unter dem Cleargate-Kontakt bereitstellen zu können. Erst bei $V_{CG}^{OFF} > +1V$ wird die Verbindung hochohmiger und das Potenzialminimum bildet sich aus (Abnahme des g_q).

Abbildung 33: Ausgangsspannung des Vorverstärkers eines Center-Source-DEPFETs mit $V_{CG}^{OFF} = -4V$. Der Pixel füllt sich über eine zeitliche Länge von ca. $110ms$ durch den konstanten Leckstrom. Das maximale g_q (größte Steigung) wird erst erreicht, wenn das parasitäre Potenzialminimum gefüllt ist und die weiteren eintreffenden Elektronen sich gleichmäßiger im internen Gate verteilen können.



Das Ergebnis eines experimentellen Nachweises dieser parasitären Potenzialtasche ist in Abb. 33 dargestellt. Es zeigt die Ausgangsspannung des verwendeten Vorverstärkers. Da es sich um einen invertierenden Transimpedanzverstärker handelt, entspricht eine Spannungsabnahme einer DEPFET-Stromzunahme. In der Messung wurde über eine Integrationszeit von $t_{int} = 110ms$ Leckstrom gesammelt. Der Effekt des Potenzialminimums äußert sich in einem füllstandsabhängigen g_q -Verhalten. Erst nachdem das Potenzialminimum gefüllt ist (nach ca. $50ms$), verteilen sich die Elektronen nun auch vermehrt im restlichen Bereich des internen Gates. Die Verstärkung nimmt ihren maximalen Wert an (maximale Steigung).

Draufsicht:

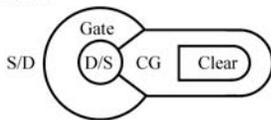


Abbildung 34: Quasilineare DEPFET-Geometrie.

kann sich bei dieser Struktur allerdings ein parasitären Löcherkanals zwischen Source und Drain ausbilden.

Um den Effekt des parasitären Potenzialminimums zu reduzieren wird in der nächsten Detektorproduktion ein DEPFET-Design getestet werden, das die Ausbildung des Minimums aufgrund einer Geometrie unterdrückt. Diese, als quasilinear bezeichnete Strukturvariante, ist in Abb. 34 dargestellt. Der Cleargate-Kontakt ist bis an das zentrale Terminal (Source bzw. Drain) herangeführt, sodass im kritischen Bereich kein internes Gate vorhanden ist. Bei zu negativer V_{CG}^{OFF}

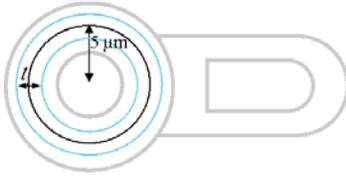


Abbildung 35: Verschiebung der Elektronendichten bei cs- und cd-Betrieb.

Der zweite wichtige Aspekt bei der Auswertung von Abb. 31 ist der Unterschied in dem maximal erreichbaren g_q für die zwei unterschiedlichen Betriebsmodi *center-source* und *center-drain* von $460 \text{ pA}/e^-$ bzw. $280 \text{ pA}/e^-$. Dieser Effekt erklärt sich aus der zirkularen Geometrie des externen und internen Gates. Die gesammelten Signalelektronen sind im internen Gate zur positiveren Source hin verschoben. Somit befindet sich der Ladungsschwerpunkt im Falle eines cs-Betriebs mehr an der inneren Begrenzung des internen Gates. Da über diesem Bereich die Kanal-Stromdichte größer ist als am äußeren Rand haben die Elektronen eine größere Steuerwirkung auf den Source-Drain-Strom als im cd-Fall, wo die Elektronen im Mittel näher an der äußeren Begrenzung des internen Gates positioniert sind. Unter der Annahme einer, in erster Näherung, linear mit dem Radius abnehmenden Transistorstromdichte, kann die Schwerpunktsverschiebung l zwischen dem cs- und cd-Betrieb für einen zirkularen DEPFET abgeschätzt werden (Abb. 35). Mit einem Abstand von $5 \mu\text{m}$ zwischen dem Zentrum des DEPFETs und der Gatemittelpunktslinie ergibt sich ein Schwerpunktsabstand l zwischen dem cs- und cd-Betrieb zu:

$$\frac{5\mu\text{m} + l/2}{5\mu\text{m} - l/2} = \frac{460\text{pA}/e^-}{280\text{pA}/e^-} \Rightarrow l = 2,98\mu\text{m} \quad (6)$$

4.4 Der Rückseitenstrom

Wie sich an den Gain-Messungen zeigt, wäre ein Source-Center-DEPFET mit $V_{CG}^{OFF} < -12\text{V}$ aufgrund des hohen g_q zu favorisieren. Allerdings führt ein stark negatives CG_{OFF} -Potenzial zu einer ohmschen Verbindung des Gate-Kanals mit der tiefen p-Implantation des Clearkontaktes. Löcher unter dem Cleargate können die Barriere der Seitwärtsdepletion durch thermische Anregung überwinden und einen Rückseitenstrom generieren. Die genaue Herkunft und die Steuermechanismen dieses parasitären Löcherstroms werden in diesem Kapitel untersucht.

Abb. 36 veranschaulicht für den cs-Fall den Pfad des Rückseitenstroms. Die Löcher des Rückseitenstroms stammen hierbei ursprünglich aus dem Source-Kontakt. Normalerweise sorgt die positive Raumladung der Vorderseiten-n-Implantation dafür, dass Löcher des Source-, Drain- oder des Channel-Separation-Kontakts die Rückseite nicht erreichen können. Da allerdings das Elektronenreservoir der Clear n-Implantation gegen Emission abgeschirmt werden muss und zugleich Ladungsverluste durch eine zu positive Clearregion

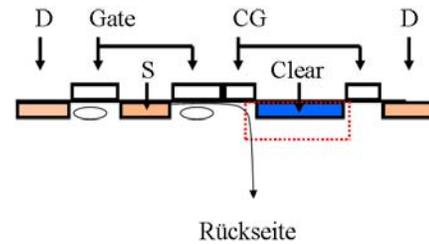


Abbildung 36: Pfad des Rückseitenstroms. Durch eine zu negative CG_{OFF} -Spannung können Löcher der Source das Gebiet der tiefen p-Implantation erreichen und von dort über thermische Emission die Barriere zur Rückseite überwinden.

vermieden werden sollen, wird eine zusätzliche, *tiefe-p*-Implantation unterhalb des Clearkontaktes benötigt. Hierbei wird die barrierebildende Wirkung der positiven Raumladung unterhalb des Clearkontaktes reduziert, wodurch sich über diese p-Implantation ein Löcherstrom von der Source zum Rückkontakt ausbilden kann. Dieser ist in einem gewissen Rahmen über die V_{ClearOFF} -Spannung steuerbar. Da der Rückseitenstrom ein Teil des Transistorstroms ist, geht damit Information über die Füllmenge des internen Gates verloren, wodurch das S/N abnimmt.

Für die beiden Betriebsmodi cs (Abb. 38) und cd (Abb. 39) unterscheiden sich die Abhängigkeiten dieses Löcherstroms von $V_{\text{CG}}^{\text{OFF}}$. Die *Source-Center*-Konfiguration zeigt einen mit negativerem Cleargate zunehmenden Rückseitenstrom, der allerdings für $V_{\text{CG}}^{\text{OFF}} < -7\text{ V}$ und $V_{\text{Clear}}^{\text{OFF}} > -0,5\text{ V}$ wieder abnimmt.

Das in Abb. 37 gezeigte Ersatzschaltbild eines zirkularen DEPFETs veranschaulicht die Dynamik des Prozesses. Für den Fall einer V_{CGOFF} -Spannung positiver als -4 V , ist die Löcherkonzentration unter dem Cleargate so gering, dass nur wenige Löcher das Cleargate in Punkt A erreichen³. Der Transistorstrom fließt hauptsächlich über die direkte Source-Drain-Verbindung. Für negativere V_{CGOFF} -Spannungen nimmt der Rückseitenstrom zunächst zu. Aus einer gleichzeitigen Messung des Source- und Drainstroms (Abb. 40) findet sich der Rückseitenstrom in einem entsprechend verringerten Drainstrom wieder. Im Fall des CS-Betriebs fließt also ein Teil des Source-Transistorstroms über die Rückseite ab. Eine Erklärung dieses Effekts liefert die Betrachtung der qualitativen Strompfadwiderstände unter dem Cleargate (Abb. 37). Im Fall geringer Löcherinversion ($-7\text{ V} < V_{\text{CGOFF}} < -4\text{ V}$) können am Punkt A eintreffende Löcher über die ohmsche Verbindung $R4$ das Gebiet der tiefen p-Implantation erreichen. Von hier aus kann die Barriere zur Rückseite durch thermische Emission überwunden werden. Die ebenfalls vorhandene ohmsche Verbindung $R2$ bzw. $R3$ zum Draingebiet ist bei geringer Löcherkonzentration noch hochohmig.

Die Verhältnisse ändern sich mit negativerer V_{CGOFF} -Spannung. $R2$ und $R3$ werden in Folge der zunehmenden Löcherkonzentration niederohmiger, wobei sich am Punkt A schließlich Drain-Potenzial ($V_{\text{Drain}} = -5\text{ V}$) einstellt und somit der Strompfad zur *tiefen-p*-Implantation unterbunden wird⁴ ($R2, R3 \rightarrow 0\Omega$). Der Rückseitenstrom geht auf Null zurück. Durch die Wahl einer negativeren V_{ClearOFF} -Spannung und damit einem negativerem *tiefen-p*-Potenzial, kann er wieder eingeschaltet werden (Abb. 42).

Neben dem parasitären Rückseitenstrom kann sich, sobald Löcher das *tiefen-p*-Gebiet erreichen, auch ein Löcherstrom zum Channel-Separation-Kontakt ausbilden. Abb. 44 und 45 zeigen diesen Strom in Abhängigkeit der V_{CGOFF} - und V_{ClearOFF} -Spannung. Seine Ab-

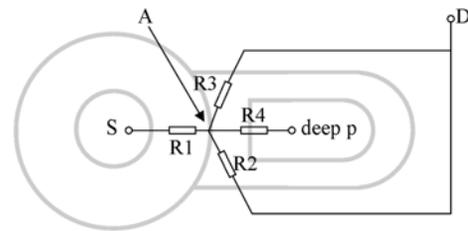


Abbildung 37: Ersatzschaltbild zur Erklärung des Rückseitenstroms.

³Bei Punkt A stellt sich bei schwacher Löcherinversion unter dem Cleargate Source-Potenzial ein.

⁴Das Potenzial des tiefen-p (deep p: dp) liegt ca. 3 V negativer als das Clearpotenzial: $V_{dp} = V_{\text{Clear}}^{\text{OFF}} - 3\text{ V}$

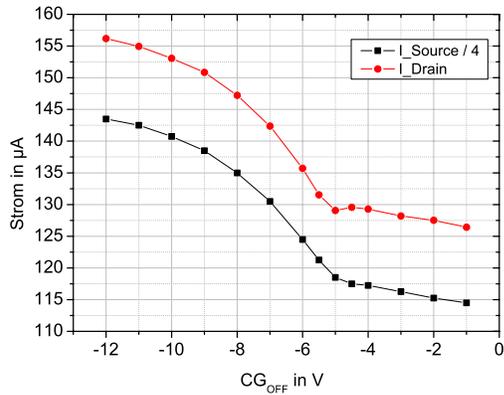


Abbildung 38: Source- und Drainstrom im *Center-Source*-Betrieb. Die Quelle des eintretenden Rückseitenstrom für $-7V < CG_{OFF} < -4V$ (Abb. 40) ist die Source. Ein verminderter Drain-Strom ist die Folge.

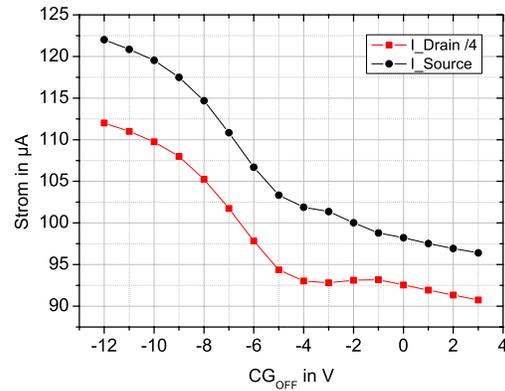


Abbildung 39: Source- und Drainstrom im *Center-Drain*-Betrieb. Bei Eintreten des Rückseitenstroms ($CG_{OFF} < -1V$) steigt der Source-Strom an. Da der Cleargate-Kontakt in die großflächige Source eingebettet ist, besteht eine permanente Verbindung zwischen Source und Rückseite über die *tiefe-p*-Implantation des Clear-Kontakts.

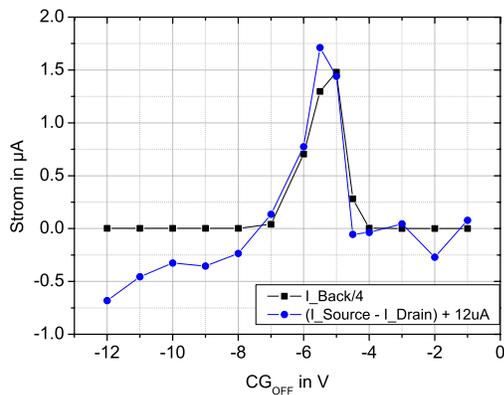


Abbildung 40: Dieses Diagramm zeigt die Offset-korrigierte Differenz aus Source und Drain-Strom (blau), sowie den zusätzlich gemessenen Rückseitenstrom (schwarz). Der fehlende Drain-Strom entspricht im Rahmen der Messgenauigkeit dem Rückseitenstrom. Die scheinbar zunehmende Stromdifferenz für CG_{OFF} negativer als $-7V$ ist noch unverständlich, kann aber evtl. auf eine stromstärkenabhängige Messgenauigkeit des verwendeten Messgerätes zurückgeführt werden.

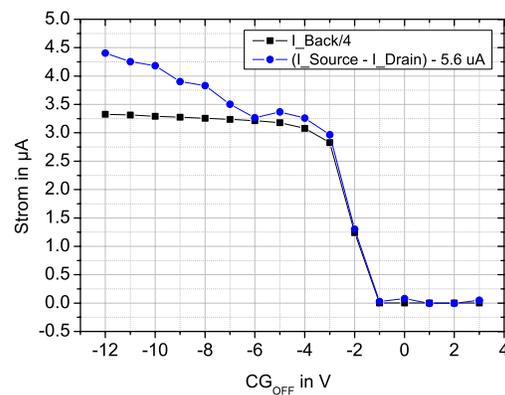


Abbildung 41: Auch im Fall eines cd-Betriebs fließt ein Teil des Source-Stroms über die tiefe-p-Implantation zur Rückseite ab.

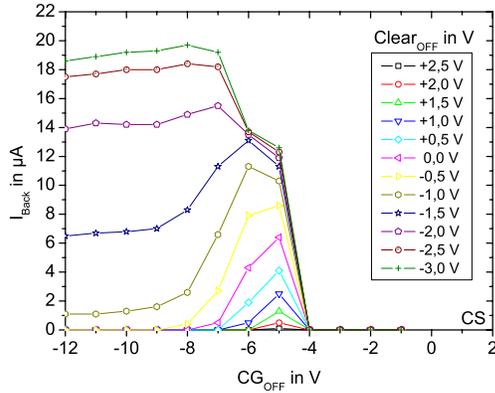


Abbildung 42: CG_{OFF} - und $Clear_{OFF}$ -Abhängigkeit des Rückseitenstroms im *center-source*-Betrieb.

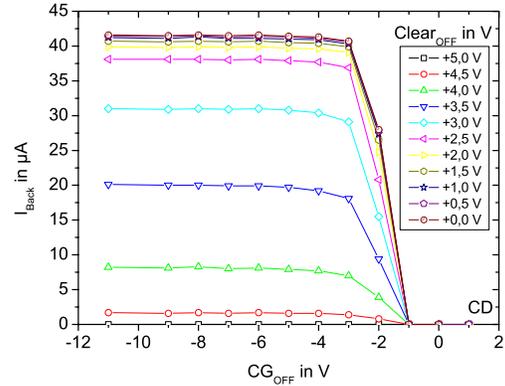


Abbildung 43: CG_{OFF} - und $Clear_{OFF}$ -Abhängigkeit des Rückseitenstroms im *center-drain*-Betrieb.

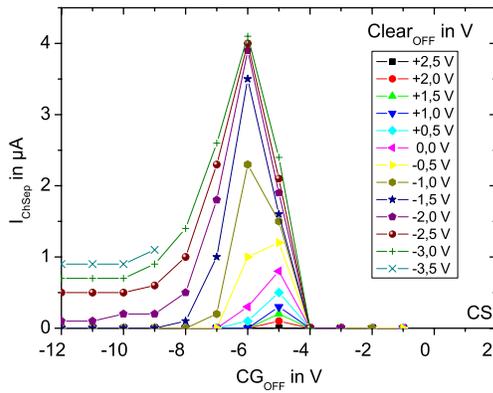


Abbildung 44: Löcherstrom in die Channel-Separation bei *cs*-Betrieb.

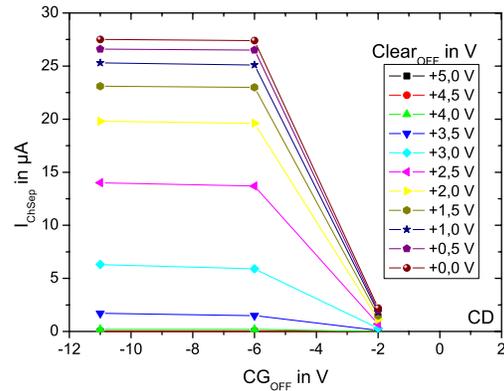


Abbildung 45: Löcherstrom in die Channel-Separation bei *cd*-Betrieb.

hängigkeiten gleichen dem Rückseitenstrom, allerdings ist er schwächer ausgebildet.

Für den *cd*-Fall (Abb. 41 und 43) setzt der Rückseitenstrom bereits bei einer $5V$ positiveren CG_{OFF} -Spannung ein. Da die Source über den gesamten Cleargateumfang Kontakt zur *tiefen-p*-Implantation hat, ist der Rückseitenstrom nur noch abhängig von V_{Clear}^{OFF} , die das Potenzial der *tiefen-p*-Region bestimmt.

4.5 Stoß-Ionisation in DEPFETs

Die Stoß-Ionisation ist für einen ladungssammelnden Detektor ein störender Effekt, da er zur Generation freier Elektronen führt, die abhängig vom Entstehungsort zeitlich parallel zur Signalladung akkumuliert werden. Der Ionisationsprozess kann in Detektorgebieten

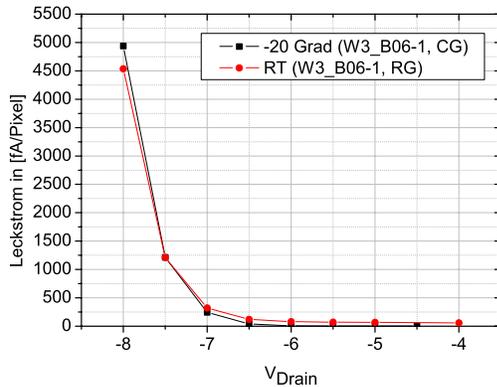


Abbildung 46: Entstehung schwacher Stoß-Ionisation durch eine zu negative Drain-Spannung. Bei $V_{DS} < -6V$ bilden sich zwischen dem Pinch-Off-Punkt und dem Drain-Kontakt Feldstärken, die ausreichen um Löcher auf Energien zu beschleunigen, dass diese durch Stöße Elektron-Loch-Paare generieren können.

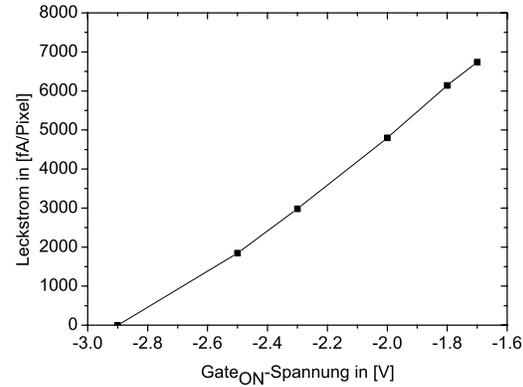


Abbildung 47: Der Effekt kann auch durch V_{GS}^{ON} gesteuert werden. Eine positivere Gate-Spannung führt zu einer exponentiellen Zunahme der Stoßwahrscheinlichkeit, aber auch zu einer quadratischen Abnahme des Transistorstroms, sodass sich in erster Näherung eine lineare Abhängigkeit von V_{GS} ergibt.

mit hohen elektrischen Feldern stattfinden. Erreichen freie Elektronen oder Löcher beim Durchdriften einer solchen Region eine kritische kinetische Energie ($E_{krit. e^-}$, bzw. $E_{krit. h}$), können sie damit weitere freie Elektronen bzw. Löcher durch Gitterstöße generieren.

Messungen an cd-DEPFETs zeigen eine starke Zunahme des Leckstroms für sehr negative Drain-Spannungen (Abb. 46). Ein Erklärungsmechanismus ergibt sich mit Blick auf die Potenzialverhältnisse zwischen dem Pinch-Off-Punkt des Transistorkanals und dem Drain-p-Kontakt. Das Potenzial des Pinch-Off-Punktes wird von V_{GS}^{ON} definiert. Mit einer negativeren Drain-Spannung steigt das elektrische Feld zwischen den beiden Regionen. Bei Überschreiten von $E_{krit. h}$ reicht ihre Energie aus, um Elektronen des Valenzbandes in das Leitungsband zu heben. Da diese freien Elektronen in depletiertem Gebiet entstehen, driften sie zum positivsten Gebiet, was in diesem Fall das *interne Gate* ist. Da die Löcher-Mobilität bei kalten Temperaturen zunimmt und die kritische Löcher-Energie so früher erreicht wird, ergibt sich eine leicht höhere Ionisationsrate für die Messung bei $-20^\circ C$ (schwarzer Graph).

Analog zur Steuerung über die Drain-Spannung kann die Stärke des Effektes auch über die Variation der Gate-Spannung kontrolliert werden (Abb. 47). Eine positivere Gate-Spannung erhöht das E-Feld zwischen Pinch-Off-Punkt und Drain-Kontakt, sodass die Stoß-Ionisation zunimmt. Für diese Messung wurde bewusst eine Drain-Spannung von $-8V$ gewählt, um eine große Ionisations-Rate zu provozieren. Für den DEPFET-Betrieb stellt dieser Effekt zunächst keine Einschränkung dar, da stark negative Drain-Spannungen für den normalen Betrieb nicht nötig sind. Bei einer Miniaturisierung des Transistors bzw. einer Reduzierung der Gate-Oxid-Dicke kann der Effekt bereits bei moderateren Spannungen

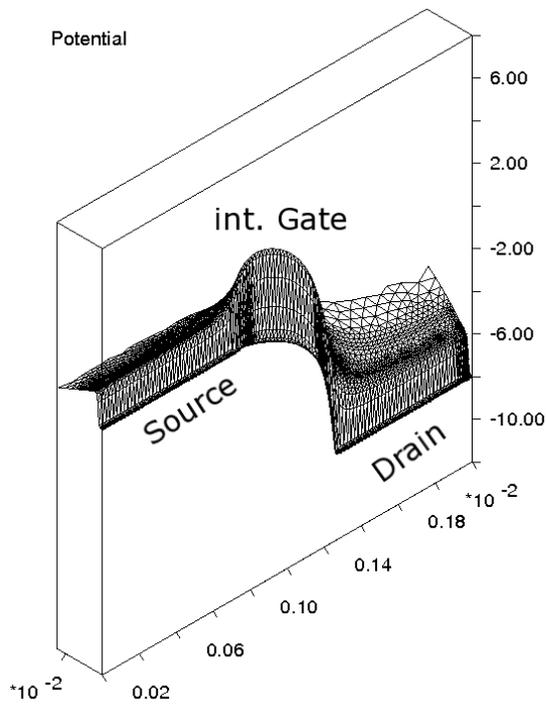


Abbildung 48: Simulierte Potentialverhältnisse zwischen Source ($V_{Source} = 0V$) und Drain ($V_{Drain} = -7,5V$) bis in eine Tiefe von $1\mu m$. Die Simulation wurde mit dem Device-Simulator TeS-CA [27] durchgeführt.

Abbildung 50: Maximal auftretende Feldstärke für $V_{DS} = -7,5V \dots -5V$. Beim experimentell beobachteten Einsetzen des Stoß-Ionisation ergeben sich aus der Simulation E-Feldspitzen von ca. $130kV/cm$.

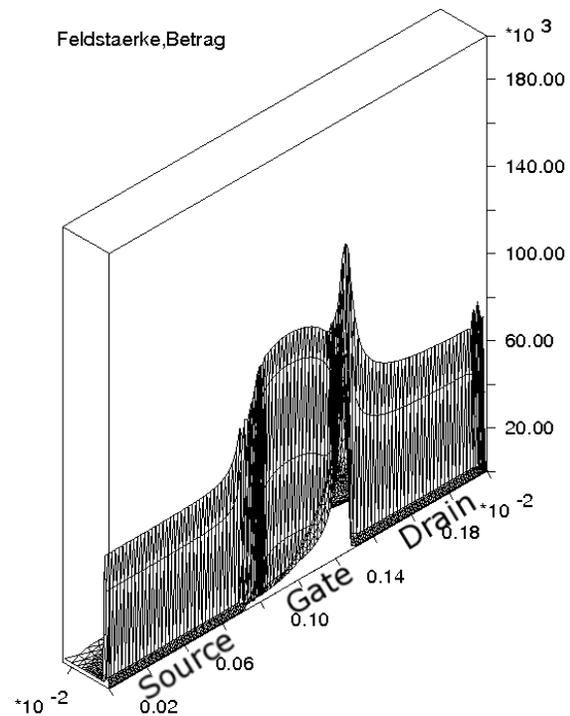
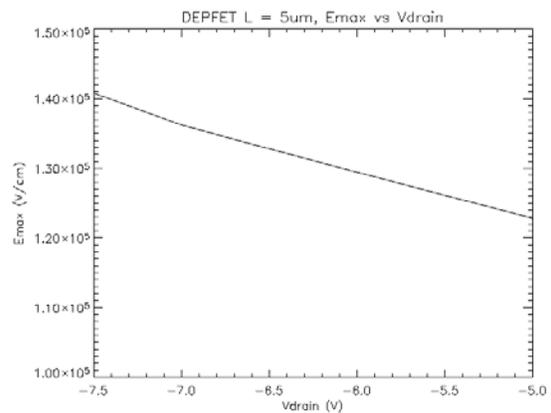


Abbildung 49: Die aus der Simulation von Abb. 48 resultierenden elektrischen Feldstärken zwischen Source und Drain. Das Maximum liegt in Drain-Nähe.



gen eintreten, sodass eine genaue Detektorsimulation der erwarteten elektrischen Felder nötig ist, um kritische Feldmaxima durch ein angepasstes Design zu verhindern. Eine solche Simulation wurde für den untersuchten zirkularen DEPFET durchgeführt. Abb. 48 zeigt die Potenzialverhältnisse zwischen Source und Drain bis in eine Tiefe von $1\mu m$. In Abb. 49 ist der Betrag der daraus resultierenden elektrischen Feldstärke dargestellt. Diese

Simulationen wurden für $V_{Drain} = -7,5V \dots -5V$ wiederholt und die jeweils maximal auftretende Feldstärke ermittelt (Abb. 50). Aus der Simulation ergibt sich beim experimentell beobachteten Eintreten der Stoß-Ionisation ($V_{Drain} = -6V$) eine maximale Feldstärke von ca. $E_{max} = 130kV/cm$. Die Überschreitung dieses Wertes muss im DEPFET unbedingt vermieden werden.

4.6 Rausch- und filtertheoretische Betrachtung der CDS-Auslese

Zum tieferen Verständnis der Vorgänge, die bei einer rauschbehafteten CDS-Auslese stattfinden, soll das Rauschleistungsdichte-Spektrum des DEPFETs genauer untersucht werden. Hierzu wurden Messungen am Rauschmessplatz des Dipartimento di Elettronica e Informazione der Politecnico di Milano durchgeführt. Durch eine zeitlich korrelierte Messung der Rauschamplituden an Source und Drain ist es möglich, das Rauschleistungsdichte-Spektrum eines DEPFETs in einem Frequenzbereich von $10Hz$ bis $500kHz$ zu vermessen. Abb. 51 zeigt gemessene Rauschleistungsdichte-Spektren eines linearen HE-DEPFETs für verschiedene Source-Drain-Ströme. Bis zur verlässlichen Messfrequenz von $500kHz$ ist das Spektrum hauptsächlich von $1/f$ -Rauschen dominiert. Die physikalischen Mechanismen dieser Rauschkomponente sind Zwischenbandstellen im Bereich des Transistorkanals, die einer ständigen Besetzung und Reemission von Elektronen und Löchern unterliegen. Die charakteristische Auswirkung dieses Verhaltens ist ein Rauschleistungsdichte-Spektrum, dessen Dichte umgekehrt proportional von der Frequenz abhängt. Für eine mathematisch tiefere Beschreibung sei an dieser Stelle auf [28] verwiesen.

Da für die späteren Messungen dieser Arbeit näherungsweise ein triangularer CDS-Filter verwendet wird, soll das geringst mögliche Rauschen einer Kombination aus diesem Filtertyp und einem HE-DEPFET abgeschätzt werden. Die Faltung der Rauschspektren mit der Transferfunktion der Auslestufe (CDS) gibt eine Grenze für das bestmögliche physikalisch erreichbare Rauschen an. Die Gewichtungsfunktion der verwendeten Auslese sei in erster Näherung als triangular angenommen.

Die erreichbare Genauigkeit einer physikalischen Messung an einem Halbleiterdetektor hängt von mehreren Faktoren ab:

- der effektiven Messzeit τ ,
- den physikalischen Rauschgrößen a (Amplitude des thermisch weißen Rauschens), a_f (Bewertung des $1/f$ -Rauschens) und b (Leckstrom),
- der effektiven Eingangskapazität des Detektors C_{Det} ,
- sowie den Eigenschaften des verwendeten Filters, die Einflüsse der drei Rauschkomponenten auf die Gesamtmessung zu verringern. Diese Eigenschaften können mit den drei Koeffizienten A_1 , A_2 und A_3 charakterisiert werden.

Das Rauschen einer Messung entspricht [29]:

$$ENC^2 = \frac{a}{\tau} C_{Det}^2 A_1 + 2\pi a_f C_{Det}^2 A_2 + b A_3 \tau \quad (7)$$

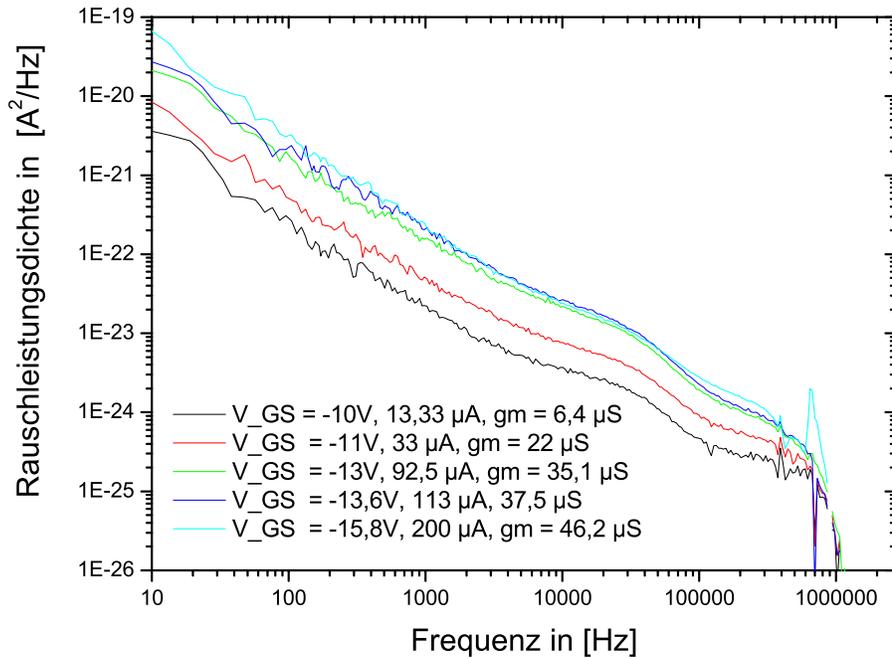


Abbildung 51: Rauschleistungsichte-Spektrum eines linearen RNDR-DEPFETs. Im Vorgriff auf Kapitel 5 wird das Spektrum einer HE-DEPFET Variante untersucht. Das Diagramm zeigt das niederfrequente $1/f$ -Rauschen, welches bei ca. 200 kHz unter den Rauschwert des weißen thermischen Rauschens sinkt. Da der Messaufbau nur bis ca. 500 kHz verlässliche Ergebnisse liefert, kann für den Wert des weißen thermischen Rauschens nur ein oberer Grenzwert gewonnen werden.

Die einzelnen Summanden können wie folgt interpretiert werden:

- $aC_{Det}^2 A_1$: Entspricht der Zeitspanne [Einheit: Zeit], die nötig wäre, um den Einfluss des weißen Rauschens des Detektors mit einem gegebenen Auslesefilter auf $1e^-$ ENC reduzieren zu können.
- $2\pi a_f C_{Det}^2 A_2$: Dieser Term ist ein Maß für die Auswirkung des $1/f$ -Detektorrauschens auf die Messung. Der Einfluss ist messzeitunabhängig und liegt für die Standard-DEPFET-Strukturen bei ca. $2e^-$ ENC.
- bA_3 : Dieses Produkt bewertet den Einfluss des Leckstroms, der während der Messzeit τ gesammelt wird. b entspricht dabei der mittleren Rate, die allerdings zeitlichen Schwankungen unterliegt (Poisson-Statistik), und somit zur Messunsicherheit beiträgt. Ein Abkühlen des Detektors um $\approx 7^\circ\text{C}$ reduziert den Leckstrom auf die

Hälfte⁵.

Für die Abschätzung des erreichbaren Rauschens wird der Leckstrom vernachlässigt ($b = 0$) und die Messzeit als $\tau \rightarrow \infty$ angenommen, wodurch der Einfluss des weißen Rauschens vernachlässigt werden kann. Das Rauschen wird somit nur von der 1/f-Komponente bestimmt. Die zur Berechnung nötigen Koeffizienten ergeben sich zu:

- $a_f = \frac{\text{Stromrauschen bei 1Hz}}{(g_m)^2} = 1,626 \cdot 10^{-10} V^2$ in unilateraler Betrachtung⁶,
- $A_2 = 1/\pi(4 \cdot \ln(2)) = 0,8825$ für die Näherung eines triangularen Filters nach [30],
- $C_{Det} \approx 40fF$

Der größte Fehler bei der Berechnung des Rauschens der bestmöglichen CDS-Messung an einem HE-DEPFET ist die effektive Eingangskapazität C_{Det} des Detektors. Der sich ergebende Rauschwert soll deshalb nur als erste Näherung verstanden werden:

$$\Rightarrow ENC = \sqrt{2\pi a_f C_{Det}^2 \cdot A_2} = 5,64e^- \quad (8)$$

⁵Näherung gültig für Temperaturwerte in der Nähe der Raumtemperatur.

⁶Der g_m -Wert wurde aus der Eingangskennlinie des Transistors ermittelt.

5 Repetitive-Non-Destructive-Readout-Detektoren

Im Gegensatz zu bestehenden Konzepten für Halbleiterdetektoren zeichnen sich RNDR-Detektoren dadurch aus, dass eine gesammelte Ladungsmenge nicht nur einmal, sondern beliebig oft (repetitive) gemessen werden kann. Die Ladung bleibt bei allen Messvorgängen isoliert erhalten (non destructive readout). Durch eine anschließende Mittelwertbildung der gewonnenen Messwerte wird die Genauigkeit der Gesamtmessung erhöht. Dadurch ist das Rauschen der Ladungsmessung nicht mehr durch das 1/f-Rauschen des Detektors und das Eigenrauschen der Auslestufe begrenzt, sondern kann davon unabhängig beliebig reduziert werden⁷ [31] [32]. Somit ist nicht nur der Nachweis einzelner Elektronenladungen möglich, sondern auch die exakte quantitative Messung einer Elektronenanzahl. Dies stellt die Voraussetzung dar, über die Generation von Photoelektronen, Lichtphotonen einzeln nachweisen bzw. abzählen zu können.

Wie in Kapitel 4.2 gezeigt wurde, liegt das bestmöglich erreichbare Ausleserauschen der aktuellen DEPFET-Technologie bei ca. $\sigma = 2e^-$ ENC für eine Einzelmessung, was aufgrund des 1/f-Rauschanteils nicht weiter reduziert werden kann. Diese Beschränkung wird durch das RNDR-Auslese-Konzept überwunden, sodass mit einer Verringerung des Ausleserauschens unter $\sigma_{end} = 0,3e^-$ ENC der Nachweis diskreter Anzahlen von Elektronenladungen möglich wird. Erreicht wird der geringe Rauschwert durch Mittelwertbildung der n unabhängigen Ladungsmessungen. σ_{end} ist somit die Varianz des Mittelwertes und ergibt sich durch:

$$\sigma_{end} = \frac{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \dots + \sigma_n^2}}{n} = \frac{\sqrt{n \cdot \sigma^2}}{n} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (9)$$

- n : Anzahl aller Ladungsmessungen
- σ_i : Ausleserauschen der i-ten Messung
- σ_{end} : Varianz der Mittelwertbildung aller n Messungen
- σ : mittleres Rauschen einer Auslese, $\sigma = \sigma_{i,i=1\dots n}$

Der Hauptvorteil dieses Auslesemechanismus ist, dass selbst, wenn alle Messungen von 1/f-Rauschen beeinflusst sind (Kap. 4.6), sich dieser Einfluss ebenfalls nach Gleichung 9 reduziert.

In diesem Kapitel werden das Funktionsprinzip und die technische Realisierung erklärt, ein theoretisches Modell entwickelt und Ergebnisse aus Simulationen und experimentellen Messungen an RNDR-Detektoren analysiert.

Eine erste Studie im Rahmen einer Diplomarbeit [33] hat bereits gezeigt, dass das DEPFET-RNDR-Konzept vielversprechend ist. Die damaligen Limitierungen waren nicht prinzipieller Natur, sondern konnten durch Einschränkungen der Prozesstechnologie erklärt werden. Mehr theoretisch orientierte Arbeiten, vor allem den Filtermechanismus betreffend, finden sich unter [34] und [35].

⁷Die nötigen Randbedingungen dieser Aussage werden in Kap. 5.2 diskutiert.

5.1 Funktionsprinzip

Für die technische Realisierung eines RNDR-Detektors müssen für den Detektor drei Bedingungen erfüllt sein:

- a) Durch die Auslese darf die Ladungsmenge nicht verändert werden. Somit ist nur eine indirekte Messung der Ladung möglich.
- b) Die einzelnen Ladungsmessungen müssen unabhängig voneinander sein. Um dies zu erreichen muss zu jeder Messung *mit Signal* auch eine Messung *ohne Signal* vorliegen.
- c) Die gesammelte Ladung muss zwischen den Auslesevorgängen, isoliert von anderen Ladungen, erhalten bleiben.

Die Grundeinheit der untersuchten RNDR-Detektors bildet der DEPFET. Dieser erfüllt die ersten beiden Bedingungen durch a) die indirekte Ladungsmessung über den veränderten Source-Drain-Strom I_{SD} (siehe Kapitel 2.1) und b) die Möglichkeit einer CDS-Auslese. Die noch fehlende dritte Bedingung c), eine ladungserhaltende Speicherung der Elektronen nach dem Entfernen aus dem internen Gate (das Entfernen der Ladung entspricht beim normalen DEPFET-Betrieb dem Löschvorgang), wird durch die Kopplung der internen Gates *zweier* DEPFETs mittels eines Transfergates geschaffen (siehe Abb. 52 und 53).

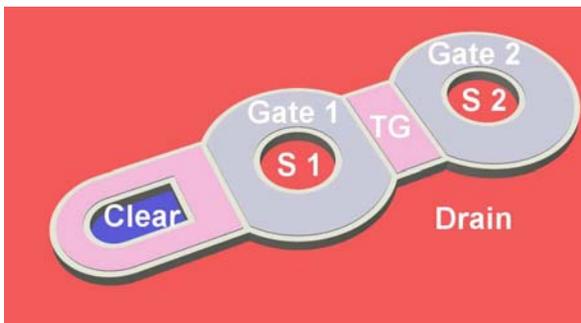


Abbildung 52: Schematische Layoutdarstellung des untersuchten zirkularen RNDR-Detektors. Ohne große Änderungen in Layout und Technologie können zwei Einzel-DEPFETs zu einem RNDR-Detektor kombiniert werden. Die schaltbare Verbindung der beiden internen Gates ist über ein zusätzliches Transfergate (TG) realisiert. Bei dieser Design-Variante muss vor dem Löschen sichergestellt werden, dass die Ladung nach dem letzten Schieben im linken DEPFET gesammelt wird, um sie anschließend löschen zu können.

Dieses Transfergate erlaubt eine kontrollierte Drift der Ladungen vom internen Gate des einen DEPFETs zum anderen. Die folgenden Abbildungen zeigen die beiden untersuchten RNDR-Topologien, einmal in der Realisierung mit zirkularem Gate und einmal mit linearem Gate.

Ist ein DEPFET ausgeschaltet, so folgt das Potenzial des internen Gates der Spannung am externen Gate (kapazitive Kopplung, Kap. 4.1). Ein positiveres externes Gate führt so zu einer Erhöhung des *internen Gate*-Potenzials V_{intG} . Dieser Umstand kann beim Transfervorgang ausgenutzt werden, indem der Transfer dann durchgeführt wird⁸, wenn ein DEPFET ein- und der andere DEPFET ausgeschaltet ist. In diesem Betriebszustand driften die Ladungen vom internen Gate des An-DEPFETs in das interne Gate des Aus-DEPFETs. Die Ladungsdrift wird also vor allem durch die Potenzialdifferenz der internen

⁸positiver Spannungspuls am Transfergate

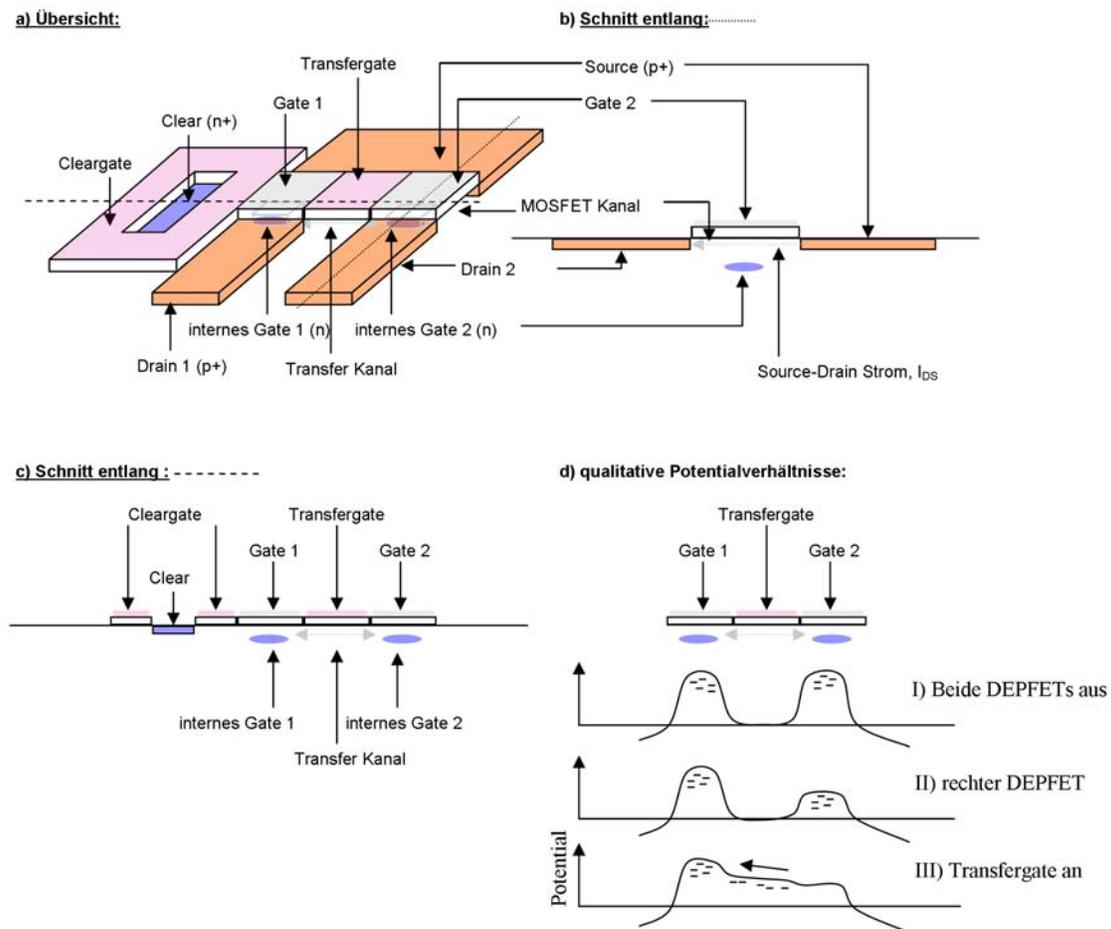


Abbildung 53: Vereinfachtes Layout eines Pixels der linearen RNDR-Minimatrix. Die Gates sind hierbei linear ausgeführt, womit eine kompaktere Bauweise möglich ist. Die Abbildung zeigt a) eine Übersicht, b) einen Schnitt durch DEPFET 2, c) einen Schnitt durch die Transferregion und d) die qualitativen Potentialverhältnisse für die drei Fälle, dass I) beide DEPFETs ausgeschaltet sind, II) der linke DEPFET aus, der rechte aber eingeschaltet ist und III) das Transfergate zusätzlich eingeschaltet ist. Beim letztgenannten Betriebszustand driften die gesammelten Elektronen des eingeschalteten DEPFET in das interne Gate des ausgeschalteten DEPFETs.

Gates bestimmt, das Transfergate dient lediglich dem kontrollierten Zeitpunkt des Transfers. Abb. 54 zeigt den zeitlichen Ablauf einer RNDR-Auslese. Ein Clear bei $t = 0$ definiert den Beginn der Integrationszeit t_{int} des RNDR-Pixels. Bis zu dessen Ende werden Ladungen in den internen Gates der beiden DEPFETs gesammelt. Anschließend wird die gesammelte Ladungsmenge durch den *Transfer 0* dem internen Gate eines DEPFETs zugeführt (in Abb. 54 ist dies z.B. DEPFET 1). Anschließend beginnt die eigentlich RNDR-Auslese. Hierbei wird die Ladung beliebig oft zwischen den internen Gates der beiden DEPFETs transferiert. Die Messung der Ladungsmenge geschieht, genau wie bei der Auslese von klassischen

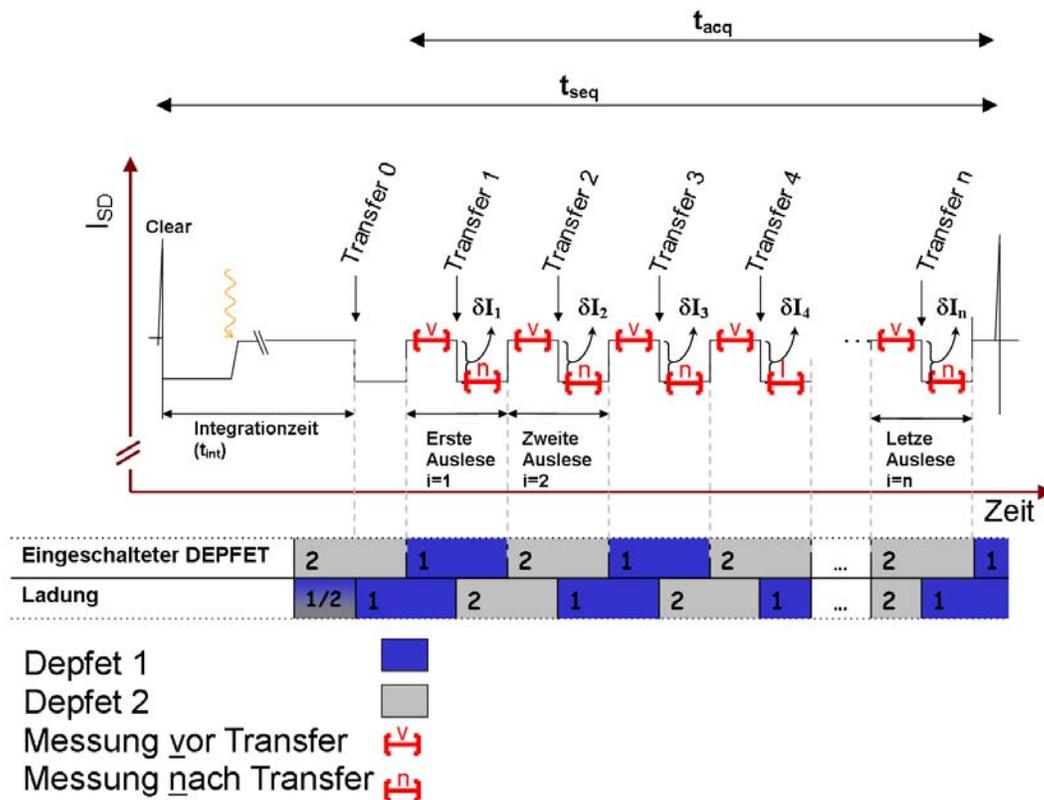


Abbildung 54: Überblick über den zeitlichen Ablauf einer RNDR-Auslese. Zum Zeitpunkt $t = 0$ löscht ein Clear alle gesammelten Ladungen der vorherigen Sequenz. Während der anschließenden Integrationszeit (t_{int}) werden (Photo-) Elektronen gesammelt, und im internen Gate isoliert von anderen Ladungsträgern gespeichert. Ein erster Transfer 0 sorgt dafür, dass alle Ladungen im internen Gate 1 gespeichert sind. Anschließend beginnt der eigentliche RNDR-Ausleseprozess. Hierfür wird für alle n Messungen der Strom vor (v) und nach (n) jedem Transfer gemessen. Die Differenzen aller zusammengehörigen Messungen (jeweils v und n) werden anschließend gemittelt.

DEPFETs, mittels *correlated-double-sampling* (CDS, Kap. 2.1). Der einzige Unterschied besteht darin, dass die Ladung nach dem Entfernen aus dem internen Gate nicht in den Clear-Kontakt driftet, sondern im internen Gate des zweiten DEPFETs isoliert erhalten bleibt. Bei der verwendeten Stromauslese wird hierbei vor (v) und nach (n) dem Transfer jeweils der Pixelstrom gemessen. Die Differenz dieser Messung dividiert durch das bekannte g_q ergibt die transferierte Ladungsmenge. Eine einzige solche Messung sei mit einem Fehler von σ belegt. Da die Ladungsmenge beim Transfer nicht verloren geht, sondern im *internen Gate* des ausgeschalteten DEPFETs gespeichert bleibt, kann sie nach dem Umschalten der Ein- und Auszustände der DEPFETs erneut gemessen werden. Eine n-malige Messung führt anschließend nach Gleichung 9 zu:

$$\sigma_{end} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (10)$$

Nach dem Ende der letzten Messung kann die gesammelte Ladung, analog einem klassischen DEPFET, mit einer entsprechenden Spannungs Kombination an Clear und Cleargate, gelöscht werden (Kap. 4.1). Die internen Gates sind anschließend leer und die nächste Integrationszeit beginnt.

Gewisse Detektoreigenschaften beeinflussen den RNDR-Messalgorithmus negativ. Deren Auswirkungen sollen in den folgenden Kapiteln theoretisch untersucht werden. Im Einzelnen werden die Einflüsse des Leckstroms, eventuelle Ladungsverluste beim Transfer, Ladungstrapping und g_q -Schwankungen analysiert.

5.2 Monte-Carlo-Simulationen

Eine analytische Lösung eines RNDR-Detektors stellt unter Einbeziehung der Parameter Leckstrom i_l , Ausleserauschen σ und eventuelle Ladungsverluste beim Transfervorgang ein sehr komplexes kombinatorisches Problem dar. Daher ergibt sich ein geschickterer Zugang zu den mathematisch-theoretischen Grundlagen dieses Detektortyps durch Monte-Carlo-Simulationen. Hierzu wurde mit der Programmierumgebung *Borland Builder* [26] ein auf C++ basierendes Programm entwickelt, in dem die wichtigsten Eigenschaften eines RNDR-Detektors (u.a. Rauschen σ , Dauer t_{CDS} und Anzahl n der Auslesevorgänge, sowie der Leckstrom i_l) simuliert werden können. Zusätzlich ist es möglich, bis zu zwei Parameter automatisch variieren zu lassen, um die Stabilität verschiedener Arbeitspunkte zu untersuchen. Für Untersuchungen der Ladungstransfereffizienz besteht darüber hinaus die Möglichkeit, Traps durch die Wegnahme (trapping) bzw. Wiederhinzugabe (reemission) von einzelnen Elektronen in der Simulation zu verwirklichen.

5.2.1 Begriffsdefinition und Simulationsbeschreibung

In Tabelle 3 sind alle Eingangsparameter aufgelistet, die für eine RNDR-Auslese wichtig sind, und die in dem Simulationsprogramm variiert werden können.

Der systematische Ablauf der Simulation kann Abb. 55 entnommen werden. Nach Festlegung der Parameter (blau) wird die Simulation gestartet (a, siehe Abb. 55). Zunächst wird die Gesamtlänge der Sequenz berechnet (b):

$$t_{seq} = t_{int} + n \cdot t_{CDS} \quad (11)$$

Anschließend kann daraus mit dem gegebenen Leckstrom die Poissonverteilung der innerhalb dieser Zeitspanne erwarteten Dunkelstromelektronen berechnet werden (c).⁹

$$W(k) = \frac{(t_{seq} \cdot i_l)^k}{k!} \cdot e^{-(t_{seq} \cdot i_l)} = \frac{m^k}{k!} \cdot e^{-m} \quad (12)$$

⁹Die eigentlich binomiale Verteilung der Leckstromelektronen kann mittels der Poissonverteilung angenähert werden [36].

Parameter	Beschreibung
i_l	Leckstrom in $[e^-/(ms \cdot \text{Pixel})]$
σ	Rauschen einer Auslese in $[e^-]$ ENC
t_{int}	Integrationszeit: Zeitspanne zwischen dem letzten Clearvorgang und dem Anfangszeitpunkt der RNDR-Auslese in $[\mu s]$
t_{CDS}	Zeitdauer einer CDS-Auslese in $[\mu s]$
n	Anzahl der CDS-Auslesevorgänge
t_{acq}	Dauer der Akquisitionszeit $t_{acq} = n \cdot t_{CDS}$ in $[\mu s]$
p	Anzahl der Monte-Carlo-Sequenzen
CTI	<u>C</u> harge <u>T</u> ransfer <u>I</u> nefficiency: mittlere relative Elektronen-Verlustrate pro Transfer in $[\frac{e^-}{\text{Transfer}}]$
RTC	<u>R</u> elative <u>T</u> rapped <u>C</u> harge: mittlere relative Elektronen-Trappingrate pro Transfer in $[\frac{e^-}{\text{Transfer}}]$
τ_{RTC}	zur Trappingrate gehörende Reemissionszeit in $[\mu s]$
q_s	Anzahl der injizierten Elektronen
t_s	Zeitpunkt der Ladungsinjektion in $[\mu s]$: der Zeitpunkt kann sowohl in der Integrationszeit t_{int} liegen, als auch in der Akquisitionszeit t_{acq}

Tabelle 3: Eingangsparameter der Monte-Carlo-Simulation.

$W(k)$	Wahrscheinlichkeit, dass am Ende der Sequenz k Elektronen gesammelt wurden
t_{seq}	Länge der Sequenz in μs
i_l	Leckstrom: für sehr geringe Raten entspricht dieser Wert direkt der Wahrscheinlichkeit, dass innerhalb einer μs ein Leckstromelektron dazukommt
k	Gesamtsumme der am Ende der Sequenz gesammelten Elektronen
m	mittlere Leckstromelektronenzahl pro t_{seq} , $m = t_{seq} \cdot i_l$

Abb. 56 zeigt die Wahrscheinlichkeit $W(k)$, für eine gegebene mittlere Leckstromelektronenzahl $m = t_{seq} \cdot i_l$ eine bestimmte Anzahl an Elektronen k zu erhalten. Beispielsweise bedeutet ein Leckstrom von einem Elektron pro Sequenzzeit ($m = 1e^-/t_{seq}$), dass zu 36% *kein* Elektron gesammelt wird, zu 37% *genau ein* Elektron, zu 18 % *genau zwei* Elektronen und zu 4 % *drei oder mehr* Elektronen hinzukommen. Technologiebedingt liegt die typische Leckstromdichte bei den verwendeten Detektoren bei ca. 200 - 400 pA/cm^2 (Raumtemperatur). Da das genaue Sammelvolumen dieser thermisch generierten Elektronen bei Einzelpixeln und Minimatrizen nicht genau bekannt ist, soll die folgende Rechnung als grobe Abschätzung des zu erwartenden Leckstroms verstanden werden:

$$i_l = 15 \frac{fA}{75 \cdot 75 \mu m^2} = 267 \frac{pA}{cm^2} = 90 \frac{e^-}{ms \cdot 75 \cdot 75 \mu m^2}$$

Aus der Wahrscheinlichkeitsverteilung $W(k)$ wird anschließend die Anzahl der Leckstromelektronen n_e für die jeweilige RNDR-Sequenz ausgewürfelt (d). Für jedes dieser n_e Elektronen wird eine weitere Zufallszahl erzeugt, die den Zeitpunkt innerhalb der Sequenz

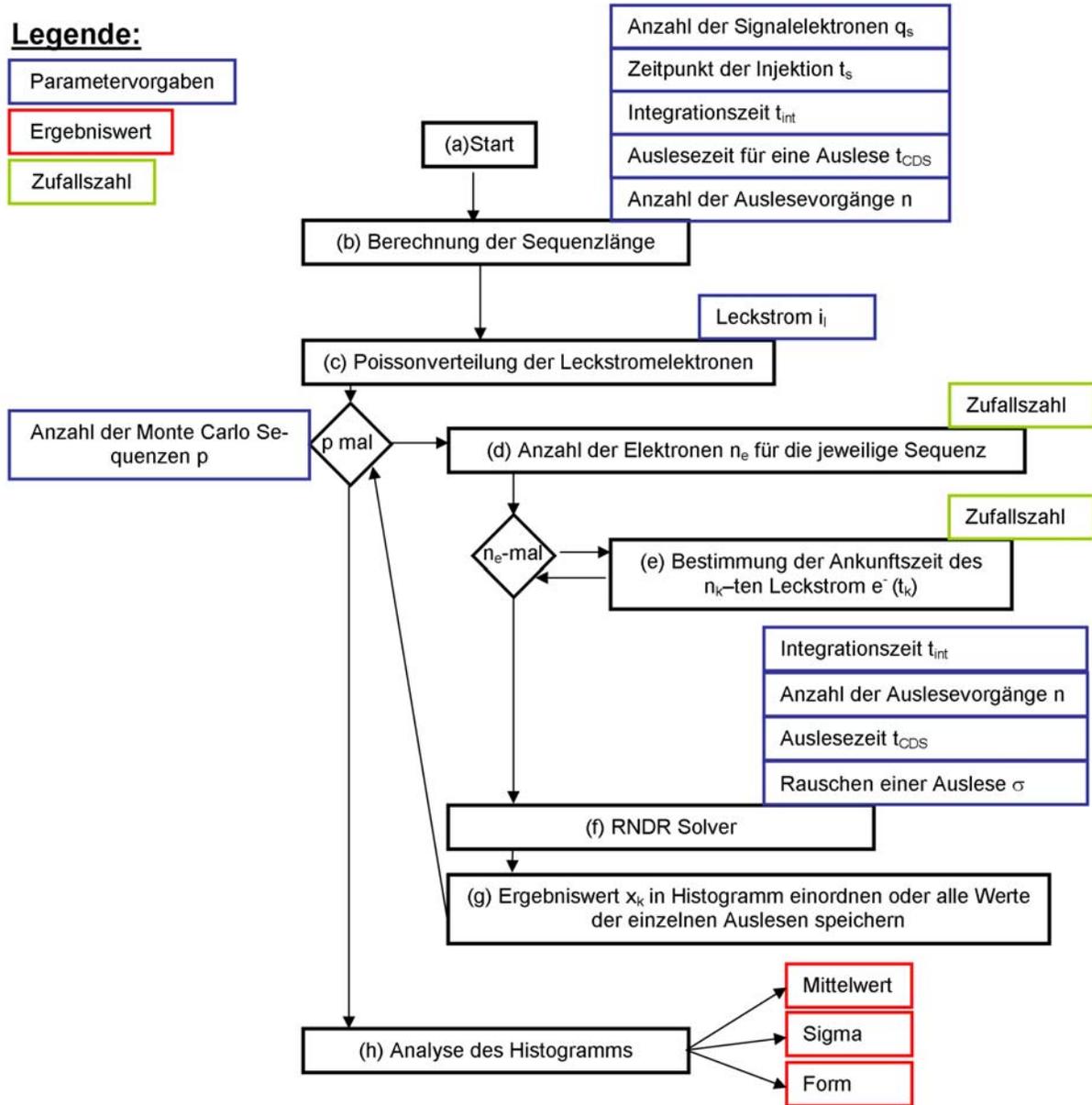


Abbildung 55: Programmstruktur der Monte-Carlo-Simulation.

festlegt, wann das jeweilige Elektron den Detektor erreicht $t_1 \dots t_{n_e}$ (e). Der quantitative Einfluss der Eintreffzeiten dieser Elektronen auf den Mittelwert wird von dem so genannten *RNDR-Solver* (f) berechnet. Dies ist der zentrale Simulationsschritt, der für alle vorgegebenen Auslesezeitpunkte $t_{r,r=1 \dots n}$ ¹⁰ die momentane Elektronenanzahl m_{t_r} aufsummiert. Der

¹⁰ $t_1 = t_{int}, t_2 = t_{int} + t_{CDS}, t_r = t_{r-1} + t_{CDS}, t_n = t_{int} + (n - 1) \cdot t_{CDS}$

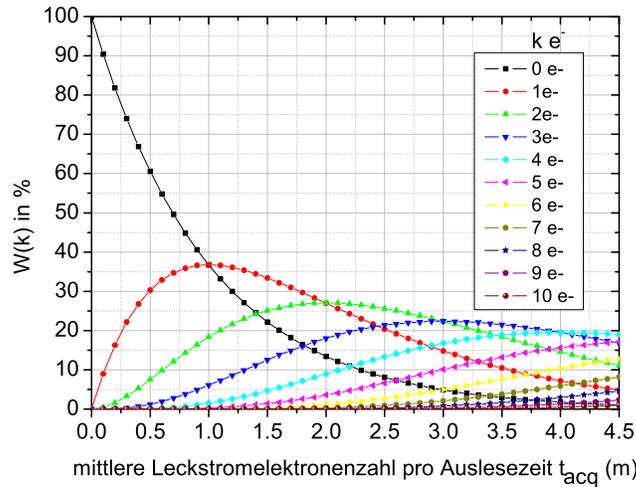


Abbildung 56: Wahrscheinlichkeit für eine gegebene mittlere Elektronenrate $m = (\text{mittlere gesammelte Elektronenanzahl})/t_{\text{acq}}$ eine bestimmte Anzahl an Elektronen k zu erhalten.

Messfehler $\Delta m_{\sigma_{t_r}}$ einer jeden Einzelmessung (bedingt durch das System und das Detektorrauschen) wird mittels einer weiteren Zufallszahl aus einer gaussförmigen Verteilung um 0 mit vorgegebenen Breite σ ausgewürfelt und zur exakten Elektronenanzahl hinzuaddiert $m_{t_r} + \Delta m_{\sigma_{t_r}}$. Der gemittelte Endwert x_k ,

$$x_k = \frac{\sum_{r=1}^n (m_{t_r} + \Delta m_{\sigma_{t_r}})}{n} \quad (13)$$

wird anschließend in ein Histogramm eingeordnet oder kann für eine weitere Analyse gespeichert werden (g). Die Schritte (d) bis (g) werden p -mal wiederholt ($k = 1 \dots p$). Das mit p Einträgen gefüllte Histogramm kann anschließend ausgewertet werden (h). Die dabei gewonnenen Ergebnisse werden in den nächsten Kapiteln diskutiert.

Um den Einfluss verschiedener Eingangsparameter auf das Detektorverhalten zu untersuchen, sind die in Tabelle 4 aufgelisteten automatisierten Parameterscans in das Monte-Carlo-Programm integriert. Für die Definition eines Scans werden die Eingaben *Startwert*, *Endwert* und *Anzahl der Schritte* benötigt.

5.2.2 Rauschverteilung und Auflösungsvermögen eines RNDR-Detektors

Einer der rauschlimitierenden Faktoren ist der Leckstrom. Jedes Leckstromelektron, das eines der internen Gates während der Auslesevorgänge erreicht, erhöht die Anzahl der

Nr.	Parameterscan	Beschreibung	Dim
1	leakage current	Variation des Leckstrom i_l .	1D
2	num of Loops	Variation der Anzahl der Auslesevorgänge n , dabei kann gewählt werden, ob t_{acq} oder t_{CDS} konstant bleiben soll.	1D
3	sequence length	Variation von t_{acq} bei gleich bleibendem n .	1D
4	leakage current vs. num of Loops	Variation von i_l und n , die jeweilige Akquisitionszeit ergibt sich dabei zu $t_{acq} = n \cdot t_{CDS}$	2D
5	leakage curr. vs. sequencetime without num of loops scan	Variation von i_l und t_{acq} , n bleibt konstant	2D
6	leakage curr. vs. sequencetime with num of loops scan	Im Gegensatz zum vorherigen Modus erfordert dieser die zusätzliche Eingabe eines Rausch- (σ_{end} , rms) bzw. Wahrscheinlichkeits-Werts (W). In der Simulation wird für jede (i_l, t_{acq}) -Kombination überprüft, ob σ_{end} , bzw. W erreicht werden kann. Falls möglich liefert die Simulation das dazu mindestens nötige n und das entsprechende t_{CDS} zurück. Hiermit kann überprüft werden, wie viele Auslesevorgänge n bei welcher Auslesezeit t_{acq} nötig sind, um einen geforderten Auflösenswert σ_{end} noch erreichen zu können.	2D
7	no Scan	Mit den festgelegten Parametern werden p Monte-Carlo-Sequenzen durchgeführt, Noisepeak, Poissonverteilung und die Simulationsdaten ($m_{tr} + \Delta m_{\sigma_{tr}}$) können anschließend gespeichert werden.	0D

Tabelle 4: Übersicht der automatisierten Parameterscans. Mit der Vorgabe eines Start- und Zielwertes können die Auswirkungen verschiedener Parameter auf die Detektorantwort systematisch simuliert werden. Die letzte Spalte der Tabelle gibt die Dimension der Ergebnisdaten wieder.

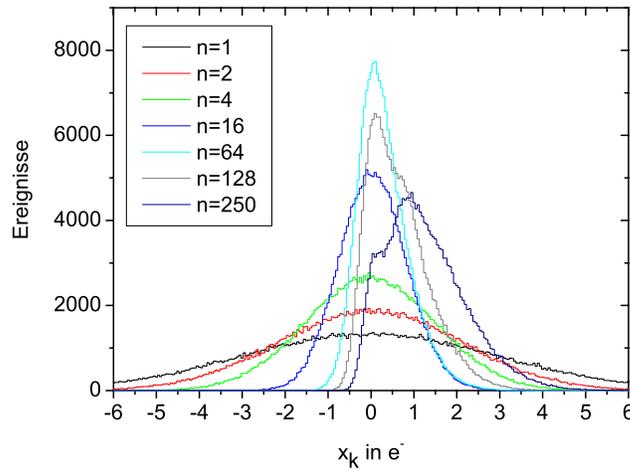


Abbildung 57: Simulation der Rauschverteilungen für $n = 1, 2, 4, 16, 64, 128$ und 250 , bei einem Rauschen einer CDS-Auslese von $\sigma = 3,0e^-$ ENC, $t_{CDS} = 51\mu s$ und $i_l = 0,2e^-/(ms \cdot \text{Pixel})$. Für $n : n = 1 \rightarrow 64$ wird die Rauschverteilung schmäler ($\sigma_{end} = 3e^- \rightarrow 0,6e^-$), für eine größere Anzahl an Auslesevorgängen nimmt σ_{end} aber aufgrund des Leckstroms wieder zu.

ursprünglich gesammelten Elektronen um eins, und erhöht damit auch den Mittelwert aller Messwerte.

Unter der Annahme eines Ausleserauschens von $\sigma = 3,0e^-$ ENC, einem konstanten Leckstrom von $i_l = 0,2e^-/(ms \cdot \text{Pixel})$ und einer Auslesezeit von $t_{CDS} = 51\mu s$ ergeben sich die in Abb. 57 dargestellten Rauschverteilungen für verschiedene Anzahlen an Auslesevorgängen n . Bei dieser Simulation verlängert sich die Aquisitionszeit t_{acq} mit n^{11} . Hierbei verringert sich das Endrauschen von $\sigma_{end} = 3,0e^-$ rms für $n = 1$ bis zu $\sigma_{end} = 0,6e^-$ rms für $n = 64$. Eine weitere Erhöhung von n verschlechtert das Rauschen wieder, da mit einer längeren Akquisitionszeit t_{acq} auch die Wahrscheinlichkeit für das Akkumulieren von weiteren Leckstromelektronen steigt. Diese zusätzlichen Elektronen zeigen sich in einer Verschiebung der Rauschverteilung zu höheren Ladungswerten für $n > 64$.

Die Rauschverteilung eines RNDR-Detektors ist nur für $n \cdot t_{CDS} \cdot i_l = 0$ gaußförmig. Für $n \cdot t_{CDS} \cdot i_l > 0$ ist die Verteilung asymmetrisch zu höheren Elektronenladungen verschoben. Dies resultiert aus der Ankunft von Leckstromelektronen zwischen der ersten und der letzten CDS-Messung. Für $n \cdot t_{CDS} \cdot i_l \gg 0$ kann die Verteilung wieder durch eine Gaußfunktion angenähert werden.

Als Extrembeispiel ist in Abb. 58 die Rauschverteilung bei einem geringen Leckstrom $i_l = 0,02e^-/(ms \cdot \text{Pixel})^{12}$, einer Auslesezeit von $t_{CDS} = 51\mu s$, einem Ausleserauschen von $\sigma = 3,0e^-$ und einer großen Ausleseanzahl von $n = 1000$ gezeigt (schwarze Kurve).

¹¹ $t_{acq} = n \cdot t_{CDS}$

¹²Dies entspricht ca. $-55^\circ C$ bei einer Pixelgröße von $75 \times 75 \mu m$

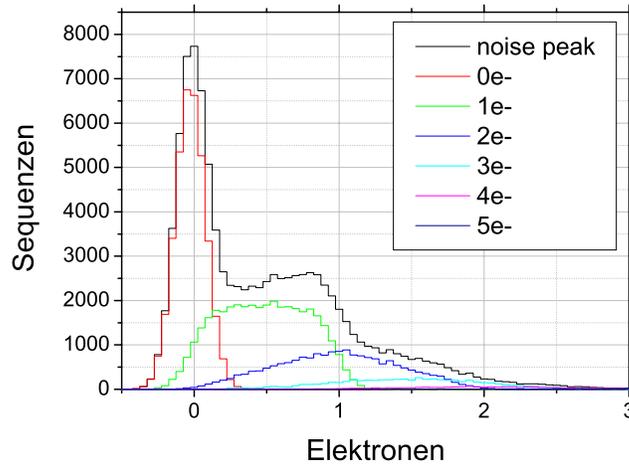


Abbildung 58: Rauschverteilung bei einem Leckstrom von $i_l = 0,02e^-/(ms \cdot \text{Pixel})$, $t_{CDS} = 51\mu s$ und einer Ausleseanzahl von $n = 1000$ mit $\sigma = 3e^-$ (schwarze Kurve). Die farbigen Kurven zeigen die Beitragsverteilung für die unterschiedlichen Fälle, dass exakt $n_e = 0, 1, 2, 3, 4$ oder 5 Leckstromelektronen während der Akquisitionszeit hinzugekommen sind.

Die Monte-Carlo-Simulation generiert zusätzlich Rauschverteilungen, getrennt nach der Anzahl der innerhalb einer Akquisitionszeit gesammelten Leckstromelektronen n_e (farbige Kurven). Der Peak um den Wert von 0 Elektronen ist das Ergebnis aller Sequenzen, in denen kein Leckstromelektron während t_{acq} gesammelt wurde (36% aller Fälle, rote Kurve). Die Breite der Verteilung berechnet sich hierbei durch $\sigma_{end} = \frac{3,0e^-}{\sqrt{1000}} = 0,1e^-$ ENC. Die Histogrammeinträge, die zwischen $0e^-$ und $1e^-$ liegen, wurden hauptsächlich von den Sequenzen bestimmt, in denen genau ein Elektron während t_{acq} gesammelt wurde (grüne Kurve). Da dieses eine Elektron statistisch gleichmäßig verteilt zwischen dem ersten und dem letzten Auslesevorgang gesammelt wird, ist auch seine Gewichtung gleichmäßig zwischen einem Elektron (Ankunft zu Beginn der Akquisition) und 0 Elektronen (Ankunft nach der letzten Auslese) verteilt. Die Verteilungen für $n_e > 1$ ergeben sich entsprechend.

Die bestmöglich erreichbare Auflösung σ_{end} wird bei einem RNDR-Detektor also vor allem durch den Leckstrom i_l vorgegeben. Bei der Analyse von Einzelphotonenspektren kann, zumindest bei bekanntem Leckstrom, die asymmetrische Form der Verteilung korrigiert werden. Wird der Detektor allerdings im photonenzählenden Betrieb verwendet, muss die Unsicherheit berücksichtigt werden, dass ein Leckstromelektron die Anzahl der ursprünglichen Elektronen um eines erhöht hat.

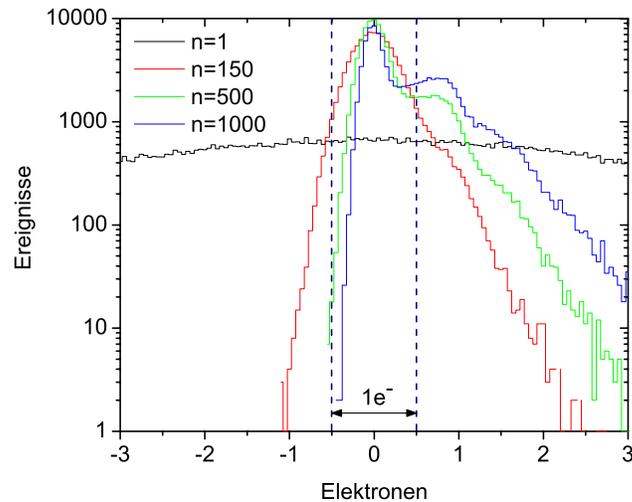


Abbildung 59: Rauschverteilungen für die Fälle $n = 1, 150, 500$ und 1000 bei einem Leckstrom pro Auslese von $q_{CDS} = 1 \cdot 10^{-3} e^-$. Das gestrichelt markierte Intervall verdeutlicht die Menge der wahr zugeordneten Ereignissen.

5.2.3 Physikalische Auflösungslimitierungen

Die nicht-gaußförmige Rauschverteilung verhindert eine einfache Wahrscheinlichkeitsangabe mit dem Wert von x_k die Anzahl der ursprünglich gesammelten Elektronen bestimmen zu können. Eine Berechnung des rms-Wertes der Verteilung ist hierfür nicht ausreichend. Die Problematik wird in Abb. 59 für die Fälle $n = 1, 150, 500$ und 1000 dargestellt. Der Leckstrom pro t_{CDS} ist hierbei $q_{CDS} = 1 \cdot 10^{-3} e^-$.

Wird als Entscheidungskriterium, wie viele Elektronen ursprünglich (vor der ersten Auslese) gesammelt waren, eine Schnittselektion mit den Grenzen $-0,5 e^- < x_k < 0,5 e^-$ verwendet, kann die Anzahl der Elektronen mit dieser Vorgehensweise nur mit einer Wahrscheinlichkeit $W(n)$ richtig bestimmt werden. $W(n)$ ergibt sich dabei als relativer Anteil der Ereignisse, die innerhalb der Grenzen liegen zur Gesamtzahl der Histogrammeinträge. Das beste spektroskopische Ergebnis kann erzielt werden für $W(n) \rightarrow 100\%$. Für ein kleines n beschränkt das System- und Detektorrauschen $W(n)$, für eine große Anzahl an Auslesen n beschränkt der Leckstrom die Genauigkeit, die wahre Anzahl an gesammelten Elektronen bestimmen zu können. Dazwischen existiert allerdings ein Maximum für die spektroskopische Auflösung. Dieses liegt in der durchgeführten Simulation bei ca. $n = 150$ (Abb. 59, roter Graph). Die Abbildungen 61 bzw. 63 zeigen $W(n)$ für eine Variation von $n = 1 \dots 500$ für ein variables q_{CDS} bzw. σ . Der jeweils dazugehörige rms-Wert kann den Abbildungen 60 und 62 entnommen werden. Dieser kann für große n allerdings nur das qualitative Verhalten der Rauschverteilung wiedergeben. Die Minima der Funktionen $\sigma_{end}(n)$ (rms), bzw. die Maxima der Funktionen $W(n)$ zeigen anschaulich, dass die optimale Wahl

der Auslesevorgänge n eines RNDR-Detektors stark vom jeweiligen Ausleserausens σ , dem Leckstrom i_l und der Auslesezeit t_{CDS} abhängt.

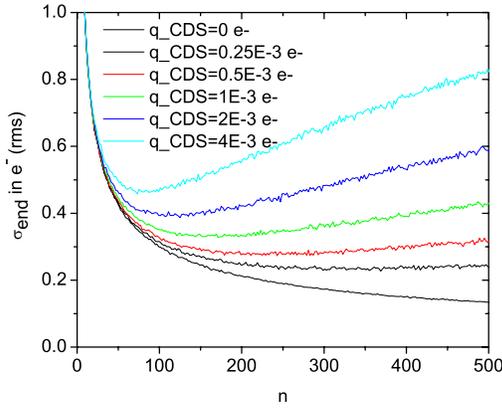


Abbildung 60: rms-Wert der Rauschverteilung in Abhängigkeit der Anzahl an Auslesevorgängen n .

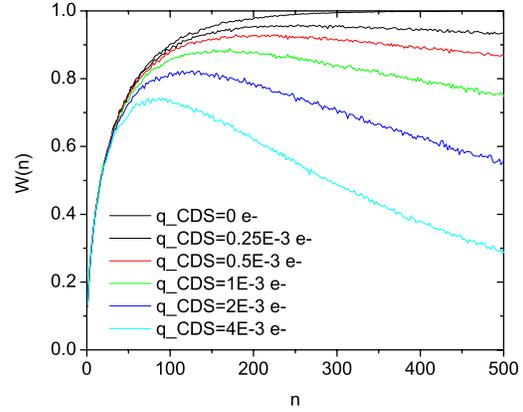


Abbildung 61: $W(n)$ für $q_{CDS} = 0 \dots 4 \cdot 10^{-3} e^-$ und $\sigma = 3e^-$.

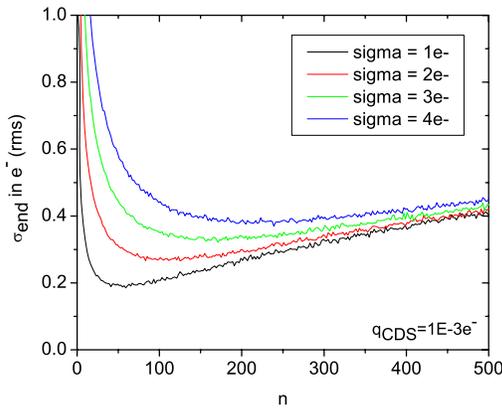


Abbildung 62: rms für $q_{CDS} = 1 \cdot 10^{-3} e^-$ und $\sigma = 1, 2, 3$ und $4e^-$.

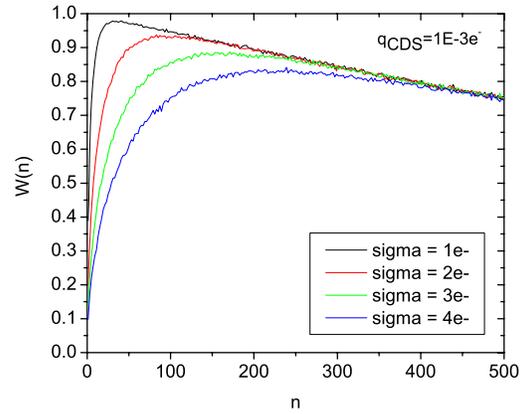


Abbildung 63: $W(n)$ für $q_{CDS} = 1 \cdot 10^{-3} e^-$ und $\sigma = 1, 2, 3$ und $4e^-$.

Neben den untersuchten Abhängigkeiten der Rauschverteilung von n und σ wird im Folgenden der Einfluss der Leckstromstärke simuliert. Hierzu wurden mit dem Scanprogramm 4 (Tab. 4) n und i_l bei jeweils gleichbleibendem σ und $t_{CDS} = 51 \mu s$ variiert. Die Abbildungen 64 bis 67 zeigen farbcodiert die dabei erreichbare Auflösung σ_{end} (rms) für $\sigma = 1e^-, 2e^-, 3e^-$ und $4e^-$. Für jeden Wert von i_l und σ gibt es einen optimalen Wert von n , für den das erreichbare Rauschen σ_{end} minimal wird. Die Isolinien in den vier Plots entsprechen den Bereichen gleicher Auflösung. Bemerkenswert ist, dass sich für alle vier Simulationen im Bereich $n > 300$ und $i_l > 6,0 \cdot 10^{-5}$ der jeweils gleiche Rauschwert

$\sigma_{end}(n, i_l)$ einstellt. In diesem Bereich ist t_{acq} so lang, dass das Rauschen ausschließlich von dem Leckstrom dominiert wird.

Die Abbildungen 68 bis 71 zeigen die vier gleichen Simulationen wie in den Abbildungen 64 bis 67, nur mit dem Unterschied, dass diesmal nicht σ_{end} in rms dargestellt ist, sondern $W(i_l, n)$, d.h. die Wahrscheinlichkeit, mit einem Simulationswert x_k und der erwähnten Schnittsektion auf die richtige Anzahl an Elektronen zu schließen. Auch in dieser Darstellung ergeben sich die größten Unterschiede für kleine Auslesezahlen n und kleine Leckströme i_l .

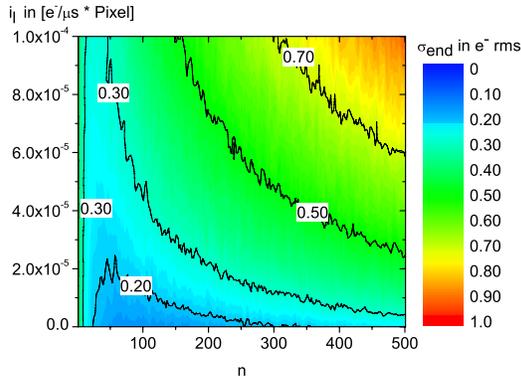


Abbildung 64: σ_{end} (rms) für $\sigma = 1,0e^-$ ENC und $t_{CDS} = 51\mu s$.

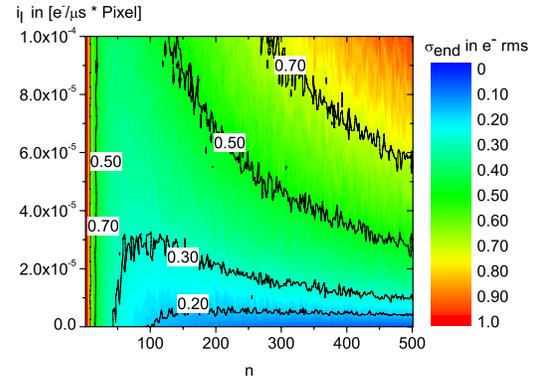


Abbildung 65: σ_{end} (rms) für $\sigma = 2,0e^-$ ENC und $t_{CDS} = 51\mu s$.

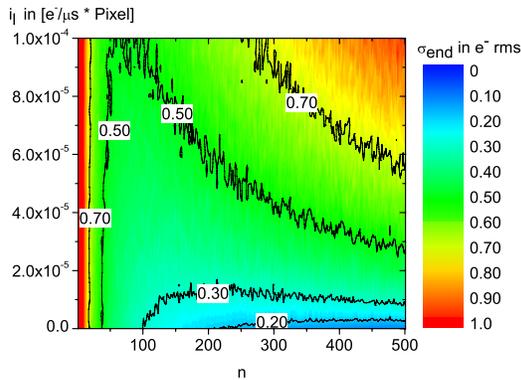


Abbildung 66: σ_{end} (rms) für $\sigma = 3,0e^-$ ENC und $t_{CDS} = 51\mu s$.

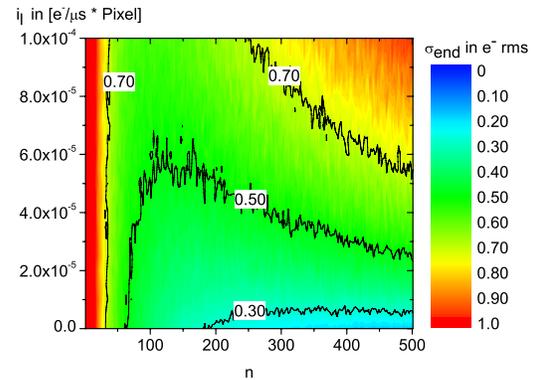
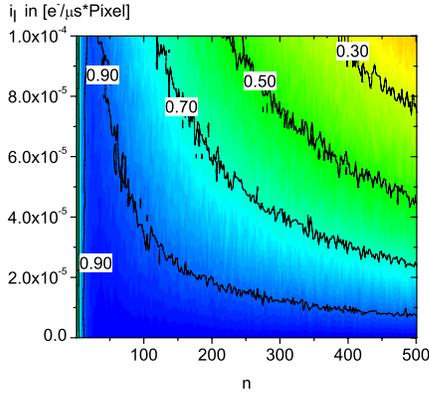
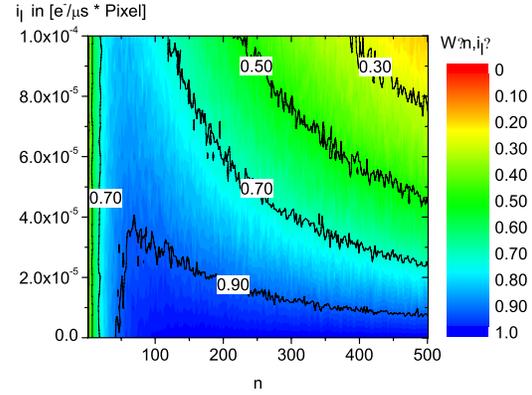
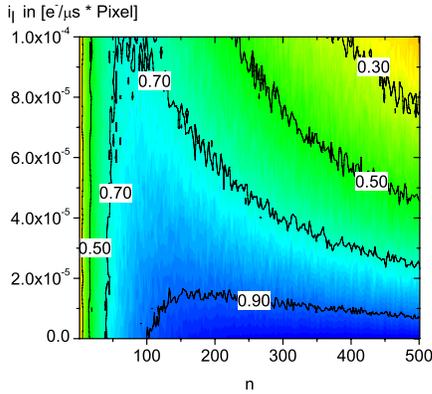
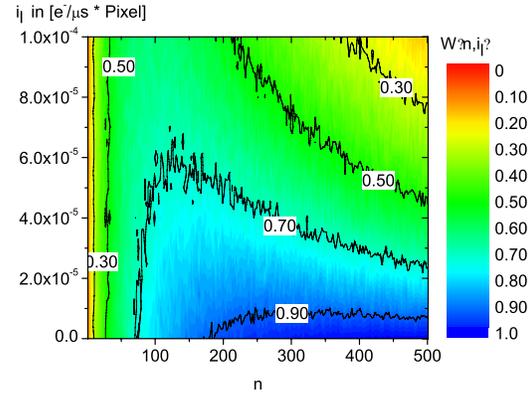


Abbildung 67: σ_{end} (rms) für $\sigma = 4,0e^-$ ENC und $t_{CDS} = 51\mu s$.

5.2.4 CTI- und Trap-Simulationen

Für eine große Anzahl an transferierten Elektronen q_{intG} bzw. Transfervorgängen n , steigt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass einzelne Elektronen dabei temporär von Zwischenband-

Abbildung 68: $W(i_l, n)$ für $\sigma = 1,0e^-$ ENC.Abbildung 69: $W(i_l, n)$ für $\sigma = 2,0e^-$ ENC.Abbildung 70: $W(i_l, n)$ für $\sigma = 3,0e^-$ ENC.Abbildung 71: $W(i_l, n)$ für $\sigma = 4,0e^-$ ENC.

zuständen (Traps) eingefangen werden. Da diese Elektronen für eine bestimmte Anzahl an Auslesevorgängen fehlen, äußert sich dies in einer zusätzlichen Rauschkomponente des Detektors. Aufgrund der schlechteren Auflösung können die diskreten Elektronenpeaks somit nicht mehr getrennt werden.

Zur Evaluierung dieses Effekts wird der aus der CCD-Entwicklung stammende Detektorparameter der Charge-Transfer-Efficiency (CTE) auch für den RNDR-Detektor eingeführt. Die CTE ist das Verhältnis der mittleren Ladung *nach* dem Transfer (\bar{l}_n) zur mittleren Ladung *vor* dem Transfer (\bar{l}_v):

$$CTE = \frac{\bar{l}_n}{\bar{l}_v} \quad (14)$$

Da die CTE im Idealfall 1 und im realen Fall sehr nahe bei 1 liegt, wird für die Charakte-

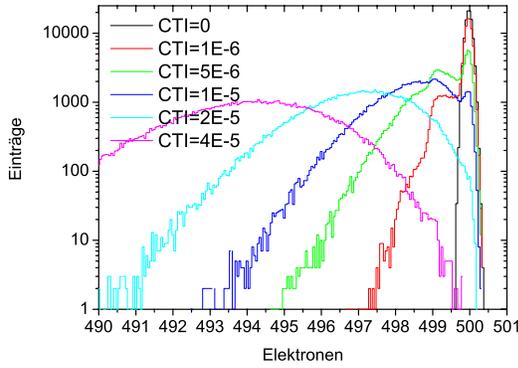


Abbildung 72: Rauschverteilung von anfänglich $q_{intG} = 500$ Elektronen, die $n = 500$ -mal ausgelesen wurden. Der Wert der CTI wurde von 0 bis $4 \cdot 10^{-5}$ variiert. Durch den zunehmenden Ladungsverlust bei größeren CTI-Werten wird die Verteilung zu niedrigeren Ladungswerten verschoben.

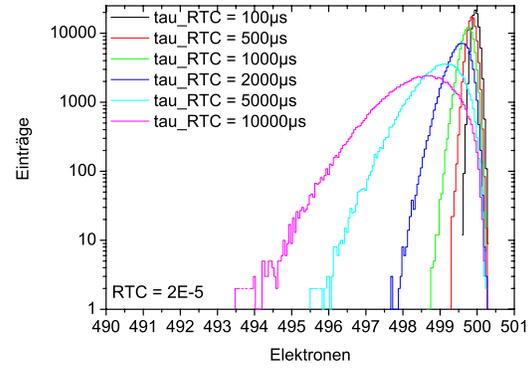


Abbildung 73: Simulation mit einem RTC-Wert von $2 \cdot 10^{-5}$ für unterschiedliche Werte der Reemissionszeit $\tau_{RTC} = 100\mu s \dots 10ms$, $t_{CDS} = 50\mu s$, $q_{intG} = 500$, $n = 500$. Im Grenzfall langer Reemissionszeiten $\tau_{RTC} > 10ms$ wirkt sich der Effekt wie bei einer CTI mit $2 \cdot 10^{-5}$ aus (hellblaue Verteilung in Abb. 72)

risierung meist die Charge-Transfer-Inefficiency (CTI) benutzt:

$$CTI = 1 - CTE \quad (15)$$

Für die Detektorsimulation muss nun aus dem mittleren Verlust pro Transfer

$$\bar{l}_{loss} = \bar{l}_v - \bar{l}_n = \bar{l}_v \cdot (1 - CTE) = \bar{l}_v \cdot CTI \quad (16)$$

die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, dabei k aus l_v Elektronen zu verlieren. Unter der Näherung einer sehr geringen Verlustrate ist in diesem Fall erneut die Poissonstatistik anwendbar.

$$W(k) = \frac{\bar{l}_{loss}^k}{k!} \cdot e^{-\bar{l}_{loss}} = \frac{(\bar{l}_v \cdot CTI)^k}{k!} \cdot e^{-\bar{l}_v \cdot CTI} \quad (17)$$

Wie zu erwarten, steigt die Wahrscheinlichkeit, Elektronen zu verlieren mit größerer CTI und einer größeren Anzahl an transferierten Elektronen l_v an. Für eine typische CCD-CTI von $1 \cdot 10^{-5}$ und $q_{intG} = 500$ transferierten Elektronen ergibt sich beispielsweise eine Verlustwahrscheinlichkeit von 0,5%, bei einem Transfer genau ein e^- zu verlieren. Aufgrund der geringen Wahrscheinlichkeit zwei oder mehrere zu verlieren ($< 0,0013\%$) wurden diese Fälle in der Simulation vernachlässigt. Zur Untersuchung der Auswirkungen dieser Verluste wurde ein mit anfänglich q_{intG} Elektronen gefüllter Detektor simuliert und eine CTI-gesteuerte Reduzierung der Elektronen pro Transfer integriert. Hiermit konnte die Abhängigkeit des Rauschens von CTI, Anzahl der Transfers n und Signalelektronen q_{intG} simuliert werden. Abb. 72 zeigt die durch eine $CTI = 0 \dots 4 \cdot 10^{-5}$ verursachte Verschlechterung des Signalpeaks

von anfangs $q_{intG} = 500e^-$, die $n = 500$ -mal transferiert wurden. Durch die kontinuierliche Verlustrate verringert sich die Auflösung und der Mittelwert verschiebt sich zu einer geringen Elektronenzahl.

Im Vorgriff auf die durchgeführten Messungen in 5.5.6 muss erwähnt werden, dass dieses Modell bei RNDR-Detektoren nicht haltbar ist, da selbst bei Annahme einer sehr geringen CTI die experimentell gemessene Auflösung besser ist, als von der Simulation erwartet wird. Das Modell wird deshalb um die Eigenschaft erweitert, dass ein getrapptes Elektron nicht für immer gebunden bleibt, sondern nach einer gewissen mittleren Reemissionszeit τ_{RTC} wieder dem Ladungstransfer und den CDS-Messungen zugeführt wird. Die Wahrscheinlichkeit der Reemission nach dem Einfangzeitpunkt (t_{Trap}) entspricht dabei einem exponentiellen Verhalten:

$$dW(t) = e^{-\frac{(t-t_{Trap})}{\tau_{RTC}}} dt \quad (18)$$

Dieses Szenario bringt zusätzlich die interessante Eigenschaft mit sich, dass ein temporäres Trappen eines Elektrons keine starke Verschlechterung der RNDR-Messung zur Folge hat. Die in Abb. 73 dargestellte Simulation von jeweils $q_{intG} = 500e^-$, die $n = 500$ -mal transferiert werden, verdeutlicht diese intrinsische Robustheit dem Trapping gegenüber. In der Simulation wurden die neuen Parameter RTC (relative trapped charge) und Reemissionszeit τ_{RTC} eingeführt. Diese entsprechen der relativen getrappten Ladungsmenge pro Transfer und der mittleren Zeit, in der die Ladung wieder freigegeben wird. Die Verteilungen dieser Abbildung müssen hierbei im Vergleich zur Verteilung mit einer CTI = $2 \cdot 10^{-5}$ aus Abb. 72 bewertet werden. Trotz eines hohen RTC-Wertes von $2 \cdot 10^{-5}$, kann, falls τ_{RTC} entsprechend kurz ist¹³, immer noch eine gute spektroskopische Auflösung erreicht werden.

5.2.5 RNDR-Detektoren im Matrixbetrieb

Für einen zukünftigen Matrixbetrieb muss die Frage beantwortet werden, bei welcher Auslesegeschwindigkeit t_{CDS} , welchem Leckstrom i_l und welchem Ausleserauschen σ eine Auflösung σ_{end} noch erreicht werden kann (Parameterscan Nr.6, Tab. 4). Da bei einer RNDR-Matrix die Pixel einer Zeile parallel ausgelesen werden, entspricht t_{acq} im Matrixbetrieb der Prozessierungszeit einer Zeile.

Bei dieser Simulation (Abb. 74) wurde für einen gegebenen Leckstrom i_l und eine gegebene Akquisitionszeit t_{acq} die Anzahl der CDS-Messungen n so lange erhöht¹⁴, bis eine Auflösung von $\sigma_{end} = 0,3e^-$ (rms) erreicht wurde. Farblich kodiert im Plot ist die maximale Zeitspanne in μs , die für t_{CDS} im jeweiligen Arbeitspunkt noch zur Verfügung steht.

Im späteren Matrixbetrieb ergibt sich zusätzlich noch das Problem, dass während der Integrationszeit t_{int} Leckstromelektronen die RNDR-Pixel erreichen, die von Elektronen einer optischen Photowechselwirkung nicht unterschieden werden können. Die schwarzen Isolinien in Abb. 74 zeigen die mittlere Anzahl der Leckstromelektronen $\overline{m}_{t_{int}}$, die pro Pixel und Frame für einen 64-Pixel-tiefen Detektor bei gegebenem Leckstrom (i_l) und gegebener Akquisitionszeit t_{acq} zu erwarten sind:

¹³in dieser Simulation ist $t_{CDS} = 50\mu s$

¹⁴bei konstantem t_{acq} , $t_{CDS} = t_{acq}/n$

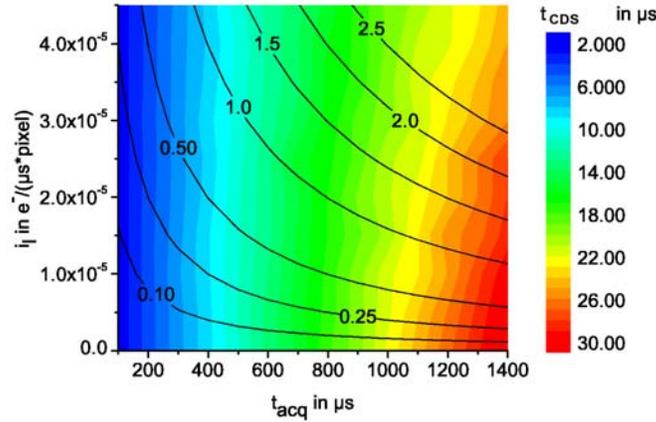


Abbildung 74: Maximal zur Verfügung stehende Auslesezeit t_{CDS} (farbig codiert, in μs), um für verschiedene Leckströme i_l (y-Achse) und Akquisitionszeiten t_{acq} (x-Achse) noch ein Rauschen von $\sigma_{end} = 0,3e^-$ ENC erreichen zu können (für $\sigma = 2,0e^-$ ENC). Die schwarzen Isolinien zeigen die mittlere Anzahl an Leckstromelektronen $\bar{m}_{t_{int}}$, die bei der Auslese einer 64-Pixel tiefen Matrix pro Frame und Pixel in t_{int} gesammelt werden. Die Isolinie $\bar{m}_{t_{int}} = 1$ bedeutet beispielsweise, dass in diesen Arbeitspunkten pro Frame und pro Pixel im Mittel *ein* Leckstromelektron gesammelt wird. Da diese Elektronen von Signalelektronen nicht unterschieden werden können, gibt deren Anzahl eine Obergrenze für das physikalisch sinnvolle Ausleserauschen σ_{end} vor.

$$\bar{m}_{t_{int}} = i_l \cdot (64 - 1) \cdot t_{acq} \quad (19)$$

$\bar{m}_{t_{int}}$: mittlerer Leckstrom in Elektronen pro Pixel pro Frame, entspricht der in t_{int} gesammelten Anzahl an e^-

i_l : Leckstrom in $[e^-/(\mu s \cdot \text{pixel})]$

t_{acq} : Zeit um eine Zeile auszulesen: $t_{acq} = n \cdot t_{loop}$

Bei doppelter Sensortiefe sind die Werte der Isolinien $\bar{m}_{t_{int}}$ zu verdoppeln.

5.3 Theoretische Untersuchungen zur Performance-Optimierung

5.3.1 Signal-zu-Rausch-Optimierung eines RNDR-Detektors

Da in einem DEPFET-RNDR-Detektor eine gewisse Ladungsmenge in zwei verschiedenen DEPFETs gemessen wird, muss untersucht werden, wie stark sich produktionsbedingte Variationen der Verstärkung und des Rauschens der beiden DEPFETs auf die spektroskopische Eigenschaften ausüben. Bei den untersuchten DEPFET-Detektoren ist aus früheren Messungen bekannt, dass diese Schwankungen zwar gering sind¹⁵, aber für zukünftige

¹⁵Die Variation von Gain, Offset und Noise liegt typischerweise bei $\approx 5 - 10\%$

DEPFETs mit kürzeren Gatelängen und damit größeren relativen Fertigungsschwankungen zunehmen können. Die Problemstellung soll analytisch beleuchtet werden. Dazu sind die beiden relevanten Parameter *Verstärkung* (Gain) und *Rauschen* von DEPFET 1 gegeben und bei DEPFET 2 relativ zu DEPFET 1 variierbar. Aus Symmetriegründen können die Ergebnisse auch auf DEPFET 1 übertragen werden. Wichtig für die korrekte Beschreibung des Signalwegs sind die drei Größen:

- g_{int} : Verhältnis der internen Verstärkungen ($g_{q1/2}$). Dieser Wert ist vor allem durch die Gatelänge und die Gatespannung des jeweiligen DEPFETs (Kap. 4.3) gegeben.

$$g_{int} = \frac{g_{q2}}{g_{q1}} \quad (20)$$

- g_{ext} : Verhältnis der externen Verstärkungen ($g_{ext1/2}$). Diese sind durch die beiden Vorverstärker der jeweiligen RNDR-DEPFETs gegeben.

$$g_{ext} = \frac{g_{ext2}}{g_{ext1}} \quad (21)$$

- $q_{S/N}$: Verhältnis des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (S/N) der beiden DEPFETs.

$$q_{S/N} = \frac{(S/N)_2}{(S/N)_1} \quad (22)$$

Detektorgeometrie und verwendete Arbeitspunkte legen die Werte von Gl.20 und Gl.22 der beiden Einzel-DEPFETs intrinsisch fest. Zusätzlich kann die Verstärkung der externen Verstärkerstufen ($g_{ext1/2}$) individuell für jeden DEPFET eingestellt werden. Die Bereitstellung einer getrennten Verstärkerstufe für beide RNDR-DEPFETs bietet sich vor allem für die differenzielle Auslese an (Kap. 5.7.4). Für die in dieser Arbeit untersuchten RNDR-Varianten werden beide DEPFETs wechselweise mit dem gleichen Verstärker ausgelesen ($g_{ext} = 1$). Die Berücksichtigung der richtigen Signalwichtung kann hierbei durch die Softwareanalyse erfolgen. Unter der Annahme, dass die DEPFETs den Hauptauschbeitrag liefern, das Rauschen der externen Verstärker also vernachlässigt werden kann, multipliziert sich das Verhältnis der externen Verstärkung (g_{ext}) zu dem der internen Verstärkung (g_{int}). Für das Verhältnis des $(S/N)_{1/2}$ der beiden DEPFETs folgt mit $\sigma_{1/2}$:

$$q_{S/N} = \frac{(S/N)_2}{(S/N)_1} = \frac{(g_{q2} \cdot g_{ext2})/\sigma_2}{(g_{q1} \cdot g_{ext1})/\sigma_1} = \frac{\sigma_1 \cdot g_{int} \cdot g_{ext}}{\sigma_2} \Rightarrow \sigma_2 = \frac{\sigma_1 \cdot g_{int} \cdot g_{ext}}{q_{S/N}} \quad (23)$$

Falls sich die beiden DEPFETs unterschiedlich verhalten, muss auch die Grundgleichung 9 um diesen Sachverhalt erweitert werden. Unter Berücksichtigung unterschiedlicher Gain- und Rauschwerte erweitert sich diese zu:

$$\sigma_{end} = \frac{\sqrt{\frac{n}{2} \cdot \sigma_1^2 + \frac{n}{2} \cdot \sigma_2^2}}{n} \quad (24)$$

Damit folgt:

$$\sigma_{end} = \frac{\sqrt{\frac{n}{2} \cdot \sigma_1^2 + \frac{n}{2} \left(\frac{g_{ext} \cdot g_{int} \cdot \sigma_1}{q_{S/N}} \right)^2}}{n} \quad (25)$$

und

$$\sigma_{end} = \frac{\sigma_1}{\sqrt{n}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{g_{ext}^2 \cdot g_{int}^2}{q_{S/N}^2} \right)} \quad (26)$$

Für das Endsignal S_{end} (nach der externen Verstärkerstufe) der beiden DEPFETs ergibt sich aus den Einzelsignalen ($S_{1/2}$):

$$S_{end} = \frac{\frac{n}{2} \cdot S_1 + \frac{n}{2} \cdot S_2}{n} \quad (27)$$

Mit $S_2 = g_{ext} \cdot g_{int} \cdot S_1$ folgt:

$$S_{end} = \frac{1}{2} \cdot S_1 + \frac{1}{2} \cdot g_{ext} \cdot g_{int} \cdot S_1 \quad (28)$$

Damit ergibt sich aus Gleichung 26 und 28 ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis für die RNDR-Auslese von:

$$(S/N)_{end} = \frac{\frac{1}{2} \cdot S_1 + \frac{1}{2} \cdot g_{ext} \cdot g_{int} \cdot S_1}{\frac{\sigma_1}{\sqrt{n}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{g_{ext}^2 \cdot g_{int}^2}{q_{S/N}^2} \right)}} \quad (29)$$

Um auszurechnen wie sehr sich das $(S/N)_{end}$ verändert, falls die beiden DEPFETs ein unterschiedliches S/N aufweisen, wurde Gleichung 29 durch $(S/N)_{end_identisch}$ ($g_{ext} = g_{int} = q_{S/N} = 1$, dies entspricht einem identischen DEPFET-Verhalten) geteilt:

$$(S/N)_{rel} = \frac{(S/N)_{end}(g_{int}, g_{ext}, q_{S/N})}{(S/N)_{end_identisch}(g_{int} = g_{ext} = q_{S/N} = 1)} = \frac{\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot (1 + g_{ext} \cdot g_{int})}{\sqrt{1 + \frac{g_{ext}^2 \cdot g_{int}^2}{q_{S/N}^2}}} \quad (30)$$

Abb. 75 zeigt farbcodiert das Ergebnis von Gleichung 30 in Abhängigkeit von $g = g_{int} \cdot g_{ext}$ und $q_{S/N}$.

Zum besseren Verständnis sind in Abb. 76 jeweils vertikale Schnitte durch Abb. 75 zu sehen. Interessanterweise wirkt sich, für den Fall eines identischen S/N, ein relativer Gainunterschied zwischen den beiden DEPFETs immer negativ auf $(S/N)_{end}$ aus. Allerdings ist die Verschlechterung, selbst bei großen relativen Gainunterschieden von z.B. $\frac{g_2}{g_1} = 0,5$, nur 5 % im Vergleich zu einem System mit identischem Gain beider DEPFETs. Dieser Effekt kann also in erster Näherung vernachlässigt werden, da die technologiebedingten Gainvariationen bei Pixelmatrizen typischerweise bei nur ca. 5 % liegen.

Dramatischer wirkt sich dagegen ein unterschiedliches S/N der beiden DEPFETs aus. Hier führt ein relativer Unterschied der beiden DEPFETs von z.B. $q_{S/N} = 0,6$ zu einer Reduzierung des S/N_{end} um 27 % (bei $g = 1$). Diese Verschlechterung kann allerdings durch

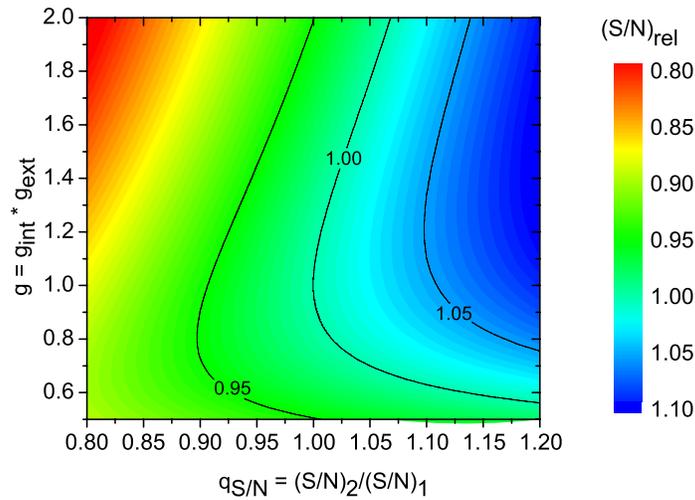


Abbildung 75: Der 2D-Plot zeigt für verschiedene g - und $q_{S/N}$ -Werte die Veränderung des S/N (S/N_{rel}). Eingezeichnet sind die Isolinien für 1 (keine Veränderung), 0,95 (5 prozentige Verschlechterung) und 1,05 (5 prozentige Verbesserung).

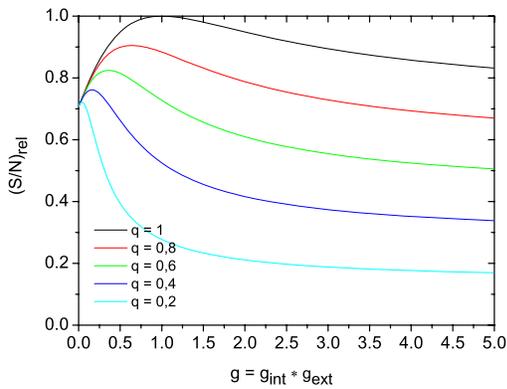


Abbildung 76: Schnitt durch Abb. 75 für verschiedene Werte von $q_{S/N}$. Falls die beiden DEPFETs, selbst bei gleichem S/N der Einzelpixel, ein unterschiedliches Gain aufweisen, wird sich das S/N_{end} verschlechtern. Bei unterschiedlichem S/N gibt es allerdings eine optimale Verstärkung ($g_{int} \cdot g_{ext}$), sodass $(S/N)_{rel}$ maximal wird.

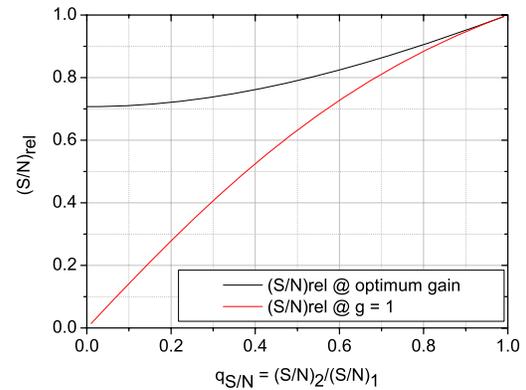


Abbildung 77: Maximal erreichbares $(S/N)_{rel}$ für verschiedene Werte von $q_{S/N}$. Als Vergleich zeigt die rote Kurve die Verschlechterung, falls die S/N Unterschiede sehr groß werden ($q_{S/N} \rightarrow 0$, bei $g=1$).

eine Anpassung der externen Verstärkung verringert werden. Anschaulich heißt dies, dass der DEPFET mit dem größeren S/N bei der Mittelwertbildung stärker gewichtet werden muss. Wie aus Abb. 75 zu erkennen ist, gibt es für jeden Wert von $q_{S/N}$ einen Wert $g_{int} \cdot g_{ext}$, so dass $(S/N)_{rel}$ maximal wird. Nimmt man g_{int} als detektorgegeben und nicht veränderbar an, kann das optimale $(S/N)_{end}$ mittels $(\frac{\partial(S/N)_{rel}}{\partial g_{ext}})_{g_{int}=const, q_{S/N}=const} \equiv 0$ bestimmt werden. Hieraus folgt für die optimale Wahl der externen Verstärkerstufe:

$$\boxed{g_{ext \ opt} = \frac{q_{S/N}^2}{g_{int}}} \quad (31)$$

Das bei optimaler Anpassung der externen Verstärker maximal erreichbare $(S/N)_{rel \ opt}$ (und damit $(S/N)_{end \ opt}$) ergibt sich aus Gleichung 30 unter Verwendung der Bedingung aus Gleichung 31:

$$(S/N)_{rel \ opt} = \frac{\sqrt{\frac{1}{2}} \cdot (1 + q_{S/N}^2)}{\sqrt{1 + q_{S/N}^2}} = \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot (1 + q_{S/N}^2) \quad (32)$$

Der Verlauf dieser Funktion ist in Abb. 77 zu sehen. In Tabelle 5 wird eine Auswahl an Extremfällen diskutiert.

$g_{int} \cdot g_{ext}$	$q_{S/N}$	$(S/N)_{rel}$	Diskussion
1	1	1	Dies ist idealer Fall, beide DEPFETs verhalten sich identisch.
0	1	$1/\sqrt{2}$	Da effektiv nur DEPFET 1 Messwerte liefert, entspricht dies dem Fall als ob σ_{end} nur mit n/2 Messwerten berechnet wurde.
1	∞	$\sqrt{2}$	DEPFET 2 ist ein rauschfreier Detektor, S/N_{end} verbessert sich um 41 %. Besser wäre es, in diesem Fall die Messwerte von DEPFET 1 vollständig zu verwerfen ($g_{ext} = \infty$) und nicht gleich stark mit denjenigen von DEPFET 2 zu wichten.
1	1/2	$\sqrt{2/5}$	Das S/N von DEPFET 2 sei halbiert, das $(S/N)_{end}$ nimmt um $\approx 37\%$ ab.
opt	1/2	0,79	Das S/N von DEPFET 2 sei erneut halbiert, allerdings diesmal mit einem optimal angepassten Gesamt-Gain von $g_{opt} = 0,25$. Das $(S/N)_{end}$ verschlechtert sich damit nur um $\approx 21\%$.
∞	1	$1/\sqrt{2}$	DEPFET 2 dominiert das Rauschen, dies entspricht Fall 2 bei vertauschten DEPFETs.

Tabelle 5: Diskussion einiger Extremfälle für ein unterschiedliches relatives Gain ($g = g_{int} \cdot g_{ext}$) und S/N ($q_{S/N}$).

Da Gain- und Noiseunterschiede technologiebedingt vorhanden sind, bleibt abschließend zu berechnen, welche Auswirkungen eine inhomogene S/N-Verteilung auf das Auflösungsvermögen des Detektors hat. Die konkrete Fragestellung hierbei ist: Wie oft muss eine Ladungsmenge bei einem RNDR-Detektor mit $q_{S/N} < 1$, aber angepasstem Gain, gemessen werden (h), um die gleiche Auflösung zu erreichen wie mit einem Detektor mit zwei identischen DEPFETs ($q_{S/N} = 1$) (n).

$$\frac{1}{q_{S/N} \cdot \sqrt{h}} = \frac{1}{\sqrt{n}} \Rightarrow h = \frac{1}{(q_{S/N})^2} \cdot n \quad (33)$$

Da die aktuelle Detektorproduktion eine typische Abweichung von $q_{S/N} = 1$ um ca. 5 % aufweist, was in einer linearen Näherung zu einem $(S/N)_{rel\ opt}$ von ca. 2,5 % führt, ergibt sich im ungünstigsten Fall eine Zunahme der Auslesezyklen um ca. 5 %.

5.3.2 Optimale Shapingzeit

Ist das Rauschleistungsspektrum (Kap. 4.6) oder das filterzeitabhängige Rauschen $\sigma(t_{CDS})$ des verwendeten DEPFET-Typs bekannt, kann damit die optimale Zeit für eine Auslese t_{CDS} berechnet werden. Mit dieser Einzelmesszeit wird eine angestrebte Auflösung σ_{end} in der kürzestmöglichen Zeit erreicht. Die gesamte Akquisitionszeit ergibt sich dabei zu

$$t_{acq} = n \cdot t_{CDS} = n \cdot (\tau + t_T + t_{GC}). \quad (34)$$

τ	reine Messzeit einer CDS-Messung
t_T	benötigte Zeit für den Ladungstransfer
t_{GC}	benötigte Zeit für das Umschalten der DEPFETs

Gleichung 9 gibt das dazu mindestens nötige n vor:

$$\sigma_{end} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \Rightarrow n = \frac{\sigma^2}{\sigma_{end}^2} \quad (35)$$

Unter Vernachlässigung des Leckstromrauschens¹⁶ ist σ nur von der Messzeit τ , dem konstanten Wert für das 1/f-Rauschen, dem Filterkoeffizienten A_1 , dem thermische Rauschen a , und der Eingangskapazität C_{Det} abhängig (Kap. 4.6). In dieser Näherung ergibt sich ein messzeitabhängiger Rauschwert von

$$\sigma^2 = \frac{a \cdot C_{Det}^2 \cdot A_1}{\tau} + \sigma_{1/f}^2. \quad (36)$$

Das Produkt $a \cdot C_{Det}^2 \cdot A_1$ hat dabei die Einheit einer Zeit. Es entspricht der Zeitspanne, die gemessen werden müsste, um das Rauschen auf $1e^-$ ENC zu reduzieren, vorausgesetzt der Detektor wäre nicht von 1/f-Rauschen beeinflusst. Aus Gl. 35 folgt:

$$n = \frac{1}{\sigma_{end}^2} \cdot \left(\frac{a \cdot C_{Det}^2 \cdot A_1}{\tau} + \sigma_{1/f}^2 \right) \quad (37)$$

¹⁶Sollte eine Einzelmessung bereits von Leckstrom beeinflusst werden, ist die Anwendung des RNDR-Konzepts in diesem Fall nicht sinnvoll.

Für die benötigte Akquisitionszeit ergibt sich schließlich aus Gl. 37 und Gl. 34

$$t_{acq} = \frac{1}{\sigma_{end}^2} \cdot \left(aC_{Det}^2 A_1 + \frac{aC_{Det}^2 A_1 t_T}{\tau} + \frac{aC_{Det}^2 A_1 t_{GC}}{\tau} + \sigma_{1/f}^2 \cdot \tau + \sigma_{1/f}^2 \cdot t_T + \sigma_{1/f}^2 \cdot t_{GC} \right), \quad (38)$$

womit aus $\frac{\partial t_{acq}}{\partial \tau} \equiv 0$ für die optimale Wahl von τ folgt:

$$\tau_{opt} = \frac{1}{\sigma_{1/f}} \cdot \sqrt{a \cdot C_{Det}^2 A_1 \cdot (t_T + t_{GC})} \quad (39)$$

Ein geringerer 1/f-Rauschbeitrag $\sigma_{1/f}$ erlaubt eine längere Messzeit τ . Ein kürzeres t_T bzw. t_{CG} führt zu einer kürzeren optimalen Einzelmesszeit, da in diesem Fall ein häufigeres, kürzeres CDS-Messen schneller zu σ_{end} führt, als ein Beibehalten des ursprünglichen τ . Diese Strategie ist allerdings nur unter Vernachlässigung von Trapping-Effekten das Optimum, da durch häufigere Transfers auch die Wahrscheinlichkeit für absolute und temporäre Ladungsverluste steigt. Im Grenzfall $(t_T + t_{GC}) \rightarrow 0 \Rightarrow \tau \rightarrow t_{CDS}$ ergibt sich eine Akquisitionszeit von:

$$t_{acq} = \frac{aC_{Det}^2 A_1}{\sigma_{end}^2} \quad (40)$$

Die Gesamtmesszeit ist somit nur noch von der geforderten Auflösung σ_{end} und der Amplitude des weißen Rauschens des Detektors abhängig.

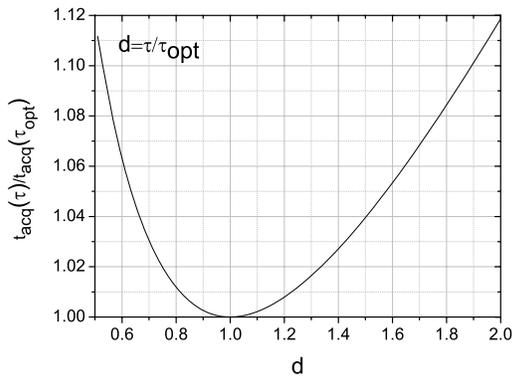


Abbildung 78: Relative Verlängerung der Gesamtmesszeit t_{acq} , falls eine kürzere oder längere Einzelmesszeit τ gewählt wird. Für die Berechnung dieser Kurve wurden typische Werte von $t_T = 4\mu s$, $t_{GC} = 4\mu s$, $a \cdot C^2 \cdot A_1 = 80\mu s$ und $\sigma_{1/f} = 2e^-$ gewählt. Eine Variation jeder dieser Werte wirkt sich nur gering auf den Kurvenverlauf aus. Sollte bei einer RNDR-Auslese die optimale Messzeit τ_{opt} nicht exakt gewählt werden, wirkt sich dieser Fehler nur schwach auf t_{acq} aus. Selbst bei einer um 20% zu lang gewählten Einzelmesszeit τ verlängert sich die Gesamtmesszeit $t_{acq}(\tau)$ nur um 0,8% relativ zur optimal möglichen Auslesezeit von $t_{acq}(\tau_{opt})$.

Abschließend soll die quantitative Verlängerung der Gesamtmesszeit t_{acq} diskutiert werden, die sich bei einer Verkürzung bzw. Verlängerung der Einzelmesszeit τ relativ zu τ_{opt} ergibt. Hierzu ist in Abb. 78 die Funktion

$$\frac{t_{acq}(\tau)}{t_{acq}(\tau_{opt})} \text{ mit } \tau = d \cdot \tau_{opt} \quad (41)$$

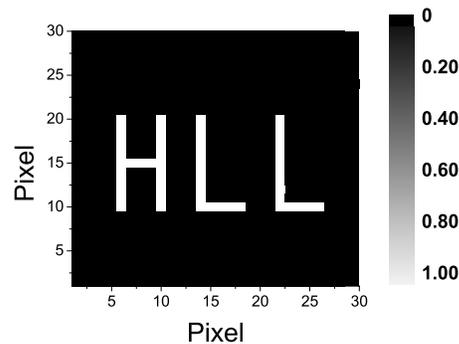
dargestellt. Es zeigt sich, dass selbst bei einer 20-prozentigen Abweichung von τ_{opt} , die Akquisitionszeit t_{acq} nur um *ca.*1% verlängert wird. Bei einer nicht optimal gewählten Auslesezeit t_{CDS} ist die sich ergebende Acquisitionszeit t_{acq} des RNDR-Detektors nur wenig länger

als das minimal Mögliche. Im Grenzfall großer Abweichungen von der optimalen Messzeit $\tau > 1,6 \cdot \tau_{opt}$ nimmt der Graph die Steigung 1 an, da aufgrund des $1/f$ -Rauschanteils die Einzelmessung mit längerer Messzeit nicht besser wird, wohl aber $t_{acq}(\tau)$ länger.

5.3.3 Auswirkungen des Rauschens

Eine Veranschaulichung der Auswirkungen des Rauschens in der optischen Einzelphotonenbildgebung schließt das Simulationskapitel ab. Hierzu wurde mit Hilfe des Analyseprogramms Origin eine 30×30 -Pixel-Matrix erzeugt, bei der jedes Pixel mit einem zufälligen, normalverteilten Rauschwert von $\sigma_{end} = 0,1e^-, 0,2e^-, 0,3e^-, 0,5e^-$ und $1e^-$ ENC gefüllt wird. Zu diesem Rauschhintergrund wird anschließend das in Abb. 79 dargestellte Einzelphotonenbild addiert. Abb. 80 zeigt die Ergebnisbilder (linke Spalte), die zugehörigen Bildhistogramme (mittlere Spalte) und in der dritten Spalte eine Matrix, bei der alle Pixel mit einem höheren Wert als $0,5e^-$ blau und alle Pixel mit einem Wert kleiner als $0,5e^-$ weiß dargestellt sind. Dieser Plot verdeutlicht, mit wie vielen Falschentscheidungen¹⁷ der Photonenzahl bei einer bestimmten Auflösung noch gerechnet werden muss. Die Ergebnisse dieses Kapitels sind gültig für die Näherung $i_l = 0$. Bei Einbeziehung des Leckstroms sind die in Kap. 5.2.5 diskutierten Fehlerraten noch zu berücksichtigen.

Abbildung 79: Ein Photonen-Belichtungsmaske, die auf Bilder mit verschiedenen Ausleserauswerten σ_{end} addiert wurde (Abb. 80). Die weiß markierten Pixel entsprechen den RNDR-DEPFETs, in denen genau ein Photoelektron gesammelt wurde.



5.4 Detektorvarianten

Im Zeitraum der Doktorarbeit standen fünf verschiedene RNDR-Detektorvarianten zur Verfügung, vier zirkuläre Einzelpixelstrukturen und eine lineare 4×4 -Minimatrix.

¹⁷Man unterscheidet zwei Arten: 1. Falls das Rauschen eines Pixels die $0,5e^-$ Schwelle überwindet, wird es fälschlicherweise als Photon gezählt (bei einem $\sigma_{end} = 0,3e^-$ passiert dies z.B. in 5% aller Fälle). 2. Das Rauschen verringert ein echtes $1e^-$ -Signal soweit, dass es unter die $0,5e^-$ -Schwelle fällt und das Photon wird übersehen).

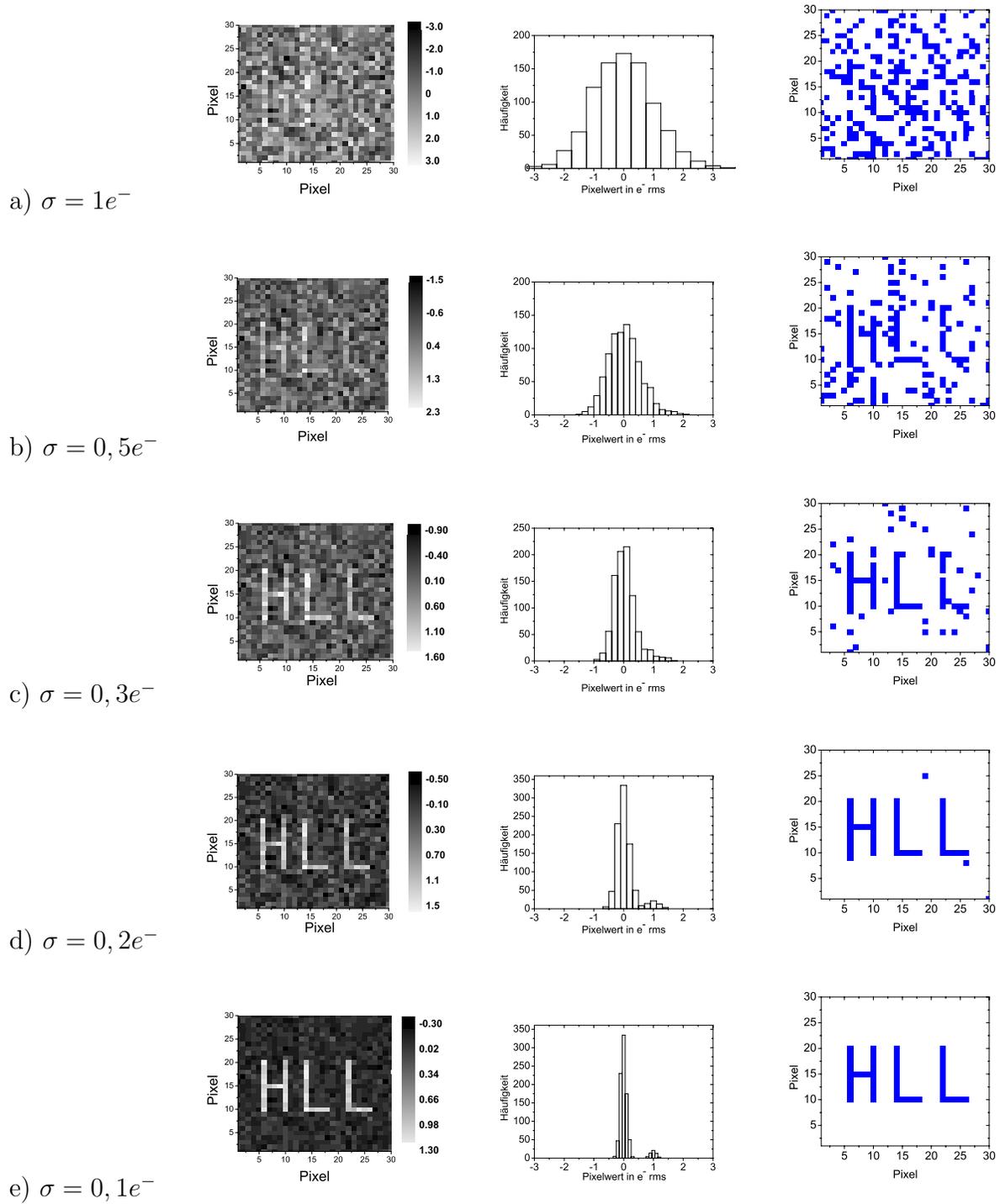


Abbildung 80: Auswirkung unterschiedlicher Rauschwerte auf den Kontrast eines Ein-Photonen-Bildes. Bei einer Auflösung $\sigma_{end} < 0,3e^-$ ENC kann eine Ein-Elektronen-Signatur deutlich gesehen werden.

5.4.1 Zirkularer RNDR-Einzelpixel

Die vier zirkularen RNDR-Varianten umfassen zwei verschiedene Geometrien (mit und ohne Transfergate) die jeweils als *depletion*- und als *enhancement*-mode-Strukturen prozessiert wurden. Die Gatelänge beträgt, wie bei den Standardstrukturen, $5\mu m$, bei einem Gateumfang von $47\mu m$. Durch die Verbindung zweier DEPFETs über ein zusätzliches Gate (Transfergate) blieben die beiden einzelnen DEPFETs in ihrer Geometrie und Technologie beinahe identisch zu den Standardstrukturen (Abb. 52). Aus diesem Grund können viele Ergebnisse aus Kap. 2 auch auf die zirkularen RNDR-DEPFETs übertragen werden. Allerdings führte die schwache Abschirmung des Einzelpixel-RNDRs dem Bulk und der Chipoberfläche gegenüber zu Störeffekten und zu einem noch unverstanden hohen Leckstromanteil selbst bei niedrigen Temperaturen. Um diese Einzelpixeleffekte zukünftig zu minimieren, wurden bei der folgenden Produktion die Strukturen durch einen Guardring und eine großflächige n-Implantation voneinander isoliert.

5.4.2 Lineare RNDR-Minimatrix

Im Unterschied zu den zirkularen Einzelpixeln sind die linearen RNDR-Detektoren nur als 4×4 -Minimatrizen realisiert. Dies hat den Vorteil, dass die Gesamtmatrix durch einen Guardring isoliert ist und die einzelnen RNDR-Pixel sich in einer Umgebung befinden, wie es auch für einen späteren Betrieb in einer größeren Matrix realistisch ist. Das Layout der RNDR-Minimatrix ähnelt dem Layout der ILC-Standard DEPFETs (Abb. 53). Fünf Geometrie- und Technologieunterschiede lassen allerdings eine Übertragung der Betriebsspannungen der ILC-Pixel auf die RNDR-Minimatrix-Variante nicht zu. Dieser Umstand ist jedoch für Designvergleiche eher nützlich als hinderlich. Die fünf Hauptunterschiede sind im Einzelnen:

- Die Pixel haben eine Größe von $75 \times 75\mu m$ statt $24 \times 36\mu m$.
- Der Überlapp der *tiefen-p*-Implantation mit dem Cleargate-Kontakt ist relativ gering, was die Spannungsbereiche von V_{Clear}^{OFF} und V_{CG}^{OFF} stark einschränkt (Kap. 5.5.3).
- Das ursprüngliche Gate eines ILC-DEPFETs ist durch das Transfergate in zwei RNDR-Gates getrennt (Gate 1 und Gate 2).
- Die Gatelänge ist $7,5\mu m$ statt $5\mu m$ (rlx, Kap. 2.3), was zu einem g_q von nur $260pA/e^-$ führt.
- Unter den Transistorkanälen ist keine zusätzliche *shallow-p*-Implantation vorhanden. Damit haben die Transistoren einen starken enhancement-mode-Charakter, d.h. V_{thr} liegt bei ca. -11 V. Physikalisch bedeutet dies, dass eine stark negative Spannung benötigt wird, um den n-Bulk unter dem Gate zu invertieren.

5.5 Experimentelle Ergebnisse

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Analyse der experimentell gewonnenen Daten. Nach einer Beschreibung der Betriebssequenzen werden zunächst die Eigenschaften von RNDR-Detektoren vorgestellt, die **ohne** HE-Implantation¹⁸ produziert wurden. Hierbei konnten Ladungsverluste beim Transfer beobachtet werden. Eine Diskussion der möglichen Ursachen schließt diesen Unterpunkt ab. Alle weiteren Unterkapitel beschreiben Messungen an Strukturen **mit** HE-Implantation. Die Messungen dienen der Charakterisierung des Ladungstransfers, der Linearität und der Rauschminimierung sowie den Untersuchungen der möglichen Limitierungen der Auslese.

5.5.1 Betriebssequenzen

Da das SPIX-Board für die Auslese von Einzelpixeln optimiert ist, soll bei dem Betrieb einer 4×4 -RNDR-Minimatrix zunächst auch nur ein Pixel ausgelesen werden. Hierzu eignet sich am besten ein Mittelpixel, um störende Randeffekte zu vermeiden. Die schematische Verschaltung dazu ist in Abb. 81 dargestellt. Der zeitliche Ablauf einer RNDR-Auslese-Sequenz ist Tabelle 6 zu entnehmen.

Alle DEPFETs sind mit einer globalen Source-Spannung ($V_{\text{Source}} = 0V$) verbunden. An den Drain-Kontakten aller DEPFETs der Spalten 1, 3 und 4 liegt direkt $V_{\text{Drain}} = -5V$ an. Das Drain-Potenzial der DEPFETs der Spalte 2 ist ebenfalls $-5V$, es wird allerdings durch den nicht-invertierenden Eingang des Operationsverstärkers definiert (virtueller Drain). Die Gate-Spannung der Zeilen 1, 3 und 4 liegt konstant auf Gate_{OFF} -Potenzial. Somit sind die DEPFETs dieser Zeilen während des gesamten Betriebs inaktiv. Die vier RNDR-Paare der Zeile 2 werden im Betrieb synchron zum Transfergate wechselseitig ein- und ausgeschaltet. Dadurch ist gewährleistet, dass der Strom I_{Mess} immer im dynamischen Bereich des Operationsverstärkers liegt, egal welcher der beiden RNDR-DEPFETs vom untersuchten Pixel (2,2) gerade ausgelesen wird. Über das in Kap. 3 beschriebene Konzept der Stromauslese wird I_{Mess} verstärkt und gemessen.

Ein globales Clear leert nach dem Ende der RNDR-Sequenz die internen Gates aller DEPFETs. Damit befinden sich alle Pixel einer Zeile im gleichen Betriebszustand, was ein realistisches Betriebsszenario, vor allem in Hinblick auf größere Matrizen, darstellt. Die prinzipielle Ansteuerung einer Einzelpixel-Struktur ist, bis auf den Wegfall der Gate_{OFF} -Spannung der inaktiven Pixel, entsprechend.

5.5.2 Ladungsverlust bei zirkularen non-HE-Detektoren

Die ersten Messungen an RNDR-Detektoren wurden an zirkularen Strukturen ohne HE-Implantation durchgeführt. Dabei konnte gezeigt werden, dass der Ladungstransfer prinzipiell möglich ist (Abb. 82), dass aber, abhängig von $V_{\text{GS}}^{\text{OFF}}$ und $V_{\text{TG}}^{\text{ON}}$, Ladungsverluste während des Transfers auftreten. Abb. 83 zeigt den Ladungsverlust (Einheit ADU) bei einem

¹⁸High-Energy-Implantation, Kap. 2.3

Nr	Aktion	Bemerkung
1	Löschen der DEPFETs	Ein globales Anlegen der $Clear_{ON}$ - und CG_{ON} -Spannung an den Clear- und CG-Kontakt leert alle internen Gates der Pixel der Minimatrix.
2	Laserbestrahlung, zur Erzeugung von Signalladungen	Nach dem Clear ist DEPFET 1 an- und DEPFET 2 ausgeschaltet. Die Integrationszeit beginnt. In diesem Zustand wird die Minimatrix mit einem Laser bestrahlt und die Elektronen der dabei erzeugten Elektron-Loch-Paare driften in die internen Gates der Pixel entsprechend ihrem Erzeugungsort im Detektor.
3	Erster Transfer	Da während der Integrationszeit die Ladung in beiden internen Gates der DEPFETs gesammelt wird, muss vor dem Beginn der eigentlichen Auslese sichergestellt werden, dass sich die gesamte Ladung in nur einem internen Gate befindet. Dies wird durch einen ersten Transfer am Ende der Integrationszeit sichergestellt. Die Ladung driftet hierbei von DEPFET 1 (an) nach DEPFET 2 (aus).
4	Umschalten der Gates	Ein gleichzeitiges Umschalten der Gates (DEPFET 1 aus \leftrightarrow an, DEPFET 2 an \leftrightarrow aus) sorgt dafür, dass der Strom am Vorverstärkereingang etwa gleich bleibt. Dadurch können beide DEPFETs mit nur einem Vorverstärker und einem ADC ausgelesen werden.
5	Sample vor dem Transfer	Der Stromwert des eingeschalteten DEPFETs wird gemessen (internes Gate ist voll).
6	Ladungstransfer	Das Anlegen der TG_{ON} -Spannung am Transfergate-Kontakt lässt die gesammelten Ladungen vom internen Gate des aktiven DEPFETs in das interne Gate des inaktiven DEPFETs driften. Das interne Gate des eingeschalteten DEPFETs ist damit nach dem Transfer leer.
7	Sample nach dem Transfer	Der Stromwert des leeren DEPFETs wird erneut gemessen und die Differenz wird mit dem Wert des Voll-Zustandes per Software berechnet.
8	2. bis n. Messung	Die Schritte 4 bis 7 werden n -mal wiederholt.
9	neue Sequenz	Mittelwertbildung der gewonnenen Differenzwerte. Start einer neuen Sequenz mit \rightarrow Nr.1

Tabelle 6: Zeitlicher Ablauf einer RNDR-Auslese für den Betrieb einer Minimatrix. Im Einzelpixelbetrieb entfällt das Löschen der restlichen DEPFET-Zeilen.

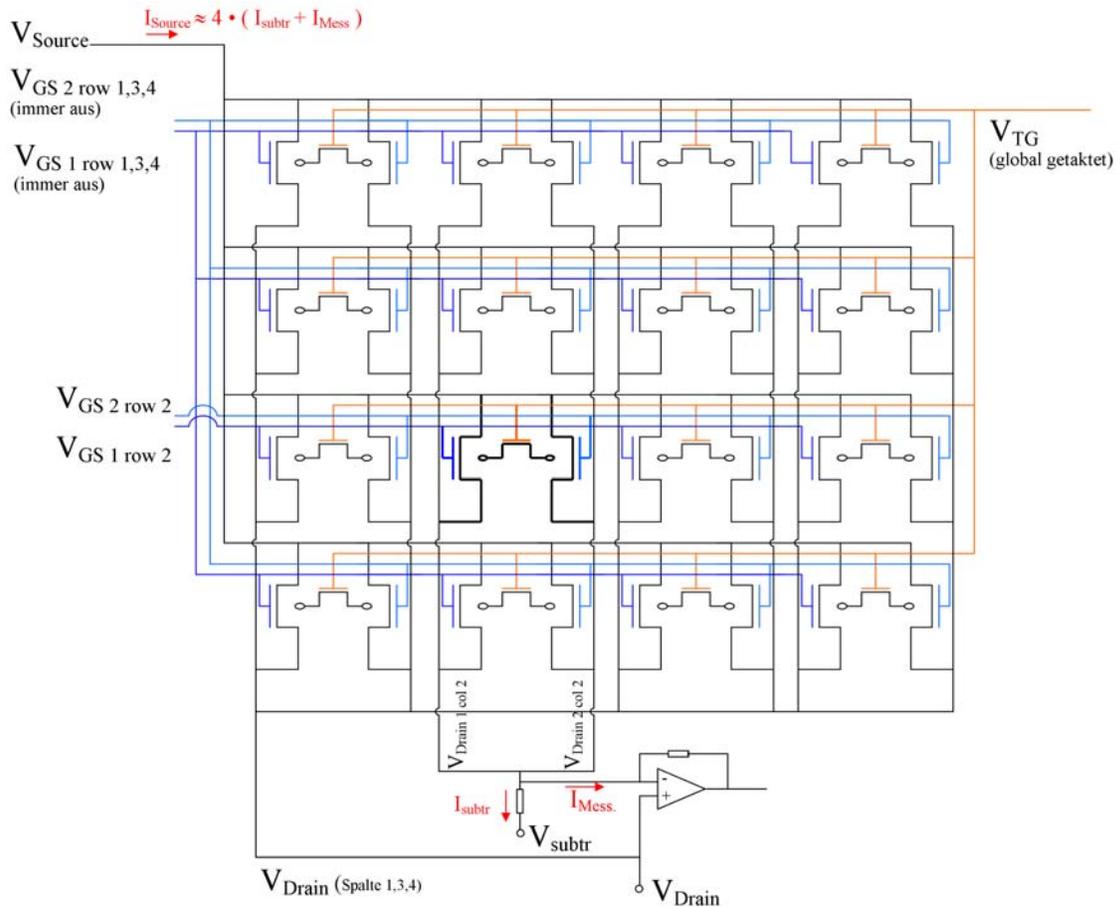
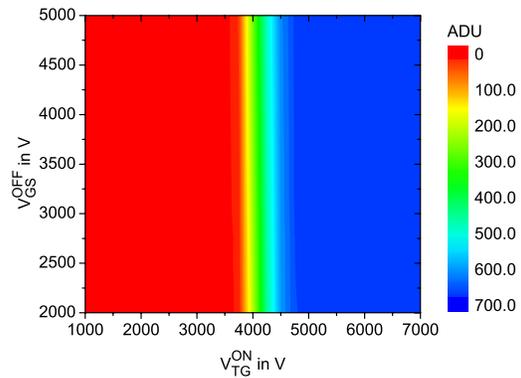


Abbildung 81: Verschaltung der 4×4 -Minimatrix für den Einzelpixelbetrieb. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die Clear- und Cleargate-Kontakte, die sich bei jedem internen Gate befinden, weggelassen. Das Löschen der Ladung geschieht global für alle Pixel zu Beginn einer jeden Sequenz. Da jeweils ein DEPFET ein- und der andere ausgeschaltet ist, können die Drain-Ströme beider DEPFETs mit nur einem Auslesekanal verstärkt und gemessen werden.

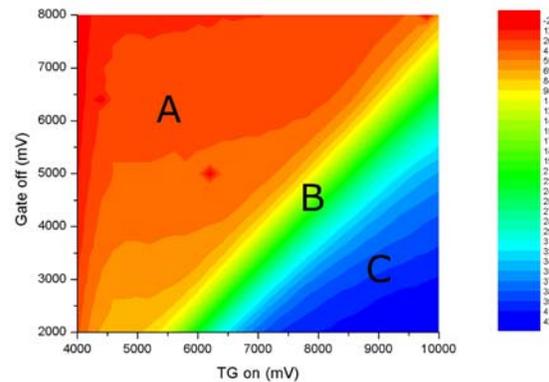
Transfer für eine Variation von V_{GS}^{OFF} und V_{TG}^{ON} . Der Ladungsverlust lässt sich durch Störstellen unterhalb des Transfergateoxids erklären, die technologiebedingt meist an Silizium-Siliziumoxid-Übergängen entstehen. Da die Ladung während des Transfers ebenfalls räumlich nahe an dieser Kontaktfläche vorbeidriftet, können Elektronen von den Störstellen eingefangen werden. Durch das anschließende Anlegen von V_{TG}^{OFF} bildet sich unter dem Transfergate eine Löcherschicht, womit die Wahrscheinlichkeit steigt, dass die getrappten Elektronen dabei rekombinieren. Dies hat zur Folge, dass diese zum einen bei allen folgenden Auslesevorgängen fehlen und zum anderen die Störstellen für weiteren Elektroneneinfang wieder aktiviert werden. Damit ergibt sich ein stetiger Ladungsverlust, der die Grundvoraussetzung eines RNDR-Detektors, die **gleiche** Ladungsmenge wiederholt zu messen, zunichte macht.

Abbildung 82: Variation von V_{GS}^{OFF} und V_{TG}^{ON} . Mit einem Laser wird eine gewisse Ladungsmenge in beide DEPFETs injiziert und mit einem ersten Transfer in DEPFET 2 gesammelt. Anschließend wird diese Ladungsmenge von DEPFET 2 nach DEPFET 1 zurücktransferiert und gemessen. Für einen vollständigen Transfer ist $V_{TG}^{ON} > +4,8V$ nötig.



Um den Verlustmechanismus durch Störstellen zu verringern, wurden für die folgenden Messungen Strukturen mit HE-Implantation verwendet (Kap. 2.3). Durch die zusätzliche n-Implantation können die Elektronen sowohl bei der Ladungssammlung, als auch beim Transfer die Oberfläche nicht erreichen und bleiben räumlich getrennt von den Störstellen. Damit wird die Wahrscheinlichkeit des Einfangens einzelner Ladungen reduziert. Die nächsten Kapitel behandeln die weiterführenden Untersuchungen an diesen HE-Strukturen.

Abbildung 83: Ladungsverluste bei einer zirkularen non-HE-Struktur. Es wird angenommen, dass Elektronen für Betriebsspannungen des Bereiches A bei Öffnen des Transfergates direkt vom angeschalteten zum ausgeschalteten DEPFET driften. Da die Verweildauer unter dem Transfergate kurz ist, ist der Ladungsverlust ebenfalls gering. Im Bereich B ist das Potenzial unter dem eingeschalteten Transfergate positiver als das des internen Gates. Ein Teil der Ladung verweilt zunächst unter dem Transfergate, wobei die Einfangwahrscheinlichkeit durch Trappstellen steigt. Im Bereich C wird die gesamte Ladungsmenge über diesen zwei-Stufen-Prozess transferiert, wobei hier ein Sättigungseffekt zu beobachten ist. Die mittlere Besetzungsdichte der Störstellen hat den Gleichgewichtszustand erreicht.



5.5.3 Charakterisierung von linearen HE-Strukturen

In diesem Kapitel werden die in Kap. 5.4.2 vorgestellten linearen 4-RNDR-Minimatrizen näher untersucht. Kritisch bei diesen Strukturen ist zum einen der geringe Überlapp des tiefen-p mit dem Cleargate-Kontakt, und zum anderen das Fehlen einer shallow-p-Implantation. Diese zwei Besonderheiten im Design sind u.a. verantwortlich für das Ausbilden einer Hochfeldregion im Gebiet zwischen Clear und internem Gate. Experimentell zeigt sich dieser Ef-

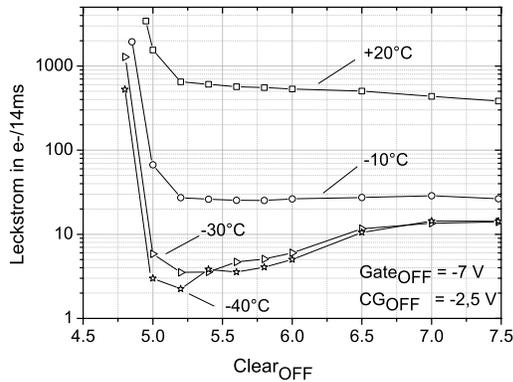


Abbildung 84: Die mögliche $\text{Clear}_{\text{OFF}}$ -Spannung beschränkt sich auf ein sehr kleines Fenster. Der Wert, bei dem der geringste Leckstrom gemessen wird, liegt bei $+5,2\text{V}$. Bei positiveren Spannungen setzt eine Avalanche-Generation ein, bei negativeren Spannung können Elektronen aus dem Clear in das interne Gate driften.

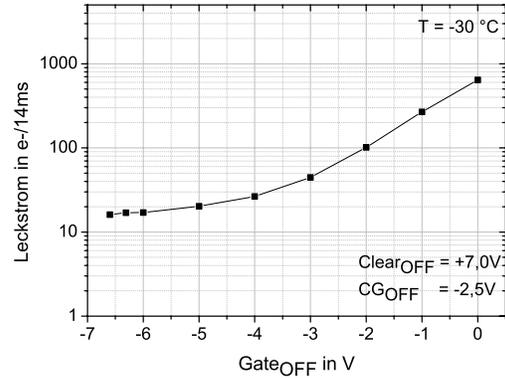


Abbildung 85: Die Stärke des Avalanche-Effekts kann auch durch $V_{\text{Gate}}^{\text{OFF}}$ beeinflusst werden, da mit positiverer Gate_{OFF} -Spannung die Potentialdifferenz zwischen dem internen Gate und dem Clear-Kontakt steigt.

feht durch eine Abhängigkeit des Leckstroms von den Werten der drei Spannungen $V_{\text{Clear}}^{\text{OFF}}$, $V_{\text{CG}}^{\text{OFF}}$ und $V_{\text{Gate}}^{\text{OFF}}$:

- Mit positiverer $\text{Clear}_{\text{OFF}}$ -Spannung nimmt die pro Zeiteinheit gesammelte Ladungsmenge im internen Gate ebenfalls zu, dies deutet auf einen einsetzenden, schwachen Avalanche-Effekt hin (Abb. 84).
- Bei negativerer CG_{OFF} -Spannung tritt dasselbe Phänomen ein, aber schwächer ausgebildet (ohne Abbildung).
- Eine starke Zunahme dieses zusätzlichen Leckstroms kann auch mit einer positiveren Gate_{OFF} -Spannung erzeugt werden (Abb. 85).

Dennoch kann für die Versorgungsspannungen aus Tabelle 7 ein stabiler Betrieb gewährleistet werden.

Da der Transfervorgang von dem Potenzialunterschied zwischen den beiden internen Gates abhängt, definieren vor allem $V_{\text{TG}}^{\text{ON}}$ und $V_{\text{GS}}^{\text{OFF}}$ die Transfereffizienz. Abb. 86 zeigt hierzu eine Scan-Messung für den Bereich $0\text{V} < V_{\text{TG}}^{\text{ON}} < +2\text{V}$. Bei dieser Messung wurde nach dem Clearvorgang (beide internen Gates leer) eine Ladung von ca. 90 Elektronen (Laser) in dem internen Gate von DEPFET 1 deponiert. Der anschließende Versuch, die Ladungsmenge $n = 100$ mal zu transferieren und zu messen gelingt nur dann, wenn $V_{\text{TG}}^{\text{ON}}$ positiv genug ist, dass

$$V_{\text{TG Kanal}} > V_{\text{intG}}^{\text{DEPFET an}}. \quad (42)$$

Spannung	Wert	Spannung	Wert
V_{DS}	-5,0 V	V_{CG}^{ON}	+5,0 V
V_{Source}	0,0 V	V_{CG}^{OFF}	-2,1 V
V_{GS}^{ON}	-13,6 V	V_{TG}^{ON}	+2,0 V
V_{GS}^{OFF}	-7,0 V	V_{TG}^{OFF}	-2,1 V
V_{Clear}^{ON}	+16,0 V	Substrat	0,0 V
V_{Clear}^{OFF}	+5,2 V	V_{BACK}	-180 V

Tabelle 7: Betriebsspannungen für einen linearen HE-RNDR-DEPFET.

V_{TG}^{Kanal} : Potenzial des Transfergate-Kanals
 $V_{intG}^{DEPFET an}$: Potenzial des *internen Gates* des eingeschalteten DEPFETs

Die Abbildung zeigt zum einen die mittlere transferierte Ladung (schwarzer Graph) in Elektronen (n_t) und die gemessene Schwankung der Ladungsmenge nach dem Transfer (blaue Kurve). Für $V_{TG}^{ON} > +1,4V$ ist der Transfer vollständig und das gemessene Rauschen stimmt mit dem erwarteten Poissonrauschen für 90 Elektronen überein ($\sqrt{90} \approx 9,5$).

Zur weiteren Charakterisierung des Transfervorgangs wurde neben der Variation von V_{TG}^{ON} zusätzlich noch V_{GS}^{OFF} des jeweils ausgeschalteten DEPFETs variiert. Abb. 87 zeigt dazu farbcodiert die jeweils transferierte Ladungsmenge für $V_{TG}^{ON} = 0V \dots +4V$ und $V_{GS}^{OFF} = -2V \dots -9,6V$ (Spannungsschritte: $200mV$). Die verwendete Laserintensität wurde bei dieser Messung so gewählt, dass im Mittel $550e^-$ das interne Gate erreichen. Die verschiedenen Spannungsbereiche interpretieren sich wie folgt:

- In Bereich A ist der Transfervorgang vollständig. Die scheinbare Abnahme der transferierten Ladungsmenge für $V_{GS}^{OFF} : -2,5V \rightarrow -9V$ ist auf ein attraktiveres *internes Gate*-Potenzial der anderen Pixel zurückzuführen, die somit das Ladungssammlungsgebiet des eingeschalteten DEPFETs verkleinern. Für einen vollständigen Transfer ist $V_{TG}^{ON} > +1,4V$ nötig. Die schwache Abhängigkeit der TG_{ON} - von der $Gate_{OFF}$ -Spannung zeigt, dass die Ladungen beim Öffnen des Transfergates direkt in das interne Gate des ausgeschalteten DEPFETs driften und sich unter dem eingeschalteten Transfergate kein Potenzialminimum bildet, das Ladungen binden könnte.
- Für $V_{GS}^{OFF} < -9,5V$ schalten sich die anderen DEPFETs der Minimatrix ein, und der Parameterbereich des stabilen Transfers wird verlassen.
- Für $V_{GS}^{OFF} > -2,5V$ ist das interne Gate-Potenzial so positiv, dass Elektronen aus dem Clear in das interne Gate driften können.
- In Bereich B reicht V_{TG}^{ON} nicht aus, um die Barriere zwischen den beiden internen Gates abzubauen, es findet kein, bzw. nur unvollständiger Ladungstransfer statt.
- Die scheinbare Rückemission von Ladungen im Bereich C ist noch unverstanden.

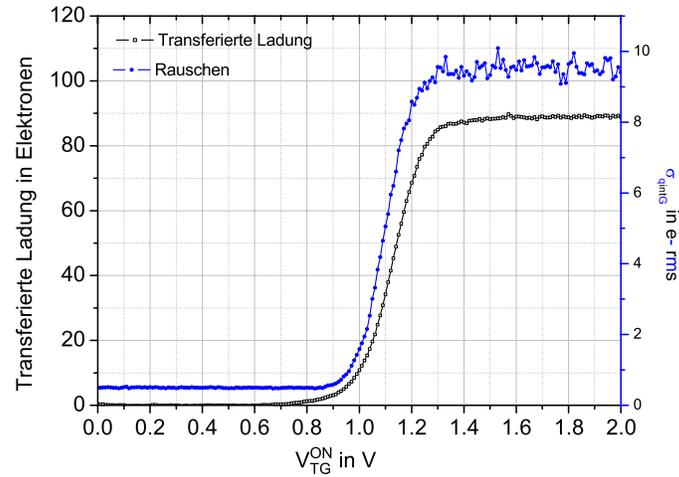


Abbildung 86: Dieser Plot zeigt für $V_{TG}^{ON} = 0 \dots +2V$ die transferierte Ladung, sowie das gemessene Rauschen und das berechnete Poissonrauschen, das der transferierten Ladungsmenge entspräche.

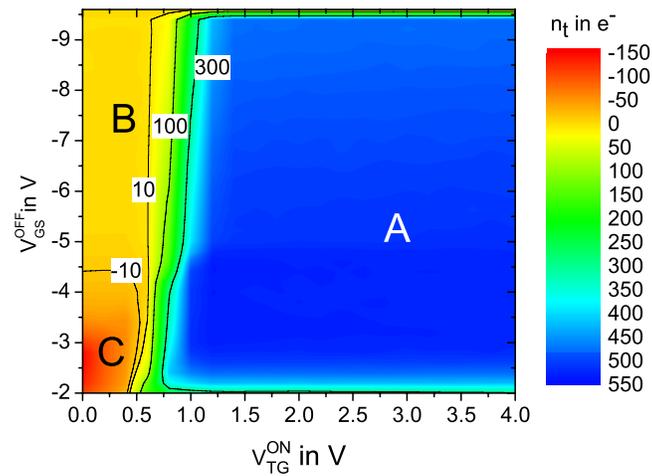


Abbildung 87: Transferierte Ladungsmenge n_t in Elektronen für verschieden TG_{ON} - und $Gate_{OFF}$ -Spannungen.

5.5.4 Dynamik der Mehrfachauslese

Nachdem die Parameterbereiche für einen funktionierenden Ladungstransfer bekannt sind, werden in diesem Kapitel die Auswirkungen der RNDR-Mehrfachauslese auf die Rauschmi-

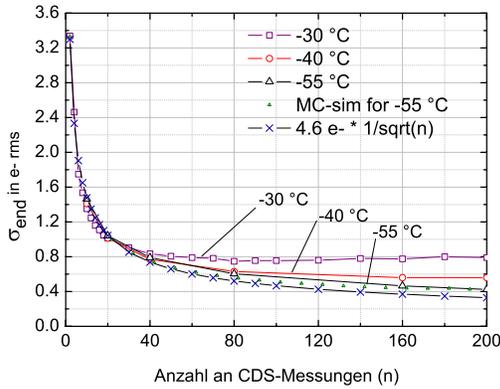


Abbildung 88: Experimentelle Bestätigung der Reduzierung des Ausleserausens für ($2 < n < 200$). Das Rauschen einer Auslese ($n = 1$) ist $\sigma = 4,6e^-$ ENC. Damit folgt das Ausleserausens σ_{end} für wiederholte Messungen n der Funktion $\sigma_{end} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = \frac{4,6e^-}{\sqrt{n}}$.

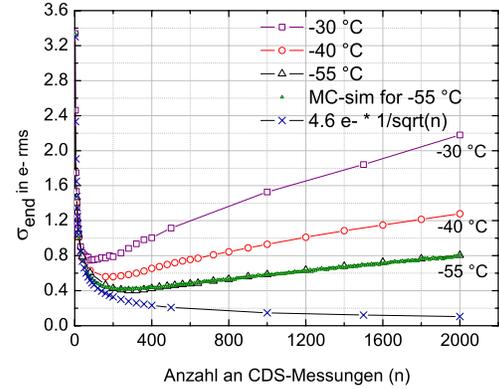


Abbildung 89: Gleiche Messung wie in Abb. 88 für $2 < n < 2000$. Für größere n definiert der Leckstrom das minimal erreichbare Rauschen.

nimierung untersucht. Hierzu wird zum Einen das $1/\sqrt{n}$ -Verhalten des RNDR-Konzepts experimentell verifiziert, und zum Anderen wird der bereits aus den Simulationen bekannte quantitative Einfluss des Leckstroms auf das Ausleserausens für den realen Detektorbetrieb bestätigt. Abb. 88 zeigt dazu das erreichte Rauschen σ_{end} (rms) für drei verschiedene Temperaturen von -30 , -40 und -55 °C und verschiedene Anzahlen an Auslesevorgängen $n = 2$ bis 200. Für eine geringe Anzahl ($n < 40$) folgt σ_{end} der erwarteten $1/\sqrt{n}$ -Abhängigkeit. Für größere n nimmt das Rauschen, abhängig von der Temperatur, wieder zu (Abb. 89). Dies bestätigt den in Kap. 5.2.2 bereits simulierten Einfluss zeitlich zufällig eintreffender Leckstromelektronen, die während t_{acq} zum Auslesevorgang hinzukommen. Für den gemessenen Leckstromwert der -55 °C-Messung ($i_l = 0,02e^-/(ms \cdot \text{Pixel})$) ist zusätzlich noch das Ergebnis der Monte-Carlo-Simulation ($\sigma_{end}(n)$) gezeigt. Die gute Übereinstimmung, gerade im Fall großer Auslesezahlen n , zeigt nicht nur die Richtigkeit des Modells, sondern ist auch ein erstes Indiz für einen vollständigen und vor allem verlustfreien Transfervorgang.

Ein quantitativer Vergleich der gemessenen Rauschverteilung mit der MC-Simulation ist in Abb. 90 dargestellt. Es zeigt das Histogramm der gemessenen (schwarz) und simulierten (rot) Rauschverteilung eines RNDR-Detektors für die Betriebsparameter: $n = 2000$, $T = -55$ °C, $i_l = 0,02e^-/ms \cdot \text{Pixel}$ und $t_{CDS} = 25,5\mu s$. Es ergibt sich somit eine gute Übereinstimmung zwischen der Messung und dem hinter der Monte-Carlo-Simulation stehenden Leckstrommodell.

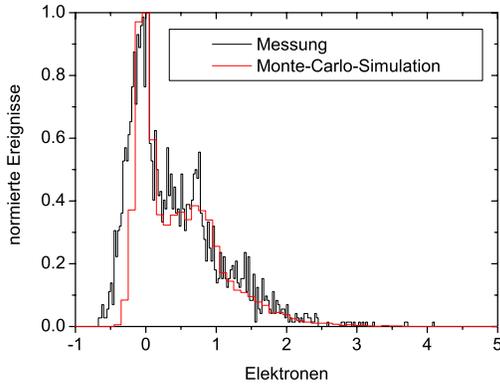


Abbildung 90: Messung (schwarz) und Monte-Carlo-Simulation (rot) der Rauschverteilung einer leckstrombehafteten RNDR-Auslese. Die Betriebsparameter sind hierbei: $n = 2000$, $T = -55^\circ\text{C}$, $i_l = 0,02e^-/(ms \cdot \text{Pixel})$ und $t_{CDS} = 25,5\mu\text{s}$. Die gute Übereinstimmung der beiden Kurven bestätigt das Leckstrommodell. Trapping-Effekte und Ladungsverluste blieben in der Simulation unberücksichtigt.

5.5.5 Einzel-Photonen-Sensitivität

Um zu untersuchen, ob Ladungen während mehrerer Transfervorgänge verloren gehen, und um die Linearität des RNDR-Detektors zu testen, wird eine definierte Anfangsladungsmenge n_{si} benötigt. Diese wird von einem optischen Laser (672 nm) sehr geringer Intensität generiert, der während der Integrationszeit t_{int} eine Photonenmenge in den RNDR-Detektor einstrahlt. Die Anzahl der eingestrahlt Photonen unterliegt dabei der Poisson-Statistik, so dass sich für viele Sequenzen das in Abb. 91 dargestellte Laserspektrum ergibt. Bei dieser Messung wurde im Mittel ein produziertes Elektron vom Detektor gesammelt. Die schwarze Kurve zeigt die Rauschverteilung ohne Laserbestrahlung, die blaue Kurve das Bestrahlungsspektrum. Die einzelnen Elektronenzahlen können aufgelöst werden. Der Fit einer Gaußfunktion an den nicht-Leckstrom-beeinflussten niederenergetischen Bereich des Rauschpeaks liefert eine Auflösung von $\sigma_{end} = 0,25e^-$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der erwarteten Auflösung von $\sigma_{end} = \frac{4,6e^-}{\sqrt{360}} = 0,24e^-$ ENC. Abb. 92 zeigt das Histogramm einer Messung, bei der die Laserintensität weiter erhöht wurde. Im Mittel werden hierbei zwölf Elektronen im Detektor gesammelt. Die Poisson-Verteilung der Elektronen ist in diesem Fall bereits gut durch eine Gaußfunktion approximierbar.

Um solche Einzelphotonenspektren messen zu können, muss der Leckstrom sehr gering sein. Deshalb gestaltet sich eine solche Messung im Fall des zirkularen RNDR-Einzelpixels schwierig, da der in Kap. 5.4.1 beschriebene hohe Leckstrom die maximale Ausleseanzahl vorgibt. Um aber zumindest das Funktionieren des vollständigen Transfers auch für zirkuläre RNDR-Strukturen testen zu können, muss der Pixel mit einer extrem positiven Bulk- und $\text{Clear}_{\text{OFF}}$ -Spannung betrieben werden. Leckstromelektronen werden dadurch vom internen Gate ferngehalten. Dies gilt allerdings auch für Signalladungen, was eine enorme Reduzierung der Ladungssammlungseffizienz zur Folge hat. Dennoch konnte auch für den Fall des zirkularen Detektortyps ein funktionierender und vollständiger Ladungstransfer experimentell nachgewiesen werden. Abb. 93 zeigt hierzu die Photonverteilung einer schwachen Laserquelle. Als Folge der kürzeren Gatelänge¹⁹ ist das Signal-zu-Rausch Verhältnis einer

¹⁹Aufgrund der kürzeren Gatelänge ergibt sich ein größeres g_q .

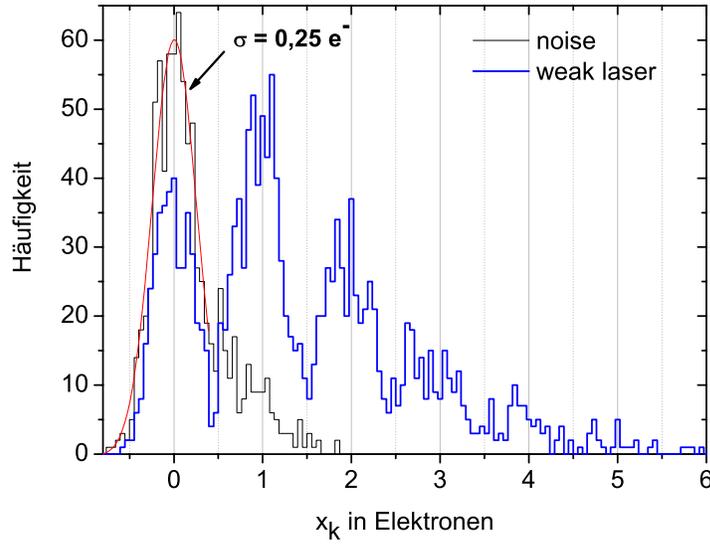


Abbildung 91: Einzelphotonenspektrum einer Laserbestrahlung mit sehr geringer Intensität. Das Spektrum wurde erzeugt, indem ein Pixel einer 4×4 -RNDR-Minimatrix $n = 360$ mal ausgelesen wurde. $T = -45^\circ C$, $t_{CDS} = 25,5 \mu s$

Einzelmessung besser als im Fall der linearen Strukturen (hier: $\sigma = 3,1 e^-$), sodass bereits nach $n = 300$ CDS-Messungen ein Ausleserauschen von $\sigma_{end} = \frac{3,1 e^-}{\sqrt{300}} = 0,18 e^-$ ENC erreicht wird.

5.5.6 Detektor-Eichung und -Linearität

Mit einem RNDR-Detektor kann eine Elektronenladung

Da mit einem RNDR-Detektor diskrete Anzahlen von Elektronenladungen unterschieden werden können, ist die Eichung vergleichsweise einfach. Dazu wird der Detektor während t_{int} mit einer Lichtquelle schwacher Intensität I_0 bestrahlt, sodass im Mittel ein Photoelektron im internen Gate gesammelt wird. Die dabei gewonnenen Messdaten x_k vieler Sequenzen werden in einem Histogramm H_{cal} eingetragen. Anschließend wird die Intensität bis zu einem Wert I_{max} stufenweise erhöht²⁰, und die weiteren Messwerte ebenfalls in H_{cal} eingeordnet. Damit ergibt sich eine Verteilung, in der alle möglichen Photoelektronenzahlen von $0 e^-$ (I_0) bis n_s (I_{max}) als trennbare Verteilungsmaxima vorkommen.

Eine solche Messung ist in Abb. 94 für $n_s \approx 120 e^-$ dargestellt. Der grau unterlegte Bereich ist vergrößert in Abb. 95 zu sehen. Deutlich können z.B. $100 e^-$ von $101 e^-$ getrennt

²⁰Die Intensitätserhöhung wird typischerweise so gewählt, dass sich die Anzahl der gesammelten Elektronen im Mittel um ein bis zwei erhöht.

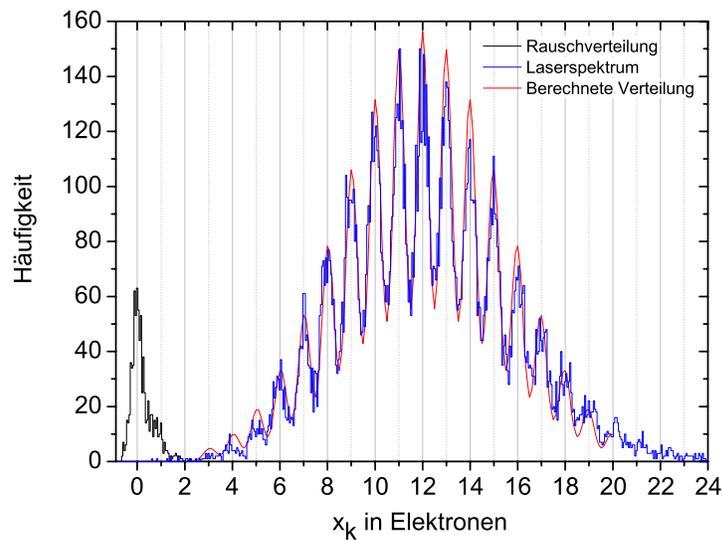


Abbildung 92: Photonenspektrum einer Laserbestrahlung mit einer höheren Intensität als in Abb. 91. Im Mittel wurden von den dabei erzeugten Photoelektronen zwölf gesammelt.

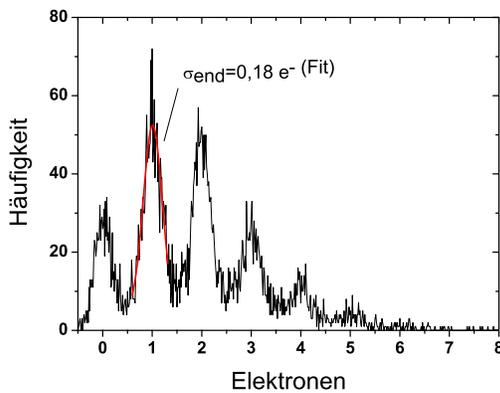


Abbildung 93: Einzelphotonenspektrum eines zirkularen RNDR-DEPFETs bei $T = -55^\circ\text{C}$ und $n = 300$ Auslesevorgängen. Aufgrund des höheren g_q der zirkularen Variante kann ein geringeres Rauschen bereits bei weniger Auslesevorgängen erreicht werden.

werden. Mit einem Analyseprogramm können nun die Positionen der Maxima aufeinanderfolgender Peaks bestimmt und deren Abstände vermessen werden (Abb. 96). Die Stärke dieser Methode ist, dass damit eine g_q -Eichung ohne kalibrierte Laserquelle möglich ist. Aus den Messdaten ergibt sich für den verwendeten Arbeitspunkt eine Zunahme der Verstärkung mit zunehmender Anzahl an gesammelten Elektronen. Die Nichtlinearität beträgt in einer linearen Näherung $0,018 \frac{\%}{e^-}$ für $n_s = 0 \dots 100 e^-$ und $0,014 \frac{\%}{e^-}$ für $n_s = 100 \dots 300 e^-$. Die experimentellen Untersuchungen selbst bei einer großen Menge von Photoelektronen

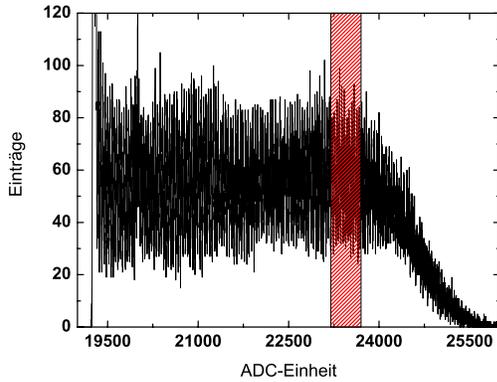


Abbildung 94: Durch eine kontinuierliche Verlängerung der Einstrahlzeit des Lasers kann ein Mehr-Elektronen-Spektrum gewonnen werden, das alle Anzahlen an Elektronen beinhaltet. Bei einer mittleren Elektronenmenge von $n_s \approx 120e^-$ wurde die Laserintensität nicht weiter erhöht, dadurch entsteht der gaußförmige Intensitätsabfall bei hohen Elektronenzahlen.

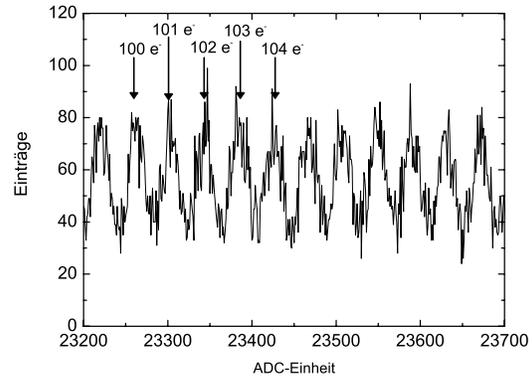


Abbildung 95: Vergrößerter Ausschnitt des in Abb. 94 farbig unterlegten Teils des Spektrums. Deutlich können z.B. 100 Elektronen von 101 Elektronen unterschieden werden.

($n_s \approx 500$), einzelne Anzahlen noch exakt unterscheiden zu können, bestätigt nicht nur die Fähigkeit der Einzelphotonendetektion, sondern zeigt zusätzlich die RNDR-Eigenschaft eine photonatenratenunabhängige, lineare Detektorantwort zu liefern.

5.5.7 Auflösungsbegrenzungen

Für transferierte Elektronenmengen $n_s > 1000$ können in einem Spektrum diskrete Anzahlen nicht mehr voneinander getrennt werden. Da eine getrennte Analyse der dafür verantwortlichen Mechanismen nur schwer realisierbar ist, sollen hier nur drei mögliche Erklärungsmodelle gegeben werden:

- Ladungsverlust während des Transfers (Kap. 5.2.4),
- temporäres Trapping von Elektronen, die damit für eine gewisse Anzahl an Auslesevorgänge fehlen, und
- eine g_q -Variation zwischen den einzelnen CDS-Messungen. Die Auswirkung dieses Effektes nimmt mit größerer Elektronenzahl zu. Eine mittlere Schwankung von g_q um 0,1% führt für $n_s = 1000e^-$ zu einer zusätzlichen Rauschkomponente mit $\sigma_{g_q} = 1e^-$, womit eine Trennung der Peaks nicht mehr möglich ist.

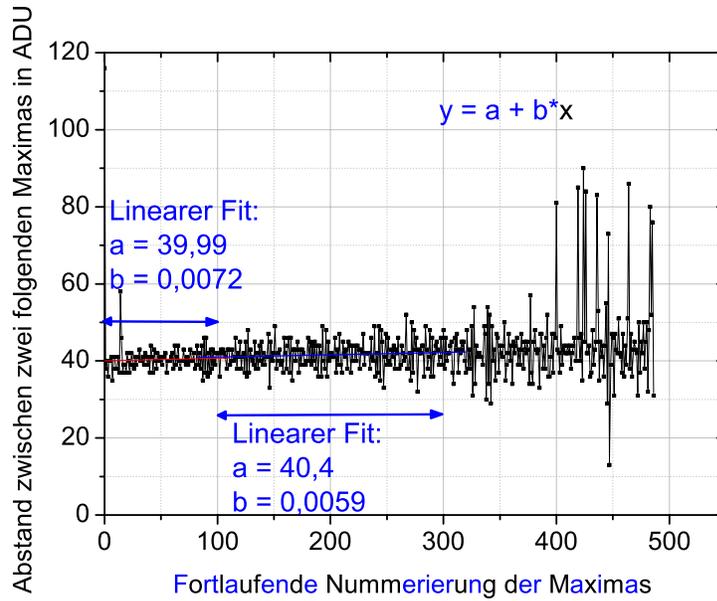


Abbildung 96: Auswertung der Linearitätsmessung an linearen RNDR Detektoren. Für Elektronenzahlen kleiner als 50 kann eine Nichtlinearität gemessen werden. Die Steuerwirkung der ersten Elektronen, die das interne Gate erreichen, ist geringer als die von Elektronen, die in ein bereits teilweise gefülltes internes Gate kommen. Eine Erklärung könnte in der zunehmenden Absättigung parasitärer kapazitiver Kopplungen im Umfeld des internen Gates gefunden werden (vgl. Kap.4.3). Aber auch eine Nichtlinearität in der Verstärker-ADC-Kette ist nicht auszuschließen. Die für Elektronenzahlen $n_s > 400$ gefundenen Abstände der Maxima von ≈ 80 ADU, was dem doppelten mittleren Abstand entspricht, lässt sich auf ein Übersehen eines Peaks des verwendeten Suchalgorithmus zurückführen. Gerade bei schlechter werdendem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nimmt die Fehlerrate zu.

5.5.8 Experimentelle Untersuchung der Gewichtungsfunktion

Die Gewichtungsfunktion eines zeitdiskreten Auslesevorganges wird normalerweise verwendet, um mit Hilfe des Rauschleistungsdichtespektrums das zu erwartende Detektorrauschen abzuschätzen (vgl. Kap. 4.6). Im Falle einer RNDR-Auslese kann sie darüber hinaus für die Bewertung des Leckstromeinflusses verwendet werden. Die Gewichtungsfunktion einer Auslese zeigt, wie stark Ladungen, die während der Auslesezeit t_{CDS} den Detektor erreichen, in der Detektorantwort gewichtet werden.

Eine Möglichkeit des experimentellen Zugangs zur Gewichtungsfunktion besteht in der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren mittels eines Lasers. Der Laser wird dabei so getriggert, dass er definierte Ladungsmengen von im Mittel \bar{n}_s Elektronen zu jeweils verschiedenen Zeitpunkten t_i während t_{acq} im Detektor generiert. Abhängig von dem jeweiligen Einstrahlzeitpunkt t_i werden die Ladungen nach den n CDS-Auslesen unterschiedlich stark gewichtet. Somit ist auch die am Ende aller Auslesen gemessene mittlere Anzahl an

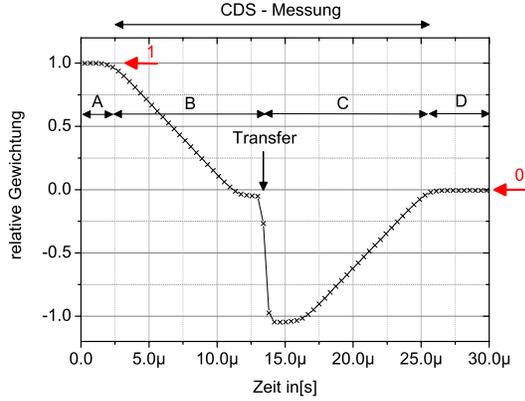


Abbildung 97: Die Gewichtungsfunktion einer $25\mu s$ dauernden CDS-Auslese. Ladungen, die den Detektor vor Beginn der Auslese erreichen werden komplett (1) gewichtet. Später eintreffende Ladungen entsprechend ihres Eintreffzeitpunktes.

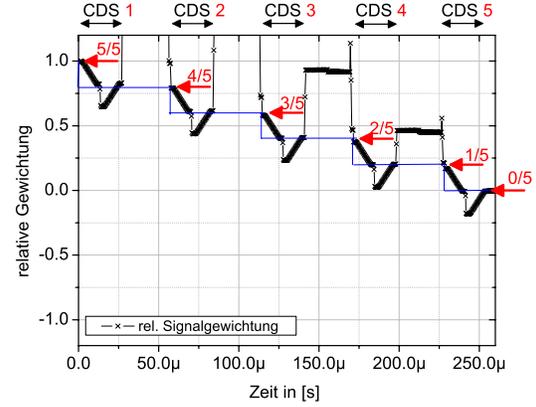


Abbildung 98: Gewichtungsfunktion einer fünfmaligen RNDR-CDS-Auslese des selben DEP-FETs. Ladungen, die beispielsweise zwischen der ersten und zweiten Auslese eintreffen, werden am Ende nur noch zu $4/5$ gewichtet.

Elektronen \bar{n}_{Mess} abhängig von t_i . Die Gewichtungsfunktion ergibt sich durch:

$$g_w(t_i) = \frac{\bar{n}_{Mess}(t_i)}{\bar{n}_s(t_i)} \quad (43)$$

Da der Detektor während der gesamten CDS-Auslesezeit im gleichen Betriebszustand ist, kann angenommen werden, dass die mittlere gesammelte Ladungsmenge n_s während aller Einstrahlzeitpunkte t_i konstant ist $n_s(t_i) = n_s(t_1)$. Bei dem verwendeten Laser ist die Licht-Emissionszeit auf eine minimale Länge von $\Delta t_L = 2,1\mu s$ beschränkt, was länger ist als die Zeitdifferenz $t_{i+1} - t_i$. Dies hat zur Folge, dass die Gewichtungsfunktion ebenfalls mit $\Delta t_L = 2,1\mu s$ geglättet ist.

Abb. 97 zeigt die Gewichtungsfunktion für eine einmalige CDS-Messung. Bei der Interpretation der gemessenen Funktionen ist zu beachten, dass das Ladungssammlungsverhalten in der Zeitspanne des Transfervorgangs nicht bekannt ist. Dies ist eine mögliche Erklärung für die zu negativen Werte in diesem Zeitbereich.

Ladungen, die vor Beginn der Auslese eintreffen, werden zu 100 % gewichtet (rel. Gewichtung = 1, Zeitfenster A). Erreicht die Ladung das interne Gate während des ersten CDS-Samplings, reduziert sich ihr Einfluss auf die Detektorantwort kontinuierlich, je näher der Einstrahlzeitpunkt dem Ende des Samplings liegt (Zeitfenster B). Ladungen, die nach dem Transfer (bzw. Clear) eintreffen, werden sogar negativ gewichtet. Dies entspricht dem Detektorzustand bei dem sich nach dem Transfer mehr Ladung im internen Gate befindet als vorher (Zeitfenster C). Ladungen, die nach dem Beenden der Gesamtauslese eintreffen, werden überhaupt nicht gewichtet (Zeitfenster D).

Die Gewichtungsfunktion einer n -maligen RNDR-CDS-Auslese setzt sich aus n elementaren CDS-Antwortfunktionen zusammen, allerdings überlagert von einer zweiten Gewich-

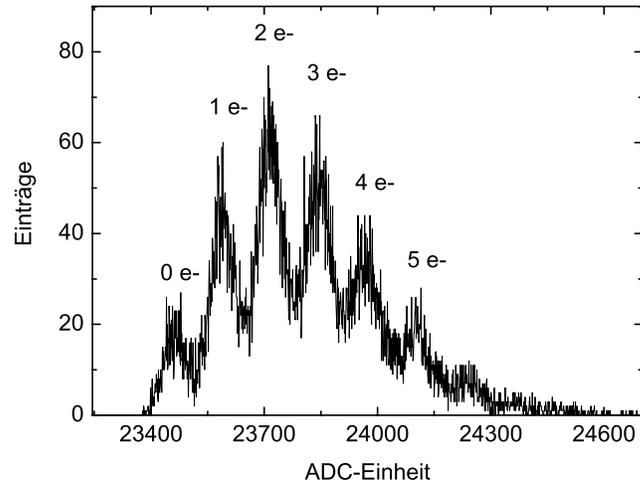


Abbildung 99: Einzelphotonenspektrum, das mit dem integrierten Auslese-ASIC VELA [15] gewonnen wurde. Die Integrationszeit der beiden Filterstufen betrug je $\tau = 8\mu s$, so dass sich mit einer Wartezeit für Transfergate- und Gate-Umschaltung von $t_T + t_{GC} = 9\mu s$ ein $t_{CDS} = 25\mu s$ ergibt.

tungsfunktion, die den Eintreffzeitpunkt der Ladungen relativ zur jeweiligen Auslesewiederholung bewertet. Beispielsweise führt das Eintreffen von Ladungen nach dem Abschluss der ersten einer fünffachen RNDR-CDS-Auslese zu einer Wichtung von $4/5$ (Abb. 98). Während der Zeitbereiche zwischen den CDS-Messungen 1 bis 5 ist der DEPFET ausgeschaltet und die Ladung wird von DEPFET 2 wieder in den DEPFET 1 zurücktransferiert.

Die Kenntnis der Gewichtungsfunktion lässt speziell im Fall einer RNDR-Auslese Abschätzungen des Leckstromeinflusses zu. Da bei einer RNDR-Auslese die gesamte Akquisitionszeit t_{acq} typischerweise im Bereich von Millisekunden liegt und somit der Leckstrom, der während der Auslese eintrifft, nicht mehr vernachlässigt werden kann, bildet die Gewichtungsfunktion die theoretische Grundlage für die Bewertung dieses Einflusses. Es ist hier anzumerken, dass für die in Kap. 5.2 durchgeführten Monte Carlo Simulationen nicht die exakte Gewichtungsfunktion, sondern die in Abb. 98 dargestellte Näherungsfunktion (blauer Graph) verwendet wurde. Gerade für eine große Anzahl an Auslesevorgängen n stellt dies eine gute Näherung der exakten Funktion dar.

5.5.9 Adaption einer hardwareintegrierten Auslese für den RNDR-Betrieb

Zeitlich parallel zu den RNDR- und DEPFET- Untersuchungen wurde in einer Kooperation des Halbleiterlabors mit der *Politecnico di Milano* ein integrierter ASIC für die DEPFET-Auslese entwickelt [15]. Dieser basiert auf einer zweistufigen Integratorschaltung, mit der ein triangulares Filtern möglich ist. In diesem wurde ein Filter mit triangulärer Gewich-

tungsfunktion realisiert. Dies stellt die bestmögliche Filtertechnik für weißes Rauschen dar [37]. Die Verbindung dieser Auslesehardware mit dem RNDR-Detektor bietet somit die Möglichkeit, die Ladungsmessung bei gleichem Rauschen in einem kürzeren Zeitfenster durchzuführen, als dies mit dem diskreten ADC-Sampling möglich ist. Somit wird der leckstromgenerierte Rauschanteil als Folge der kürzeren Akquisitionszeit verringert. Zum Zeitpunkt der Arbeit war der VELA-ASIC allerdings noch nicht soweit charakterisiert, dass alle Vorteile vollständig realisiert werden konnten. Dennoch war es möglich, die Funktionsweise und die prinzipielle Anbindung des VELA-IC mit einem RNDR-Pixel durch die Messung von Einzelphotonenspektren zu demonstrieren. Abb. 99 zeigt dazu ein Spektrum geringer Photonenrate, das mit einem VELA-ASIC nach $n = 600$ Einzelmessungen bei $T = -50^\circ\text{C}$ gewonnen wurde. Ein Rückrechnen der Peakbreiten ($\sigma_{end} = 0,25e^-$ ENC) auf das Rauschen einer CDS-Messung führte zu $\sigma \approx 5e^-$, was noch oberhalb des erwarteten Wertes von $\sigma \approx 3e^-$ liegt.

5.6 Zeitauflösung der Photonendetektion

Die bisherigen, theoretischen und experimentellen Untersuchungen an DEPFET-RNDR-Detektoren bezogen sich vor allem auf einen Betriebsmodus, mit getrennter Ladungssammelungszeit (t_{int}) und Ladungsmesszeit (t_{acq}). Bei dieser Betriebsart wird von der Detektoreigenschaft Gebrauch gemacht, dass die gesammelte Ladung q_{intG} isoliert gespeichert werden kann. Der Vorteil dieser Detektor-Eigenschaft ist, dass damit überhaupt erst eine zeitdiskrete Matrix-Auslese möglich wird. Der Nachteil ist, dass dabei die genaue Zeitinformation über das Eintreffen der Signalladung verloren geht²¹.

In diesem Kapitel soll eine Ausleseart des DEPFET-RNDR-Detektors untersucht werden, mit der die Zeitauflösung für eintreffende Photonen verbessert werden kann. Dieser alternative Betrieb wird möglich, da der Detektor die Eigenschaft besitzt, dass zeitlich parallel zu den Auslesezyklen die transferierte Ladung nicht nur erhalten, sondern sogar weitere (Signal-) Ladung gesammelt werden kann. Der DEPFET-RNDR-Pixel wird hierbei ununterbrochen ausgelesen, und der Messwert m_i jeder Einzelmessung gespeichert. Erreicht ein Elektron zwischen zwei CDS-Messungen den Detektor, so kann aus den zeitlich diskret folgenden (rauschbehafteten) Messwerten, mittels angepasster Filteralgorithmen, der Zeitpunkt des Eintreffens bestimmt werden. Die interessanten Charakteristika hierbei sind die Robustheit und die Zeitauflösung der Filter. Diese Eigenschaften werden für verschiedene äußere Parameter wie Photonenrate und Ausleserauschen theoretisch untersucht.

Abb. 100 veranschaulicht die Problematik der kontinuierlichen Auslese anhand einer Monte-Carlo-Simulation. Hierbei wurden 1000 Auslesezyklen ($i = 1..n, n = 1000, \sigma = 2e^-$ ENC) eines anfangs leeren RNDR-Pixels simuliert, bei dem zum Zeitpunkt der 500. Auslese ($i = 500$) ein Elektron gesammelt wird (die dunkelblaue Kurve zeigt die Anzahl der gesammelten Elektronen). Aus diesen Daten wird mit verschiedenen Filteralgorithmen der Eintreffzeitpunkt des Elektrons bestimmt. Für viele Sequenzen wurde dazu die Differenz aus dem rekonstruierten Eintreffzyklus (i_{rek}) zum wahren Eintreffzeitpunkt ($i = 500$) be-

²¹Die Zeitauflösung reduziert sich auf: $\frac{t_{int}}{\sqrt{12}}$

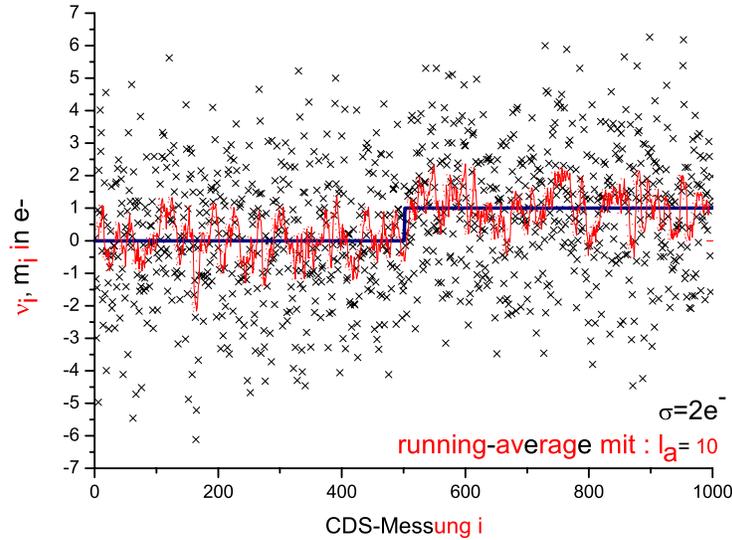


Abbildung 100: Kontinuierliche Auslese eines RNDR-Pixels mit $\sigma = 2 e^-$ ENC. Zum Zeitpunkt der 500. Auslese erreicht den Detektor ein Elektron (baue Kurve). Der rote Graph zeigt das Ergebnis eines running-average-Filters mit einer Filterlänge $l_a = 10$.

rechnet ($\Delta = 500 - i_{rek}$) und in ein Histogramm η eingetragen. Die Breite von η entspricht der Zeitauflösung des jeweiligen Filters in Auslesezyklen. Die erreichbare Zeitauflösung hängt zunächst nur vom Rauschen σ und der Länge t_{CDS} einer CDS-Auslese ab. Für die verschiedenen Filter ergeben sich dadurch allerdings verschiedene Limitierungen. Die getesteten Filter sind im Einzelnen:

- **gleitender-Mittelwert:** für eine vorgegebene Anzahl an Messwerten l_a wird für jeden Auslesezeitpunkt $i = l_a/2 \dots (n - l_a/2)$ ein neuer Wert berechnet, der sich aus den rauschbehafteten Messwerten m_i zu

$$\nu_i = \frac{\sum_{r=i-l_a/2}^{i+l_a/2} m_r}{l_a} \quad (44)$$

ergibt [38]. Ein rampenförmiger Anstieg dieser neuen gemittelten Funktion $\nu_{i,i=l_a/2 \dots (n-l_a/2)}$ deutet auf das Eintreffen eines oder mehrerer Elektronen hin.

- **Stufen-Filter:** Für jeden Auslesezeitpunkt $i = l_\chi/2 \dots (n - l_\chi/2)$ wird der χ_i^2 -Wert der Daten relativ zu einer Stufenfunktion s_i der Länge l_χ berechnet. Ein Minimum von χ_i^2 deutet auf eine geringe Abweichung der Stufenfunktion s_i mit den simulierten bzw. gemessenen Daten hin. Die Test-Stufenfunktion sei dabei gegeben durch: $s_j = k$ für alle $j = (i - l_\chi/2) \dots i$ und $s_j = (k + 1)$ für alle $j = (i + 1) \dots (i + l_\chi/2)$, wobei k der Anzahl der bereits gesammelten Elektronen entspricht.

- **Kombination aus gleitendem-Mittelwert und Stufen-Filter:** Dieser Filter entspricht dem Stufenfilter, allerdings auf bereits gemittelte Daten ν_i (gleitender Mittelwert) angewendet. Dadurch wird die optimale Fitfunktion zu einer Rampenfunktion der Länge l_a (Abb. 106).

Im Folgenden soll genauer auf die beiden wichtigsten Aspekte der Filter eingegangen werden. Dies ist zum einen die bestmögliche zu erreichende Zeitauflösung und zum anderen die Stabilität des Filters den statistischen Schwankungen der Messdaten gegenüber.

5.6.1 Gleitender-Mittelwert

Der Filtertyp des gleitenden-Mittelwerts stellt den naheliegendsten und am einfachsten zu realisierenden Filter dar. Das Überschreiten des ν_i -Wertes über die $(k + 0,5)e^-$ -Schwelle deutet auf die Ankunft des $(k + 1)$ -ten Elektrons hin. Die damit mögliche Zeitauflösung ist allerdings durch die Filterlänge l_a limitiert. Wird über l_a Auslesevorgänge gemittelt, kann damit der momentane Ladungsfüllstand mit einer Ungewissheit von

$$\sigma_{end} = \sigma / \sqrt{l_a} \quad (45)$$

bestimmt werden. Der zeitliche Fehler für das Auffinden einer Stufe der Sprunghöhe *ein* Elektron ist somit:

$$\sigma_{\Delta t, 1e^-} = t_{CDS} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{l_a}} \cdot l_a = t_{CDS} \cdot \sigma \cdot \sqrt{l_a} \quad (46)$$

Eine der Stärken des RNDR-Konzepts ist, dass *zwei* oder *mehr* g gleichzeitig eintreffende Elektronen, nicht nur in ihrer Anzahl genau bestimmt werden können, sondern sich dadurch auch die Zeitauflösung verbessert:

$$\sigma_{\Delta t, ge^-} = \frac{\sigma_{\Delta t, 1e^-}}{g} \quad (47)$$

Abb. 101 zeigt beispielhaft für ein Ausleserauschen von $\sigma = 2e^-$ ENC die Problematik der Filtermethode des gleitenden Mittelwertes. Dargestellt ist das Auflösungslimit des Filters (Rechteck-Symbol, linke Ordinate) in Abhängigkeit der Filterlänge $l_a = 10 \dots 400$. Der 2. schwarze Graph (Kreuz-Symbol) zeigt das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation. Der blaue Graph (rechte Ordinate) stellt die Wahrscheinlichkeit dar, mit dem jeweiligen Mittelwert aus den l_a Messungen über der Entscheidungsschwelle zu liegen, obwohl kein Signal vorhanden war (Wahrscheinlichkeit für Falschevent). Für die beste Zeitauflösung muss die Filterlänge möglichst kurz gewählt werden, allerdings steigt bei zu kleinem l_a auch die Anzahl der irrtümlich gefundenen Stufen stark an. Die Zeitauflösung ergibt sich damit als Kompromiss zwischen der tolerierten Fehlerrate, dem Rauschen einer Auslese σ und der Dauer t_{CDS} einer Einzelmessung. Für den in Abb. 101 gezeigten Fall ($\sigma = 2e^-$) sollte also eine Mindestlänge von $l_a = 150$ gewählt werden, um fälschlicherweise gefundene Stufen größtenteils ausschließen zu können. Setzen man ein $t_{CDS} = 25\mu s$ für die CDS-Messzeit an, kann mit diesen Filterparametern beispielsweise eine Zeitauflösung von $\sigma_{\Delta t, 1e^-} = 25 \cdot 25\mu s = 625\mu s$ erreicht werden.

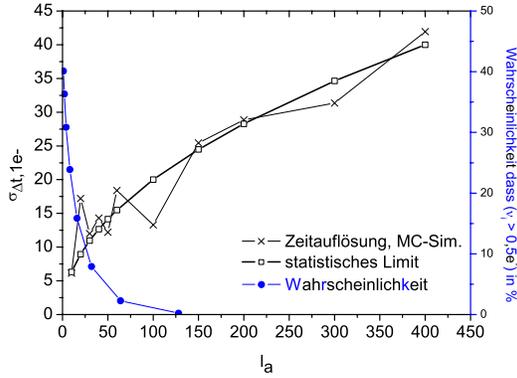


Abbildung 101: Simulation des gleitenden Mittelwertfilters für $l_a = 10 \dots 400$ mit $\sigma = 2e^-$. Die simulierten Auflösungen (Kreuz) entsprechen dem physikalischen Limit (Rechteck). Mit kürzer werdender Filterlänge (hier: $l_a < 150$) steigt die Wahrscheinlichkeit einer statistisch bedingten Überschreitungen der $0,5e^-$ -Schwelle. Mit den Parametern $\sigma = 2e^-$ und $t_{CDS} = 25\mu s$ würde sich somit beispielsweise eine Zeitauflösung von $\sigma_{\Delta t, 1e^-} = 625\mu s$ ergeben.

Der Vorteil des Filters ist seine einfache Realisierbarkeit in einem Hardware-Baustein wie FPGA oder Microcontroller. Dies führt zu einer enormen Reduzierung der Messdaten, da am Ende einer solchen integrierten Auslese- und Analyse-Elektronik lediglich die beiden relevanten Ergebnisse *Nummer der CDS-Messung* und *Anzahl der gesammelten Elektronen* g stehen. Nachteilig ist bei diesem Filtertyp die Zeitauflösung, die mit zunehmender Filterlänge l_a schlechter wird. Dieser Nachteil kann, wie im folgenden Kapitel gezeigt wird, durch einen *least-square-fit* der Messwerte an eine angepasste Stufenform überwunden werden.

5.6.2 Stufen-Filter

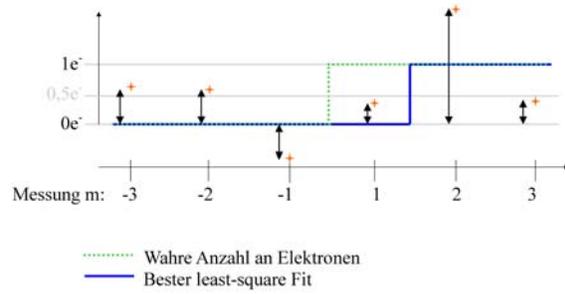
Bei dieser alternativen RNDR-Auslese stellt eine Stufenform mit der Höhe von *einem* Elektron die elementare Signalform dar. Das gleichzeitige Eintreffen mehrerer Elektronen zwischen zwei Auslesevorgängen kann durch Superposition dieser Elementarfunktion modelliert werden. Hierzu werden im Folgenden verschiedene Filtertypen untersucht, die auf einer *maximum-likelihood*-Abschätzung beruhen. Die naheliegendste Fitfunktion ist eine Stufenfunktion s_j der Länge l_χ , mit $j = (i - l_\chi/2) \dots (i + l_\chi/2)$ die bei $j = i$ von ke^- auf $(k + 1)e^-$ springt. Ein Minimum des χ_i^2 -Wertes dieser Stufenfunktion mit den Messwerten ist ein Indiz für das Eintreffen einer Ladungsmenge bei dem Auslesevorgang i [39], [38].

$$\chi_i^2 = \sum_{r=i-l_\chi/2}^{i+l_\chi/2} \left(\frac{m_r - s_r}{\sigma} \right)^2 \quad (48)$$

Im Folgenden wird untersucht, wie sich die Filterlänge l_χ auf die Qualität der Stufenfindung auswirkt. Die dahinter stehende Wahrscheinlichkeitskombinatorik ist in Abb. 102 veranschaulicht. Die Bedingungen, die die Messwerte erfüllen müssen, damit der Fit an der wahren Stufenposition den geringsten χ^2 -Wert liefert, soll am Beispiel einer Fit-Anpassung an vier Messpunkten um eine Stufe von 0 Elektronen auf 1 Elektron erläutert werden. Anschließend kann die Vorgehensweise auf eine beliebige Anzahl an Messwerten erweitert werden.

Für vier Messwerte $(m_{-2}, m_{-1}, m_1, m_2)$, von denen zwei vor und zwei nach dem wahren

Abbildung 102: Zur Bestimmung des Eintreffzeitpunktes eines Elektrons liegen sechs Messungen vor (rot). Zwischen der Messung m_{-1} und m_1 liegt der wahre Eintreffzeitpunkt des Elektrons (grüne). Da allerdings in diesem fiktiven Fall die Messung m_1 , bedingt durch das Ausleserausachen σ , zufällig unter $0,5e^-$ liegt, führt die blau dargestellte Funktion zu einem geringeren χ^2 und wird deshalb als wahrscheinlicher angenommen.



Eintreffen des Elektrons liegen, ergeben sich genau fünf Möglichkeiten für die Position der Stufenfunktion.

1. unmittelbar vor m_{-2} , zwei Auslesen zu früh.
2. zwischen m_{-2} und m_{-1} , eine Auslese zu früh.
3. zwischen m_{-1} und m_1 , wahre Annahme.
4. zwischen m_1 und m_2 , eine Auslese zu spät.
5. unmittelbar nach m_2 , zwei Auslesen zu spät.

Aus den Bedingungen, dass die vier falschen Fitmöglichkeiten jeweils einen χ^2 -Wert liefern sollen, der größer ist als der der wahren Fitfunktion²², ergeben sich entsprechend vier Ungleichungen. Mit diesen können die Bedingungen berechnet werden, mit dem Fit den wahren Eintreffzeitpunkt des Elektrons zu finden. Die Vorgehensweise der Berechnung dieser Bedingungen findet sich unter App. B am Beispiel für vier Messwerte. Allgemein müssen für einen Stufenfilter der Länge l_χ alle folgenden Bedingungen erfüllt sein, um den besten Fit an der wahren Ankunftszeit zu erhalten:

$$m_{-1} < 1/2e^- \quad (49)$$

$$m_1 > 1/2e^- \quad (50)$$

$$m_{-2} + m_{-1} < 2/2e^- = 1e^- \quad (51)$$

$$m_2 + m_1 > 2/2e^- = 1e^- \quad (52)$$

$$m_{-3} + m_{-2} + m_{-1} < 3/2e^- \quad (53)$$

²²Als wahre Fitfunktion wird die Wahl der Stufenposition bezeichnet, sodass die Sprungstelle ($ke^- \rightarrow (k+1)e^-$) mit dem tatsächlichen Eintreffen des Elektrons übereinstimmt.

$$m_3 + m_2 + m_1 > 3/2e^- \quad (54)$$

$$m_{-4} + m_{-3} + m_{-2} + m_{-1} < 4/2e^- = 2e^- \quad (55)$$

$$m_4 + m_3 + m_2 + m_1 > 4/2e^- = 2e^- \quad (56)$$

$$m_{-5} + m_{-4} + m_{-3} + m_{-2} + m_{-1} < 5/2e^- \quad (57)$$

$$m_5 + m_4 + m_3 + m_2 + m_1 > 5/2e^- \quad (58)$$

⋮

$$\sum_{i=-1}^{-l_\chi/2} m_i < (l_\chi/2)e^- \quad (59)$$

$$\sum_{i=1}^{l_\chi/2} m_i > (l_\chi/2)e^- \quad (60)$$

Um die wahre Fitfunktion zu erhalten, muss der Messwert, der zeitlich unmittelbar vor dem Eintreffen des Elektrons liegt (m_{-1}), einen kleineren Wert als $0,5e^-$ aufweisen. (Bei einem Rauschwert von $\sigma = 2e^-$ liegt die Wahrscheinlichkeit dafür bei ca. 60%.) Zusätzlich muss der Messwert unmittelbar nach der Ankunft des Elektrons (m_1) über der $0,5e^-$ -Schwelle liegen (die Wahrscheinlichkeit dafür ist ebenfalls 60%). Doch auch die weiteren Messwerte müssen berücksichtigt werden. Die Summe aus den beiden letzten Messungen vor der Stufe (m_{-2} und m_{-1}) muss kleiner $1e^-$ sein, d.h. der Mittelwert aus den beiden Werten muss unter $0,5e^-$ liegen, allerdings darf m_{-2} auch größer als $0,5e^-$ sein, falls m_{-1} entsprechend kleiner ist.

Aufgrund des bekannten Messfehlers σ einer jeder Einzelmessung, kann für jede der Bedingungen die Wahrscheinlichkeit berechnet werden, dass sie eintritt. Jedoch dürfen die Einzelwahrscheinlichkeiten nicht einfach multipliziert werden, da sie statistisch abhängig sind. Beispielsweise vermindert Bed. I ($m_1 > 1/2e^-$) die Möglichkeiten für Bed. II ($m_1 + m_2 > 1e^-$), sodass eine Bestimmung der Gesamtwahrscheinlichkeit (alle Bedingungen treten ein) am geschicktesten über eine Monte-Carlo-Simulation erreicht wird. Die Ergebnisse dieser Simulation sind in Abb. 103 dargestellt.

Hierbei wurde die Anzahl l_χ an Messwerten m_i , die für die Berechnung der Wahrscheinlichkeit berücksichtigt wurden, sukzessive um den wahren Eintreffzeitpunkt²³ erhöht ($m_{-\chi/2} \dots m_{\chi/2}$) (Abszisse).

²³Der wahre Eintreffzeitpunkt lag zwischen Messung m_{-1} und m_1

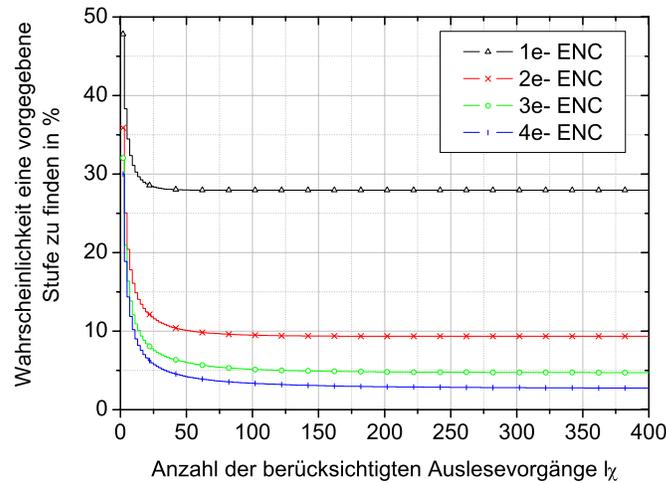


Abbildung 103: Dieser Plot veranschaulicht die Anzahl der Messwerte, die zur Stufenfunktion heran-gezogen werden müssen, um einen verlässlichen Fit zu erhalten. Im Falle einer Messung mit $\sigma = 2e^-$ Ausleserauschein muss eine Stufenfunktion mindestens eine Länge von ca. $l_\chi = 150$ Auslesevorgängen aufweisen, um eine irrtümlich gefundene falsche Stufe auszuschließen.

Für viele Sequenzen wurde überprüft, ob alle o.g. Bedingungen jeweils eintreten oder nicht. Das Verhältnis des Auftretens dieser beiden Fälle

$$\frac{\text{Bedingungen werde alle erfüllt}}{\text{Bedingungen werden nicht alle erfüllt}}$$

liefert für eine große Anzahl an Sequenzen die Wahrscheinlichkeit, dass mit der jeweiligen Stufenlänge l_χ der geringste χ^2 -Wert am tatsächlichen Eintreffzeitpunkt gefunden wird. Wie in Abb. 103 zu sehen, nimmt die Wahrscheinlichkeit die wahre Stufenposition zu finden mit größerem l_χ ab. Für $l_\chi > l_{\chi \text{ min}}$ tritt eine Sättigung ein. Für die technische Umsetzung dieses RNDR-Filters ist der Wert von $l_{\chi \text{ min}}$ wichtig. Dieser definiert die mindestens nötige Filterlänge um irrtümlich gefundene Stufen auszuschließen. Da für $l_\chi > l_{\chi \text{ min}}$ kaum noch falsche Stufenpositionen gefunden werden, führt eine weitere Hinzunahme von Messwerten m_i zu keiner merklichen Verbesserung der Zeitauflösung. Im Fall eines RNDR-Betriebs mit $\sigma = 2e^-$ ist $l_{\chi \text{ min}} \approx 150$.

Die höheren Wahrscheinlichkeiten für kleine Werte von l_χ soll an einem Beispiel erklärt werden: Für $l_\chi = 2$ müssen lediglich die beiden Bedingungen $m_{-1} < 0,5e^-$ und $m_1 > 0,5e^-$ erfüllt sein, womit sich bei $\sigma = 2e^-$ eine Wahrscheinlichkeit von $60\% \cdot 60\% = 36\%$ ergibt. Allerdings liegt für $l_\chi = 2$ die Wahrscheinlichkeit eine Stufe zu finden, obwohl keine vorhanden ist, bei $60\% \cdot 40\% = 24\%$. Damit liegt also nicht nur eine hohe Wahrscheinlichkeit vor eine Stufe zu finden, sondern auch eine hohe Wahrscheinlichkeit einer irrtümlichen Stufenfindung.

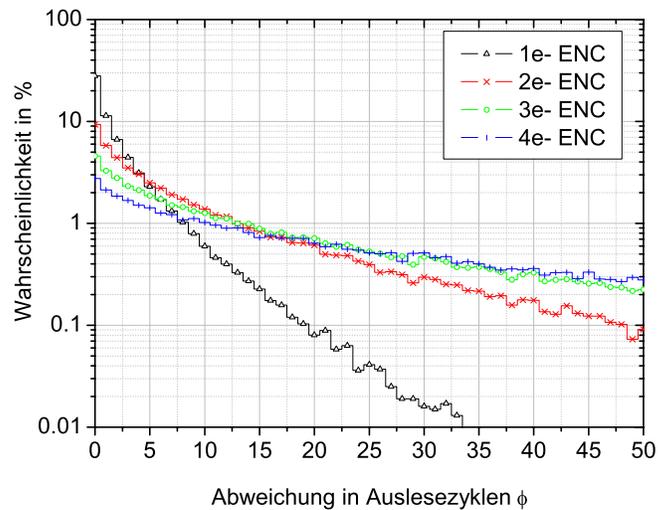


Abbildung 104: Dieser Plot zeigt die Zeitauflösung eines χ^2 -Fit-Filter für die Bestimmung des Eintreffzeitpunktes von $g = 1$ Elektron. Dargestellt sind die Wahrscheinlichkeiten, dass der Fit einen Zeitpunkt liefert, der von dem wahren Auslesezeitpunkt ($\Phi = 0$) um eine bestimmte Anzahl an Auslesevorgängen abweicht.

Je geringer das Rauschen einer Auslese ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, den richtigen Eintreffzeitpunkt tatsächlich bestimmen zu können. Für die Simulationsdaten mit $\sigma = 2e^-$ ergibt sich z.B. eine Wahrscheinlichkeit von 9%.

Die durchgeführte Berechnung der Fit-Bedingungen kann nun für die Fälle wiederholt werden, dass der Fit einen Zeitpunkt liefert, der genau einen $\phi = 1$, zwei $\phi = 2$, drei $\phi = 3$ oder allgemein $\phi = h$ Auslesevorgänge zu früh oder zu spät liegt. Hierzu setzt man eine Ungleichungen an, in der der χ^2 -Wert eines falschen Fits kleiner sein soll als alle anderen möglichen Fits. Die damit erhaltenen Wahrscheinlichkeiten sind für $\sigma = 1, 2, 3$ und $4e^-$ in Abb. 104 dargestellt. Da die Verteilung symmetrisch zu $\phi = 0$ (Fit entspricht dem wahren Eintreffzeitpunkt) ist, ist die Darstellung auf den Fall eines zu späten Stufenerkennens reduziert.

Abb.105 zeigt, beruhend auf diesen Werten, die Wahrscheinlichkeit, dass die maximale Abweichung vom wahren Eintreffzeitpunkt kleiner als ϕ_{limit} ist. Der y-Wert bei $\phi_{limit} = 30$ entspricht z.B. der Wahrscheinlichkeit, den Eintreffzeitpunkt mit einem maximalen Fehler von $\phi = \pm 30$ Auslesevorgängen bestimmen zu können. Bei einer Auslese mit $\sigma = 2e^-$ trifft dies für 90% aller Fälle zu. Da die zeitliche Auflösung nicht gaußverteilt ist, sondern entsprechend den aufsummierten Wahrscheinlichkeiten einer breiter auslaufenden Verteilung gehorcht, muss dieses Verhalten bei der späteren Bewertung und Analyse der Messdaten berücksichtigt werden. So liegt im Falle einer Messung mit $\sigma = 2e^-$ die Wahrscheinlichkeit mehr als 43 Auslesezyklen falsch zu liegen, bei immerhin noch 5%.

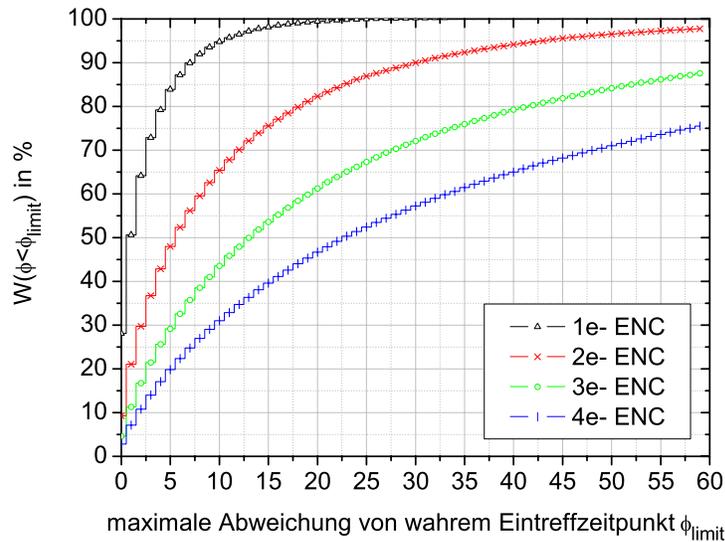


Abbildung 105: Wahrscheinlichkeit für verschiedene Rauschwerte von $\sigma = 1, 2, 3$ und $4e^-ENC$ noch innerhalb einer maximalen Abweichung vom tatsächlichen Eintreffzeitpunkt zu liegen. Beispielsweise liegt mit einer Wahrscheinlichkeit von 90% bei einem $\sigma = 2e^-ENC$ die maximale Abweichung bei 30 Auslesevorgängen.

5.6.3 Kombination aus gleitendem-Mittelwert- und χ^2 -Fitting-Filter

Für Anwendungen, bei denen ein zuverlässiges Auffinden von eintreffenden Elektronen wichtiger ist als die bestmögliche Zeitauflösung, kann für den Filter eine Kombination aus gleitendem-Mittelwert- und Stufen-Fit-Filter verwendet werden. Bei der Verwendung vorgeglätteter Daten (ν_i), ist die optimale Fitfunktion keine Stufen-, sondern nunmehr eine Rampenfunktion (Abb. 106). Die Rampenlänge entspricht dabei der Länge des gleitendem-Mittelwert-Filters l_a .

Abbildung 106: Darstellung der Fitfunktion für Daten, die bereits mit einem gleitendem Mittelwert-Filter vorgeglättet wurden. Gesucht wird die Position i , an der die dargestellte Testfunktion mit den RNDR-Daten das geringste χ^2 aufweist.

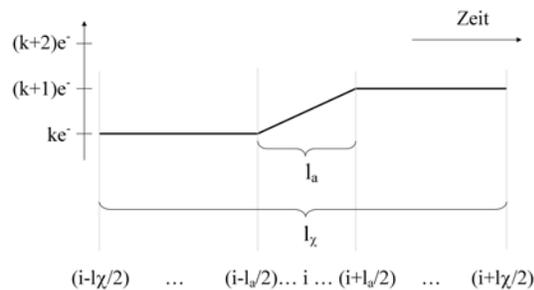


Abb. 107 veranschaulicht das Filterverhalten an einer Beispielsequenz. Gezeigt sind die Simulationsdaten (graue Kreuze) und die χ^2_i -Werte des Fits an eine Rampenfunktion mit

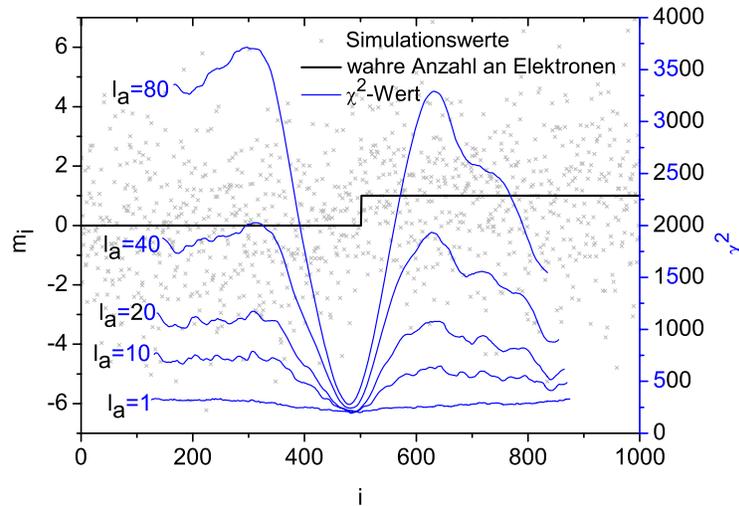


Abbildung 107: Beispielsequenz mit $n = 1000$ Auslesen. Nach Anwendung eines running-average-Filters mit einer Länge von $l_a = 1$ (keine Mittelung), 10, 20, 40 und 80 auf die ursprünglichen Simulationswerte m_i , wurden die χ^2 -Werte für eine Teststufenfunktion der Länge $l_\chi = 250$ berechnet (blaue Graphen). Je stärker die Messdaten vorgeglättet werden, desto eindeutiger kann ein vorliegendes Minimum bestimmt werden.

der Länge l_χ (blaue Graphen). Der geringste Wert wird bei $i \approx 500$ erreicht. Dies ist der Zeitpunkt des Eintreffens des Elektrons. Die verschiedenen Graphen beziehen sich auf fünf Fälle, in denen die Originaldaten mit einem running-average-Filter der Länge $l_a = 1$ (keine Mittelung), 10, 20, 40 und 80 vorgemittelt wurden. Wie an der Beispielsequenz zu erkennen ist, kann das Minimum mit größerem l_a zuverlässiger bestimmt werden.

Die Kenntnis der wahrscheinlichsten Eintreffzeitpunkte der Elektronen ist besonders für Anwendungen interessant, bei denen neben der Energieinformation zusätzlich noch eine Zeitaufösung benötigt wird. Helfen kann diese Zusatzinformation aber auch in einer Matrixauslese (Integrationszeit + Auslesezeit), da in diesem Fall erkannte Leckstromelektronen, die während t_{acq} eintreffen, in der Analyse berücksichtigt werden können.

5.7 Zukünftige Entwicklungen

Eine Diskussion alternativer Auslesemechanismen, zukünftige Technologische Entwicklungen sowie eine erste Studie möglicher Anwendungsgebiete schließt das RNDR-Kapitel ab.

5.7.1 Differenzielle Auslese

Das RNDR-Konzept bietet die Möglichkeit, eine differenzielle Ausleseelektronik anzuwenden. D.h., der Voll-Zustand von DEPFET 1 wird direkt mit dem Leer-Zustand von DEP-

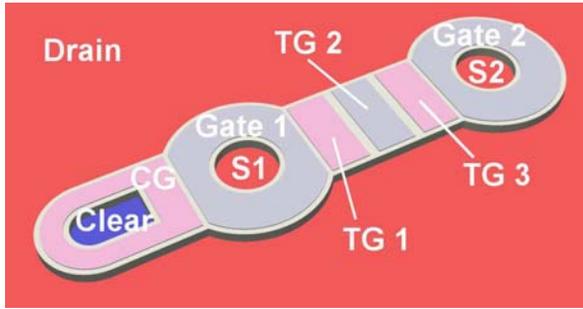


Abbildung 108: Schematische Darstellung einer zirkularen RNDR-Variante, bei dem die Ladung mittels *drei* Transfergates transportiert wird. Durch eine entsprechende Abfolge an Spannungspulsen an den drei Transfergate-Kontakten kann die Ladung zwischen den beiden internen Gates der DEPFETs verschoben werden, obwohl diese das gleiche Potenzial besitzen.

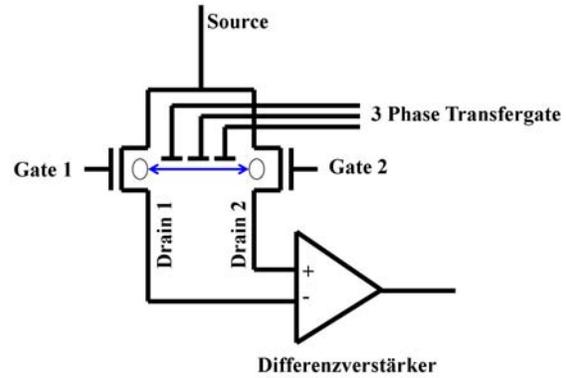


Abbildung 109: Schema einer differenziellen Auslese eines RNDR-Pixels. Das Ausgangssignal des Differenzverstärkers ist proportional zur Drainstromdifferenz der beiden DEPFETs. Eine solche Ausleseart ist nur mit einem *3-Phasen-Transfer* möglich.

FET 2 verglichen und umgekehrt. Abb. 108 und 109 zeigen die schematische Darstellung einer technologischen Realisierung bzw. das entsprechende elektronische Ersatzschaltbild. Der Hauptunterschied zur *Ein-Transfergate*-Variante besteht darin, dass beide DEPFETs während der n Auslesevorgänge immer angeschaltet bleiben, da der Ladungstransfer, unabhängig von den Potenzialen der internen Gates, durch einen *Drei-Phasen-Transfer* gesteuert wird (vgl. CCD-Schiebevorgang [40]). Die Elektronen driften dabei, von einer entsprechenden Abfolge an Spannungspulsen an den drei Transfergates kontrolliert, aus dem *internen Gate* des einen DEPFETs über die temporären Zwischenminima unter den drei Transfergates bis in das *interne Gate* des anderen DEPFETs. Die Bestimmung der gesammelten Ladung gestaltet sich in diesem Fall wie folgt²⁴:

1. Die Stromdifferenz von DEPFET 1 und 2 liefert ein Ausgangsspannungssignal, das gemessen oder in einem Buffer gespeichert wird (Messwert 1).
2. Transfer der Ladung von DEPFET 1 nach DEPFET 2.
3. Erneute Messung der Stromdifferenz (Messwert 2).
4. Die Differenz der beiden Messungen (1 und 2) ist direkt proportional zur Anzahl der transferierten Elektronen.

Vor allem zwei Eigenschaften machen diese Auslesevariante sehr interessant:

- Mit einer differenziellen Ausleseelektronik kann ein gefordertes Ausleserauschen σ_{end} in der halben Messzeit erreicht werden, da während eines Transfers die Ladung effektiv zweimal gemessen wird.

²⁴Annahme: Die gesamte Ladungsmenge befindet sich zu Beginn in DEPFET 1.

- Da das An- und Ausschalten der Gates entfällt, wird Auslese-Tot-Zeit vermieden.

Nachteilig kann sich allerdings das zeitlich passende Schalten der drei Transfergates auswirken, das länger dauert als das Pulsen nur eines Transfergates. Die komplexere Ansteuerung des Transfergates durch zwei zusätzliche Leitungen stellt gleichzeitig auch neue Anforderungen an die spannungsliefernden Bauelemente (Switcher) und an die Ressourcen der on-Chip-Verdrahtung (Verfügbarkeit von Alu- bzw. Polyleitungen).

Für eine differenzielle Auslese ist ein möglichst homogenes Verhalten der einzelnen DEPFETs sehr wichtig, da starke Unterschiede der beiden DEPFETs z.B. im g_m und Transistorstrom I_{SD} den dynamischen Bereich der Auslese verringern.

5.7.2 Zwei-Zeilen-Auslese

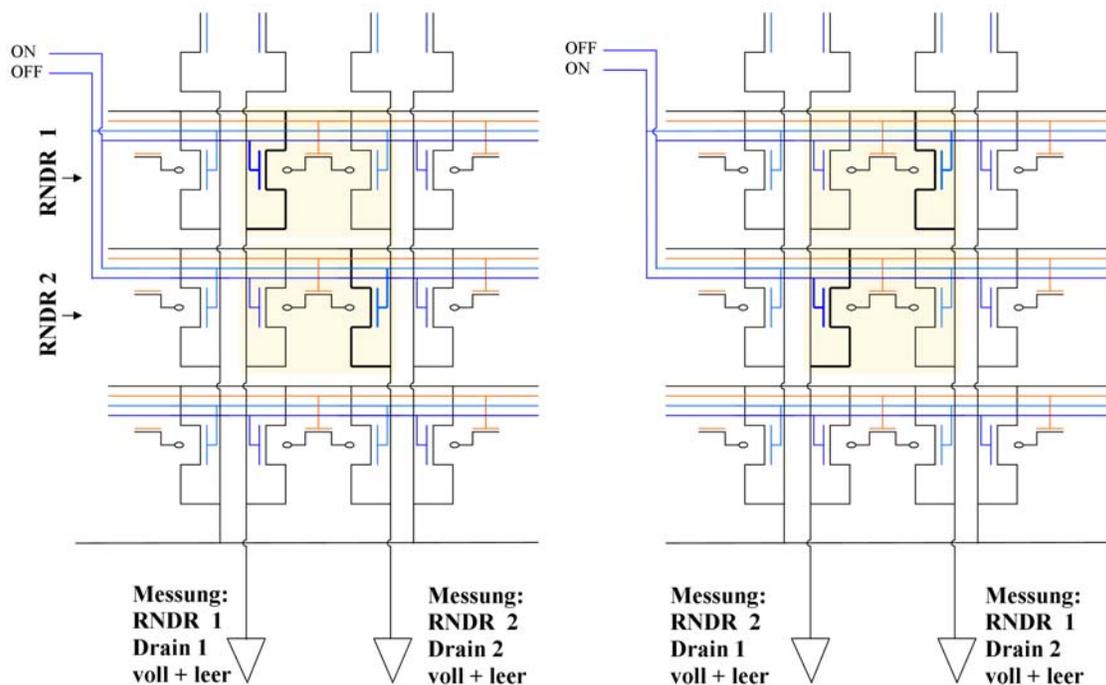


Abbildung 110: Jede Drain-Leitung eines Ein-Transfergate-RNDR-Pixels ist mit einer CDS-Ausleseeinheit verbunden. Durch das kreuzweise ein- und ausschalten zweier Matrix-Zeilen, können zeitgleich zwei DEPFETs ausgelesen werden. Damit kann die Frame-Rate einer differenziellen Auslese erreicht werden, bei gleichzeitiger Beibehaltung eines Ein-Phase-Transfers. Die beiden Abbildungen zeigen die einander folgenden Schaltzustände. Der DEPFET, der ausgelesen wird ist jeweils fett dargestellt.

Eine Möglichkeit eine Ein-Transfergate-RNDR-Variante trotzdem mit der Geschwindigkeit einer differenziellen Auslese zu betreiben, besteht in einer Verdoppelung der Auslesekanäle. Abb. 110 veranschaulicht die dazu nötigen Schaltvorgänge am Beispiel eines Matrixausschnitts. Die beiden getrennten Drain-Anschlüsse der RNDR-Einzelpixel sind

jeweils mit einer CDS-Ausleseinheit verbunden, d.h. pro RNDR-Pixel werden zwei Verstärker benötigt. Jeder Verstärker ist mit einem DEPFET von zwei verschiedenen Zeilen verbunden, die wechselweise ein- und ausgeschaltet werden. Da ein Verstärker damit die CDS-Werte zweier verschiedener DEPFETs liefert, müssen die Werte anschließend mit Hilfe einer Analysesoftware den jeweiligen RNDR-Pixeln zugeordnet werden.

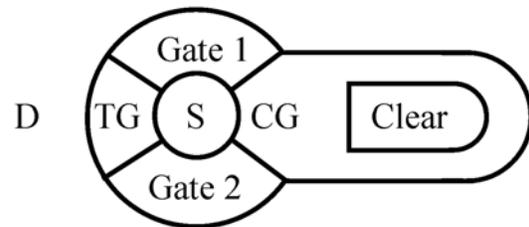
Obwohl t_{acq} ²⁵ immer noch doppelt so lang ist wie im Falle einer differenziellen Auslese, führt die gleichzeitige CDS-Messung zweier Zeilen zu einer identischen Auslesezeit für eine Matrix gleicher Pixeltiefe. Der Vorteil ist, dass dieser Geschwindigkeitsgewinn trotz Beibehaltung des (einfacheren) *Ein-Phasen-Transfers* möglich ist. Zusätzlich kann die Gatezuleitung zweier untereinander liegender RNDR-Pixel kreuzweise verbunden werden, da diese immer zeitsynchron an- bzw. ausgeschaltet werden.

5.7.3 Technologie- und Layoutvarianten

Um das DEPFET-RNDR-Konzept weiter zu optimieren, wurde in der folgenden Detektorproduktion die Designvielfalt an RNDR-Detektoren erweitert. Eine dieser neuen Layoutvarianten ist eine s.g. quasilineare Struktur, bei der das ursprünglich zirkulare interne und externe Gate in zwei viertelkreisförmige Strukturen unterteilt ist (Abb. 111). Die Gate-trennenden Strukturen bilden das Clear- und das Transfergate, womit ein äußerst kompaktes Detektorlayout realisiert wird. Produziert werden diese Strukturen als Einzelpixel und z.T. als 4×4 -Minimatrizen.

Abbildung 111: Quasilinearer RNDR-Einzelpixel. Das Clear- und Transfergate dienen in dieser Variante, zusätzlich zu ihrer eigentlichen Funktion, als Trennung der beiden internen und externen Gates. Es ergibt sich somit ein sehr kompaktes Layout.

Draufsicht:



Neben der Layoutoptimierung, floss in die nächste Produktion auch eine Technologieänderung ein. Hierbei wird die *HE-n*-Implantation nicht in *einem* Prozessschritt durchgeführt, sondern auf *zwei* verteilt. Diese s.g. ME-Implantation²⁶ hat zwei Vorteile für den Detektorbetrieb:

- Die Elektronen bleiben beim Transfer, wie bei den HE-Strukturen, vom Interface entfernt, wodurch Ladungsverluste vermieden werden.
- Die Potenzial-Verhältnisse des internen Gates sind in dieser Technologie ähnlich denen der nicht-HE-Strukturen, wodurch ein größeres g_q erwartet wird.

²⁵Bis jeweils ein vorgegebenes σ_{end} erreicht ist.

²⁶ME: Medium Energy

Die Modularität des RNDR-DEPFET-Detektors kann ausgenutzt werden, um ihn als Ausleseelement für andere Detektortypen zu verwenden. Ein mögliches Konzept besteht in einer Kombination eines CCDs als ladungssammelndem, und einem RNDR-DEPFET als ladungsmessendem Element. Dadurch kann ein großflächiger optischer Einzel-Photonen-Detektor verwirklicht werden, der die relativ einfache Ansteuerung eines CCDs mit der rauscharmen RNDR-Auslese verbindet (Abb 112 zeigt das vereinfachte Layout einer solchen Struktur).

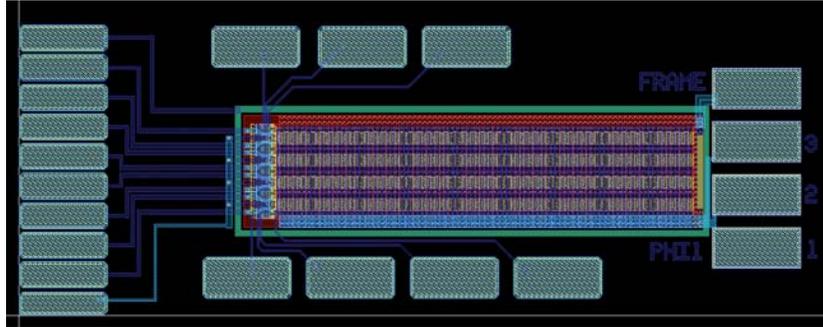


Abbildung 112: Layout eines CCDs mit 4×32 Registern. An den vier Ausleseanoden (links) befindet sich jeweils ein DEPFET-RNDR. Die in der Sensorfläche gesammelte Ladung wird in die internen Gates der RNDR-Pixel geschoben und dort mit hoher Auflösung ausgelesen.

5.7.4 Anwendungsgebiete für RNDR-Detektoren

Das RNDR-Detektorkonzept stellt nicht nur eine weitere Möglichkeit dar, einzelne Photonen nachzuweisen, sondern bringt darüber hinaus neue Detektoreigenschaften mit sich, die in den folgenden Anwendungsgebieten gebraucht werden:

- Das Haupteinsatzgebiet eines RNDR-basierten Detektorsystems ist die bildgebende optische Einzelphotonenspektroskopie. Beispielhaft für dieses Einsatzgebiet sei zum Einen die Astronomie genannt: Hier rücken extrem lichtschwache Objekte wie z.B. braune Zwerge ins Forschungsinteresse. Eine neue Technik in der astronomischen Bildgebung ist die Methode des *lucky imaging* [41]. Hierbei wird das astronomische Bild nicht durch eine lange Belichtung gewonnen, sondern durch viele kurz aufeinander folgende Einzelbilder. Haben während der Messung für eine gewisse Zeitspanne Turbulenzen in der Atmosphäre die Bildqualität vermindert, so werden diese Aufnahmen von einem Algorithmus erkannt und verworfen. Wie in [41] gezeigt wird, kann die Summe der guten Bilder Auflösungen liefern, wie sie sonst nur von satellitengestützten Teleskopen möglich ist. Die relativ langsame Auslese einer kompletten RNDR-Matrix stellt für diese Anwendung keine Einschränkung dar, da die typische Frame-Rate dieser Aufnahmetechnik im Bereich $< 50Hz$ liegt.

- Ein weiteres, vielversprechendes Anwendungsgebiet ist die Molekularbiologie. Bei dieser Forschungsrichtung werden einzelne Moleküle mit fluoreszierenden Tracerstoffen markiert. An diesen Molekülen ablaufende Reaktionen, sollen anschließend aufgrund der Aussendung nur einiger weniger optischer Photonen nachgewiesen werden.
- Im Bereich der Röntgenspektroskopie kann bei Verwendung eines RNDR-Detektors die Auflösung bis zum Fano-Limit verbessert werden. Abb. 113 zeigt hierzu die quadratische Summe (farbige Kurven) aus Fano-Rauschen (schwarze Kurve) und einem Ausleserauschen von $\sigma = 10, 4, 2, 1$ und $0,5e^-$ ENC. Da bei dieser Anwendung das Fano-Rauschen die physikalische Auflösungsgrenze vorgibt, genügt eine moderate Anzahl an Auslesevorgängen n , wodurch sich ein zeitlich relativ kurzes t_{acq} ergibt. Unter der Annahme $\sigma = 2,0e^-$ und $t_{CDS} = 10\mu s$ kann ein 64-Pixel-tiefer RNDR-Detektor immerhin noch mit 100 Hz betrieben werden, falls eine Auflösung von $0,5e^-$ ENC angestrebt wird. Damit können auch Röntgenlinien unterhalb von 100 eV detektiert werden. Wie in Abb. 114 zu sehen ist, muss für solche Anwendungen allerdings die geringe Absorptionslänge für Röntgenenergien im Bereich zwischen 100 eV und 300 eV bei der Wahl des Eintrittsfensters berücksichtigt werden.

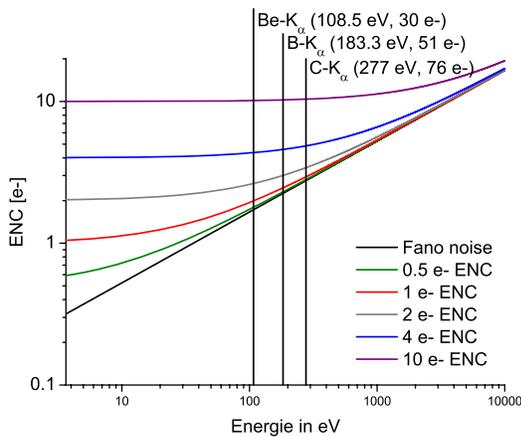


Abbildung 113: Diese Darstellung zeigt den möglichen spektroskopischen Gewinn für die Energiemessung von Röntgenstrahlen, falls das Ausleserauschen σ_{end} und das jeweilige Fano-Rauschen angepasst werden kann. In der Spektroskopie wird damit der Nachweis niederenergetisch strahlender Elemente genauso möglich, wie in der Astronomie der Nachweis stark rot-verschobener Röntgenquellen.

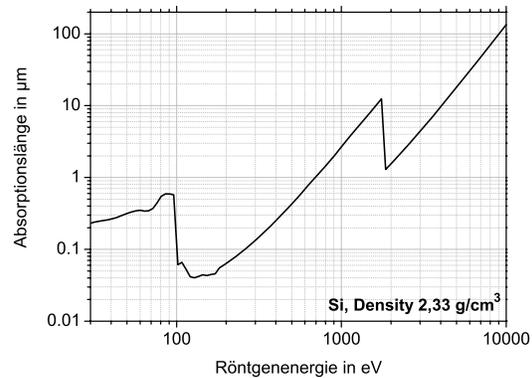


Abbildung 114: Berechnete Absorptionslänge von Röntgenstrahlung verschiedener Energie in Silizium. Für den Nachweis niederenergetischer Strahlung muss großer Wert auf ein möglichst dünnes Eintrittsfenster gelegt werden um nicht zu sehr an Quanteneffizienz zu verlieren. (Datenquelle: CXRO [42])

- In den klassischen Gebieten der optischen Einzelphotonenspektroskopie, wie Astronomie oder Biophysik, kann ein RNDR-Detektor die Messqualität vor allem durch seine gute (homogenes Eintrittsfenster) und ratenunabhängige (lineare Verstärkung) Quanteneffizienz verbessern. Im Gegensatz dazu wird in dem neuen Forschungsgebiet der

Quantenoptik auch von der Detektoreigenschaft Gebrauch gemacht, die exakte Anzahl der wechselwirkenden Photonen bestimmen zu können. Einen Teilbereich dieser Forschungsaktivitäten bildet beispielsweise die Charakterisierung von nicht-poisson-verteilten, optischen Photonenquellen. Aufgrund der in diesem Forschungsfeld meist verwendeten Faseroptiken bietet sich als Detektor ein relativ einfach anzusteuender und auszulesender RNDR-Einzelpixel an, da an dessen Eintrittsfenster das Faserende räumlich nah montiert werden kann.

6 Zusammenfassung

Ziel der Arbeit war es, ein tieferes Verständnis für den Strahlungsdetektor DEPFET zu gewinnen, sowie das darauf aufbauende neuartige DEPFET-RNDR-Konzept experimentell zu untersuchen. Hierzu wurden verschiedene Aspekte des Detektors durch Messungen an Einzelpixelstrukturen und Minimatrizen experimentell charakterisiert und der theoretischen Modellentwicklung zugeführt.

Für die Durchführbarkeit solcher Untersuchungen ist eine neue Messumgebung entwickelt worden (Kap. 3), die für die dynamische Ansteuerung von Detektoren, die nur wenige Auslesekanäle haben, optimiert ist. Damit können DEPFET-Einzelpixel nicht nur dynamisch betrieben werden, sondern zusätzlich ist eine rechnergesteuerte Manipulation verschiedener Parameter möglich. Darüberhinaus liefert eine flexibel anpassbare Datennahme Zugang zu den unterschiedlichsten Detektoruntersuchungen. Im Einzelnen sind dies:

- Systematische Untersuchungen des **Löschvorgangs** (Kap.4.1), aus denen ein genaueres Verständnis der nötigen Potenzialbedingungen für das vollständige Entfernen der Ladungen aus dem internen Gate gewonnen werden konnte.
- Für den wichtigsten **DEPFET-Parameter** g_q ist für eine zirkulare DEPFET-Geometrie eine starke Abhängigkeit von der CG_{OFF} -Spannung nachgewiesen worden (Kap. 4.3). Die Ergebnisse dieser Untersuchungen führten zu einer Layoutoptimierung, die für eine Auswahl an kleineren Matrizen in die nächste Produktion einfluss.
- Nicht nur durch Messungen im typischen Versorgungsspannungsbereich des DEPFETs, sondern gerade durch Arbeitspunkte außerhalb des stabilen Detektorbetriebs, konnten viele Informationen über die Potenzialverhältnisse und -abhängigkeiten für den Bereich der tiefen-p-Implantation und des Clear-Kontakts gewonnen werden. Die direkte Messung des eigentlich ungewollten **Rückseitenstroms** lieferte hierbei einen experimentellen Zugang (Kap. 4.4).
- Ein weiterer parasitärer Effekt zeigte sich durch das Einsetzen von **Stoß-Ionisation** bei zu negativen Drain-Spannungen. Dies stellt für die aktuelle DEPFET-Produktion kein Problem dar, schränkt aber evtl. die möglichen Bereiche der Betriebsparameter für zukünftige DEPFETs, mit z.B. kürzeren Gate-Längen, ein (Kap. 4.5).
- Im klassischen Einsatzgebiet des DEPFETs, der Spektroskopie, konnten verschiedene Auslesekonzepte und -filter im realen Detektorbetrieb verglichen werden (Kap. 4.2).

Im Hauptteil der Arbeit wurden neuartige DEPFET-RNDR-Detektoren im experimentellen Betrieb und in Monte-Carlo-Simulationen charakterisiert. Gerade die Eigenschaft des DEPFETs, dass eine gesammelte Ladungsmenge zum einen isoliert erhalten bleibt und zum anderen indirekt gemessen werden kann, erfüllt die beiden Voraussetzungen einen RNDR-Detektor mit zwei DEPFETs als Basiszellen realisieren zu können. Das Hauptinteresse bei den ersten Messungen an zirkularen Strukturen war die Untersuchung des Ladungstransfers. Hierbei zeigten sich Ladungsverluste, die auf Störstellen unterhalb des Transfergates

zurückgeführt werden konnten (Kap. 5.5.2). Diese Störstellen treten technologiebedingt vor allem an der Kontaktstelle zwischen Silizium und Siliziumoxid auf. Um den Ladungstransfer von dieser kritischen Region fernzuhalten, wurden die Messungen an Strukturen fortgesetzt, die mit einer zusätzlichen globalen Vorderseiten-HE-n-Implantation prozessiert waren (Kap. 5.5.3).

An diesen Strukturen ist der Ladungsverlust beim Transfervorgang so gering, dass das Funktionieren der DEPFET-RNDR-Auslesemethode experimentell nachgewiesen werden konnte. Eine gute Übereinstimmung mit den Monte-Carlo-Simulationen bestätigte sowohl das Konzept der Rauschminimierung an sich, als auch den Einfluss des Leckstroms auf die asymmetrische Verbreiterung der Rauschverteilung (Kap. 5.5.4). Neben der Fähigkeit des Detektors einzelne optische Lichtquanten über deren Photoelektronen nachweisen zu können, besteht die Stärke des Konzepts darin, dass dies mit der gleichen Präzision auch für eine große Anzahl an Photoelektronen realisieren werden kann. Ein gemessenes Ausleserauschen von $\sigma_{end} = 0,18e^-$ lieferte hierfür die experimentelle Bestätigung. Somit erweitert sich das Feld der Anwendungen für Einzelphotonensensoren, wie z.B. der Astronomie und der Biologie, um neuere Entwicklungsbereiche wie z.B. die Quantenoptik.

Vor allem das vorhandene Optimierungspotenzial der DEPFET-RNDR-Detektoren, wie z.B. die Leckstromminimierung durch Dünnen der Wafer, die S/N-Erhöhung durch kürzere Gatelängen und neuer Detektorgeometrien oder die Verwendung einer differenziellen Auslese, versprechen eine weitere enorme Verbesserung zukünftiger Sensor-Generationen.

A Abkürzungen

A.1 Allgemeine Abkürzungen

Abk.	Bedeutung
ADC	Analog to Digital Converter
E_{gap}	Energieunterschied zwischen Valenzband und Leitungsband eines Halbleiters, für Silizium ist $E_{gab} = 1,12 \text{ eV}$ (Raumtemperatur).
$E_{krit. e^-}$	kritische kinetische Energie von Elektronen, ab der Prozesse der Stoß-Ionization einsetzen.
$E_{krit. h}$	kritische kinetische Energie von Löchern, ab der Prozesse der Stoß-Ionization einsetzen.
CDS	Correlated Double Sampling
t_{int}	Integrationszeit, Zeitspanne zwischen Clear und Beginn der Auslese
g_q	Verstärkung des DEPFETs in pA/e^-
q_{e^-}	Ladung eines Elektrons $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
q_{intG}	Ladungsmenge im internen Gate
HE	High Energy n-Implantation
n	Anzahl der CDS-Messungen bei einer RNDR-Auslese, entspricht damit der Anzahl der Transfervorgänge
i_l	Leckstrom
CTE	Charge Transfer Efficiency
CTI	Charge Transfer Inefficiency
RTC	Relative Trapped Charge
d_{gate}	Gatelänge
CLEAR	Bezeichnung für den gesamten Clear-Vorgang
cg	cut gate DEPFET Variante
rg	round gate DEPFET Variante
cs	center source, die Source liegt bei dieser Betriebsart in der Mitte des zirkularen Gates
cd	center drain, die Drain liegt bei dieser Betriebsart in der Mitte des zirkularen Gates
ASIC	Chip mit integrierter Elektronik, z.B. Switcher, CAMEX, VELA
l_a	Anzahl der Auslesevorgänge, die für eine Mittelwertbildung herangezogen werden (laufender Mittelwert).
l_χ	Anzahl der Auslesevorgänge, die für eine least-square-fit herangezogen werden (Stufenfilter).
σ	Rauschen einer CDS-Messung in $e^- \text{ ENC}$
RT	Raumtemperatur
\bar{m}_{int}	Mittlere Anzahl der Elektronen, die in der Integrationszeit gesammelt werden.

A.2 Potentiale

Abk.	Bedeutung
V_{DS}	Drain-Source Spannung
V_S	Source-Spannung
V_{GS}	Gate-Source Spannung
V_{GS}^{ON}	Beliebige Gate-Source Spannung, bei denen der p-Kanal-DEPFET eingeschaltet ist $V_{GS}^{ON} < V_{thr}$.
V_{GS}^{OFF}	Beliebige Gate-Source Spannung, bei denen der p-Kanal-DEPFET ausgeschaltet ist $V_{GS}^{OFF} > V_{thr}$.
V_{Clear}	Clear-Spannung
V_{Clear}^{ON}	Clear-Spannung, die benötigt wird, um das interne Gate zu leeren.
V_{Clear}^{OFF}	Clear-Spannung, die während der Integrationszeit t_{int} anliegt.
V_{CG}	Cleargate-Spannung
V_{CG}^{ON}	Cleargate-Spannung, die benötigt wird, um den n-Kanal zwischen internem Gate und Clear zu öffnen.
V_{CG}^{OFF}	Cleargate-Spannung, die während der Integrationszeit t_{int} anliegt.
V_{TG}	Transfergate-Spannung
V_{TG}^{ON}	Transfergate-Spannung, die Elektronendrift zwischen den beiden internen Gates ermöglicht.
V_{TG}^{OFF}	Transfergate-Spannung, die eine Potentialbarriere zwischen den beiden internen Gates erzeugt.
V_{Front}	Vorderseitenspannung
V_{Back}	Rückseitenspannung
V_{Depl}	Minimale Spannungsdifferenz zwischen V_{Front} und V_{Back} um den Siliziumbulk komplett zu verarmen.
V_{Bulk}	Substratspannung
V_{subtr}	Für die Strom-Auslese nötige Spannung, um den konstanten Transistorstrom abfließen zu lassen.
V_{intG}	Potenzial des internen Gates
V_{thr}	Schellenspannung, ab der sich im DEPFET ein Löcher-Kanal ausbildet und I_{SD} ansteigt.
V_{dp}	Potenzial der <i>tiefen-p</i> -Implantation

A.3 Ströme

Abk.	Bedeutung
I_{SD}	Source-Drain Strom
I_{Mess}	Strom, der bei einer Strom-basierten Auslese, nach Abzug des Subtraktionsstroms I_{subtr} gemessen wird.
I_{subtr}	Strom der mittels V_{subtr} über einen Widerstand abfließt.
I_{Base}	Grundstrom des eingeschalteten DEPFETs bei leerem internen Gate.

B Fitbedingungen

Erste Bedingung: Sie ergibt sich aus einem Vergleich des χ^2 -Wertes der wahren Fitfunktion mit einer Fitfunktion, die um eine Auslese zu spät angenommen wird (dieser Fall ist in Abb. 102 gezeigt (blaue Stufenfunktion)):

$$\underbrace{(0 - m_{-2})^2 + (0 - m_{-1})^2 + (1 - m_1)^2 + (1 - m_2)^2}_{\chi^2 \text{ der wahren Fitfunktion}} < \underbrace{(0 - m_{-2})^2 + (0 - m_{-1})^2 + (0 - m_1)^2 + (1 - m_2)^2}_{\chi^2 \text{ einer um eine Auslese zu spaet angenommenen Fitfunktion}} \quad (61)$$

Hieraus folgt die Bedingung:

$$\rightarrow 1 - 2m_1 + m_1^2 < m_1^2 \quad (62)$$

$$\rightarrow I) \boxed{m_1 > 1/2e^-} \quad (63)$$

Zweite Bedingung: Vergleich mit einer Funktion, die die Ankunft des Elektrons genau zwei Auslesevorgänge zu spät annimmt:

$$\underbrace{(0 - m_{-2})^2 + (0 - m_{-1})^2 + (1 - m_1)^2 + (1 - m_2)^2}_{\chi^2 \text{ der wahren Fitfunktion}} < \underbrace{(0 - m_{-2})^2 + (0 - m_{-1})^2 + (0 - m_1)^2 + (0 - m_2)^2}_{\chi^2 \text{ einer um zwei Auslesen zu spaet angenommenen Fitfunktion}} \quad (64)$$

Hieraus folgt die Bedingung, dass der Mittelwert der beiden Messungen nach dem Eintreffen des Elektrons größer als 1/2 sein muss.

$$\rightarrow 1 - 2m_1 + m_1^2 + 1 - 2m_2 + m_2^2 < m_1^2 + m_2^2 \quad (65)$$

$$\rightarrow II) \boxed{m_1 + m_2 > 1e^-} \quad (66)$$

Dritte Bedingung: Vergleich mit einer Funktion, die das Eintreffen des Elektrons genau eine Auslese zu früh annimmt:

$$\underbrace{(0 - m_{-2})^2 + (0 - m_{-1})^2 + (1 - m_1)^2 + (1 - m_2)^2}_{\chi^2 \text{ der wahren Fitfunktion}} < \underbrace{(0 - m_{-2})^2 + (1 - m_{-1})^2 + (1 - m_1)^2 + (1 - m_2)^2}_{\chi^2 \text{ einer um eine Auslese zu frh angenommenen Fitfunktion}} \quad (67)$$

$$\rightarrow m_{-1}^2 < 1 - 2m_{-1} + m_{-1}^2 \quad (68)$$

$$\rightarrow III) \boxed{m_{-1} < 1/2e^-} \quad (69)$$

Vierte Bedingung: Vergleich mit einer Funktion, die die Stufe genau zwei Auslesevorgänge zu früh annimmt:

$$\underbrace{(0 - m_{-2})^2 + (0 - m_{-1})^2 + (1 - m_1)^2 + (1 - m_2)^2}_{\chi^2 \text{ der wahren Fitfunktion}} < \underbrace{(1 - m_{-2})^2 + (1 - m_{-1})^2 + (1 - m_1)^2 + (1 - m_2)^2}_{\chi^2 \text{ einer um zwei Auslesen zu frh angenommenen Fitfunktion}} \quad (70)$$

$$\rightarrow m_{-2}^2 + m_{-1}^2 < 1 - 2m_{-2} + m_{-2}^2 + 1 - 2m_{-1} + m_{-1}^2 \quad (71)$$

$$\rightarrow IV) \boxed{m_{-2} + m_{-1} < 1e^-} \quad (72)$$

C Danksagung

Die vorliegende Dissertation wäre nicht zustande gekommen, wenn ich nicht breite Unterstützung und Hilfe gehabt hätte. An dieser Stelle soll all jenen mein Dank ausgesprochen werden, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Lothar Strüder, der mir die Möglichkeit gegeben hat, meine Doktorarbeit am Halbleiterlabor durchzuführen. Durch sein Engagement und seinen vielen Anregungen und Diskussionen förderte er diese Arbeit auf vielfältige Weise.
- Ganz herzlich möchte ich an dieser Stelle auch meinen Betreuern Herrn Dr. Johannes Treis und Herrn Dr. Peter Lechner danken, die mich in freundschaftlicher Zusammenarbeit während der kompletten Zeit unterstützten.
- Besonders Herrn Dr. Rainer Richter danke ich für die hilfreichen Diskussionen und die Durchführung der Simulationen.
- Herrn Dr. Gerhard Lutz möchte ich meinen Dank in zweierlei Hinsicht aussprechen. Zum einen hat er durch das Design der RNDR-Strukturen die Grundlage für den Erfolg der Arbeit gelegt. Zum anderen hat er mich in Fragen zum RNDR-Konzept immer hilfreich beraten.
- Herzlichen Dank Herrn Dr. Matteo Porro, der mir immer ein Ansprechpartner in theoretischen und experimentellen Fragen war, und mit mir die Rauschmessungen in Mailand durchführte.
- Herrn Dipl.-Ing. Sven Herrmann und Herrn Dipl.-Ing. Olaf Hälker danke ich für die fachmännische Unterstützung in den Bereichen der digitalen und analogen Elektronik.
- Den Diplomanden und Mit-Doktoranden, Herrn Dipl.-Phys. Nils Kimmel, Herrn Dipl.-Phys. Cüneyt Öztürk, Herrn Dipl.-Phys. Stefan Rummel, Herrn Dipl.-Phys. Thomas Lauf, Frau Dipl.-Phys. Gabi Schächner, Herrn Dipl.-Phys. George Valceanu, Herrn Dipl.-Phys. Qingyu Wei, Herrn Dipl.-Phys. Sebastian Ihle und Herrn Dipl.-Phys. Ivan Ordavo danke ich für die lehrreichen Diskussionen im Studentenseminar und für die schöne Zeit.
- Für die Unterstützung in mechanischen Fragen danke ich Herrn Gerhard Fuchs und Herrn Danilo Miessner für die Bond- und Klebearbeiten an den Hybriden.
- Den Mitarbeitern der Technologie, allen voran und stellvertretend Frau Dr. Heike Soltau und Herrn Dr. Florian Schopper, möchte ich für die interessanten Einblicke in die Herstellungsprozesse der Detektorproduktion danken.
- Ebenso sei allen denen ein Dankeschön ausgesprochen, die nicht namentlich Erwähnung fanden, aber zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

- Ein sehr herzlicher Dank gilt meinen Eltern, meinem Bruder und meiner Freundin Silke, die alle auf ihre Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Literatur

- [1] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1994.
- [2] Glenn Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, volume 3. Wiley and Sons, 2000.
- [3] Fano U. Ionization yield of radiation II. The fluctuations of the number of ions. *Phys. Rev.*, 72:26–29, 1947.
- [4] G. Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors - Device Physics*. Springer Verlag, 1999.
- [5] T. Behnke, S. Bertolucci, R.D. Heuer, and R. Settles. TESLA: The superconducting electron positron linear collider with an integrated X-ray laser laboratory. *Technical Design Report, Part IV: A detector for TESLA*, V01. 2b, DESY-01-011, 2001.
- [6] ESA. The XEUS Astrophysics Working Group. X-ray Evolving Universe Spectroscopy - the XEUS Science Case. *SP-1238*, 2000.
- [7] J. Kemmer and G. Lutz. New detector concepts. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 253:365–377, 1987.
- [8] J. Kemmer, G. Lutz, U. Prechtel, K. Schuster, M Sterzik, L. Struder, and T. Ziemann. Experimental verification of a new detector concept. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 288:92, 1990.
- [9] E. Gatti and P. Rehak. Semiconductor Drift Chamber - An Application of a Novel Charge Transport Scheme. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 225:608–614, 1984.
- [10] Peter Klein. *Entwicklung, Bau und Test eines Halbleiter-Bildzellendetektors für den Einsatz in der Teilchenphysik*. PhD thesis, HLL/LMU München, 1996.
- [11] Christan Sandow. Ladungssammlung und Löschvorgang von DEPFET-Pixel-Sensoren. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, April 2005.
- [12] Eike Ruttkowski. Auslese aktiver Pixelsensoren. Diplomarbeit, Technische Universität München, November 2002.
- [13] Ulrich Tietze and Christoph Schenk. *Halbleiter - Schaltungstechnik*, volume 12. Springer Verlag, 2002.
- [14] M. Porro, IEEE G. Ferrari Member, P. Fischer, O. Hälker, M. Harter, S. Herrmann, N. Hörnel, R. Kohrs, H. Krueger, P. Lechner, G. Lutz, I. Peric, R. H. Richter, L. Strüder, J. Treis, M. Trimpl, and N. Wermes. Spectroscopic performances of DePMOS detector/amplifier device with respect to different filtering techniques and operating conditions. *IEEE-TNS*, 53, No. 1, Part 2:401–408, 2006.

- [15] L. Bombelli, C. Fiorini Member IEEE, M. Porro Member IEEE, A. Longoni, S. Herrmann, S. Wölfel, L. Strüder, and W. Buttler. VELA: the CMOS circuit based on fast current read-out for X-ray Spectroscopy with DePMOS. *IEEE Nuclear Science Symposium, Conference Record*, 2006.
- [16] J. Treis, P. Fischer, O. Hälker, M. Harter, S. Herrmann, R. Kohrs, H. Krüger, P. Lechner, G. Lutz, I. Peric, M. Porro, R. H. Richter, L. Strüder, M. Trimpl, and N. Wermes. DEPMOSFET Active Pixel Sensor Prototypes for the XEUS Wide Field Imager. *IEEE-TNS*, 52(4):1083–1091, 2005.
- [17] Chen Zhang, Peter Lechner, Gerhard Lutz, Matteo Porro, Rainer Richter, Johannes Treis, Lothar Strüder, and Shuang Nan Zhang. Development of DEPFET macropixel detectors. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 568:207–216, 2006.
- [18] The XEUS Steering Committee. X-ray Evolving Universe Spectroscopy - the XEUS Mission Summary. *ESA SP-1242*, 2000.
- [19] F. Jansen et al. XMM-Newton observatory. *A & A*, 356:L1–L6, 2001.
- [20] Ferrando P, Arnaud M, Cordier B, Goldwurm A, Limousin O, Paul J, Sauvageot JL, Petrucci P-O, Mouchet M, Bignami GF, Citterio O, Campana S, Pareschi G, Tagliaferri G, Briel UG, Hasinger G, Strueder L, Lechner P, Kendziorra E, and Turner MJL. SIMBOL-X: a new-generation hard X-ray telescope. *Proc. SPIE*, 5168(1):65–76, 2004.
- [21] Ferrando P Cledassou R. SIMBOL-X: a hard X-ray formation flying mission. *Experimental Astronomy*, 20(1-3):423–36, 2005.
- [22] G. Scoon R. Grard, M. Novara. BepiColombo - A Multidisciplinary Mission to the Hot Planet. *ESA Bulletin*, 103:11–19, 2000.
- [23] J. Benkhoff R. Schulz. BepiColombo: payload and mission updates. *Advances in Space Research*, 38(4):572–577, 2006.
- [24] H3K. *USB Board 1.1 - Short Documentation*. H3K, Bonn, rev. 0.1 edition, 2004.
- [25] Analog Devices. *Ultralow Distortion, Ultralow Noise Op Amp AD797*, rev.c edition, 2002.
- [26] Richard Kaiser. *C++ mit dem Borland C++ Builder*. Springer, 2002.
- [27] H. Gajewski, B. Heinemann, H. Langmach, R. Nuernberg, G. Telschow, and K. Zacharias. WIAS–TeSCA Handbuch. TeSCA software package, 1996.
- [28] Matteo Porro. *New Solid State Systems for X and Gamma ray imaging and spectroscopy*. PhD thesis, Politecnico di Milano, 2005.

- [29] E. Gatti, P.F. Manfredi, M.Sampietro, and V. Speziali. Suboptimal filtering of 1/f-noise in detector charge measurement. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 297:467–478, 1990.
- [30] M. Porro, C. Fiorini, and L. Strüder. Theoretical comparison between two different filtering techniques suitable for the VLSI spectroscopic amplifier ROTOR. *Nuc. Instr. and Meth. A*, 512:179–190, 2003.
- [31] Stefan Wölfel, Sven Herrmann, Peter Lechner, Gerhard Lutz, Matteo Porro, Rainer Richter, Lothar Strüder, and Johannes Treis. A novel way of single optical photon detection: beating the 1/f noise limit with ultra high resolution DEPFET-RNDR devices. *Nuclear Science, IEEE Transactions*, in submission, 2007.
- [32] Stefan Woelfel, Sven Herrmann, Peter Lechner, Gerhard Lutz, Matteo Porro, Rainer Richter, Lothar Strueder, and Johannes Treis. Sub-electron noise measurements on repetitive non-destructive readout devices. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 566:536–539, 2006.
- [33] Christian Pho Duc. Test und Weiterentwicklung eines rauscharmen Silizium-Strahlungsdetektors. Diplomarbeit, HLL/LMU München, 1995.
- [34] Chiara Guazzoni, Emilio Gatti, and Angelo Geraci. Impact of the non-destructive multiple-readout on the lorentzian noise. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 568:329–335, 2006.
- [35] Emilio Gatti, Angelo Geraci, and Chiara Guazzoni. Multiple read-out of signals in presence of arbitrary noise optimum filters. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 417:342, 1998.
- [36] Bronstein, Semendjajew, Musiol, and Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik*. 1999.
- [37] E.Gatti, M. Sampietro, and P.F. Manfredi. Optimum filters for detector charge measurement in presence of 1/f noise. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 287:513–520, 1990.
- [38] Siegmund Brandt. *Datenanalyse*. BI Wissenschaftsverlag, 3 edition, 1992.
- [39] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, and Brian P. Flannery. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 2nd edition, 1995.
- [40] L. Strueder at al. The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The pn-CCD camera. *A & A*, 356:L18–L26, 2001.
- [41] N.M. Law, C.D. Mackay, and J.E. Baldwin. Lucky Imaging: High Angular Resolution Imaging in the Visible from the Ground. *arXiv:astro-ph/0507299 v1*, 2005.
- [42] B.L. Henke, E.M. Gullikson, and J.C. Davis. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 54(2):181–342, July 1993.

Index

- χ^2 -Fit, 99
- Bandlücke, 11
- Clear, 35
- CTI, 67
- DEPFET, 10, 11
- Designvarianten, 19
- Differenzielle Auslese, 105
- Eintrittsfenster, 111
- Fanorauschen, 12
- Gain
 - g_q , 42
 - gleitender Mittelwert, 97
- int. Gate Potenzial, 39
- Löschvorgang, 17
- Lucky Imaging, 109
- lucky imaging, 109
- Matrixdetektor, 18
- maximum-likelihood, 99
- Molekularbiologie, 109
- Multiplexer, 28
- Phononen, 11
- Photoeffekt, 11
- Quantenoptik, 110
- Quasilineare RNDR, 108
- Röntgenspektroskopie, 40, 110
- Rückseitenstrom, 45
- Rauschen, ENC, 51
- RNDR
 - Ping-Pong, 54
- Running average, 98
- Seitwärtsverarmung, 13
- sideward depletion, 13
- Signal/Noise, 71
- SPIX-Board, 25
- Steuersoftware, 30
- Stoß-Ionisation, 48
- Strahlung, Wechselwirkung, 11
- Stromauslese, 28
- Traps, 67
- Weighting Function, 93
- Zeitauflösung, 96