

**Untersuchungen zur Verbesserung
der Strahlenhärté von CMOS-Sensoren
zum Einsatz in Vertexdetektoren
von Schwerionenexperimenten**

**Studies to improve the radiation hardness
of CMOS-sensors in the application for
vertex detectors of heavy-ion experiments**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt am Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Dennis Doering
aus Frankfurt am Main

Frankfurt 2014

(D 30)

vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. R. Reifarth
Gutachter: Prof. Dr. J. Stroth, Prof. Dr. C. Blume
Abgabe der Dissertation: 08. Dezember 2014
Datum der Disputation: 31. März 2015

Kurzfassung: Untersuchungen zur Verbesserung der Strahlenhärte von CMOS-Sensoren zum Einsatz in Vertexdetektoren von Schwerionenexperimenten

Eine der vier Grundkräfte der Physik ist die starke Wechselwirkung zwischen den kleinsten bekannten Grundbausteinen, den Quarks. Die Theorie zur starken Wechselwirkung beschreibt die Quantenchromodynamik (QCD). Einen experimentellen Zugang zu ihrer Prüfung bietet ein in Schwerionenkollisionen erzeugbarer Feuerball stark wechselwirkender Materie. In diesem Kontext erwartet man insbesondere von der Charm-Produktion aus der frühen Phase der Kollision weiterführende Erkenntnisse über die Physik stark wechselwirkender Materie. Hierzu erforderlich: neue Technologien zur Detektion von D-Hadronen. Deswegen setzt die kommende Generation von Experimenten unter anderem auf Vertexdetektoren. Nah am primären Kollisionsvertex positioniert, können sie D-Hadronen über die Rekonstruktion ihrer sekundären Zerfallsvertices identifizieren.

Das Compressed Baryonic Matter Experiment (CBM) an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR ist eines dieser Experimente zur Untersuchung der Eigenschaften von Kernmaterie in Schwerionenkollisionen. Im Energiebereich des Experiments zwischen 4 und 40 AGeV wird Simulationen zufolge Kernmaterie auf das bis zu zehnfache normaler Kernmateriedichte komprimiert, wobei man Energiedichten von einigen GeV/fm³ erwartet. Dadurch soll das QCD-Phasendiagramm unter den Bedingungen moderater Temperatur wie auch hoher Netto-Baryonendichte erforscht werden. Man will zunächst mit niedriger Strahlenergie am SIS-100-Beschleuniger beginnen und anschließend die Untersuchungen mit höherer Strahlenergie am SIS-300-Beschleuniger vervollständigen.

In diesem Zusammenhang soll eine D-Mesonenstudie durchgeführt werden. Sie erfordert sowohl eine präzise Sekundärvertexauflösung von $\sim 50 \mu\text{m}$ als auch eine hinreichende Ratenfestigkeit, um eine Messstatistik von 10k D-Mesonen in einem übersichtlichen Zeitraum zu erreichen. Daraus ergeben sich insbesondere Anforderungen an die im Vertexdetektor eingesetzten Sensoren eines Materialbudgets von 0,05% X_0 , einer Ortsauflösung von 5 μm , einer Strahlenhärt von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ wie auch einigen Mrad sowie einer Zeitauflösung von 30 μs .

So erreichen CMOS Monolithic Active Pixel Sensoren (MAPS) die erforderliche Vertexauflösung aufgrund ihrer geringen Dicke von 50 μm und guten Ortsauflösung von 1 bis 5 μm . Allerdings limitierte ihre moderate Zeitauflösung (100 μs) und Strahlenhärt ($10^{12} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und bis zu einigen hundert krad) in diesem Kontext die Ratenfestigkeit. Alternative Technologien, wie beispielsweise Hybridpixel, die unter anderem für das ATLAS-Experiment am LHC-Beschleuniger entwickelt wurden, erreichen zwar die erforderliche Zeitauflösung und Strahlenhärt, aber ihre Ortsauflösung und Dicke kann aufgrund der notwendigen elektrischen Kontaktierung nicht entscheidend verbessert werden. Diese Begrenzung entfällt in den monolithischen MAPS. Zusätzlich kann man sie in der Massenproduktion kostengünstig herstellen.

Daraus resultierend werden MAPS in einem gemeinsamen F&E-Projekt von IKF Frankfurt und IPHC Straßburg für die Anwendung im Vertexdetektor von CBM weiterentwickelt. Man entwirft einen Sensor, der diesen Kombinationsanforderungen gewachsen ist. Hierzu wurde die vorliegende Dissertation zur Verbesserung der Strahlenhärt von CMOS-Sensoren erarbeitet. Dahingehend erfolgen hier Untersuchungen zur Anwendung der Sensoren in Vertexdetektoren im Rahmen von Schwerionenexperimenten.

B

Die Mechanismen der Strahlenhärté von MAPS wurden bereits im Vorfeld dieser Arbeit untersucht. Man geht davon aus, dass die Epitaxieschicht das aktive Volumen eines MAPS darstellt. Festgestellt wurde zugleich, dass die langsame Sammlung von Signalladung mittels thermischer Diffusion einen Schwachpunkt des Sensorkonzepts ergibt. Wenn die Kristallstruktur des aktiven Volumens des Sensors allerdings durch Strahlenschäden beschädigt wird, dann reduziert sich die mittlere Lebenserwartung der Signalelektronen, denn die Elektronen rekombinieren, sodass sie nicht gesammelt und nicht zur Signalbildung verwendet werden können. Dadurch sinkt die Signalamplitude so lange, bis der Sensor schließlich keine Teilchen mehr nachweisen kann. Doch hinsichtlich der Strahlenhärté kann die Ladungssammlungszeit beschleunigt werden, indem man die Diffusionspfade verkürzt. Bislang erreichen Sensoren auf der Basis von handelsüblichen niedrigohmigen CMOS-Wafern lediglich eine Strahlenhärté von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, wenn die Größe der Pixel auf $10 \mu\text{m}$ reduziert wird. Die Konstruktion solcher Pixel lässt sich erfahrungsgemäß realisieren, insoweit externe Schaltkreise und Filter zur Datenaufbereitung eingesetzt werden. Allerdings muss für eine hinreichend schnelle Auslese des Detektors ein Teil dieser Filter in das Pixel integriert werden, wozu man eine deutlich größere Pixelfläche benötigt. Dennoch gelang es vor der Ausarbeitung dieser Studie nicht, eine hinreichend schnelle Detektorauslese mit einer hinreichenden Strahlenhärté als Sensoreigenschaft zusammenzubringen.

Infolge der industriellen Entwicklungen, die primär auf der Verfügbarkeit hochohmiger CMOS-Wafer basieren, wurde es möglich, das aktive Volumen der MAPS durch eine hochohmige Epitaxieschicht teilweise zu verarmen. So erwartete man, dass durch diesen Schritt die Ladungssammlung beschleunigt und damit die Strahlenhärté des Sensors erhöht werden kann.

Zur Klärung dieser Frage- und Zielvorstellung wurde im Rahmen dieser Studie erst der vollintegrierte Sensor MIMOSA-26-AHR auf einem hochohmigen Wafer produziert und auf seine Strahlenhärté hin evaluiert. Die vorliegende Studie zeigt, dass mittels einer hochohmigen Epitaxieschicht und einer Beschleunigung der Ladungssammlung trotz einer Pixelgröße von $18,4 \mu\text{m}$ nun das Strahlenhärtéziel von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ erreicht wird. Eine ausreichende ionisierende Strahlenhärté wird jedoch verfehlt.

Auf dieser Technologie beruhende Sensoren erfüllen indes die Anforderungen des Heavy-Flavor-Trackers des STAR-Experiments und kommen seit 2014 in diesem Experiment zum Einsatz. Darüber hinaus hat die vorliegende Studie auch den Zusammenhang zwischen Pixelgröße und Strahlenhärté in Sensoren mit hochohmiger Epitaxieschicht untersucht. Hieraus resultierend kommt in den Blick, dass jetzt eine bessere Strahlenhärté erreicht wird. Im Vergleich zu den früheren niedrigohmigen Sensoren kann man nun von einer höherwertigen Größenordnung ausgehen von bis zu $\gtrsim 3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$.

Daran anknüpfend wurde in dieser Studie die weitere Verbesserung der Zeitauflösung und der ionisierenden Strahlenhärté zur Anwendung im Vertexdetektor von CBM untersucht. Demnach wird hier auch nachgewiesen, dass die seit 2011 verfügbaren (in einem $0,18 \mu\text{m}$ -CMOS-Prozess hergestellten) Sensoren aufgrund ihrer kleineren Strukturgröße geeignet sind, die geforderte ionisierende Strahlenhärté zu erreichen. Ein erster Prototypsensor konnte selbst nach 10 Mrad mit einem ausreichenden Signal-Rauschverhältnis betrieben werden.

Als Fazit dieser Studie lässt sich darlegen, dass zum einen die nicht-ionisierende und zum anderen die ionisierende Strahlenhärté um mehr als eine Größenordnung verbessert werden kann, wenn man eine hochohmige Epitaxieschicht und eine Strukturgröße von $0,18 \mu\text{m}$ in einem Sensor kombiniert. Mittels dieser Features ist das Designziel des Vertexdetektorsensors von CBM erfüllt.

Abstract: Studies to improve the radiation hardness of CMOS-sensors in the application for vertex detectors of heavy-ion experiments

One of the four fundamental interactions of nature is the strong interaction, the mechanism responsible for the strong force between the smallest elementary particles, the quarks. The so far best describing theory is the Quantum Chromo Dynamics (QCD). Experimental access to validate it provides the fireball of strongly interacting matter, generated by heavy-ion collisions. Charm production in the early phase of the collision may be an interesting probe for the physics of the strongly interacting matter. To detect charm-containing D-hadrons, one has to develop and establish new technologies. The newest generation of experiments wants to use among others vertex detectors close to the target to identify D-hadrons via their secondary decay vertex. One of these experiments is the Compressed Baryonic Matter Experiment (CBM) to be installed at the future accelerator facility FAIR. It aims in studying the region of the QCD phase diagram with the highest net-baryon densities reached in heavy ion collisions in the energy range between 4 and 40 AGeV. In this energy range, nuclear matter is compressed to ten times saturation density achieving energy densities of a few GeV/fm³. The experiment will be started with the lower beam energy of the SIS-100 accelerator and later complemented with the higher beam energies of the SIS-300 accelerator.

A D-meson study requires detectors with precise secondary vertex resolution of about 50 µm operating in high collision rates to accumulate 10k D-mesons in an acceptable time frame. This results in requirements of a material budget of 0.05% X₀, a spatial resolution of 5 µm, a radiation hardness of 10¹³ n_{eq}/cm² and a few hundred krad as well as a time resolution of 30 µs. CMOS Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) feature a thickness of 50 µm and a spatial resolution of 1 to 5 µm providing the required vertex resolution. However, their moderate time resolution of 100 µs and radiation hardness of 10¹² n_{eq}/cm² and a few hundred krad limit their rate capability. Hybrid pixels, developed e.g. for the ATLAS experiment at the LHC accelerator, provide the radiation hardness and time resolution. However their spatial resolution and material budget cannot be substantially improved due to the required bump bonding. This obstacle vanishes in the monolithic MAPS. In addition, mass production of MAPS is cost-saving due to the availability of commercial production lines.

Based on these arguments MAPS are chosen for vertex detectors and therefore are being developed in a joint R&D project of IKF Frankfurt and IPHC Strasbourg. The aim is to develop a sensor, which combines all requirements. In this context, the topic of the thesis is declared:

Studies to improve the radiation hardness of MAPS to be used in the first CBM vertex detector.

In the past, CMOS-sensors were found to be relatively vulnerable to non-ionizing radiation, because the sensors collect the signal charge via the relatively slow thermal diffusion. Generated signal electrons are diffusing around until they are collected by one of the diodes, amplified

D

generating an analog or even digital signal at the pixel output. As the bulk damage caused by non-ionizing radiation reduces the lifetime of free electrons in silicon, it increases the probability that the signal charge is lost because of recombination. This may be compensated by an accelerated charge collection, which may be reached by reducing the pixel pitch and, accordingly, the diffusion path of the electrons. However, this solution is not satisfactory as the smaller pixel pitch requires a higher number of pixels per surface unit, which translates into higher power consumption and/or slower readout of the sensor. That is why these requirements seemed not to be compatible.

The alternative and most natural way to accelerate the charge collection is to deplete the sensors. This approach has been hampered by the high doping concentration found in the epitaxial layers of standard CMOS-process since the doping level limits the depletion depth within reach of the low voltages in those processes ($\lesssim 5$ V) to a fraction of a micrometer. However, this obstacle vanished recently as a new industrial trend made CMOS-processes with a dedicated high-resistivity epitaxial layer commercially available.

To evaluate the radiation hardness of a high-resistivity epitaxial layer, the MIMOSA-26-sensor was refabricated in that new process. It could be shown that the high-resistivity epitaxial layer is beneficial and the non-ionizing radiation hardness requirement of $10^{13} n_{eq}/cm^2$ can be achieved, despite of a pixel pitch of $18.4 \mu m$. However, the ionizing radiation hardness of these column parallel sensor is limited to a few hundred krad and is therefore not sufficient (appendix A.2). However, this new technology fulfill the requirements of the Heavy Flavor Tracker of the STAR experiment. Since 2014, first MAPS are operating in the vertex detector of a heavy-ion experiment.

The radiation hardness dependence on the pixel pitch was addressed again for the high-resistivity epitaxial layer. The radiation hardness of the evaluated high-resistivity prototype sensors exceeds the one known from conventional sensors by more than one order of magnitude. A radiation hardness of up to $\gtrsim 3 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$ could be proven (appendix A.3).

For the use in CBM, the time resolution and ionizing radiation hardness have to be improved. It could be shown, that in 2011 coming available $0.18 \mu m$ CMOS process can help due to its outstanding features of a smaller feature size, multiple metal lines and quadruple wells. First tested prototypes show a sufficient signal-to-noise ratio even after an ionizing radiation dose of 10 Mrad (appendix A.4).

In conclusion, the use of a high-resistivity epitaxial layer in a $0.18 \mu m$ -process allows to improve both, the ionizing and non-ionizing radiation hardness of MAPS by more than one order of magnitude. A CMOS-MAPS combining that features allows for matching the requirements of the first vertex detectors of CBM.

In chapter A four papers are attached to report the two main pillars of this thesis.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
Abkürzungsverzeichnis	v
Abbildungsverzeichnis	ix
Tabellenverzeichnis	xiii
1 Einleitung	1
1.1 Theoretische Grundlagen	1
1.1.1 Das Phasendiagramm der starken Wechselwirkung	2
1.1.2 Das MIT-Bag-Modell	3
1.1.3 Phasenübergänge im Bag-Modell	4
1.1.3.1 Hohe Temperatur	4
1.1.3.2 Hohe Nettobaryonendichte	6
1.1.4 Experimenteller Zugang	7
1.2 Charm-Produktion als Sonde	7
1.3 Messung von D-Hadronen in Schwerionenkollisionen	9
1.4 Wahl des Sensors	10
1.5 Dileptonenphysik	13
1.6 Stand der Forschung	14
1.7 Ziel dieser Arbeit	14
1.8 Ansatz dieser Arbeit	14
1.9 Struktur dieser Arbeit	16
2 CMOS Monolithic Active Pixel Sensoren	17
2.1 Aktive Volumen	17
2.2 Vorverstärker	19
2.3 Signalaufbereitung zum CDS-Signal	22
2.3.1 Signalaufbereitung im Fall eines 3T-Pixels	22
2.3.2 Signalaufbereitung im Fall eines SB-Pixels	24

3 Strahlenschäden	31
3.1 Oberflächenschäden	31
3.2 Volumenschäden	34
3.3 Thermische Ausheilung	37
3.3.1 Ausheilung von Volumenschäden	37
3.3.2 Ausheilung von Oberflächenschäden	39
3.4 Bekannte Strahlenschäden an MAPS	40
3.4.1 Oberflächenschäden	40
3.4.2 Volumenschäden	44
3.4.3 Wechselwirkung von Oberflächen- und Volumenschäden	47
3.4.4 Random Telegraph Signal	47
3.4.4.1 Random Telegraph Signal in der Sammeldiode	49
3.4.4.2 Random Telegraph Signal in Transistoren	50
4 Methoden zur Strahlenhärteuntersuchung	53
4.1 Standardverfahren zur Strahlenhärteuntersuchung	53
4.1.1 Experimenteller Aufbau	53
4.1.1.1 Auslesesystem	54
4.1.1.2 Aufbau des Kühlsystems	55
4.1.1.3 Kühlstrategien	55
4.1.1.4 Ausheilstrategie	57
4.1.1.5 Radioaktive Quellen	57
4.1.2 Observablen	58
4.1.2.1 Dunkelsignal und Leckstrom	58
4.1.2.2 Äquivalente Rauschladung	60
4.1.2.3 Fehltreffer	61
4.1.2.4 Photonenkonversion	62
4.1.2.4.1 Fe-55-Quelle	62
4.1.2.4.2 Cd-109-Quelle	62
4.1.2.5 Cluster	62
4.1.2.6 Ladungsverteilung	64
4.1.2.7 Kalibrierung	66
4.1.2.8 Detektionseffizienz	67
4.2 Weiterentwickelte Methoden	67
4.2.1 Modifizierter Messstand	67
4.2.1.1 PXI-System	67
4.2.1.2 Erweiterung des Kühlsystems	68
4.2.1.3 Automatische Datenaufnahme	68
4.2.1.4 Temperaturmessung mittels Wärmebildkamera	70
4.2.1.5 Radioaktive Quellen	71
4.2.1.5.1 Betaquellen	72
4.2.2 Erweiterung der Observablen	74
4.2.2.1 99%-Rauschen	74

4.2.2.2	Selektion von Diodentreffern	75
4.2.2.3	Volumenanteile der Ladungssammlung	76
4.2.2.4	Signalantwort beim Nachweis von Betateilchen	77
4.2.2.5	Signal-Rausch-Verhältnis	79
4.2.3	Rechteckige Pixel	79
5	Hochohmige CMOS-Sensoren	81
5.1	MAPS mit hochohmiger Epitaxieschicht	81
5.1.1	Ladungssammlung des Seed-Pixels	84
5.1.2	Cluster-Größe	87
5.1.3	Signalantwort beim Nachweis von Betateilchen	88
5.1.4	Äquivalente Rauschladung	89
5.1.5	Zusammenfassung	89
5.2	Strahlenhärt e gegenüber nicht-ionisierender Strahlung	90
5.2.1	Erster Betrieb der bestrahlten Sensoren	91
5.2.1.1	Beobachtung	91
5.2.1.2	Interpretation als Effekt des Leckstroms	93
5.2.1.3	Verringerung des Leckstroms	93
5.2.1.3.1	Thermische Ausheilung	94
5.2.1.3.2	Kühlen	95
5.2.2	Parasitäre Oberflächenschäden	97
5.2.3	Betrieb eines mit $3e14n/cm^2$ bestrahlten HR-Sensors	99
5.2.3.1	Äquivalente Rauschladung	99
5.2.3.2	Signalantwort beim Nachweis von Photonen	99
5.2.3.3	Signalantwort beim Nachweis von Betateilchen	100
5.2.3.4	Interpretation	101
5.2.3.5	Signal-Rausch-Verhältnis	102
5.2.4	Einfluss der Pixelgröße	102
5.2.4.1	Signalantwort beim Nachweis von Photonen	103
5.2.4.2	Signalantwort beim Nachweis von Betateilchen	105
5.2.4.3	Signal-Rausch-Verhältnis	106
5.2.4.3.1	Nicht-ionisierende Strahlenhärt e	107
5.2.4.3.2	Moderate Kühlung	107
5.2.4.4	Zusammenfassung	108
5.2.5	Epitaxieschichtdicke	108
5.2.6	Vergleich der Rauschladung für bestrahlte HR- und LR-Sensoren	109
5.2.7	Pixel mit einer Pixelgröße von bis zu $80 \mu m$	110
5.2.7.1	Äquivalente Rauschladung von MIMOSA-29	110
5.2.7.2	Signalamplitude	111
5.2.7.3	Mehrfache Dioden	111
5.2.7.4	Ladungssammlung in einer vier Diodengeometrie	112
5.2.7.5	Einfluss des Seitenverhältnisses rechteckiger Pixel	114
5.2.7.6	Von der Pixelgröße abhängige Strahlenhärt e	115

5.3	Strahlenhärt e eines vollintegrierten Sensors	116
5.3.1	Signalantwort beim Nachweis von Photonen	116
5.3.2	Fehltrefferrate	116
5.3.3	MIMOSA-26-AHR im Strahltest	119
5.3.4	Strahlenhärt e gegenüber ionisierender Strahlung	120
5.3.5	Einsatzmöglichkeiten	121
5.4	Zusammenfassung	123
6	CMOS-Sensoren im 0,18 µm Prozess	127
6.1	Optimierung des Layouts	130
6.1.1	Einfluss des Transistorlayouts	131
6.1.2	Einfluss der Diodenoberfläche	134
6.1.3	Tiefe P-Senke	136
6.2	Strahlenhärt e gegenüber ionisierender Strahlung	137
6.3	Strahltest	140
6.4	Zusammenfassung	141
7	Zusammenfassung	143
A	Publizierte Artikel	149
A.1	Annealing studies on X-ray and neutron irradiated CMOS MAPS	150
A.2	Radiation tolerance of a column parallel CMOS sensor with high resistivity epitaxial layer	154
A.3	Pitch dependence of the tolerance of CMOS MAPS to non-ionizing radiation .	166
A.4	Noise performance and ionizing radiation tolerance of CMOS MAPS using the 0,18 µm CMOS process	170
	Literaturverzeichnis	179

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog to Digital Converter, arbiträre Einheit
ADU	Analog to Digital Unit, arbiträre Einheit
ALICE	A Large Ion Collider Experiment , Schwerionenexperiment am LHC
ALPIDE	Alice Pixel Detector , ambitioniertes Sensorkonzept mit In-Pixelauslese
AMS-0,35	Austria Micro Systems , CMOS-Prozess mit einer Strukturgröße von 0,35 µm
AROM	Accelerated Read-Out MIMOSA , Sensorkonzept mit In-Pixeldiskriminatoren
ASTRAL	AROM Sensor for the Inner Tracker of ALICE
ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus , Experiment am LHC
Au	Aurum , Gold, in Kollisionen verwendetes Schwerion
BNL	Brookhaven National Laboratory , Forschungseinrichtung auf Long Island, USA
β	Beta -Teilchen, ein Elektron oder Positron aus einem radioaktiven Zerfall
CBM	Compressed Baryonic Matter Experiment , zukünftiges Schwerionenexperiment an der Forschungseinrichtung FAIR
CCE	Charge Collection Efficiency , Ladungssammlungseffizienz
Cd-109	Cadmium -Isotop mit einer Massenzahl von 109 , radioaktiv, emittiert γ
CDS	Correlated Double Sampling
CDS-Signal	Signal nach Anwendung des CDS -Algorithmus aus Differenzbildung von F0 und F1
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire , Forschungseinrichtung in Genf, Schweiz
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
CMS	Compact Muon Solenoid , Experiment am LHC
Co-60	Cobalt -Isotop mit einer Massenzahl von 60 , radioaktiv, emittiert γ einer Energie von 1,17 MeV und 1,33 MeV
C++	Eine Programmiersprache
DLTS	Deep Level Transient Spectroscopy , Methode zur Analyse von Defektarten in Silizium
D-Meson	Open-Charm-Teilchen, bestehend aus einem Charm-Quark und einem leichten Up-Quark oder Down-Quark
D-Hadron	Open-Charm-Teilchen, umfasst neben den D-Mesonen auch das Charm beinhaltende Baryon λ_c
DUT	Device Under Test , zu testender Sensor/Detektor
ELT	Enclosed Transistor Layout , Transistor mit einem strahlenharten Design
ENC	Equivalent Noise Charge , äquivalente Rauschladung

FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research, zukünftige Erweiterung der Forschungseinrichtung GSI
F&E	Forschung & Entwicklung
FPGA	Field Programmable Gate Array, ein integrierter Schaltkreis, in den eine logische Schaltung programmiert werden kann
F0	Frame 0, die erste Messung für CDS
F1	Frame 1, die zweite Messung für CDS
Fe-55	Ferrum-(Eisen)-Isotop mit einer Massenzahl von 55, radioaktiv, emittiert γ
FPN	Fixed-Pattern-Noise, Rauschbeitrag aufgrund der Pixel-zu-Pixel-Dispersion
FSBB	Full-Scale-Building-Block, Erster vollintegrierter Prototypsensor im TOWER-0,18-Prozess, drei FSBB sollen einen MIMOSIS ergeben.
γ	Gamma-Photon, ein Photon aus einem radioaktiven Zerfall
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung, Forschungseinrichtung in der Nähe von Darmstadt, Deutschland
HFT	Heavy Flavor Tracker, Vertexdetektor von STAR
HR	High-Resistivity, hochohmige Epitaxieschicht
HR-Sensor	High-Resistivity-Sensor, Sensor mit einer hochohmigen Epitaxieschicht
HR-10	High-Resistivity-Sensor mit einer Pixelgröße von 10 μm , MIMOSA-18-AHR-A0 & A3
HR-12,5	High-Resistivity-Sensor mit einer Pixelgröße von 12,5 μm , MIMOSA-18-AHR-A1
HR-25	High-Resistivity-Sensor mit einer Pixelgröße von 25 μm , MIMOSA-18-AHR-A2
HR-10 μm	High-Resistivity-Sensor mit einer Epitaxieschichtdicke von 10 μm , MIMOSA-26-AHR
HR-15 μm	High-Resistivity-Sensor mit einer Epitaxieschichtdicke von 15 μm , MIMOSA-26-AHR
HSD	Hadron String Dynamics Model, Transportmodell
IKF	Institut für Kernphysik Frankfurt
IPHC	Institut Pluridisciplinaire Hubert CURIEN Straßburg
ITS	Inner Tracking System, Vertexdetektor von ALICE
JTAG	Joint Test Action Group, Standard für das Testen und Debuggen integrierter Schaltungen
LHC	Large Hadron Collider, Beschleuniger am CERN
LR	Low-Resistivity, niedrigohmige Epitaxieschicht
LR-Sensor	Low-Resistivity-Sensor, Sensor mit einer niedrigohmigen Epitaxieschicht
LR-10	Low-Resistivity-Sensor mit einer Pixelgröße von 10 μm , MIMOSA-18-AHR-A0 & A3 sowie MIMOSA-18
LR-14 μm	Low-Resistivity-Sensor mit einer Epitaxieschichtdicke von 14 μm , MIMOSA-26
MABS	MAPS Automatisation Bot System, Software zur Automatisierung des Messstands
MAPS	Monolithic Active Pixel Sensor
MIMOSA	Minimum Ionizing Particle MOS Active Pixel Sensor, MAPS, die am IPHC Straßburg entwickelt werden

Mi-XX	Kurzform von MIMOSA-XX , wobei XX für die Generationsnummer steht, z.B. Mi-32ter für MIMOSA-32-ter
MIMOSA-2	MIMOSA zum Studium der ionisierenden Strahlenhärté
MIMOSA-9	MIMOSA zum Studium der nicht-ionisierenden Strahlenhärté in Abhängigkeit der Pixelgröße
MIMOSA-11	MIMOSA zum Studium der ionisierenden Strahlenhärté
MIMOSA-15	MIMOSA zum Studium der nicht-ionisierenden und ionisierenden Strahlenhärté
MIMOSA-18	Niedrigohmiger MIMOSA mit einer sehr kleinen Pixelgröße von $10 \mu\text{m}$
MIMOSA-18-AHR	MIMOSA zur Evaluation der nicht-ionisierenden Strahlenhärté von hochohmigen Sensoren in Abhängigkeit der Pixelgröße, evaluiert in dieser Arbeit
MIMOSA-19	MIMOSA mit großen Dioden, verwendet in der Ausheilstudie [Doe10, Doe11]
MIMOSA-22	Prototypsensor zu MIMOSA-26
MIMOSA-22-THR	MIMOSA-22 ähnlich, nun allerdings im TOWER-Prozess
MIMOSA-26	Erster vollintegrierte MIMOSA, verwendet u.a. im MVD-Prototypen und in Strahlteleskopern
MIMOSA-26-AHR	MIMOSA-26 mit hochohmiger Epitaxieschicht, evaluiert in dieser Arbeit
MIMOSA-29	MIMOSA mit großen Pixeln bis $80 \mu\text{m}$, evaluiert in dieser Arbeit
MIMOSA-32	Erster MIMOSA im TOWER-Prozess, evaluiert in dieser Arbeit
MIMOSA-32-ter	Weiterer MIMOSA im TOWER-Prozess zur Evaluation von Transistorlayouts, evaluiert in dieser Arbeit
MIMOSA-34	MIMOSA im TOWER-Prozess zum Studium der Pixelgröße, evaluiert in dieser Arbeit
MIMOSIS	MIMOSA für CBM am SIS -Beschleuniger, MIMOSA für den Vertexdetektor von CBM
MIP	Minimal Ionizing Particle , minimal, ionisierendes Teilchen, hypothetisches Teilchen mit dem geringsten Energieverlust in Materie, experimentell werden für MIPs hochenergetische Pionen verwendet
MISTRAL	MIMOSA Sensor for the Inner Tracker of ALICE , MIMOSA für den Vertexdetektor von ALICE
MIT	Massachusetts Institute of Technology , USA
MPV	Most Probable Value , Bin mit dem größten Eintrag, hier bezogen auf eine Landauverteilung
MVD	Mikrovertexdetektor , Vertexdetektor von CBM
NA61/SHINE	SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment , Experiment am SPS
NIEL	Non Ionizing Energy Loss , Modell zur Beschreibung nicht-ionisierender Strahlenschäden
NMOS	N-Channel-Metal-Oxide-Semiconductor Transistor , Feldeffekttransistor
PC	Personal Computer , handelsüblicher Rechner
PCB	Printed Circuit Board , eine Leiterplatine
PHENIX	Pioneering High Energy Nuclear Interactions Experiment , Experiment am RHIC

PMOS	P-Channel-Metal-Oxide-Semiconductor Transistor, Feldeffekttransistor
P-Senke	P-Well, p-dotierte Schicht über der Epitaxieschicht, in der die N-Implantationen der Dioden eingebettet sind
PT-100	Platintemperatursensor mit einem Nennwiderstand $R_0 = 100 \Omega$
PXI	PCI eXtensions for Instrumentation, ein Standard für Mess- und Automatisierungstechnik auf der Basis der Schnittstelle PCI
Raspberry Pi	Ein kleiner Einplatinencomputer, kann in speziellen Fällen einen PC ersetzen
ROOT	Ein Objekt orientiertes Datenanalyse-Framework
RTS	Random-Telegraph-Signal
Ru-106	Ruthenium-Isotop mit einer Massenzahl von 106 , radioaktiv, emittiert Elektronen
QCD	Quantenchromodynamik, Feldtheorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung
QGP	Quark-Gluonen-Plasma, Zustand, in dem das Confinement aufgehoben ist
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider, Beschleuniger am BNL
SB	Self-Bias Diode, Nachladediode im Vorverstärker
SB-Pixel	Self-Bias Pixel, Vorverstärkerlayout eines MAPS-Pixels
SF	Source-Follower-Transistor, Transistor im Vorverstärker
SHM	Statistical Hadronization Model, Transportmodell
SIS-18	Schwerionensynchrotron, Beschleuniger an der GSI mit der magnetischen Steifigkeit von 18 Tm
SIS-100	Schwerionensynchrotron, Beschleuniger an FAIR mit der magnetischen Steifigkeit von 100 Tm
SIS-300	Schwerionensynchrotron, Beschleuniger an FAIR mit der magnetischen Steifigkeit von 300 Tm
S/N	Signal-Noise-Ratio, Signal-Rausch-Verhältnis
SPS	Super Proton Synchrotron, Beschleuniger am CERN
Sr-90	Strontium-Isotop mit einer Massenzahl von 90 , radioaktiv, emittiert Elektronen
STAR	Solenoidal Tracker At RHIC, Experiment am RHIC
TID	Total Ionizing Dose, ionisierende Strahlendosis
TOWER-0,18	CMOS-Prozess vom Hersteller Tower-Jazz mit einer Strukturgröße von 0,18 μm
TRIGA	Training, Research, Isotopes, General Atomic, Forschungsreaktor zur Neutronenbestrahlung, hier im Jožef Stefan Institut, Slowenien
TSC	Thermally Stimulated Current, Methode zur Analyse von Defektarten in Silizium
ULTIMATE	MIMOSA für den Vertexdetektor von STAR
USA	United States of America, Vereinigte Staaten von Amerika
USB	Universal Serial Bus, ein Datenübertragungsschnittstelle
1/f	1/f-Rauschen, Frequenzabhängiges Rauschen, auf RTS zurückzuführen
3T	3-Transistor, einfacher Vorverstärker aus drei Transistoren
3T-Pixel	3-Transistor Pixel, Standardpixel

Abbildungsverzeichnis

1.1	Confinement der Quarks	2
1.2	Phasendiagramm der starken Wechselwirkung	3
1.3	Charm-Produktion als Sonde	8
1.4	Vereinfachte Geometrie eines Vertexdetektors aus zwei Stationen	10
1.5	Unterschiedliche Szenarien der sekundären Vertextauflösung	11
2.1	Aufbau eines MAPS	19
2.2	Schaltbild eines 3T-Pixels und eines SB-Pixels	20
2.3	Auslese einer Pixelmatrix	21
2.4	Auslesesignale eines Pixels	22
2.5	Messzyklus im Fall des 3T-Pixels	25
2.6	Messzyklus im Fall des SB-Pixels (kontinuierlich)	26
2.7	Messzyklus im Fall des SB-Pixels (diskret)	27
2.8	Messzyklus im Fall des SB-Pixels mit hohen Leckströmen	28
3.1	Funktionsweise eines Feldeffekttransistors	32
3.2	Lineares Transistorlayout und abgeschlossenes Transistorlayout	33
3.3	Defekterzeugung entlang einer Teilchenspur	35
3.4	Schadenswirkungsquerschnitt $D(E)$ als Funktion der Teilchenenergie	36
3.5	Ausheilmechanismen Defektmigration, Komplexbildung und Komplexzerfall	38
3.6	Ausheilung von Oberflächenschäden	40
3.7	Änderungen der Leistungsdaten eines MAPS nach Röntgenbestrahlung	41
3.8	Verbesserung des Designs für strahlenhärtere Pixel	42
3.9	Effekt von dünnen Oxidschichten und Schutzringen auf die Rauschladung	43
3.10	Einfluss der Integrationszeit auf die Rauschladung	44
3.11	Verringerung des Leckstroms durch thermische Ausheilung	44
3.12	Antwortfunktion von MIMOSA-2 auf Photonen nach Röntgenbestrahlung	45
3.13	Änderungen der Leistungsdaten eines MAPS nach Neutronenbestrahlung	46
3.14	Random Telegraph Signal	48
3.15	Signalrekonstruktion mit RTS bei SB-Pixeln	51
3.16	RTS-Signatur	52
3.17	Rauschen aufgrund von RTS als Funktion der SF-Transistor-Gate-Größe	52

4.1	Verwendete Hardware zur Datenaufnahme (USB-System)	54
4.2	Temperaturhistorie	57
4.3	Quellenhalterung der Photonquellen	58
4.4	CDS-Signal eines 3T-Pixels mit Signalladung	59
4.5	Dunkelsignal eines 3T-Pixels	59
4.6	Verteilung des Leckstroms und der Rauschladung	60
4.7	Antwortfunktion auf Photonen einer Fe-55-Quelle und Cd-109-Quelle	63
4.8	Summierte Ladungsverteilung eines Clusters	63
4.9	Antwortfunktion auf Photonen eines Fe-55-Strahlers	64
4.10	Antwortfunktion auf Photonen eines Fe-55-Strahlers (Cluster)	64
4.11	Verwendete Hardware zur Datenaufnahme (PXI-System)	67
4.12	Wärmebild eines Chips	72
4.13	Temperatur des Chips und Metallblocks	73
4.14	Quellenhalterung der Betaquellen	73
4.15	99%-Rauschen	74
4.16	Extraktion des Photopeaks	75
4.17	Einteilung der Antwortfunktion in die Regionen $V_<$, $V_>$ und $V_{100\%}$	75
4.18	Vergleich der Antwortfunktion auf β -Teilchen einer Ru-106- und Sr-90-Quelle	77
4.19	Vergleich einer rechteckigen Pixelgeometrie mit einer quadratischen Geometrie	80
5.1	Strahlenhärtigkeit niedrigohmiger Sensoren als Funktion der Pixelgröße	82
5.2	Größe der Verarmungszone	82
5.3	TCAD-Simulation einer niedrig- und hochohmigen Epitaxieschicht	83
5.4	Photopeak eines LR-Sensors und HR-Sensors	84
5.5	Antwortfunktion eines niedrig- und hochohmigen MIMOSA-18-AHR	85
5.6	Antwortfunktion eines niedrig- und hochohmigen MIMOSA-26-AHR	85
5.7	Anteil der Zonen am aktiven Volumen	86
5.8	Cluster-Gestalt eines LR-Sensors und HR-Sensors	88
5.9	Nicht summierte Ladung der Pixel eines Clusters	88
5.10	Antwortfunktion des gesamten Clusters	89
5.11	Antwortfunktion auf β -Teilchen eines MIMOSA-18-AHR	89
5.12	Rauschladung eines LR-Sensors und HR-Sensors	90
5.13	Antwortfunktion eines MIMOSA-18-AHR bis zu einer Dosis von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$	91
5.14	Rauschladung als Funktion der Bestrahlungsdosis (Volumenschäden)	91
5.15	Antwortfunktion auf β -Teilchen eines bestrahlten MIMOSA-18-AHR	92
5.16	Rauschladung nach Co-60-Bestrahlung	92
5.17	Antwortfunktion auf Photonen nach Co-60-Bestrahlung	93
5.18	Teilweise Wiederherstellung der Antwortfunktion durch thermische Ausheilung	93
5.19	Rauschladung als Funktion der Ausheilzeit bei $T = +80^\circ\text{C}$ (Co-60-Bestrahlung)	94
5.20	Rauschladung als Funktion der Ausheilzeit bei $T = +80^\circ\text{C}$ (Volumenschäden)	94
5.21	Rauschladung als Funktion der Temperatur in Abhängigkeit der Strahlendosis	95
5.22	Antwortfunktion von bei $T = -35^\circ\text{C}$ betriebenen Sensoren	95
5.23	Antwortfunktion eines MIMOSA-18-AHR als Funktion der Chiptemperatur	96

5.24	Vergleich der Rauschladung von reaktorbestrahlten und Co-60-bestrahlten Chips	97
5.25	Antwortfunktion auf Photonen eines bestrahlten MIMOSA-18-AHR ($10 \mu\text{m}$)	100
5.26	Antwortfunktion auf β -Teilchen eines bestrahlten MIMOSA-18-AHR ($10 \mu\text{m}$)	100
5.27	Antwortfunktion auf Photonen nach Bestrahlung für HR-12.5 und HR-25	103
5.28	Relative Effizienz bestrahlter Sensoren	104
5.29	Durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz eines Clusters aus vier Pixeln	105
5.30	Signalamplitude einer angepassten Landauverteilung für bestrahlte Sensoren	105
5.31	S/N von β -Teilchen für bestrahlte Sensoren	106
5.32	Strahlenhärt e von LR-Sensoren und HR-Sensoren im Vergleich	106
5.33	S/N eines moderat gekühlten MIMOSA-18-AHR	108
5.34	Rauschladung eines moderat gekühlten MIMOSA-18-AHR	108
5.35	Einfluss der Epitaxieschichtdicke	109
5.36	Äquivalente Rauschladung von MIMOSA-29	109
5.37	Signalamplitude für bis zu $80 \mu\text{m}$ große Pixel	111
5.38	Signalamplitude für Pixel mit mehrfachen Dioden	111
5.39	Verstärkung und Rauschladung als Funktion der Zahl der Dioden	112
5.40	S/N von Pixeln mit mehrfachen Dioden im Vergleich	112
5.41	Antwortfunktion auf Photonen von vier zusammengeschalteten Dioden	113
5.42	Signalamplitude von Pixeln mit unterschiedlichen Seitenverhältnissen	113
5.43	Schematische Darstellung der Geometrie aus vier verbundenen Dioden	113
5.44	Modifikation der Geometrie von Abbildung 5.43	113
5.45	S/N als Funktion der Strahlendosis für eine Pixelgröße von bis zu $80 \mu\text{m}$	115
5.46	Abbildung 5.32, ergänzt um die Strahlenhärt e von MIMOSA-29	115
5.47	Antwortfunktion auf Photonen eines bestrahlten MIMOSA-26-AHR	117
5.48	Fehltrefferrate eines bestrahlten MIMOSA-26-AHR	118
5.49	Dispersion der Rauschladung eines bestrahlten MIMOSA-26-AHR	118
5.50	Detektionseffizienz von MIMOSA-26-AHR	119
5.51	Fehltrefferrate von MIMOSA-26-AHR	119
5.52	Rauschladung von MIMOSA-26-AHR mit Oberflächenschäden	120
5.53	Ausheilverhalten von MIMOSA-26-AHR	121
5.54	Antwortfunktion auf Photonen von MIMOSA-26-AHR nach Röntgenbestrahlung	122
6.1	Pixelverteilung der Rauschladung von Sensoren in TOWER-0,18 und AMS-0,35	130
6.2	Erwartete Verteilung des CDS-Signals für alle Pixel	132
6.3	Verteilung des CDS-Signals eines ausgewählten RTS-Pixels	132
6.4	Fehltrefferrate nach Anlegen einer variablen Schwelle	133
6.5	Fehltrefferrate nach Anlegen einer festen Schwelle	133
6.6	Rauschladung mit einem Gate einer Länge von $0,35 \mu\text{m}$ und $0,18 \mu\text{m}$	134
6.7	Durchschnittliche CCE, Rauschladung und Verstärkung (Diodenoberfläche)	135
6.8	Signal, Rauschladung und S/N (Diodenoberfläche)	135
6.9	Schematische Darstellung einer tiefen P-Senke	136
6.10	Einfluss einer tiefen P-Senke auf die Antwortfunktion auf Photonen	137
6.11	Rauschladung als Funktion der Integrationszeit	138

6.12 Rauschladung und Verstärkung als Funktion der Bestrahlungsdosis bis 10 Mrad	138
6.13 Antwortfunktion nach einer ionisierenden Bestrahlungsdosis von bis zu 10 Mrad	139
6.14 S/N als Funktion der Bestrahlungsdosis bis 10 Mrad	140
6.15 Detektionseffizienz von MIMOSA-32	140
7.1 Fortschritte in der Entwicklung von CMOS-Sensoren	146

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften von D-Hadronen	9
1.2	Wahl der Sensortechnologie	13
6.1	Erwartete Vorteile von TOWER-0,18 im Vergleich zum AMS-0,35-Prozess . .	128
6.2	Rauschladung und Verstärkung in Abhängigkeit der Größe des Gates	131
6.3	Variierte Parameter der studierten MIMOSA-34-Matrizen	134

Kapitel 1

Einleitung

Eine der vier Grundkräfte der Physik ist die starke Wechselwirkung zwischen den kleinsten bekannten Grundbausteinen, den Quarks. Die Quantenchromodynamik (QCD) kann als momentan aussichtsreiche Theorie die starke Wechselwirkung erklären, wozu unter anderem Murray Gell-Mann 1969 einen Nobelpreis für Physik erhielt.

Hieran anknüpfend bieten unter anderem Schwerionenexperimente einen experimentellen Zugang zur Prüfung dieser Theorie. Man bringt Atomkerne zur Kollision, um mittels des Nachweises in der Reaktion entstehender Teilchen Modellvorhersagen der QCD prüfen zu können.

Hier zerfallen viele Teilchen, bevor sie die Detektoren erreichen. Schwache Zerfälle bieten dadurch eine sehr klare Signatur zur Identifikation. Allerdings zeigt sich, dass die Zerfallslänge von Charm beinhaltenden Hadronen (D-Hadronen) so kurz ist, dass ein Vertexdetektor notwendig ist, der die Trajektorien der Zerfallsprodukte präzise rekonstruiert und so den Zerfallsvertex vom Kollisionsvertex mit einer Genauigkeit von $\sim 50 \mu\text{m}$ unterscheiden kann.

Hierzu entwickeln das IKF Frankfurt und IPHC Straßburg in einem gemeinsamen F&E-Projekt einen Mikrovertexdetektor (MVD) des CBM-Experiments an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR. In diesem Projektkontext entstand die Zielsetzung der vorliegenden Dissertation: Die Verbesserung der Strahlenhärte von CMOS-Sensoren zum Einsatz im ersten Vertexdetektor von CBM.

1.1 Theoretische Grundlagen

Die QCD beschreibt unter anderem die Bindung, Confinement genannt, von Quarks und Gluonen zu Hadronen, aus denen auch die Atomkerne aufgebaut sind. Wird danach beispielsweise das Quark-Antiquarkpaar eines Mesons getrennt, erzeugt die in dem Feld gespeicherte Energie schließlich ein weiteres Quark-Antiquarkpaar, dessen Quarks mit jeweils einem Quark des Paares eine neue Bindung eingehen, so dass man zwei neue Mesonen erhält (siehe Abbildung 1.1). Dieses Confinement betrachtet man als Grund, weshalb bis dato keine freien Quarks beobachtet werden konnten. Zur Erklärung dieses Phänomens hat man bereits 1974 am Massachusetts

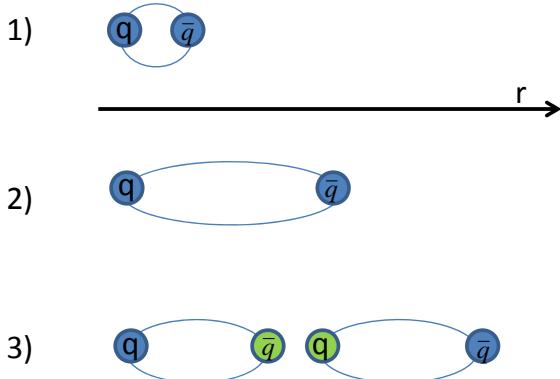


Abbildung 1.1: Das Confinement ist der Grund, wieso keine freien Quarks beobachtet werden können. 1) Die beiden Quarks sind über die kurzreichweite starke Wechselwirkung zu einem Quarkpaar (Meson) gebunden. 2) Das Paar bewegt sich auseinander, die Energie im Feld wird größer. 3) Die Energie im Feld wird so groß, dass ein weiteres Quarkpaar entsteht, das mit jeweils einem Quark des Paares eine Bindung eingeht und damit für den Erhalt des Confinements sorgt.

Institute of Technology (MIT) das Bag-Modell [Cho74] entwickelt, um damit das Spektrum von Mesonen und Hadronen zu modellieren. Mittels moderner Großrechner ist es heutzutage möglich, den QCD-Lagrangian exakt in diskreten Raumzeitgittern zu lösen. Zunehmend ansteigende Rechenkapazitäten moderner Großrechner erlauben deswegen immer präzisere Gitter-Eichrechnungen [FK02, FK04, End11].

Die Modelle sagen die Aufhebung des Confinements voraus. In diesem postulierten Zustand, Quark-Gluonen-Plasma (QGP) genannt, soll die Bindung der Mesonen und Baryonen zu zwei bzw. drei Quarks aufgehoben werden, so dass sich Quarks und Gluonen dadurch in einem Plasma frei bewegen können [MS86].

1.1.1 Das Phasendiagramm der starken Wechselwirkung

Befindet sich ein System aus vielen Teilchen in einem thermischen Gleichgewicht, so lässt sich dieses anhand weniger Zustandsgrößen charakterisieren. Auf diese Weise werden die Phasen stark wechselwirkender Materie durch die Temperatur T und das baryochemische Potential μ_B bestimmt. Die Theorie der starken Wechselwirkung zielt darauf, Zustände und Phasen der starken Wechselwirkung und ihre Eigenschaften möglichst genau zu beschreiben. Abbildung 1.2a zeigt das Phasendiagramm, wie man es sich nach heutiger allgemeiner Auffassung vorstellt [Fri10, Seite 30]. Neben Hadronengas und QGP werden weitere Zustände wie Farbsupraleitung vorhergesagt, die eventuell in Neutronensternen vorkommt. Wenn die Temperatur hoch ist, wird ein Phasenübergang zum QGP in der Form eines kontinuierlichen Übergangs (cross over) erwartet. Für hohe Nettobaryonendichten rechnet man mit einem Phasenübergang erster Ordnung. Dies hat zur Konsequenz, dass es einen kritischen Punkt in Analogie zum Wasser-Phasendiagramm geben sollte. Eine umfassende Darstellung des aktuellen Forschungsstands bietet beispielsweise das CBM Physics Book Teil 1 [Fri10]. Um die Idee des Phasendiagramms der

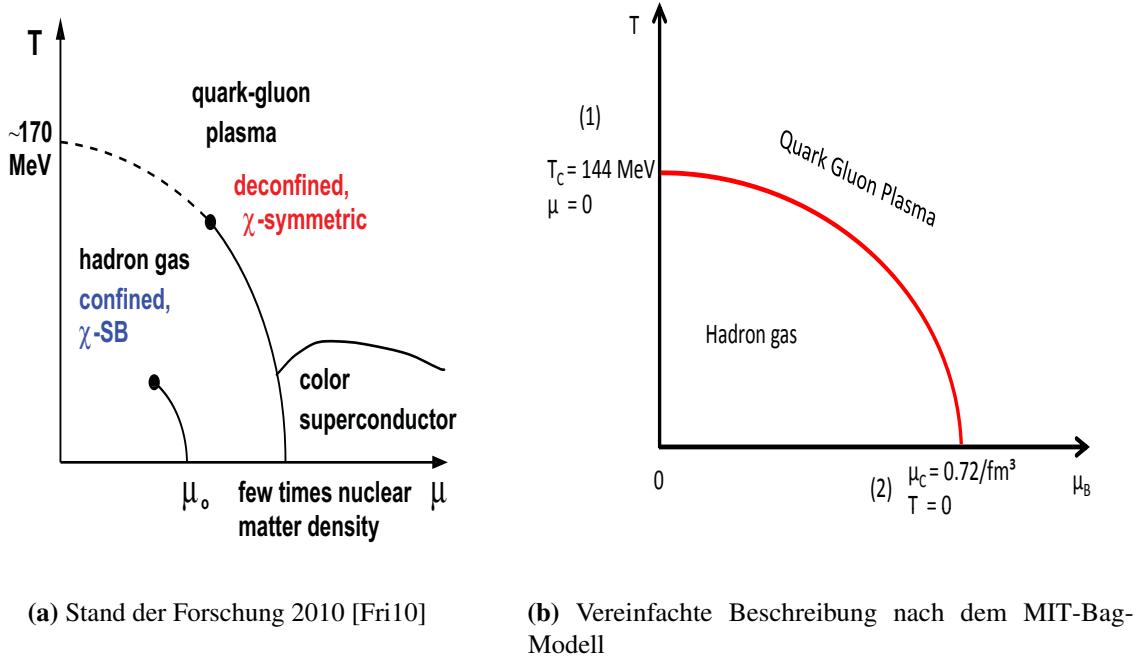


Abbildung 1.2: Das Phasendiagramm der starken Wechselwirkung. Die Zustände können durch die Temperatur T und chemisches Potential μ_B beschrieben werden.

starken Wechselwirkung zu erklären, wird im Folgenden ein vereinfachtes MIT-Bag-Modell betrachtet. Abbildung 1.2b zeigt das sich aus dieser Modellrechnung ergebende Phasendiagramm. Ein Hadronengas aus gebundenen Hadronen liegt danach für $T < 144 \text{ MeV}$ und $\mu < 0,72 \text{ fm}^3$ vor, jenseits davon ein QGP aus freien Quarks und Gluonen.

1.1.2 Das MIT-Bag-Modell¹

Im Bag-Modell wird angenommen, dass die zwei oder drei Quarks eines Hadrons in einem abgeschlossenen Volumen V des Radius R , Bag genannt, vom QCD-Vakuum eingeschlossen werden. Modelliert wird es durch die Masse der Quarks, die innerhalb des Bags 0 und außerhalb des Bags ∞ beträgt. Es wird die natürliche Einheitenkonvention $\hbar = c = k_B = 1$ verwendet.

$$m_{Quark}(r < R) = 0, \quad (1.1)$$

$$m_{Quark}(r \geq R) = \infty. \quad (1.2)$$

¹Rechnung übernommen aus [Blu12] nach [Won94]

Das Modell beruht auf einem Gleichgewicht zwischen dem Teilchendruck (aufgrund der kinetischen Energie der Quarks E_{Quarks}) und dem Druck des QCD-Vakuums P_{Bag} .

$$\left(\frac{E}{V}\right)_{Bag} = P_{Bag}, \quad (1.3)$$

$$E_{Bag} = P_{Bag} \cdot V. \quad (1.4)$$

Die kinetische Energie der masselosen Quarks ergibt sich mit der Randbedingung der Wellenfunktion $\Phi(r) = 0$ für $r \geq R$ (außerhalb des Bags) und N_q Anzahl der Quarks zu:

$$E_{Quarks} = \frac{2,04 \cdot N_q}{R}. \quad (1.5)$$

So folgt die Gesamtenergie des Hadrons aus dem Druck der Quarks und dem entgegengerichteten Druck des Vakuums:

$$E_{Hadron} = \frac{2,04 \cdot N_q}{R} - \frac{4\pi}{3} R^3 P_{Bag}. \quad (1.6)$$

Aus der Gleichgewichtsbedingung $dE/dR = 0$ folgt:

$$P_{Bag}^{\frac{1}{4}} = \left(\frac{2,04 \cdot N_q}{4\pi} \right)^{\frac{1}{4}} \cdot \frac{1}{R}. \quad (1.7)$$

Für ein Baryon mit $N_q = 3$ und $R = 0,8$ fm ergibt sich ein Druck von $P_{Bag}^{\frac{1}{4}} = 206$ MeV, ab dem der Teilchendruck den Vakuumdruck übersteigt, so dass die Quarks nicht mehr in einem Baryon gebunden sind, sondern sich frei bewegen können. Dieser neue Zustand wird mit dem QGP identifiziert.

1.1.3 Phasenübergänge im Bag-Modell¹

Der zum Übergang von einem Hadronengas zu einem QGP nötige Druck kann im Folgenden in zwei Fällen berechnet werden: Erstens den Phasenübergang durch eine hohe Temperatur, wenn die kinetische Energie der Quarks den Vakuumdruck übersteigt und zweitens den Phasenübergang durch eine hohe Baryonendichte, wenn die Quarks so dicht gepackt werden, dass dadurch ihr Confinement aufgehoben wird.

1.1.3.1 Hohe Temperatur

Im Fall hoher Temperatur soll ein ideales, relativistisches Gas für die Quarks und Gluonen angenommen werden. Quarks als Fermionen folgen der Fermi-Diracstatistik. Nach dieser beträgt die Anzahl an Quarks N_q im Volumen V , die den Impuls p tragen, im Intervall $[p, p + dp]$:

$$dN_q = g_q \frac{V 4\pi p^2 dp}{(2\pi)^3} \left(\frac{1}{1 + e^{\frac{(p-\mu_q)}{T}}} \right). \quad (1.8)$$

Die Zahl der Freiheitsgrade g_q ergibt sich aus der Zahl der Farbzustände (3), Spinzustände (2) und Flavorzustände 2-3, je nachdem, ob s-Quarks berücksichtigt werden. Für 2-Flavorzustände gilt:

$$g_q = g_{color} \cdot g_{spin} \cdot g_{flavor} = 3 \cdot 2 \cdot 2 = 12. \quad (1.9)$$

Die Nettobaryonendichte und damit das chemische Potential μ_q wird als 0 angenommen. Die Energie der masselosen Quarks folgt aus dem Integral über alle Zustände:

$$E_q = g_q \frac{V}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^3}{1 + e^{\frac{p}{T}}} dp = g_q \frac{V\pi^2}{30} \frac{7}{8} T^4. \quad (1.10)$$

Der Druck des idealen Quarkgases ist:

$$P_q = \frac{1}{3} \left(\frac{E_q}{V} \right) = g_q \frac{\pi^2}{90} \frac{7}{8} T^4. \quad (1.11)$$

Die Gluonen folgen dagegen der Bose-Einsteinstatistik. Ihre Energie ergibt sich damit zu:

$$E_g = g_g \frac{V}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^3}{e^{\frac{p}{T}} - 1} dp = g_g \frac{V\pi^2}{30} T^4. \quad (1.12)$$

Die Freiheitsgrade für Gluonen betragen $g_g = 2 \cdot 8 = 16$. Der Druck der Gluonen leitet sich analog zu dem der Fermionen her:

$$P_g = \frac{1}{3} \left(\frac{E_g}{V} \right) = g_g \frac{\pi^2}{90} T^4. \quad (1.13)$$

Für ein ideales Gas aus Quarks, Antiquarks und Gluonen beträgt der Druck:

$$P_{QGP} = P_q + P_{\bar{q}} + P_g = g_{total} \frac{\pi^2}{90} T^4 \text{ mit } g_{total} = g_g + \frac{7}{8}(g_q + g_{\bar{q}}) = 16 + \frac{7}{8}(12 + 12) = 37. \quad (1.14)$$

Für die sogenannte kritische Temperatur T_C am Phasenübergang gilt, dass der QGP-Druck gerade genauso groß ist wie der Bag-Druck P_{Bag} .

$$T_C = \left(\frac{90}{37\pi^2} \right)^{\frac{1}{4}} P_{Bag}^{\frac{1}{4}}. \quad (1.15)$$

Mit dem Bag-Druck $P_{Bag}^{\frac{1}{4}} = 206$ MeV ergibt sich eine kritische Temperatur $T_C = 144$ MeV. Dieser Wert ist nicht weit von aktuellen QCD-Gitterrechnungen [End11] und experimentellen Befunden [Adc05] entfernt, die ein QGP über einer Temperatur von 150 MeV postuliert haben bzw. eine chemische Ausfriertemperatur von 170 MeV gemessen haben.

1.1.3.2 Hohe Nettobaryonendichte

Werden Quarks zusammengepresst, wirkt dem das Pauliprinzip entgegen, das besagt, dass ein Zustand nur von jeweils einem Quark besetzt werden kann. Die Zahl der Zustände ist:

$$dN_q = g_q \frac{V 4\pi p^2 dp}{(2\pi)^3}. \quad (1.16)$$

Unter der Annahme $T = 0$ können nur die Zustände bis zur Fermikante μ_q besetzt werden. Entsprechend ergibt sich das Integral:

$$N_q = g_q \frac{V}{(2\pi)^3} \int_0^{\mu_q} 4\pi p^2 dp. \quad (1.17)$$

Die Dichte der Quarks ist:

$$n_q = \frac{N_q}{V} = g_q \frac{1}{6\pi^2} \mu_q^3. \quad (1.18)$$

Die Energie der Quarks ergibt sich über $E = N_q \cdot p$ zu:

$$E = g_q \frac{V}{(2\pi)^3} \int_0^{\infty} 4\pi p^3 dp = g_q \frac{V}{8\pi^2} \mu_q^4. \quad (1.19)$$

Der Druck der Quarks beträgt damit:

$$P_q = \frac{1}{3} \left(\frac{E_q}{V} \right) = g_q \frac{1}{24\pi^2} \mu_q^4. \quad (1.20)$$

Umgestellt nach dem chemischen Potential für den Phasenübergang:

$$\mu_q^C = \left(\frac{24\pi^2}{g_q} \right)^{\frac{1}{4}} P_{Bag}^{\frac{1}{4}} = 434 \text{ MeV}. \quad (1.21)$$

Die kritische Baryonendichte für den Phasenübergang ist:

$$n_B^C = \frac{1}{3} n_q^C = \frac{1}{3} \frac{g_q}{6\pi^2} \left(\frac{24\pi^2}{g_q} P_{Bag} \right)^{\frac{3}{4}} = \frac{4}{3} \left(\frac{g_q}{24\pi^2} \right)^{\frac{1}{4}} P_{Bag}^{\frac{3}{4}} = 0,72 \text{ fm}^{-3}. \quad (1.22)$$

Ab dieser Baryonendichte sollte es ebenfalls zu einer Ausbildung eines QGPs kommen. Zum Vergleich gilt für das normale Nukleon $n_B^{Nukleon} = 0,14 \text{ fm}^{-3}$ und $\mu_q^{Nukleon} = 306 \text{ MeV}$. Das QGP sollte also nach dem Bag-Modell bei einer fünffach höheren Dichte und 40% größerem baryochemischen Potential auftreten.

1.1.4 Experimenteller Zugang

Zum Erzeugen eines QGPs stark wechselwirkender Materie wurden Schwerionenkollisionen vorgeschlagen. Hauptsächlich durch den Vergleich mit Proton-Protonkollisionen wird nach Effekten gesucht, die auf zusätzliche Wechselwirkungen zurückzuführen sind, die über eine reine Überlagerung von Proton-Protonkollisionen hinausgehen.

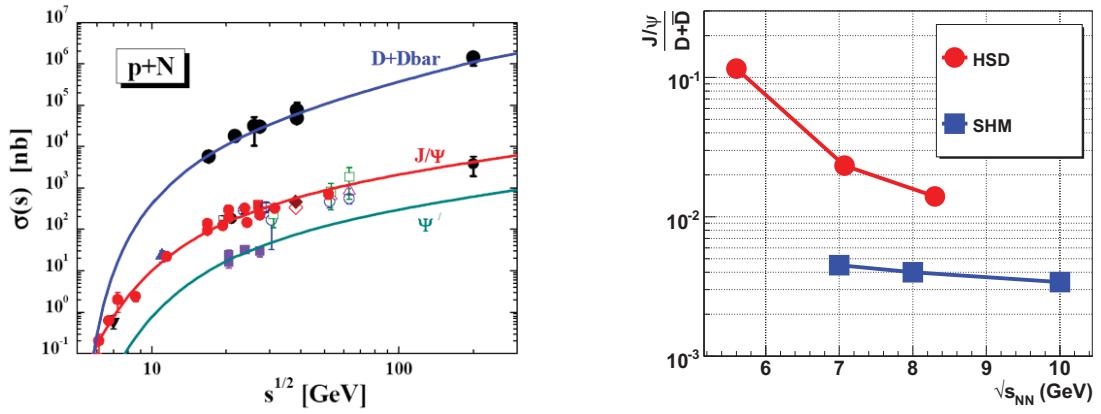
Charakterisiert werden diese Effekte über den nuklearen Modifikationsfaktor R_{AA} , der Teilchenraten von Schwerionenkollisionen auf Protonreferenzmessungen pro Anzahl der Kollisionen normiert. Eine Abweichung des Modifikationsfaktors von 1 wird als Hinweis auf heiße Kernmaterie und damit auf ein mögliches QGP diskutiert. Erste Experimente in den 1990er-Jahren am SPS zeigten zum Beispiel ein $R_{AA} > 1$ für mehrfach seltsame Teilchen, welche sich in einem partonischen QGP mit freien s-Quarks häufiger bilden sollten als in hadronischen Prozessen [Mit06]. Allerdings stellte sich der Beweis als theoretisch und experimentell schwierig heraus, müssen dafür alle hadronischen Wechselwirkungen vollständig verstanden und als Erklärung ausgeschlossen werden.

STAR [Ada05] und PHENIX [Adc05] am RHIC lieferten ab 2000 weitere Indizien zur Existenz des QGPs, die von ALICE [Aam11], CMS [Cha11] und ATLAS [Aad12] am LHC ab 2010 ergänzt werden konnten. Am RHIC wurde dazu der Begriff des „strongly coupled QGP“ (sQGP) formuliert, nach dem sich die Quarks nicht wie ein Gas, sondern eher wie eine perfekte Flüssigkeit verhalten (siehe [Shu05]). Motiviert von diesen Erkenntnissen verlagert sich das Interesse vom reinen Nachweis des QGPs auf die Untersuchung seiner Eigenschaften als stark wechselwirkende Materie. Während STAR und ALICE diese als Collider-Experimente bei hohen Strahlenergien und verschwindender Nettobaryonendichte studieren, soll das zukünftige Fixed-Target-Experiment CBM an FAIR stark wechselwirkende Materie bei höchstmöglichen Dichten untersuchen. Sein Alleinstellungsmerkmal sind Präzisionsmessungen bei langer Lebenszeit des Feuerballs in einer Umgebung hoher Baryonendichte. Ziel dieser Experimente ist es, in Diskussion mit der Theorie, das Phasendiagramm möglichst vollständig zu erfassen und die starke Wechselwirkung zu erklären.

1.2 Charm-Produktion als Sonde

Zur experimentellen Untersuchung stark wechselwirkender Materie werden verschiedene Sonden diskutiert [Fri10]. Bisherige Schwerionenexperimente studierten einfach nachzuweisende Teilchen als Observable. Hier spielte die Produktion und Propagation von Teilchen mit Seltsamkeit eine große Rolle. D-Hadronen als seltene Sonden konnten in den bisherigen Schwerionenexperimenten oft nicht in ausreichender Statistik nachgewiesen werden, um als Observable diskutiert zu werden. Der Fortschritt in der Detektorentwicklung, insbesondere von Vertexdetektoren, ermöglicht es, nun auch Teilchen mit Charm-Inhalt in ausreichender Zahl zu detektieren, um diese als Sonde zu diskutieren.

ALICE veröffentlichte erste Resultate zu Charm in stark wechselwirkender Materie für hohe



(a) Charm-Produktionswirkungsquerschnitt, entnommen aus [Sen12], zitiert nach [Cas01]

(b) Modellvorhersage über das J/Ψ -Mesonen zu D-Mesonen Verhältnis von SHM und HSD, entnommen aus [Fri10]

Abbildung 1.3: Charm-Produktion als Sonde

Strahlenergien [ZR11]. Die Studien sollen in naher Zukunft durch die Verwendung eines verbesserten, auf CMOS-Sensoren basierenden Vertexdetektors verfeinert werden.

In CBM ist geplant, Charm-Hadronen, d.h. neben den D-Mesonen auch das Charm-beinhaltende λ_c -Baryon, bei niedriger Strahlenergie als Sonde zu messen. Die erste Aufgabe ist zunächst die Messung des Produktionsquerschnittes von D-Mesonen an ihrer Produktionsschwelle. Dieser ist für die Modelle ein entscheidender Parameter, allerdings ist er für niedrige Energien bisher nicht direkt gemessen worden und muss von Messungen bei hohen Energien extrapoliert werden (Abbildung 1.3a). Die direkte Messung des Produktionsquerschnittes in CBM kann diese Unsicherheit klären.

Während in einem Hadronengas ein produziertes Charm-Anticharm-Quark-Paar eher gebunden bleibt, kann die Bindung im partonischen QGP aufbrechen und die Quarks können sich unabhängig voneinander bewegen. Beide Charm-Quarks können deswegen während der folgenden Hadronisierung eine neue Bindung mit jeweils einem leichten Quark eingehen. Entsprechend wird erwartet, dass sich in einem partonischen QGP die Zahl der J/Ψ -Mesonen mit zwei Charm-Quarks verringert, und die der D-Mesonen mit nur einem Charm-Quark ansteigt [MS86].

Mit höheren Energien nimmt die Produktion von Charm-Quarks im partonischen QGP zu, womit auch die Wahrscheinlichkeit steigt, dass ein Charm-Quark auf ein Anticharm-Quark trifft und wiederum ein J/Ψ -Meson bildet. Abhängig von der Schwerpunktsenergie ist der relative Anteil von J/Ψ -Mesonen zu D-Mesonen damit eine interessante Sonde.

Das HSD-Modell beschreibt eine Schwerionenkollision mikroskopisch in einem rein hadronischen Medium. Das SHM-Modell dagegen ermittelt in einer makroskopischen Beschreibung die Teilchenausbeute auf Basis des Gleichverteilungssatzes mit den Parametern T und μ_B . In [And10] wird vorgeschlagen, dass ein Phasenübergang für die statistische Verteilung verantwortlich ist. Somit kann das SHM-Modell in Zusammenhang mit einer partonischen Phase gestellt werden. Beide Modelle machen eine Aussage über das Verhältnis von J/Ψ -Mesonen

	Quarkinhalt	Masse [MeV/ c^2]	$c\tau$ [μm]	$\gamma c\tau$ [μm]	Dominierender Zerfallskanal
D^+, D^-	$c\bar{d}, \bar{c}d$	1869,6	311	1182	$K\pi\pi$
D^0, \bar{D}^0	$c\bar{u}, \bar{c}u$	1864,8	123	467	$K\pi$
λ_c^+	udc	2286,5	60	228	$pK\pi$

Tabelle 1.1: Eigenschaften von D-Hadronen [PDG12]

zu D-Mesonen, die gerade bei einer Schwerpunktsenergie um 7 GeV signifikant voneinander abweichen (siehe Abbildung 1.3b) [And08]. CBM soll deswegen das Verhältnis in diesem Energiebereich messen, um das eine oder das andere Modell auszuschließen. Für einen genügend kleinen statistischen Fehler wird eine ausreichende Zahl von gemessenen Charm-Mesonen in der Größenordnung von 10^4 Teilchen benötigt. Diese erforderliche Statistik legt die experimentelle Herausforderung für CBM fest.

Charmonia besitzen in Analogie zu den Bindungszuständen in einem Atom eine Vielzahl an Zuständen. Diese haben jeweils eine unterschiedliche Bindungsenergie und entsprechend wird erwartet, dass sie für verschiedene Plasmatemperaturen schmelzen. Die mit CBM zu messende relative Ausbeute der Charmonium-Familie stellt deswegen eine Art Thermometer der stark wechselwirkenden Materie dar und lässt damit Rückschlüsse auf die Temperatur zu [Bra11, Seite 117].

1.3 Messung von D-Hadronen in Schwerionenkollisionen

Die Messung von D-Hadronen (Tabelle 1.1) ist aufgrund ihrer geringen Produktionsrate experimentell eine Herausforderung. Der Schlüssel zur Untergrundunterdrückung ist die Auflösung ihres Zerfallvertices. Da der starke Zerfall vollständig unterdrückt ist, zerfallen die D-Hadronen nicht bereits im Feuerball der Kollision, sondern aufgrund der schwachen Wechselwirkung erst nach einer gewissen Flugstrecke. Experimentell besteht die Herausforderung, diesen Sekundärvertex zum Kollisionsvertex zu identifizieren, denn die Flugstrecke beträgt nur wenige hundert Mikrometer. Hier hilft das Design von CBM als Fixed-Target-Experiment, wodurch die Zerfallsteilchen im Laborsystem in Vorwärtsrichtung lorentztransformiert werden. Für eine Strahlenergie von 25 AGeV bedeutet dies einen γ -Faktor von 3,8, um den sich die Zerfallslänge $\gamma c\tau$ vergrößert. Entsprechend ist eine Vertexauflösung in dieser Größenordnung erforderlich. Methodisch wird der Stoßparameter bestimmt, in dem die Trajektorien auf die Ebene des Primärvertices extrapoliert werden. Stimmen die Schnittpunkte mit dem Primärvertex nicht überein, ist dies ein Hinweis auf einen Sekundärvertex. Als Designziel für die Entwicklung des Vertexdetektors wird deswegen eine Stoßparameterauflösung von $50 - 100$ μm festgelegt [Dev09], [Fri10, Seite 845].

Die Produktion von D-Mesonen nahe der Produktionsschwelle hat sehr geringe Multiplizitäten zur Folge (siehe Abbildung 1.3a). Da diese weiterhin noch nicht gemessen wurden, müssen

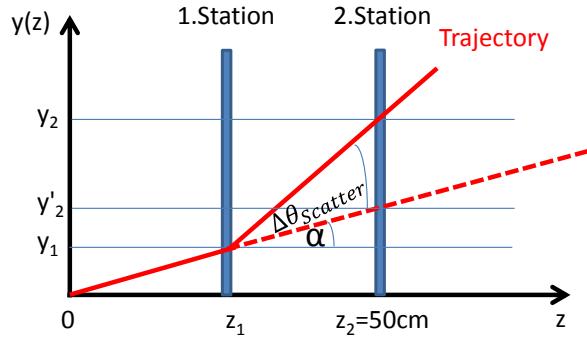


Abbildung 1.4: Vereinfachte Geometrie eines Vertexdetektors aus zwei Stationen inklusive Vielfachstreuung in der ersten Station

diese von bekannten Messungen bei höheren Energien extrapoliert werden, welche deswegen mit einer großen Unsicherheit behaftet sind. Unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses hadronischer Zerfallskanäle und einer Rekonstruktionseffizienz von wenigen Prozent, kommt man nach [Dev09] auf eine Multiplizität von $10^{-8} - 10^{-6}$ D-Mesonen pro zentraler Au-Au-Kollision. Das Ziel ist in $10^{10} - 10^{12}$ zentralen Kollisionen pro CBM-Jahr ungefähr 10^4 D-Mesonen jeder Spezies zu rekonstruieren. Für CBM sind zwei Monate ($5 \cdot 10^6$ s) Strahlzeit pro Jahr geplant, woraus eine Kollisionsrate von $2 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^5$ zentralen Kollisionen pro Sekunde resultiert [Dev09]. Integriert über alle Stoßparameter kommt man auf eine Kollisionsrate von bis zu 10 MHz [Fri10, Seite 841]. Unter der Annahme eines 1%-Targets wird damit eine Strahlintensität von bis zu 10^9 Ionen pro Sekunde benötigt, welche mit den geplanten hohen Intensitäten am SIS-300-Beschleuniger erreicht werden sollen [FAI06, Tabelle 2].

Dies setzt allerdings große Anforderungen an die Detektorsysteme. Insbesondere für den Vertexdetektor bedeutet dies nach [Dev09] eine maximale nicht-ionisierende Strahlendosis von $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ pro Jahr für die erste Detektorstation. Hinzu kommt die ionisierende Strahlendosis, wo ein substantieller Beitrag von Deltalelektronen erwartet wird, so dass die Strahlendosis bis zu 340 Mrad pro Jahr betragen kann [Dev09].

Die angestrebte Kollisionsrate von 10 MHz erfordert darüber hinaus eine Zeitauflösung in der Größenordnung von 100 ns bzw. das Tolerieren der Überlagerung von mehreren Kollisionen pro Zeiteinheit (Pileup genannt).

1.4 Wahl des Sensors

Die Wahl des Sensors ist ein Kompromiss aus guter Stoßparameterauflösung und großer Statistik. Dies soll am Beispiel eines Vergleichs von Hybridpixeln, wie sie unter anderem in den LHC-Experimenten CMS und ATLAS eingesetzt werden, und CMOS Monolithic Active Pixel Sensoren (MAPS) nachvollzogen werden.

Entscheidend für die Stoßparameterauflösung ist vor allem die erste Detektorstation. Diese

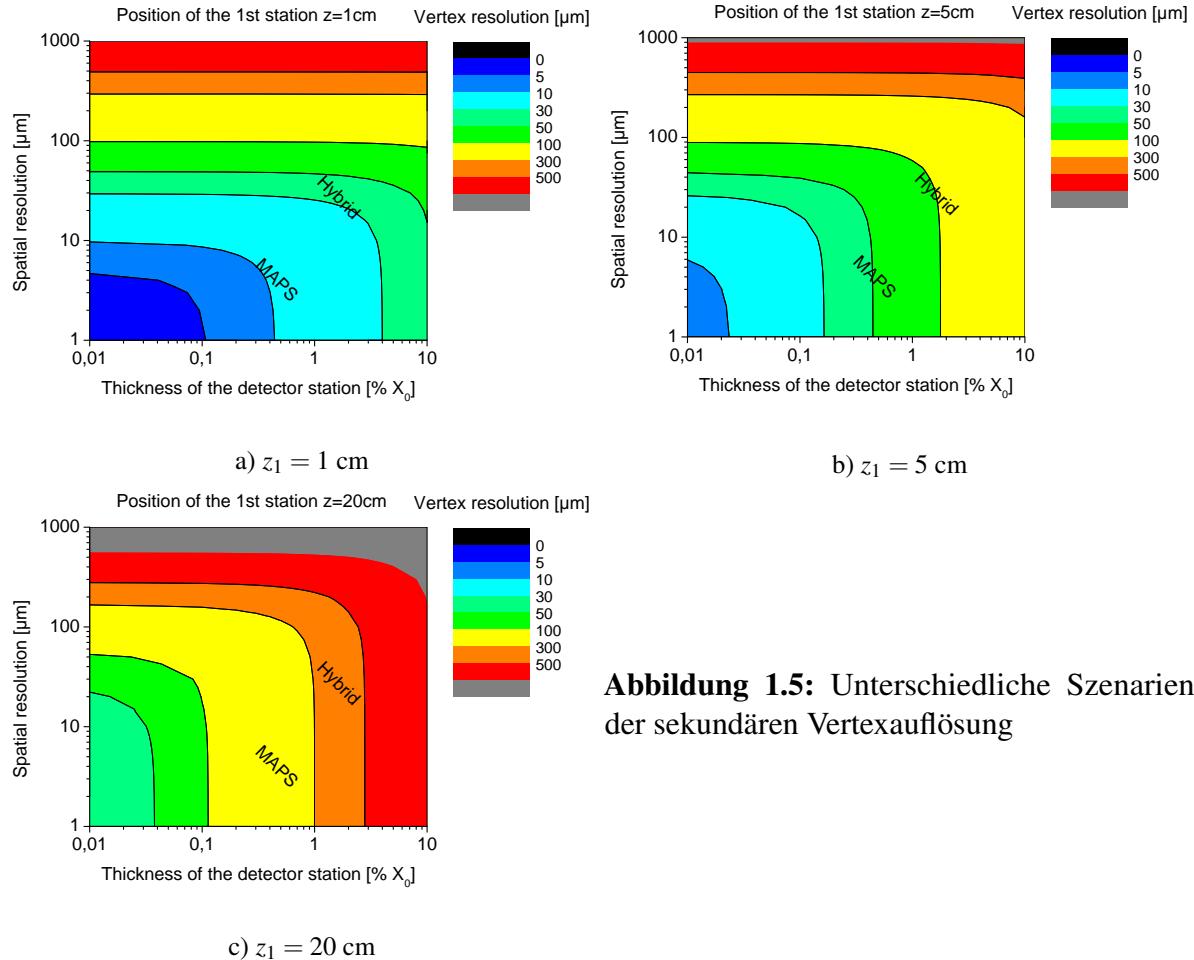


Abbildung 1.5: Unterschiedliche Szenarien der sekundären Vertexauflösung

sollte möglichst nahe am Kollisionspunkt positioniert werden und eine hohe Ortsauflösung ermöglichen. Gleichzeitig sollte sie möglichst dünn sein, um Vielfachstreuung zu unterdrücken. Die Stoßparameterauflösung wird durch den Fehler Δy in der Bestimmung des Stoßparameters festgelegt. Für eine vereinfachte Detektorgeometrie aus zwei Stationen (Abbildung 1.4) gilt:

$$y(z) = \frac{y'_2 - y_1}{z_2 - z_1} \cdot (z - z_1) + y_1. \quad (1.23)$$

Während der Durchquerung der ersten Station wird das Teilchen durch die Vielfachstreuung um den Winkel $\Delta\theta_{Vielfach}$ abgelenkt. Statt an y'_2 , durchquert das Teilchen den Detektor an y_2 .

$$y'_2 = (z_2 - z_1) \tan(\alpha). \quad (1.24)$$

$$y_2 = (z_2 - z_1) \tan(\alpha + \Delta\theta_{Vielfach}). \quad (1.25)$$

$$y(z) = \frac{z - z_1}{z_2 - z_1} \cdot [y_2 - (z_2 - z_1) \cdot [\tan(\Delta\theta_{Vielfach} + \alpha) - \tan(\alpha)] - y_1] + y_1. \quad (1.26)$$

Zur Berechnung der Vertexauflösung Δy soll die Ortsauflösung Δy_1 und Δy_2 sowie die Auflösung aufgrund der Vielfachstreuung $\Delta\theta_{Vielfach}$ berücksichtigt werden. Der Kollisionspunkt wird mit $z = 0$ angenommen.

$$\Delta y = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial y_1} \cdot \Delta y_1\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial y_2} \cdot \Delta y_2\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial\theta_{Vielfach}} \cdot \Delta\theta_{Vielfach}\right)^2}, \quad (1.27)$$

$$\Delta y = \sqrt{\frac{z_2^2 \cdot (\Delta y_1)^2 + z_1^2 \cdot (\Delta y_2)^2}{(z_2 - z_1)^2} + \frac{z_1^2 \cdot (\Delta\theta_{Vielfach})^2}{\cos^4 \Delta\theta_{Vielfach}}}. \quad (1.28)$$

Die Formel 1.28 berücksichtigt die Abstände der Detektorstationen vom Kollisionspunkt z_1 und $z_2 = 50$ cm, die Ortsauflösung der einzelnen Stationen Δy_1 und Δy_2 sowie die Vielfachstreuung der ersten Detektorstation $\Delta\theta_{Vielfach} = \frac{15 \text{ MeV}}{1 \text{ GeV}} \cdot \sqrt{x/X_0}$ in Abhängigkeit ihrer Dicke x in Einheiten von X_0 . Abbildung 1.5 zeigt für drei ausgewählte Abstände $z_1 = 1$ cm, $z_1 = 5$ cm und $z_1 = 20$ cm die Vertexauflösung als Funktion der Ortsauflösung und Dicke. MAPS erreichen eine Auflösung von 3 μm mit einem Materialbudget von 0,3% X_0 . Für Hybridpixel soll eine Auflösung von 30 μm mit einem Materialbudget von 2% X_0 angenommen werden. Für $z_1 = 1$ cm liefern sowohl MAPS als auch Hybridpixel eine ausreichende Vertexauflösung. Allerdings ist es aufgrund der extremen Strahlenbelastung unrealistisch, eine Detektorstation so nah am Kollisionspunkt zu positionieren. Für $z_1 = 20$ cm dagegen kann die nötige Vertexauflösung nicht erreicht werden. Als Kompromiss zwischen diesen beiden wird $z_1 = 5$ cm betrachtet. Hier erreichen MAPS die erforderliche Auflösung, Hybridpixel dagegen nicht. Die Ortsauflösung und Dicke von Hybridpixelen kann zusätzlich aufgrund der notwendigen elektrischen Kontaktierung nicht entscheidend verbessert werden. Diese Begrenzung entfällt in den monolithischen MAPS. Hinsichtlich der Ortsauflösung und des Materialbudgets sind deswegen MAPS Hybridpixeln klar vorzuziehen (siehe Tabelle 1.2).

Um D-Mesonenphysik zu betreiben, wird allerdings auch eine große Statistik benötigt. Dies hat eine hohe Kollisionsrate und hohe Strahlenbelastung zur Folge. Hybridpixel erreichen die nötige Zeitauflösung mit 25 ns und Strahlenhärté mit $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ [Dev07a]. Die zum damaligen Zeitpunkt 2003 verfügbaren, nicht darauf optimierten MAPS verfehlten diese mit 200 μs und $10^{12} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Die Designmöglichkeiten von MAPS sind allerdings gerade in Bezug auf Strahlenhärté und Zeitauflösung noch nicht ausgeschöpft. Sie haben deswegen das Potential, den besten Kompromiss der geforderten Eigenschaften zu erreichen. Die Entwicklung eines spezialisierten Sensors ist aufgrund der Masken zwar teuer, die Herstellung in kommerziellen Anlagen ermöglicht anschließend aber eine kostengünstige Massenproduktion. Hier kann eine gemeinsame Sensorentwicklung mehrerer Experimente helfen, die Kosten zu teilen. Darüber hinaus können neue Interessen der CMOS-Industrie neue Optionen eröffnen, die sonst für die relativ kleine Abnehmerzahl in der Vertexdetektoranwendung allein von der Industrie nicht extra entwickelt werden würden. Beispielsweise wurden CMOS-Prozesse auf hochohmigen Wafern verfügbar, wodurch die Sensoren eine mehr als eine Größenordnung bessere nicht-ionisierende Strahlenhärté erreichen (siehe Kapitel 5).

Um den besten Kompromiss für den Vertexdetektor zu finden, wurde deswegen ein Forschungs- und Entwicklungsprojekt zwischen IPHC Straßburg und IKF Frankfurt gegründet. Dieses hat

zum Ziel, die Strahlenhärte auf $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und die Zeitauflösung auf $30 \mu\text{s}$ zu verbessern und gleichzeitig die Vertextauflösung zu erhalten, so dass mit dem Start von CBM ein MAPS-Sensor für den Vertextdetektor zur Verfügung steht (Tabelle 1.2, Spalte "Start"), der erste Messungen von D-Mesonen mit einer reduzierten Kollisionsrate von 10^5 ermöglicht [Dev09]. Die geringere Statistik soll durch die gute Untergrundunterdrückung kompensiert werden.

Der große Fortschritt in der Sensorentwicklung der letzten Jahre führte dazu, dass sich auch STAR im Rahmen ihres Upgrades für einen Vertextdetektor auf Basis von MAPS entschieden hat und dies auch für ALICE diskutiert wird. Somit werden nach CBM weitere führende Schwerionenexperimente der nächsten Jahre voraussichtlich auf diese Technologie setzen.

	CBM Anforderung SIS-300	CBM Anforderung Start	CMOS 2003	Hybrid ATLAS	CMOS 2009 ¹	CMOS 2015 ²
Ortsauflösung [μm]	5	5	1,5	30	3	5
Materialbudget [X_0]	0,05	0,05	0,1	2	0,05	0,05
Nicht-ionisierende S. [$\text{n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$]	10^{15}	10^{13}	10^{12}	10^{15}	10^{12}	$> 10^{13}$
Ionisierende Strahlenhärte [Mrad]	340	>1	0,2	50	0,5	>1
Auslesegeschwindigkeit [kfps]	10k	30	1	40k	10	25

¹ MIMOSA-26 ² FSBB, prognostiziert

Tabelle 1.2: Vergleich der Anforderungen an den Vertextdetektorsensor mit Hybridpixeln und CMOS-Sensoren, wie sie zum Start der F&E zur Verfügung standen, sowie die erreichten Fortschritte bis zum Beginn dieser Arbeit 2009 und die Fortschritte bis 2015 nach Abschluss dieser Arbeit.

1.5 Dileptonenphysik

Der Vertextdetektor von CBM wird zwar für die sekundäre Vertextrekonstruktion in der Open-Charm-Physik entwickelt, er kann aber auch in einem weiteren Forschungsprogramm von CBM helfen, den Untergrund entscheidend zu unterdrücken: in der Dileptonenphysik. Elektronpaarproduktion ist eine weitere Sonde für das QGP, da diese als Leptonen der starken Wechselwirkung nicht unterliegen und den Feuerball ohne Wechselwirkung durchqueren. Dadurch geben sie ungestörten Aufschluss über die Eigenschaften während ihrer Entstehung [Gal09].

Die Herausforderung ist, dass Dileptonen über die gesamte zeitliche Entwicklung produziert werden und man deshalb die unterschiedlichen Quellen aus dem Cocktail extrahieren muss. Hier kann der Vertextdetektor aufgrund seiner präzisen Auflösung nah am Kollisionspunkt helfen, Konversionspaare zu rekonstruieren und zu verwerfen [Gal09, Kre16].

Eine Möglichkeit ist, mit der Dileptonenphysik an SIS-100 zu beginnen und den Vertextdetektor zur Untergrundunterdrückung zu nutzen und daran anschließend das Open-Charm-Programm mit einem verbesserten Sensor durchzuführen, der von weiteren Fortschritten in der Sensorentwicklung profitiert, falls mit Start von CBM sowohl von Detektor- als auch von Beschleunigerseite noch nicht die Voraussetzungen für Open-Charm-Physik erfüllt werden können, weil zum einen die Energie des Beschleunigers noch nicht ausreicht und zum anderen die Zeitauflösung des Vertextdetektors noch keine ausreichend hohe Kollisionsrate erlaubt. Im späteren Verlauf soll

dann auch der Beschleuniger SIS-300 verfügbar werden, der Schwerionen höherer Energien liefern kann, mit denen höhere Charm-Produktionsquerschnitte erzielt werden können.

1.6 Stand der Forschung

Als Sensorforschung wurden MAPS ausgewählt, da mit diesen die erforderliche Vertexauflösung erreicht werden kann. Allerdings ist ihre Auslesegeschwindigkeit und Strahlenhärtetoleranz noch zu verbessern, um die Anforderungen für den Einsatz als Vertexdetektor im CBM-Experiment zu erfüllen.

Vor Beginn dieser Arbeit standen nur niedrigohmige MAPS im AMS-0,35-Prozess zur Verfügung, deren nicht-ionisierende Strahlenhärtetoleranz durch die langsame Diffusion und daraus resultierend hohen Rekombinationsrate in bestrahlten Sensoren limitiert war. Zum Erreichen einer ausreichenden Strahlenhärtetoleranz mussten deswegen die Diffusionspfade verkürzt werden, was nur in Sensoren mit kleinen Pixeln erreichbar war. Dadurch konnte zwar eine ausreichende Strahlenhärtetoleranz erreicht werden, allerdings haben diese kleinen Pixel den Nachteil einer zu langsamen Auslesegeschwindigkeit.

Fortschritte (siehe Tabelle 1.2, Spalte "CMOS 2009") wurden bis 2009 insbesondere in Bezug auf die Zeitauflösung erreicht. Aufgrund seiner zeilenparallelen Auslese konnte mit MIMOSA-26 die Integrationszeit von mehreren Millisekunden auf 115,2 µs verbessert werden. Für den Vertexdetektor von CBM wird allerdings eine weitere Verbesserung auf 30 µs gefordert. Dieser Sensor hat darüber hinaus nur 18,4 µm große Pixel, mit denen eine nicht-ionisierende Strahlenhärtetoleranz von nur wenigen 10^{12} n_{eq}/cm² erreicht werden. Ebenso war die ionisierende Strahlenhärtetoleranz ungenügend.

1.7 Ziel dieser Arbeit

Das Ziel dieser Dissertation ist daher, Strategien zur Verbesserung der Strahlenhärtetoleranz von CMOS-Sensoren ohne Nachteile in der Auslesegeschwindigkeit zu evaluieren, damit diese im Vertexdetektor von CBM eingesetzt werden können. Denn nur mit einer hinreichenden Strahlenhärtetoleranz kann eine ausreichende D-Mesonenstatistik aufgenommen werden.

1.8 Ansatz dieser Arbeit

Diese Dissertation entstand im Kontext eines gemeinsamen Forschungs- und Entwicklungsprojektes von IKF Frankfurt und IPHC Straßburg zur Entwicklung eines Vertexdetektors für das zukünftige Schwerionenexperiment CBM.

MAPS werden in kommerziellen Fertigungsprozessen hergestellt. Dies ermöglicht zwar eine

kostengünstige Massenfertigung, schränkt aber Designmöglichkeiten auf die kommerziell verfügbaren Features ein, weshalb Fortschritte in der Entwicklung insbesondere erreicht werden, wenn die Industrie überzeugt werden kann, gewünschte Features anzubieten.

In der vorliegenden Arbeit werden in Zusammenarbeit mit dem IPHC Straßburg gleich zwei neue Ansätze verfolgt:

- Verwendung einer hochohmigen Epitaxieschicht
- 0,18 μm CMOS-Prozess

Von Hybridpixeln bekannt ist die verbesserte Strahlenhärt e gegenüber nicht-ionisierender Strahlung in hochohmigen Sensoren. Durch die Drift in der verarmten Zone gehen weniger Ladungsträger durch Rekombinationen verloren. MAPS konnten allerdings bisher nur mit kommerziell verfügbaren, niedrigohmigen Wafern hergestellt werden. Ab 2009 ergab sich die Möglichkeit, MAPS mit einer hochohmigen Epitaxieschicht herzustellen. Eine vorausgegangene explorative Studie [Dor10] gab erste Hinweise auf eine verbesserte Strahlenhärt e gegenüber nicht-ionisierender Strahlung. Die Fragestellung dieser Dissertation ist daran anknüpfend, welche Eigenschaften diese hochohmigen MAPS haben und insbesondere, wie groß ihre Strahlenhärt e gegenüber nicht-ionisierender Strahlung ist und von welchen Parametern diese abhängt. Um dies herauszufinden, wird im Rahmen dieser Dissertation die Strahlenhärt e von Prototypsensoren mit hochohmiger Epitaxieschicht systematisch quantifiziert. Aufgrund dieser Ergebnisse hat sich die Verwendung der hochohmigen Epitaxieschicht als neuer Standard in der Anwendung als Sensor für Vertexdetektoren etabliert.

Die Strukturgröße von 0,35 μm limitiert die In-Pixeletelektronik auf einfache Transistorschaltungen, welche nur eine Integrationszeit von $\sim 100 \mu\text{s}$ für großflächige Sensoren erlauben. Für die Anwendung in den Vertexdetektoren von ALICE und CBM wird allerdings eine Integrationszeit von $\lesssim 30 \mu\text{s}$ gefordert. Hier wurde 2011 ein Industrieprozess namens TOWER-0,18 für MAPS verfügbar, der eine kleinere Strukturgröße von 0,18 μm hat. Ein weiteres Feature des Prozesses ist eine tiefe P-Senke, die es erlaubt, PMOS-Transistoren in ein Pixel zu integrieren. Dadurch können in diesem aufwändigeren In-Pixelverstärker und In-Pixeldiskriminatoren verwirklicht werden, was kürzere Integrationszeiten ermöglicht. Die Strahlenhärt e gegenüber ionisierender Strahlung war aufgrund der Strukturgröße von 0,35 μm und den hieraus resultierenden dicken Oxidschichten sowie einfachen In-Pixel-Schaltungen ohne Platz für Schutzringe limitiert. Von einem Wechsel zu einem Prozess mit kleinerer Strukturgröße wird erwartet, dass sich die Strahlenhärt e gegenüber ionisierender Strahlung aufgrund der dünneren Oxidschichten und der Möglichkeit, mehr strahlenharte Transistoren zu implementieren, verbessert.

Diese Dissertation leistet Beiträge, die Eigenschaften von im TOWER-0,18-Prozess hergestellten MAPS experimentell zu studieren und das erfolgversprechendste Sensorlayout auszuwählen. Es soll gezeigt werden, dass in diesem Prozess hergestellte MAPS mit 30 μs Integrationszeit das Designziel von CBM bezüglich der Strahlenhärt e sowohl gegenüber ionisierender als auch nicht-ionisierender Strahlung erfüllen.

Um dies nachzuweisen, werden in der vorliegenden Dissertation die Ergebnisse der ersten Prototypsensoren im 0,18 μm -Prozess vorgestellt. Die Resultate legen nahe, dass mit dem ab 2015 verfügbaren vollintegrierten Sensor FSBB die Anforderungen an den Vertexdetektor von CBM erfüllt werden können (siehe Tabelle 1.2). Deshalb sollen die Sensoren für den Vertexdetektor von ALICE und CBM voraussichtlich in diesem neuen 0,18 μm -Prozess verwirklicht werden.

1.9 Struktur dieser Arbeit

Die Dissertation besteht aus acht Kapiteln. Kapitel 1 motiviert die Anwendung von CMOS-Sensoren in Vertexdetektoren für Schwerionenexperimente. Kapitel 2 stellt MAPS und ihre Funktionsweise vor. Kapitel 3 widmet sich Strahlenschäden im Allgemeinen und in MAPS im Speziellen. Kapitel 4 führt die angewandten Methoden ein. Kapitel 5 zeigt die Ergebnisse der Sensoren mit hochohmiger Epitaxieschicht. Kapitel 6 ergänzt die Ergebnisse der Sensoren im 0,18 μm -Prozess. Kapitel 7 beinhaltet die Zusammenfassung.

Im Anhang A sind die während dieser Arbeit entstandenen wissenschaftlichen Veröffentlichungen ergänzt. Der erste Artikel [Doe11] veröffentlicht die vorangegangene Masterarbeit [Doe10] als englischsprachige Publikation. Die drei folgenden Artikel [Dev11], [Doe13] und [Doe14] veröffentlichen die Kapitel 5 und 6 dieser Dissertation als englischsprachige Publikation.

Kapitel 2

CMOS Monolithic Active Pixel Sensoren

CMOS Monolithic Active Pixel Sensoren (MAPS) sind Siliziumpixeldetektoren zur Detektion von geladenen Teilchen.

Ursprünglich für Anwendungen in moderner Heimelektronik, z.B. Digitalkameras, entwickelt, werden sie seit 1999 am IPHC Straßburg für den Einsatz als Teilchendetektor optimiert. Sie zeichnen sich insbesondere durch eine geringe Dicke von etwa 50 μm und eine hohe Granularität aus. Die typische Größe (pitch) eines Pixels von 10 bis 30 μm erlaubt eine zweidimensionale Ortsauflösung von 1 bis 5 μm . Aufgrund dieser Eigenschaften wird ihr Einsatz in den Vertexdetektoren verschiedener Schwerionen- und Teilchenphysikexperimente erwogen. 2014 hat der erste mit MAPS ausgestattete Vertexdetektor Heavy Flavor Tracker (HFT) von STAR erfolgreich Daten aufgenommen.

2.1 Aktive Volumen

Zur Teilchendetektion in MAPS nutzt man die Eigenschaft eines geladenen Teilchens aus, dass es durch Vielfachstöße Energie verliert [Bet30]. Die freigesetzte Energie kann im Silizium ein Elektron in das Leitungsband heben und damit ein Elektron-Loch-Paar erzeugen. Dafür wird nach [Lut01] im Mittel eine Energie von 3,6 eV pro Paar benötigt. Dies entspricht durchschnittlich 80 Elektron-Loch-Paaren pro μm durchdrungenem Silizium. Die Anzahl der angeregten Elektron-Loch-Paare hängt damit von der Länge der Teilchentrajektorie im sensitiven Volumen des Teilchendetektors ab. Da die größere Zahl an Elektronen die Verstärkung des Signals vereinfacht, ist eine hohe Dicke des aktiven Volumens zunächst von Vorteil. Allerdings ist diese Dicke bei Siliziumdetektoren aus praktischen Gründen begrenzt. Darüber hinaus werden die zu vermessenden Teilchen beim Durchdringen des Detektormaterials gestreut, wodurch mit zunehmender Dicke eine unerwünschte Rückwirkung des Detektors auf die zu bestimmende Teilchenbahn entsteht. Deswegen ist ein Kompromiss aus möglichst geringem Materialbudget und einer ausreichend großen Zahl von generierten Elektronen zum Teilchennachweis zu finden. In kommerziell genutztem Silizium ist die Defektdichte zu groß, so dass freie Ladungsträger

schnell rekombinieren. Deswegen wird in Siliziumdetektoren das Prinzip der verarmten Zone einer Diode [Lut01] ausgenutzt. Diese entsteht, wenn ein p-dotiertes Silizium mit n-dotiertem Silizium in Kontakt gebracht wird. Es findet ein Majoritätsladungsträgeraustausch statt, der zu einer Zone ohne freie Majoritätsladungsträger führt. Durch Anlegen einer Spannung kann diese Zone vergrößert werden. In dieser Zone können von einem Teilchen generierte Minoritätsladungsträger nachgewiesen werden. Die Dicke der verarmten Zone w hängt von der angelegten Verarmungsspannung U_{ext} , von der Akzeptorkonzentration N_A und Donatorkonzentration N_D ab [Lut01]. Für planare Übergänge gilt:

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (U_0 - U_{ext})}. \quad (2.1)$$

Die verwendeten CMOS-Prozesse sind auf Spannungen von typischerweise 3,3 V ausgelegt. Damit wird nur eine sehr kleine Verarmungszone erreicht. Das aktive Volumen muss deswegen erweitert werden. Dazu wird eine Epitaxieschicht aus niedrigdotiertem Silizium ($N_{A,P-} \approx 10^{13} - 10^{15} \text{ 1/cm}^3$) verwendet. In dieser können generierte Elektronen frei diffundieren.

Die Epitaxieschicht ist von zwei hoch P-dotierten Schichten ($N_{A,P++} \approx 10^{19} \text{ 1/cm}^3$) umgeben, der P-Senke und dem Substrat (Abbildung 2.1). Diese bilden aufgrund ihrer höheren Dotierung einen Potentialwall (Abbildung 2.1 oben rechts), an dem die Elektronen reflektiert werden [Lut01]. Die P-Senke wird durch eine N-Implantation unterbrochen, die zusammen mit der Epitaxieschicht den pn-Übergang einer Diode bildet. Wie in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt, diffundieren die Elektronen solange in der Epitaxieschicht, bis sie auf die verarmte Zone einer der Dioden treffen, wo sie gesammelt und zum Vorverstärker geleitet werden.

Die Diode, die dem Ort der Ladungsdeposition am nächsten ist, sammelt in der Regel auch die meiste Ladung. Das Pixel, zu dem diese Diode gehört, wird als Seed-Pixel deklariert. Der Anteil der gesammelten Elektronen zur Zahl der generierten Elektronen wird Ladungssammlungseffizienz (Charge Collection Efficiency CCE) genannt.

Dies bezieht sich meistens auf das Seed-Pixel. Es können allerdings auch mehrere Dioden zusammen betrachtet werden, um die CCE zu verbessern. Man spricht von einem Cluster.

Zur mikrometergenauen Bestimmung des Durchgangspunktes der Teilchentrajektorie kann der Schwerpunkt der Ladungsverteilung des Clusters berechnet werden. Da diese Präzision die Anforderungen eines Vertexdetektors übertrifft, können die Pixel auch binär ausgelesen werden, um so die Datenrate zu verringern. Wird nur das Seed-Pixel betrachtet, beträgt die intrinsische Auflösung dadurch nur $\sigma = P/\sqrt{12}$ [Dri11, Seite 79]. Diese kann durch die Bestimmung des Schwerpunktes eines Clusters verbessert werden [Li15]. Das setzt allerdings einen Cluster aus mehreren Pixeln voraus. In einem Strahltest konnte für MIMOSA-26-AHR mit einer Pixelgröße von 18,4 μm , woraus eine intrinsische Auflösung von $18,4 \mu\text{m}/\sqrt{12} = 5,3 \mu\text{m}$ resultiert, eine Auflösung von 3,5 μm nachgewiesen werden [Koz13].

Mit einer angestrebten Pixelgröße $P = 27 \mu\text{m}$ ergibt sich eine intrinsische Auflösung von $\sigma = 8 \mu\text{m}$. Diese kann auf die für den Vertexdetektor geforderte Auflösung von 5 μm verbessert werden [Win14].

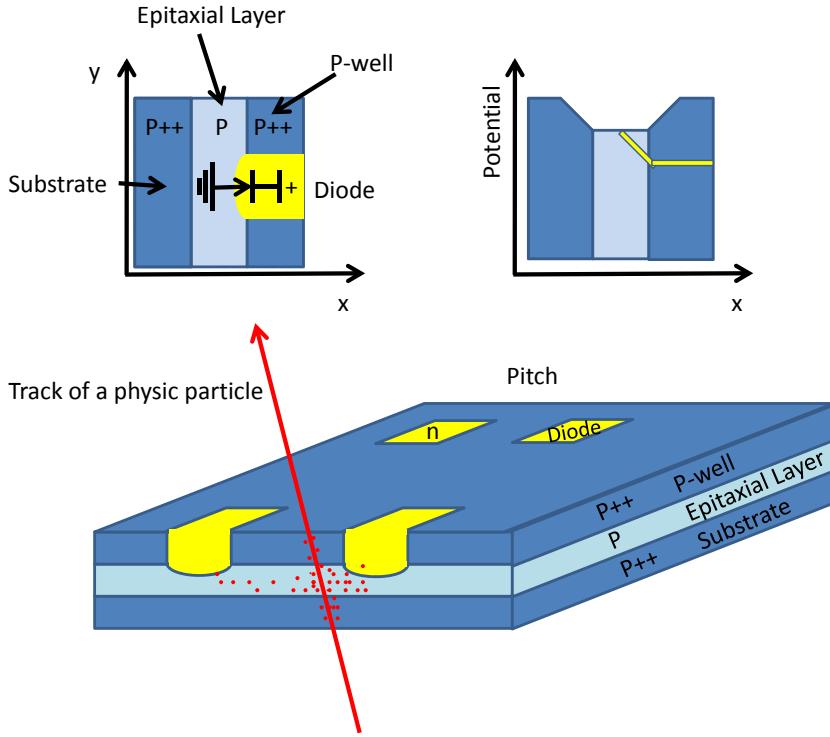


Abbildung 2.1: Drei Schichten eines MAPS. Oben links: Ein qualitatives Dotierungsprofil des Sensors. Gebiete hoher Dotierung werden mit P++ bezeichnet, Areale mit moderater Dotierung werden mit P gekennzeichnet. Die Sammeldiode in gelber Färbung ist stark N-dotiert. Oben rechts: Ein qualitatives Profil des Potentials des Leitungsbandes des Siliziums, das aus der obigen Struktur resultiert. Unten: Ein Schrägbild des Sensors. Eine Teilchenstrasse ist als roter Pfeil eingezeichnet. Entlang der Spur werden Elektronen, symbolisiert durch rote Punkte, generiert, die dann durch den Sensor diffundieren [Dev07a].

2.2 Vorverstärker

Der in das Pixel integrierte Vorverstärker hat die Aufgabe, das aus wenigen hundert Elektronen bestehende Signal aufzubereiten, damit es registriert werden kann.

Die zwei gebräuchlichsten Vorverstärker werden in Abbildung 2.2 als Schaltbild gezeigt. Sie setzen sich aus der schon vorher diskutierten Diode, aus einer parasitären Kapazität¹ sowie, je nach Version des Pixels, aus einem Reset-Transistor (reset transistor) oder einer Ladediode (self-bias diode) zusammen. Die Pixelversion mit Reset-Transistor wird als 3-Transistor (3T) bezeichnet. Das Pixel mit Ladediode wird üblicherweise Self-Bias (SB) genannt.

Vor dem Nachweis der Elektronen verbindet der Reset-Transistor/die Ladediode zunächst die

¹Es wird kein realer Kondensator verwendet, da die Kapazität der Metalllagen und der Diode ausreicht.

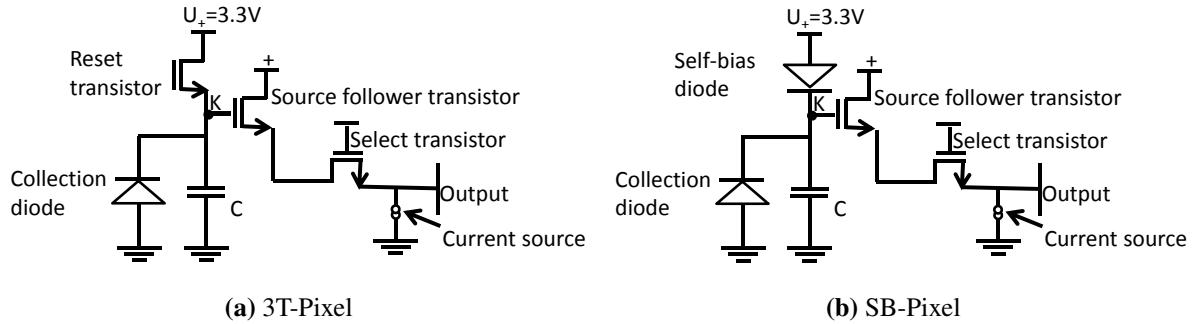


Abbildung 2.2: Schaltbild eines 3T-Pixels (links) und eines SB-Pixels (rechts)

Kapazität C mit einem positiven Potential U_+ und erlaubt es, die Kapazität positiv aufzuladen. Eine in der Kapazität C gespeicherte Ladung Q resultiert in einer Potentialdifferenz U_K zwischen dem Knoten K und der Erdung (Abbildung 2.2).

$$U_K = \frac{Q}{C}. \quad (2.2)$$

Die nachzuweisenden Elektronen N entladen anschließend die Kapazität. Ihre Ladung $Q_e = N \cdot e$ ändert das Potential um ΔU .

$$\Delta U = \frac{Q_e}{C} = \frac{Q_2 - Q_1}{C}, \quad |Q_2| < |Q_1|. \quad (2.3)$$

Q_1 bezeichnet die anfangs gespeicherte (positive) Ladung, während Q_2 die kleinere (positive) Ladung nach der Registrierung der Elektronen angibt. Dadurch fällt das Potential auf den neuen Wert U_1 .

$$U_1 = U_+ - \Delta U. \quad (2.4)$$

Die Anzahl der nachzuweisenden Elektronen berechnet sich damit aus dem zu U_+ abweichenden Potential U_1 .

$$N = \frac{U_+ - U_1}{e} \cdot C. \quad (2.5)$$

Das Potential U_K wird im nächsten Schritt nach Abbildung 2.2 an das Gate eines Quellfolgertransistors (Source Follower Transistor, im Folgenden SF-Transistor abgekürzt) angelegt und dadurch in ein Signal mit niedriger Impedanz konvertiert. Dieses wird an den Auswahltransistor (select transistor) weitergereicht, über den jedes Pixel angesteuert werden kann.

Ein Auswahltransistor verbindet die Pixel nacheinander mit der nächsten Stufe der Ausleseelektronik, um die Spannungswerte der Pixel zu multiplexen. Zwei Schieberegister (shift register) steuern die Pixel an. Abbildung 2.3 illustriert den Ablauf am Beispiel einer 26×26 Pixelmatrix. Zur Auslese von Pixel 1 werden die Register a und A adressiert. Um Pixel 2 auszulesen, werden folglich b und A adressiert. Erreicht die Auslese das Ende der Pixelzeile A , wird ein Synchronisationssignal als Zeilenmarkierung generiert und die nächste Zeile B ausgeleren. Das letzte Pixel 676 wird durch die Register z und Z verbunden. Daraufhin wird ein weiteres

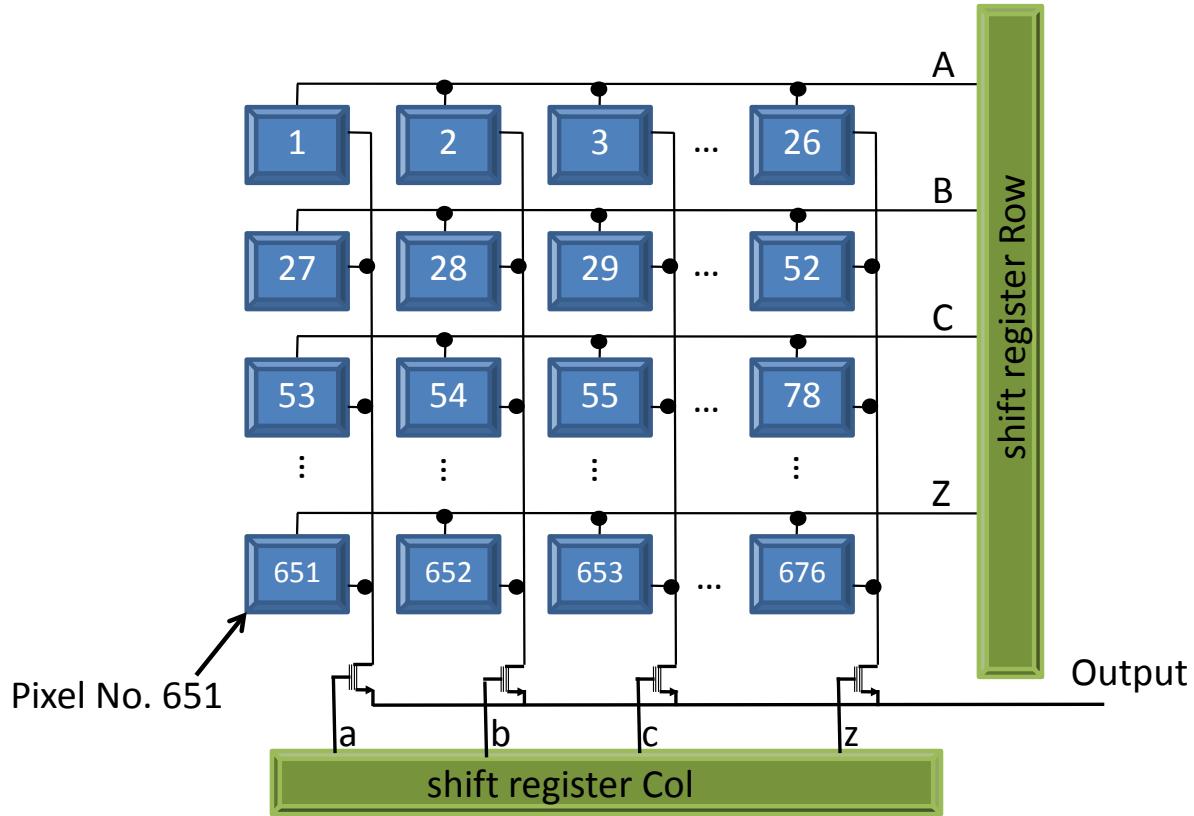


Abbildung 2.3: Ein Beispiel eines Sensors mit 26×26 Pixeln. Die Pixel werden nacheinander durch zwei ansteuernde Schieberegister mit der nächsten Stufe verbunden.

Synchronisationssignal als Markierung für das Ende des Auslesezyklus generiert. Anschließend beginnt wieder die Auslese von Pixel 1.

Die Zeit zwischen zwei Adressierungen eines Pixels wird Integrationszeit (integration time) t_{int} genannt. Da die Integrationszeit eine komplette Auslese der Pixelmatrix umfasst, hängt ihre Dauer von der Auslesefrequenz v und der Pixelanzahl N ab, die mit einem analogen Ausgang verbunden werden sollen:

$$t_{int} = \frac{N}{v}. \quad (2.6)$$

Beispielsweise ergibt sich mit einer typischen Auslesefrequenz von $v = 10$ MHz und einer Pixelanzahl $N = 26^2$ eine Integrationszeit von $t_{int} = 68 \mu\text{s}$.

Damit muss ein Kompromiss aus großer Pixelzahl für eine große abgedeckte Fläche und kleiner Pixelzahl für eine schnelle Auslese gefunden werden.

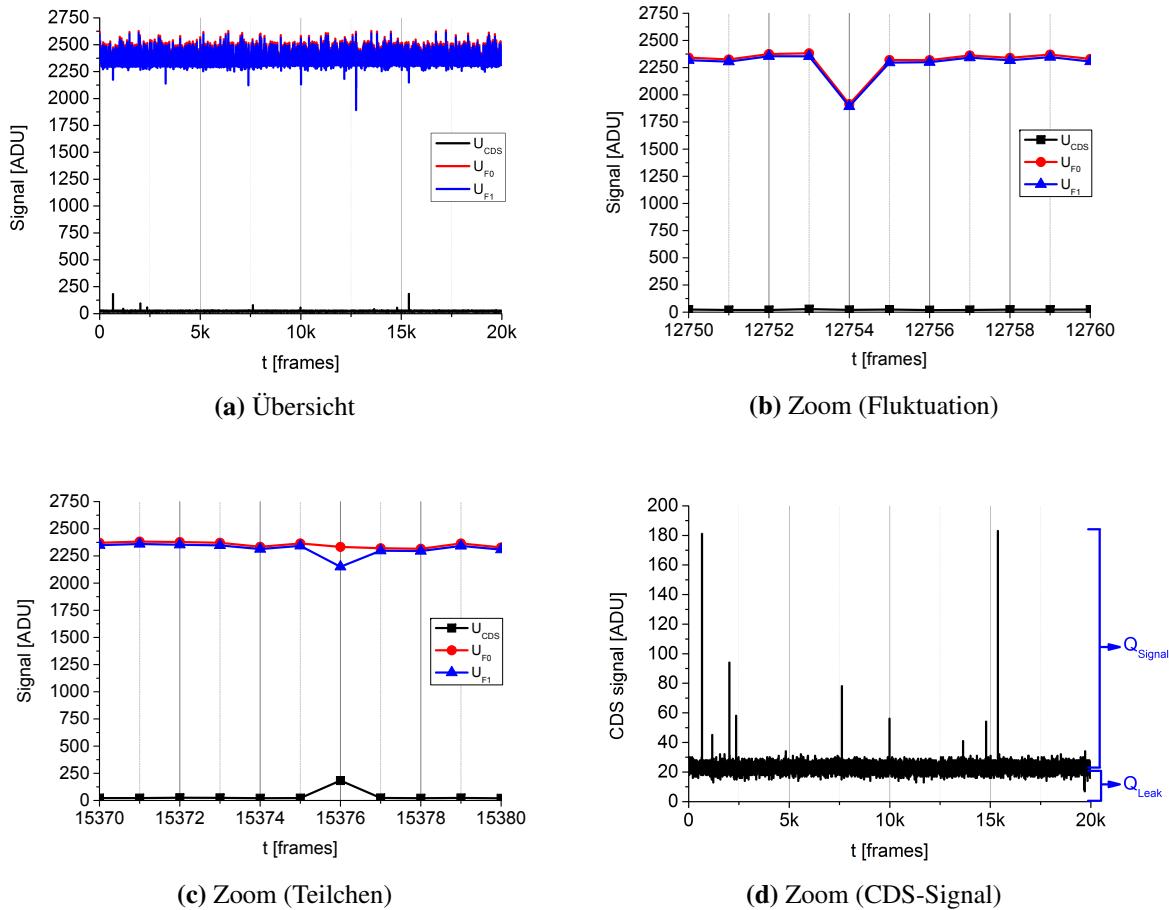


Abbildung 2.4: Die Signale U_{F0} und U_{F1} und ihre Differenz U_{CDS}

2.3 Signalaufbereitung zum CDS-Signal

Im vorherigen Abschnitt wurden MAPS und ihre beiden Vorverstärkertypen 3T und SB eingeführt. Dieser Abschnitt konzentriert sich auf die Signalauslese und die Methode zur Teilchenidentifikation. Zuerst wird der Fall des Vorverstärkers 3T diskutiert, im Anschluss folgt entsprechend der Fall des Vorverstärkers SB.

2.3.1 Signalaufbereitung im Fall eines 3T-Pixels

Der Ausleseyklus eines 3T-Pixels wird in zwei Intervalle unterteilt, in die sensitive Integrationszeit (integration time) und in einen insensitiven Teil, Totzeit genannt, der unter anderem die Wiederaufladung der Kapazität C durch den Reset-Transistor umfasst (siehe Schaltplan in

Abbildung 2.2a). Die Integrationszeit wird als Zeitintervall zwischen zwei Messpunkten, t_{F0} und t_{F1} genannt, definiert. Zum Zeitpunkt t_{F0} wird das Potential $U_{F0} = U_K(t_{F0}) \lesssim U_+$ eines Pixels gemessen. Innerhalb der folgenden Integrationszeit verringert jedes gesammelte Elektron die positive Ladung der Kapazität und damit auch das Potential $U_K(t)$. Danach wird zum Zeitpunkt t_{F1} das Potential $U_{F1} = U_K(t_{F1}) = U_1$ des gleichen Pixels gemessen. Für die Messungen in dieser Arbeit wird der Reset-Transistor nach der zweiten Auslese geschlossen und die Kapazität wieder auf das Potential U_+ aufgeladen.

Die zweifache Messung ist erforderlich, da das Potential U_+ in gewissen Bereichen variieren kann. Diese Fluktuationen können nicht vernachlässigt werden, da sie durchaus größer werden können als die Spannungsänderung ΔU durch ein minimal ionisierendes Teilchen. Um die Fluktuationen zu kompensieren, wird Correlated Double Sampling (CDS) angewandt. Die Differenz U_{CDS} , die auch als CDS-Signal bezeichnet wird, ergibt sich zu:

$$U_{CDS} := U(t_{F0}) - U(t_{F1}) = U_{F0} - U_{F1}. \quad (2.7)$$

Abbildung 2.4a zeigt die Auslesesignale U_{F0} , U_{F1} und U_{CDS} eines ausgewählten Pixels. Die Signale U_{F0} und U_{F1} fluktuierten in diesem Beispiel stark um 2350 ADU. Die Fluktuation in U_{F0} und U_{F1} ist synchron, so dass die Differenz U_{CDS} annähernd Null ergibt (Zoomausschnitt in Abbildung 2.4b). Nach einem Teilchendurchgang fällt die Spannung U_{F1} im Vergleich zu U_{F0} ab (Zoomausschnitt in Abbildung 2.4c). Daraus resultierend ist U_{CDS} größer 0 und ein Teilchendurchgang lässt sich durch einen positiven Eintrag im CDS-Signal nachweisen.

In Abbildung 2.4a wurde das Beispiel so gewählt, dass der Leckstrom des Pixels vernachlässigt werden konnte. Dieser Leckstrom ist der Dunkelstrom der Photodiode. Ein solcher Leckstrom entsteht durch thermisch angeregte Elektronen [Lut01], die ebenfalls während der Integrationszeit gesammelt werden. Dadurch hat das CDS-Signal eines 3T-Pixels einen positiven Offset. Abbildung 2.4d zeigt das CDS-Signal eines Pixels in einem Zoom, so dass der angesammelte Leckstrom als Offset erkennbar wird. Teilchendurchgänge heben sich als Peaks vom konstanten Offset ab. Sofern nur wenige Teilchen auf den Detektor auftreffen, kann der Offset durch das Mitteln des Ausgangssignals des Pixels ermittelt werden. Nachfolgend wird dieser Mittelwert von den aktuellen Ausgangssignalen subtrahiert, wodurch der Einfluss des Leckstroms auf die Signalamplitude eliminiert wird. Die Signalamplitude kann in diesem Beispiel bis zu 160 ADU betragen, während der angesammelte Leckstrom ungefähr 20 ADU beträgt. Dies entspricht einem Leckstrom von 34 fA.

Die Fluktuationen um den Mittelwert des CDS-Signals werden als Rauschen (noise) des Pixels bezeichnet. Zur Quantifizierung des Rauschens hat es sich bewährt, das Rauschen nicht als Fluktuation einer gemessenen Spannung am Ausgang, sondern als Anzahl von Elektronen zu interpretieren, die man bräuchte, um gerade diese Spannung zu erzeugen. Diese können dann mit der Anzahl an Signalelektronen verglichen werden. Man spricht dann von einer äquivalenten Rauschladeung, Equivalent Noise Charge (ENC), die in der Einheit [e] angegeben wird.

Dieses Rauschen kann aus drei verschiedenen Quellen kommen: Thermisches Rauschen, 1/f-Rauschen und Schrotrauschen [Lut01, Seite 180].

Schrotrauschen wird aufgrund der Ladungsquantelung der Leckstromelektronen verursacht [Sch18]. Dadurch kann der gesammelte Leckstrom nur Vielfache der Elementarladung annehmen. Das thermische Rauschen hängt von der Länge der Integrationszeit t_{int} und dem Leckstrom

I_{leak} ab [Ler07]:

$$\text{ENC} = \sqrt{\frac{I_{leak} \cdot t_{int}}{e}}. \quad (2.8)$$

Das thermische Rauschen kann insbesondere dominant werden, wenn in bestrahlten Sensoren der Leckstrom zu stark ansteigt. Das 1/f-Rauschen spielt insbesondere in kleinen Transistoren eine Rolle [Mar09].

Zum Teilchennachweis werden zusätzliche Signalladungen eines den Sensor in der Integrationszeit durchquerenden Teilchens als Spannungserhöhung im CDS-Signal nachgewiesen. Der Ablauf der Analyse zum Nachweis eines möglichen Teilchens unter Berücksichtigung des Leckstroms wird in Abbildung 2.5 illustriert.

1. Ein Reset-Strom I_{Reset} füllt die Kapazität über den Reset-Transistor, wodurch das Potential U_K steigt.
2. Der Leckstrom verringert in der folgenden Integrationszeit das Potential U_K leicht, was in einem positiven CDS-Signal resultiert.
3. Die Kapazität wird durch den Reset-Strom wieder gefüllt.
4. Zusätzliche Signalladung aufgrund eines Teilchendurchgangs verringert das Potential. Das CDS-Signal ist erhöht.
5. Die nächste Integrationszeit enthält wiederum keine Signalladung, so dass das CDS-Signal durch den Leckstrom bestimmt wird.
6. Die Teilchenidentifikation wird durch einen Vergleich der Signale durchgeführt. Dazu wird eine Schwelle (threshold) angesetzt und überprüft, ob das CDS-Signal die Schwelle übersteigt. In diesem Fall wird ein Treffer (hit) festgestellt.

Die Totzeit durch den Reset-Vorgang kann bis zu 50% betragen.

2.3.2 Signalaufbereitung im Fall eines SB-Pixels

In einem SB-Pixel erlaubt der Einsatz einer Ladediode statt eines Reset-Transistors (Abbildung 2.2b), zwei Nachteile des 3T-Pixels zu kompensieren. Erstens ermöglicht der kontinuierliche Ausgleich des Leckstroms eine fortlaufende Auslese ohne Unterbrechungen durch den Resetvorgang. Zweitens wird die notwendige Subtraktion des Leckstroms bereits weitgehend im Pixel durchgeführt.

Dies ermöglicht eine kontinuierliche Auslese ohne Totzeit.

In der kontinuierlichen Auslese werden die Messungen fortlaufend aufgenommen. Das CDS-Signal wird dazu mit den jeweils aufeinanderfolgenden Messungen F_n und $F\{n+1\}$ berechnet.

$$CDS_n = F_n - F\{n+1\}. \quad (2.9)$$

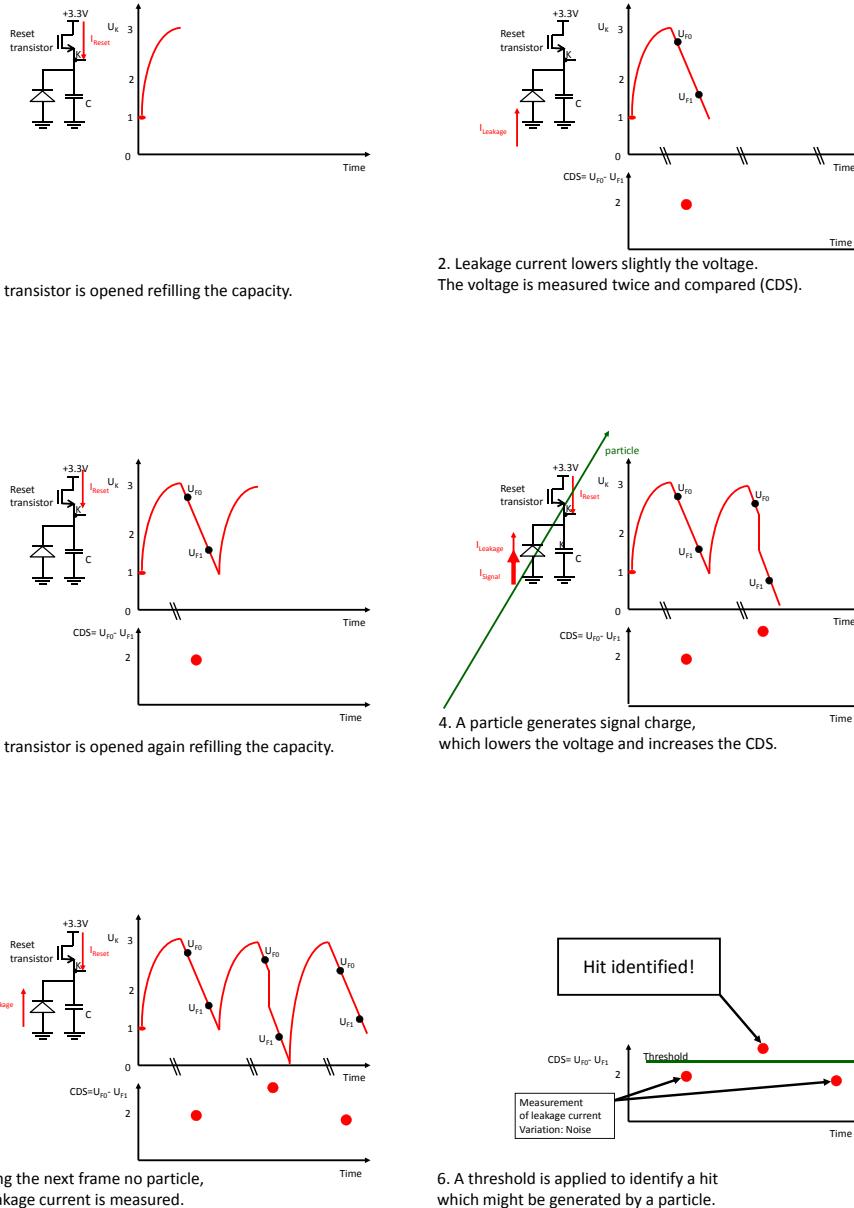


Abbildung 2.5: Messzyklus im Fall des 3T-Pixels

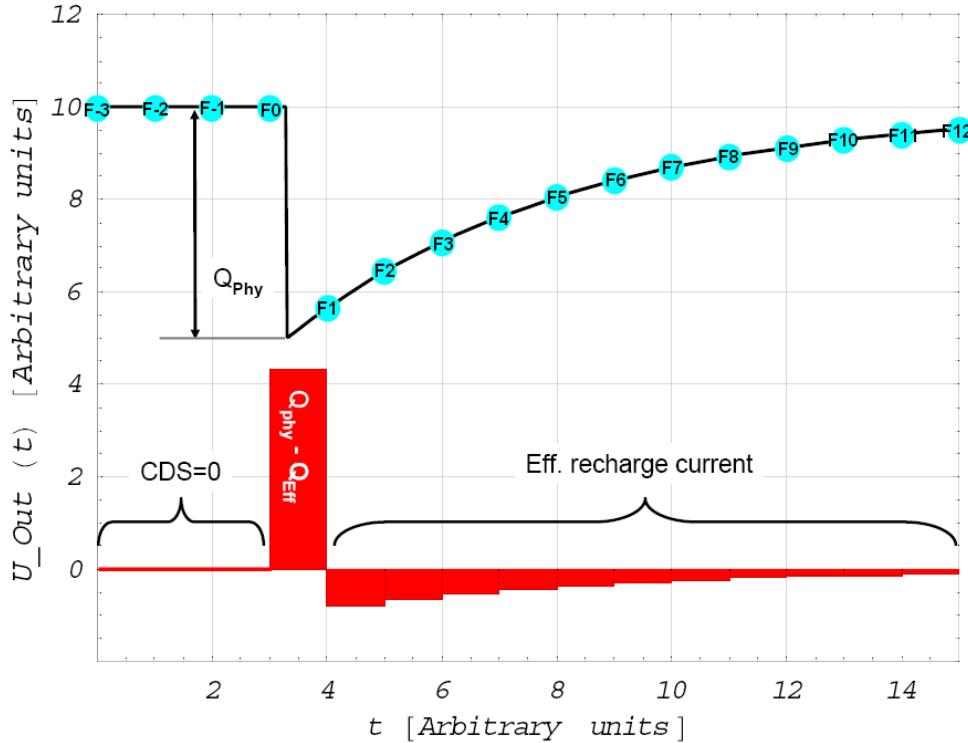


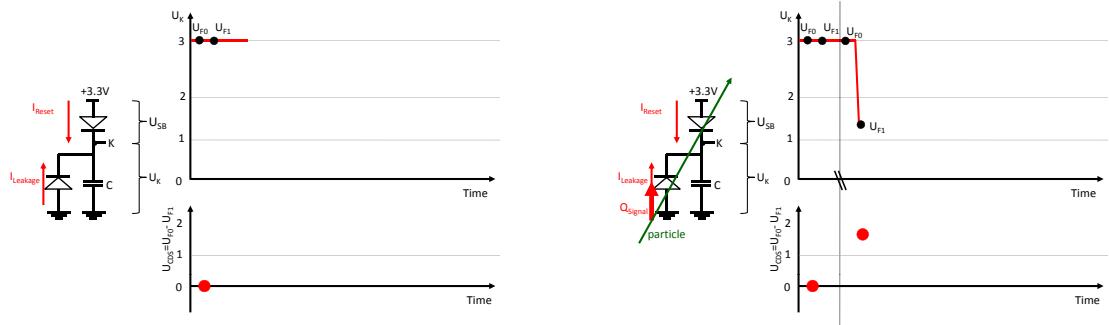
Abbildung 2.6: Messzyklus im Fall des SB-Pixels (kontinuierlich) [Dev07a]

Tritt, ohne Beschränkung der Allgemeinheit, zwischen den Messungen F0 und F1 eine Signalladung Q_{Phy} auf, führt dies zu einem positiven CDS-Signal, während die nachfolgende Kompensation durch den Nachladestrom der Nachladediode in einem leicht negativen Eintrag resultiert (Abbildung 2.6). Dadurch lässt sich das Einbringen der Signalladung und die anschließende Kompensation ohne Totzeit komplett verfolgen [AY07].

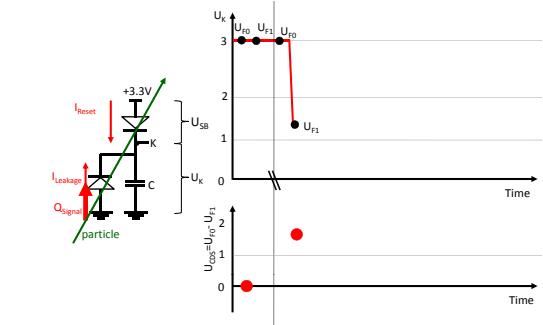
Ein kritischer Punkt für den erfolgreichen Betrieb eines Sensors mit SB-Pixeln ist die Funktion der Nachladediode. Diese reagiert auf einen Spannungsabfall mit einem Strom (Abbildung 2.8c), der den Spannungsabfall wieder kompensiert. Je größer der Spannungsunterschied ist, desto exponentiell stärker ist der Nachladestrom. Die Zeit, bis ein Spannungsabfall wieder ausgeglichen wird, wird über die Zeitkonstante τ bestimmt. Dieser Effekt ist allerdings nichtlinear, so dass, abhängig von der Ausgangsspannung, auch ein kleiner Spannungsabfall einen großen Stromfluss bewirken kann.

Ist die Zeitkonstante zu groß, kann sich die Kapazität durch die Signalladung eines weiteren Teilchens weiter entladen, bevor die ursprüngliche komplett kompensiert wurde. Eine zu kleine Zeitkonstante führt dagegen zu einer zu schnellen Kompensation der Signalladung, so dass diese verschwindet, bevor sie gemessen werden kann. Die Integrationszeit sollte deshalb kleiner als die Zeitkonstante sein. Die Zeitkonstante selbst ist nicht fest, sondern hängt nach [AY07] von den fließenden Strömen ab. Je größer der Leckstrom und der Nachladestrom, desto kleiner ist die Zeitkonstante. Typische Größenordnungen für die Zeitkonstante liegen bei 10 – 100 ms.

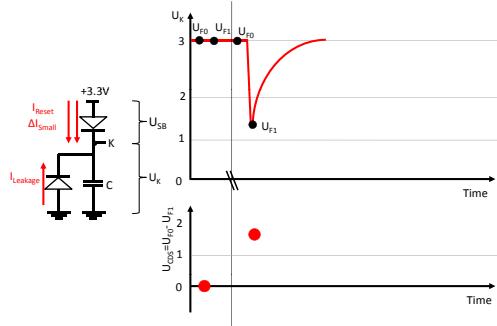
SB-Pixel können auch genau wie 3T-Pixel ausgelesen werden. Danach wird lediglich eine



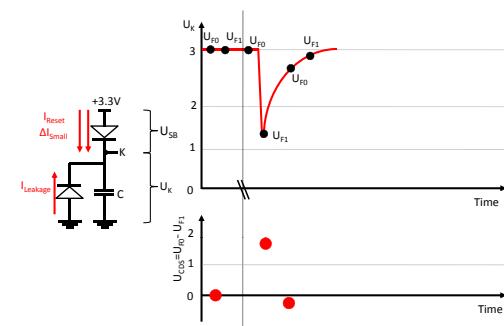
(a) Leckstrom $I_{Leakage}$ und Nachladestrom I_{Reset} sind im Gleichgewicht, U_K ist konstant und $U_{CDS} = 0$.



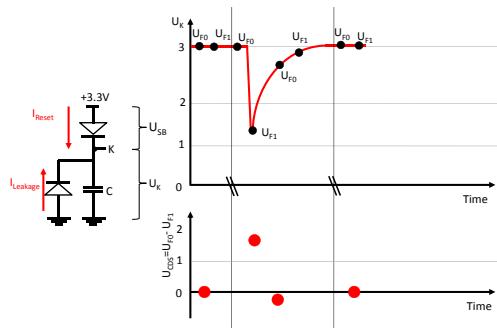
(b) Eine Signalladung Q_{Signal} stört das Gleichgewicht, das Potential U_K fällt ab, womit $U_{CDS} > 0$ ist.



(c) Der niedrige Leckstrom I_{Leak} generiert nach Diodenkennlinie in Abbildung 2.8c einen niedrigen Nachladestrom ΔI_{Small} zur Kompensation des Signalladungseintrags.

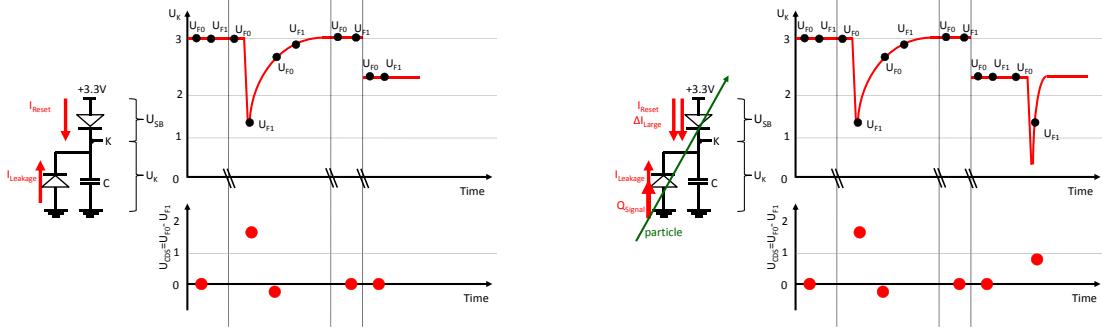


(d) Bis der Aufladeprozess abgeschlossen ist, ist $U_{F0} < U_{F1}$ und damit $U_{CDS} < 0$.

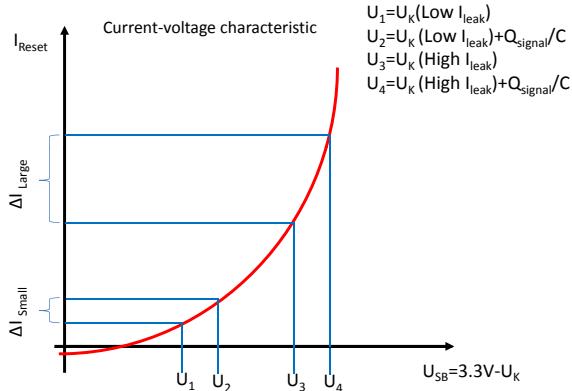


(e) Danach gilt wieder $U_{F0} = U_{F1}$ und damit $U_{CDS} = 0$.

Abbildung 2.7: Messzyklus im Fall des SB-Pixels (diskret)



(a) Der niedrige Leckstrom I_{Leak} generiert nach Diodenkennlinie in Abbildung 2.8c einen niedrigen Nachladestrom ΔI_{Small} zur Kompensation des Signalladungseintrags.



(c) Nichtlineare Diodenkennlinie der Nachladediode

(b) Ein hoher Leckstrom $I_{Leakage}$ generiert einen starken Spannungsabfall U_K , der durch einen dadurch größeren Nachladestrom I_{Reset} kompensiert wird. Hierdurch ist $U_{CDS} = 0$.

Abbildung 2.8: Messzyklus im Fall des SB-Pixels mit hohen Leckströmen

Messung zu den zwei Zeitpunkten t_{F0} und t_{F1} durchgeführt, woraufhin, wie bei 3T-Pixeln, eine gewisse Totzeit folgt. Für Strahlenhärteteststudien ist dieser Auslesemodus ausreichend, weshalb SB-Pixel in der vorliegenden Arbeit ausschließlich danach ausgelesen werden. Eine mögliche Abfolge für ein individuelles Pixel wird in Abbildung 2.7 sowie in Abbildung 2.8 für den Spezialfall hoher Leckströme dargestellt.

In Abbildung 2.7a entlädt der Leckstrom die Kapazität. Dadurch kommt es zu einem Spannungsabfall an der Nachladediode, die mit einem Nachladestrom entsprechend der Diodenkennlinie (Abbildung 2.8c) reagiert, der die Kapazität auflädt. Befindet sich das Pixel im Gleichgewicht, kompensieren sich Leckstrom und Nachladestrom, so dass das Potential U_K konstant ist. Damit ist $U_{F0} = U_{F1}$ und das CDS-Signal ist Null.

Die Abbildung 2.7b zeigt den Ablauf mit Auftreten von Signalladung. Sie führt zu einem, im Vergleich zur Integrationszeit, sehr schnellem Abfall der Spannung, so dass $U_{F0} > U_{F1}$ ist und somit das CDS-Signal für einen Auslesezyklus ansteigt.

Abbildung 2.7c: Der Spannungsabfall führt zu einer größeren abfallenden Spannung an der Nachladediode, die mit einem zusätzlichen Nachladestrom ΔI_{Small} reagiert, der den Spannungs-

abfall durch die Signalladung langsam kompensiert. Die Nachladekonstante ist groß. In der Abbildung 2.7d tritt zwar keine neue Signalladung auf, jedoch ist die vorherige Signalladung noch nicht vollständig ausgeglichen, so dass die Spannung leicht ansteigt. Dadurch ist $U_{F0} < U_{F1}$, was zu einem leicht negativen CDS-Signal führt. In der Abbildung 2.7e ist die Signalladung vollständig kompensiert. Bis zum Eintreffen weiterer Signalladung kompensieren sich Leckstrom und Ladestrom, $U_{F0} = U_{F1}$ und somit ist das CDS-Signal Null.

In der Abbildung 2.8a ist der Fall eines größeren Leckstroms gezeigt. In diesem Fall ist das Potential U_K niedriger, so dass die an der Nachladediode abfallende Spannung größer ist. Dies hat einen größeren Nachladestrom zur Folge, der den größeren Leckstrom im Gleichgewichtsfall gerade kompensiert. Das CDS-Signal ist auch in diesem Fall Null.

In der Abbildung 2.8b tritt zusätzlich zum größeren Leckstrom Signalladung auf. Der größere Spannungsabfall hat zur Folge, dass sich die Nachladediode nicht mehr im linearen Bereich befindet, sondern mit einem wesentlich höheren Nachladestrom ΔI_{Large} reagiert (Abbildung 2.8c). Die Nachladekonstante ist kurz. Dadurch löscht sich das CDS-Signal stärker aus als im Fall niedrigen Leckstroms. Dies ist der Grund dafür, dass im Fall großer Leckströme verringerte Signalamplituden beobachtet werden.

Kapitel 3

Strahlenschäden in Siliziumdetektoren

Strahlung, aus Photonen oder massiven Teilchen bestehend, tritt in Wechselwirkung mit Materie und kann dadurch Schäden im Detektor hervorrufen, die als Strahlenschäden bezeichnet werden. Frühere Arbeiten [Mol99] zeigten, dass es zwei verschiedene Mechanismen gibt:

1. Schäden durch nicht-ionisierende Strahlung, die durch elastische Stöße Atome aus dem Gitter herausschlägt.
2. Schäden durch ionisierende Strahlung, die Atome ionisiert.

In Siliziumdetektoren verursacht nicht-ionisierende Strahlung Schäden im aktiven Volumen, weshalb man hier auch von Volumenschäden (bulk damage) spricht. Ionisierende Strahlung generiert dagegen vor allem Schäden an der Silizium-Siliziumdioxidgrenzfläche, weshalb man diese auch als Oberflächenschäden (surface damage) bezeichnet.

3.1 Strahlenschäden nach ionisierender Bestrahlung (Oberflächenschäden)

Geladene Teilchen oder Photonen erzeugen Strahlenschäden durch Ionisation. Die in die Elektronenwolke eingebrachte Energie ionisiert Atome, beziehungsweise bricht Atombindungen und Moleküle auf. Die Atome bleiben aber an ihrer Position im Kristallgitter.

Für die Dosimetrie wird die Zahl der herausgeschlagenen Elektronen gemessen und daraus auf die Energiedeposition geschlossen. Die SI-Einheit der Strahlendosis ionisierender Strahlung ist Gray. Es gilt $1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$. Die veraltete Einheit rad mit der Umrechnung $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$ ist in der Detektorphysik noch weit verbreitet, so dass in dieser Arbeit die Einheit rad anstatt der SI-Einheit Gy verwendet wird.

Das Silizium wird durch ionisierende Strahlung nicht beschädigt, da die fehlenden Elektronen

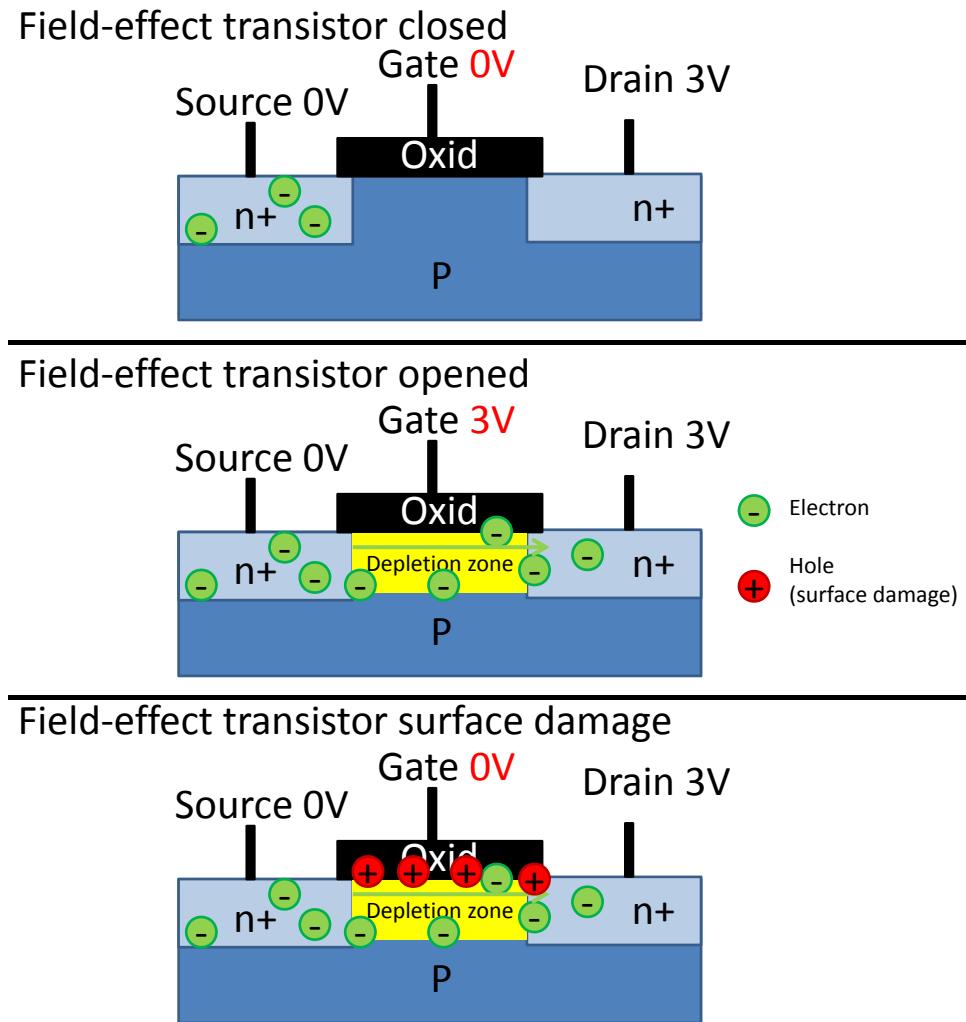


Abbildung 3.1: Funktionsweise eines Feldeffekttransistors

Oben: 0 V Gatespannung angelegt, Transistor geschlossen.

Mitte: 3 V Gatespannung angelegt, Transistor geöffnet.

Unten: Transistor aufgrund von Oberflächenschäden geöffnet, obwohl 0 V Gatespannung angelegt.

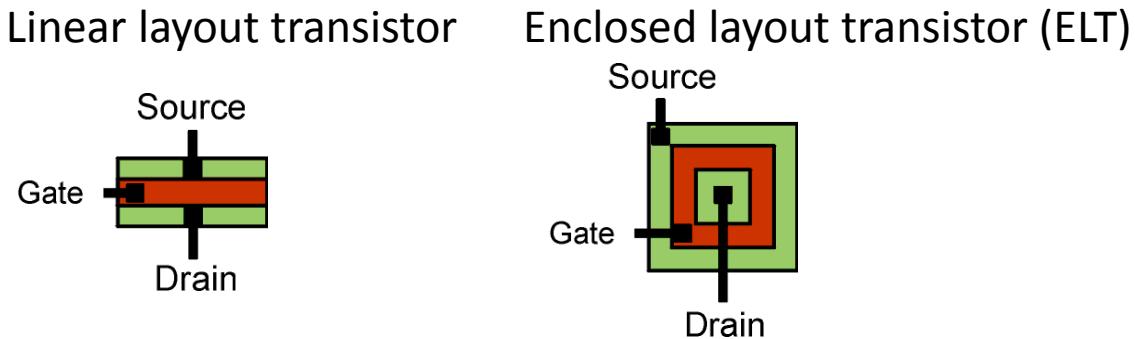


Abbildung 3.2: Lineares Transistorlayout (links) und abgeschlossenes Transistorlayout (ELT) (rechts)

durch thermische Elektronen aus dem Leitungsband ersetzt werden können. Im Siliziumdioxid dagegen können elektrische Felder die durch ionisierende Strahlung generierten Elektron-Loch-Paare in entgegengesetzte Richtung auseinanderdriften lassen. Die Wahrscheinlichkeit sinkt, dass die Elektron-Loch-Paare wieder miteinander rekombinieren. Elektronen haben eine höhere Beweglichkeit als Löcher und können das Siliziumdioxid verlassen, wodurch den Löchern ihre Rekombinationspartner fehlen. Die Löcher diffundieren deswegen zur Grenzschicht und werden mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch Defekte an der Grenzschicht eingefangen, bevor sie mit einem Elektron aus dem Silizium rekombinieren können. Die positive Ladung sammelt sich an der Grenzfläche und erzeugt elektrische Felder, wovon sich der Name Oberflächenschäden ableitet [Ler07, Seite 532].

Elektronen können allerdings in das Siliziumdioxid tunneln und mit den Löchern rekombinieren, wodurch die Schäden ausheilen. Da die Tunnelwahrscheinlichkeit von der Dicke des Potentials abhängt, ist sie in dünnern Siliziumdioxidschichten größer. Entsprechend sollten Siliziumdioxidschichten möglichst dünn sein. Dies kann durch dünnerne Gates in Prozessen mit kleinerer Strukturgröße erreicht werden.

In Abwesenheit elektrischer Felder driften die Elektron-Loch-Paare nicht auseinander und können deswegen größtenteils wieder rekombinieren. Die während der ionisierenden Bestrahlung generierten Oberflächenschäden sind deswegen in während der Bestrahlung nicht mit Spannungen versorgten Detektoren wesentlich geringer. Um die Strahlenhärtigkeit gegenüber ionisierender Strahlung korrekt zu evaluieren, müssen deswegen die Oberflächenschäden mit während der Bestrahlung betriebsfähigen und mit Spannungen versorgten Detektoren erzeugt werden. Andernfalls wird die Strahlenhärtigkeit im Vergleich zum Anwendungsfall in einem Detektor überschätzt.

Die durch die angesammelte positive Ladung induzierten Felder können die elektrischen Eigenschaften der Schaltkreise von Feldeffekttransistoren verändern. In diesen steuert die am Gate angelegte Spannung den Transistor (Abbildung 3.1). Je größer die Spannung, desto größer der Stromfluss zwischen Source und Drain. Die positive Ladung aufgrund von Oberflächenschäden kann den Transistor nun so verändern, dass er schon bei kleineren Spannungen öffnet bzw.

im eigentlich geschlossenen Zustand leitet. Dadurch tritt ein ungewollter Stromfluss zwischen Source und Drain auf, der Leckströme generieren kann.

Zur Abschirmung der Transistoren haben sich erstens ringförmige Transistorlayouts, Enclosed Layout Transistor (ELT), bewährt (siehe Abbildung 3.2). Das ringförmige Design dieser geschützten Transistoren verhindert im Vergleich zum linearen Design Leitungskanäle zwischen Source und Drain. Zweitens helfen nach [Eve93] spezielle Schutzringe (guard rings), die die Anschlüsse des Transistors umgeben. Die Schutzringe selbst bestehen aus dünnem Oxid, das ein Ausheilen der durch die ionisierende Bestrahlung generierten Löcher durch den Tunneleffekt ermöglicht.

Oberflächenschäden betreffen damit nicht das aktive Volumen, sondern vor allem die Elektronik. Ionisierende Bestrahlung kann allerdings auch bei ausreichendem Impulsübertrag ein Atom aus dem Gitter herausschlagen und dadurch Volumenschäden generieren. Dies wird im Allgemeinen vernachlässigt und für Strahlenschäden nach ionisierender Bestrahlung nur auf Oberflächenschäden hin untersucht. Für Gammabestrahlung sollten allerdings auch Volumenschäden berücksichtigt werden. Deswegen wurde in Abschnitt 5.2.1.3.2 auch auf Volumenschäden geprüft, nachdem MAPS mit einer Co-60-Quelle mit 1,17 MeV und 1,33 MeV Photonen bestrahlt wurden, deren Impuls zum Herausschlagen eines Gitteratoms ausreichen sollte.

3.2 Strahlenschäden nach nicht-ionisierender Bestrahlung (Volumenschäden)

Massive Teilchen wie z.B. Hadronen können im Gegensatz zu Röntgenphotonen ein Siliziumatom aus dem Gitter schlagen [Lut01]. Ist die kinetische Energie des herausgeschlagenen Atoms gering, entsteht ein freies Atom und eine Fehlstelle im Gitter. Ist der Energieübertrag hoch, kann das herausgeschlagene Atom seine Energie durch weitere Stöße abgeben und dadurch weitere sekundäre Strahlenschäden verursachen. Ab einem bestimmten Punkt wird das rückgestoßene Atom so langsam, dass es, fast gestoppt, lokal eine große Anzahl an Defekten generiert, die sich zu komplexen Defekt-Clustern zusammenschließen können (Abbildung 3.3).

Sowohl Punktdefekte als auch Defekt-Cluster sind für verschiedene Strahlenschäden verantwortlich. Eine genaue Klassifizierung der Defekte kann mit verschiedenen Verfahren wie zum Beispiel DLTS und TSC durchgeführt werden (siehe [Mol99]).

Die NIEL-Hypothese (Non Ionizing Energy Loss) beschreibt die Entstehung von Strahlenschäden durch elastische Stöße und Kernwechselwirkung [Vas97, Ler07]. Die Annahme der NIEL-Hypothese ist, dass die Strahlenschädigung eines Materials proportional zum nicht-ionisierenden Energieverlust der einfallenden Teilchen ist. Sie ist unabhängig davon, wie sich die Energie im Detail aufteilt.

Mit jeder Wechselwirkung, die zu einem Strahlenschaden führt, wird auf das Atom eine spezifische Rückstoßenergie E_R übertragen. Diese kann als sogenannte Lindhardverteilungsfunktion $P(E_R)$ berechnet werden [Laz87]. Damit lässt sich der Wirkungsquerschnitt $D(E)$, auch Scha-

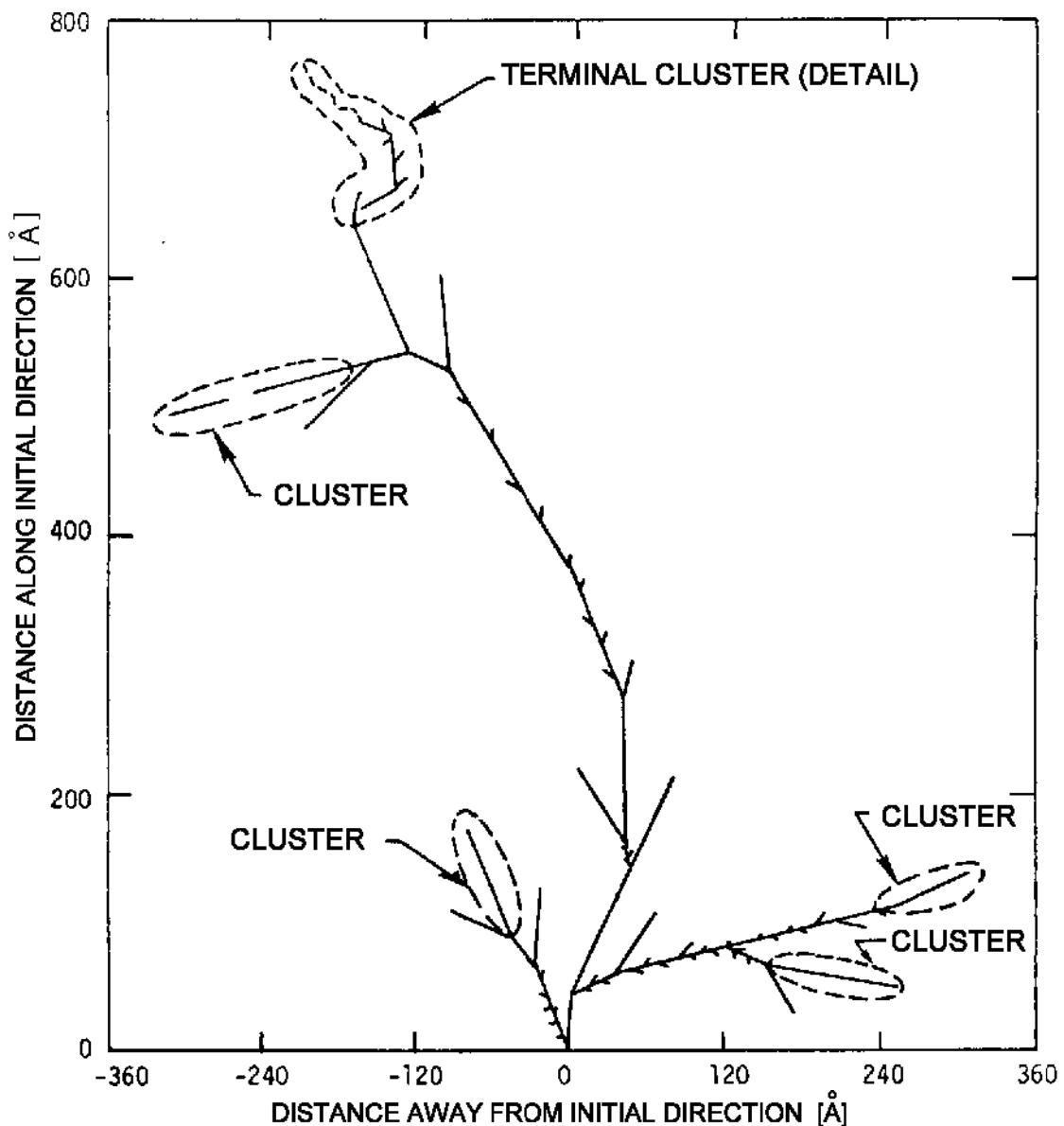


Abbildung 3.3: Ein Teilchen bewegt sich durch Silizium, zerfällt in drei Reaktionsprodukte und wird letztlich durch Stoßprozesse gestoppt. Entlang seiner Trajektorie generiert es einzelne Punktdefekte, die sich, kurz bevor das Teilchen gestoppt wird, lokal häufen und komplexe Defekt-Cluster bilden. Aus [Mol99] entnommen.

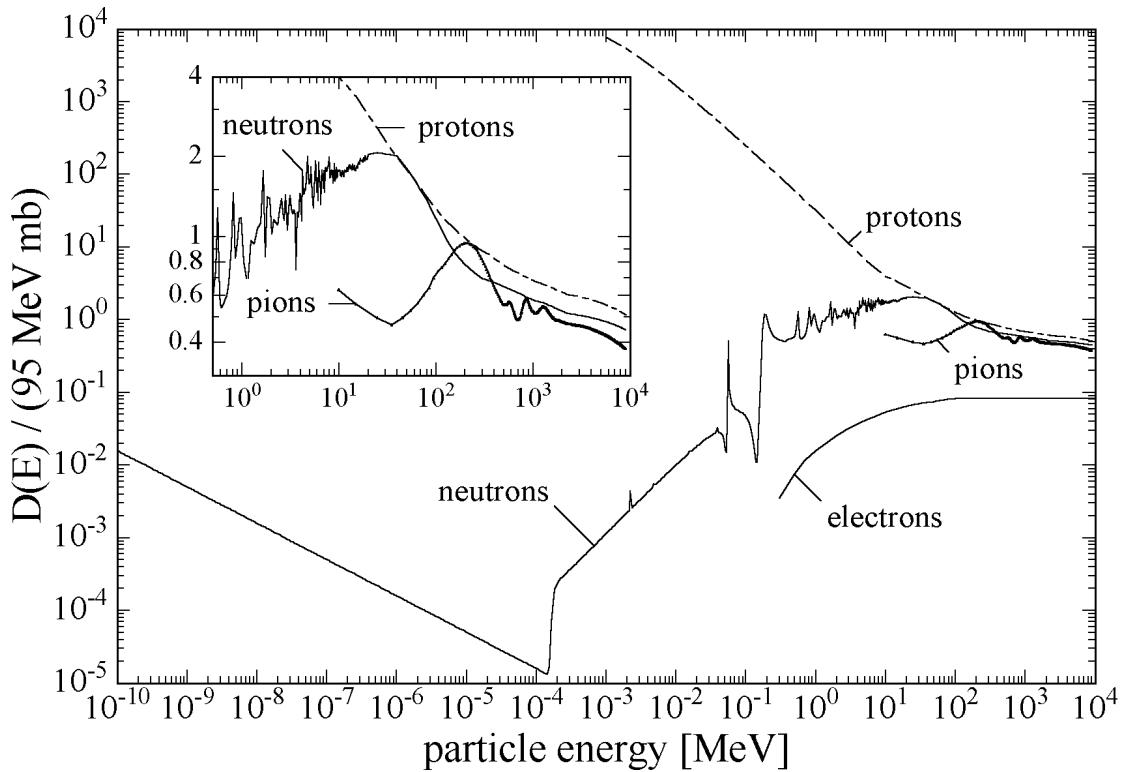


Abbildung 3.4: Der Schadenswirkungsquerschnitt $D(E)$ wird für Neutronen, Protonen, Pionen und Elektronen gegen die Teilchenenergie aufgetragen. Die Abbildung wurde aus [Mol99] entnommen.

densfunktion genannt, berechnen zu:

$$D(E) := \sum_v \sigma_v(E) \cdot \int_0^{E_R^{max}} f_v(E, E_R) P(E_R) dE_R. \quad (3.1)$$

Der Index v indiziert alle möglichen Wechselwirkungen zwischen dem einschlagenden Teilchen der Energie E und den Siliziumatomen im Gitter. σ_v ist der Wirkungsquerschnitt der jeweiligen Reaktion v , während $f_v(E, E_R)$ die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der ein Atom mit der Rückstoßenergie E_R in der Reaktion v aus seiner Gitterposition herausgeschlagen wird. Eine Integration wird über alle Rückstoßenergien bis zur Schwelle E_d durchgeführt. Unterhalb der Schwelle E_d reicht die Energie nicht aus, ein Atom herauszustoßen. Deswegen ist $P(E_R < E_d) = 0$.

Abbildung 3.4 zeigt die Schadensfunktion $D(E)$ für Neutronen, Pionen, Elektronen und Protonen über einen weiten Energiebereich von 0,1 meV bis 10 GeV. Der Verlauf der Schadensfunktion für die verschiedenen Teilchen wird in [Vas97] und [HA93] erläutert. Für Protonen dominiert im niedrigen Energiebereich bis zu einer Energie von 1 MeV die Coulombwechselwirkung. Ab einer Energie von 1 MeV spielen Kernwechselwirkungen die entscheidende Rolle. Mit steigender Energie nähern sich aufgrund der Isospinsymmetrie die Wirkungsquerschnitte von Protonen und Neutronen an. Von einigen Resonanzen abgesehen, fällt der Wirkungsquerschnitt

von Neutronen unterhalb einer Energie von 1 MeV ab. Da der Wirkungsquerschnitt für niedrige Energien wieder ansteigt, bildet sich dadurch ein Minimum um 100 eV aus.

Der Wirkungsquerschnitt kann mit der Gleichung 3.2 als Härtefaktor κ auf eine monoenergetische Energie von 1 MeV normiert werden [Mol99, Ler07].

$$\kappa = \frac{\int D(E)\Phi(E)dE}{D(E_n = 1 \text{ MeV}) \cdot \int \Phi(E)dE}. \quad (3.2)$$

Für $D(E_n = 1 \text{ MeV})$ wird 95 MeV mb angenommen [Mol99].

Der äquivalente Neutronenfluss in der Einheit $n_{eq} s^{-1} cm^{-2}$ wird damit durch Integration über die Energien berechnet.

$$\Phi_{eq} = \kappa\Phi = \kappa \int \Phi(E)dE. \quad (3.3)$$

Mit der Bestrahlungszeit $t_{Bestrahlung}$ ergibt sich im nächsten Schritt die Neutronenbestrahlungsdosis d_{non-io} in der Einheit n_{eq}/cm^2 , die letztlich als Größe zur Quantifizierung der nicht-ionisierenden Bestrahlungsdosis verwendet wird.

$$d_{non-io} = t_{Bestrahlung} \cdot \Phi_{eq}. \quad (3.4)$$

Die Defekte aufgrund von Volumenschäden haben zwei Auswirkungen. Erstens stellen sie Rekombinationszentren für Signalelektronen dar. Eine höhere Dosis nicht-ionisierender Strahlung generiert mehr Defekte und erhöht folglich die Rekombinationswahrscheinlichkeit der Signalelektronen, deren Lebenserwartung im Leitungsband mit steigender Strahlendosis sinkt. Zweitens wirken die Volumenschäden für Elektronen als Zwischenzustand in der Bandlücke. Elektronen, deren thermische Energie nicht ausreicht, um die Bandlücke direkt zu überwinden, können dies in mehreren Schritten über die Zwischenzustände. Der Leckstrom und die Rauschladung steigen.

Experimentell wurde nach [Dev07a] für die Rekombinationsrate eine Exponentialabhängigkeit und nach [Mol99] für den Leckstrom eine lineare Abhängigkeit von der nicht-ionisierenden Bestrahlungsdosis nachgewiesen (siehe Abschnitt 3.4.2).

Ausheilung und Kernumwandlungen werden im NIEL-Modell nicht berücksichtigt. Weiterhin wurden Abweichungen vom NIEL-Modell für mit Sauerstoff angereichertes Silizium und für Bestrahlungen mit niedrigenergetischen Protonen beobachtet [Ler07, Seite 502].

3.3 Thermische Ausheilung

3.3.1 Ausheilung von Volumenschäden

Die Defekte im Kristallgitter sind nicht statisch, sondern können diffundieren. Die Diffusionsgeschwindigkeit hängt hauptsächlich von der Temperatur ab. Jedem Defekttyp kann eine bestimmte Temperatur zugeordnet werden, ab der er zu diffundieren beginnt. Dies trifft auch auf durch Strahlung induzierte Defekte zu. Da die Sensoren weiterhin nach der Bestrahlung nicht

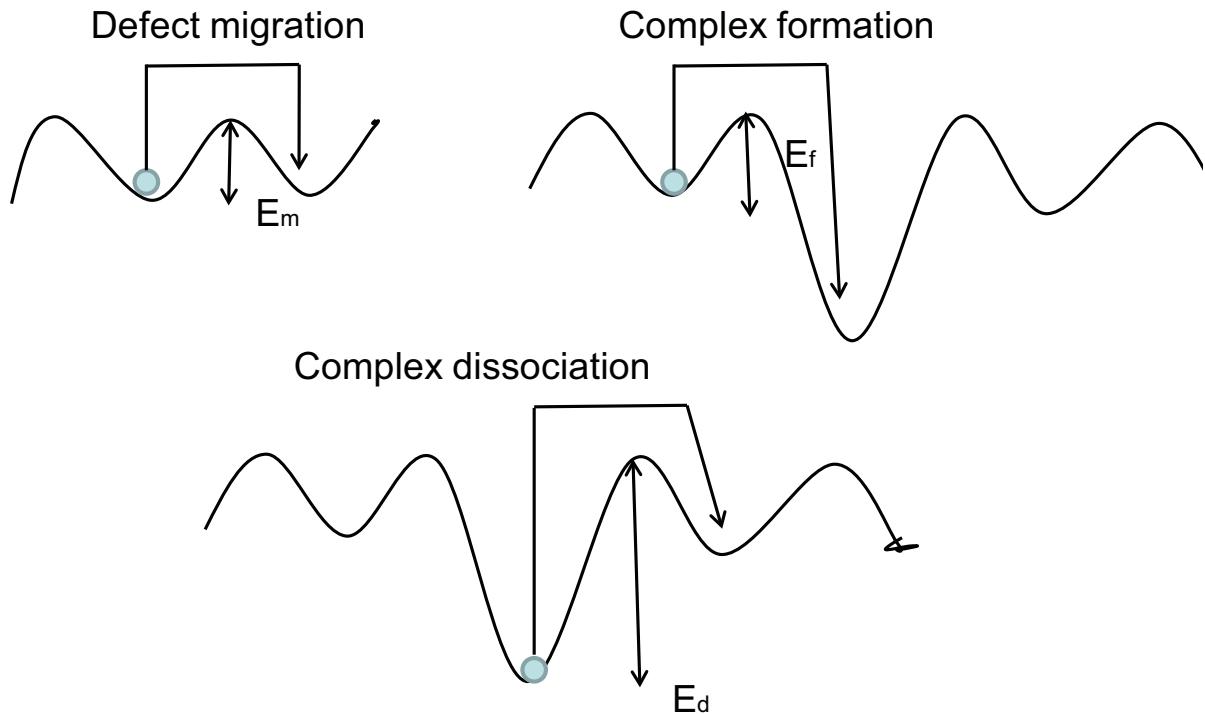


Abbildung 3.5: Drei Arten von Ausheilmechanismen: Defektmigration, Komplexbildung und Komplexzerfall. Bei der Defektmigration wandert der Defekt im Kristallgitter. Zur Migration wird entsprechend eine Energie E_m benötigt. Bei der Komplexbildung bildet der Defekt mit einem anderen einen stabileren Komplex. Dazu wird eine Anregungsenergie E_f benötigt. Beim Komplexzerfall löst sich der Komplex wieder in die beiden Einzeldefekte auf. Dafür wird eine im Vergleich zu E_f höhere Energie E_d benötigt.

tief genug gekühlt werden, lässt sich die Defektmigration nicht unterbinden.

Die Defektmigration hilft, einen Teil der durch Bestrahlung induzierten Defekte zu kompensieren. Wenn zwei sich rekombinierende Defekte durch die Diffusion aufeinander treffen, können sich beide aufheben. Der entsprechende Strahlenschaden wird dadurch repariert. Es wird von einer positiven Ausheilung (beneficial annealing) gesprochen. Gleichzeitig können sich zwei Defekte genauso gut zu einem Komplexdefekt zusammenschließen und dadurch einen eventuell schwerwiegenderen Strahlenschaden hervorrufen. Dies wird selbstverstärkende Schädigung¹ genannt. Um diesen Defekt wieder aufzulösen, ist eine wesentlich höhere Energie erforderlich.

¹Das Oxymoron "‘negatives Ausheilen’" beziehungsweise "‘gegenläufiges Ausheilen’" ist sprachlich näher am englischen Fachbegriff "‘negative annealing’" beziehungsweise "‘reversed annealing’" und wird, obwohl es streng genommen ein Oxymoron ist, im Folgenden anstatt "‘selbstverstärkende Schädigung’" verwendet, um das Verständnis zu erleichtern.

Abbildung 3.5 zeigt die drei denkbaren Fälle Migration, Komplexbildung und Komplexzerfall mit den jeweiligen benötigten Anregungsenergien E_m , E_f und E_d . Da es experimentell oft schwierig zu entscheiden ist, welcher der drei Prozesse vorliegt, werden die einzelnen Anregungsenergien in einer effektiven Anregungsenergie E_A zusammengefasst.

Die Rekombination von Defekten kann mathematisch durch eine Differentialgleichung beschrieben werden [Mol99]. Die Anzahl rekombinierender Defekte pro Zeiteinheit hängt von der Dichte der jeweiligen Defekte ab.

$$-\frac{dN}{dt} = kN. \quad (3.5)$$

N steht für die Defektdichte und k gibt als Proportionalitätsfaktor die Rate an. Diese ist temperaturabhängig und wird durch eine Arrheniusrelation parametrisiert.

$$k = k_0 \cdot e^{-\frac{E_A}{k_B T}}. \quad (3.6)$$

E_A ist die oben eingeführte Aktivierungsenergie und k_0 gibt die Reichweite der Migration an. Eine entsprechende Lösung der Differentialgleichung ist:

$$N = N_0 \cdot e^{-k(T) \cdot (t - t_0)}. \quad (3.7)$$

Die Ausheiltemperatur wird nach [Mol99] so definiert, dass bei dieser Temperatur in einer Zeitspanne von 20 Minuten die Defektkonzentration N auf $\frac{1}{e}$ absinkt. Die so bestimmte Ausheiltemperatur ist sowohl defekt- als auch materialspezifisch. Dies ist vor allem beim Vergleich des gleichen Defekttyps in verschiedenen Materialien zu beachten.

3.3.2 Ausheilung von Oberflächenschäden

In Feldeffekttransistoren können vier Ausheileffekte von Oberflächenschäden auf unterschiedlichen Zeitskalen beobachtet werden, die sich in der Ansprechschwelle des Transistors zeigen (Abbildung 3.6) [Old03]. Alle Prozesse sind stark von der Temperatur, den angelegten Feldern und den Oxidschichtdicken abhängig. Wenige μs nach der Generation von Elektron-Lochpaaren im Siliziumdioxid, haben die Elektronen das Oxid bereits verlassen, während sich die Löcher aufgrund ihrer geringeren Beweglichkeit noch am Generationsort befinden. Dies hat die größte Verschiebung der Ansprechschwelle zur Folge (Abbildung 3.6 (1)). Anschließend wandern die Löcher durch lokalisierte Zwischenzustände an die Grenzfläche zum Silizium, welches eine Wiederherstellung der Ansprechschwelle zur Folge hat (2). Dieser Effekt ist in weniger als einer Sekunde bei Raumtemperatur abgeschlossen. Wenn die Löcher die Grenzfläche erreichen, können sie in relativ tiefe, langlebige Zustände fallen, die, abhängig von der Temperatur, Stunden bis Jahre stabil sein können. Wenn diese mit der Zeit wieder freigesetzt werden, nähert sich die Ansprechschwelle dem Wert vor Bestrahlung (3). Die vierte Komponente ist die Generation von Zwischenzuständen direkt an der Grenzfläche, die ebenfalls ein nur langsames Ausheilverhalten von mehreren Stunden bis Jahren haben und in einer positiven Ansprechschwelle resultieren können (4).

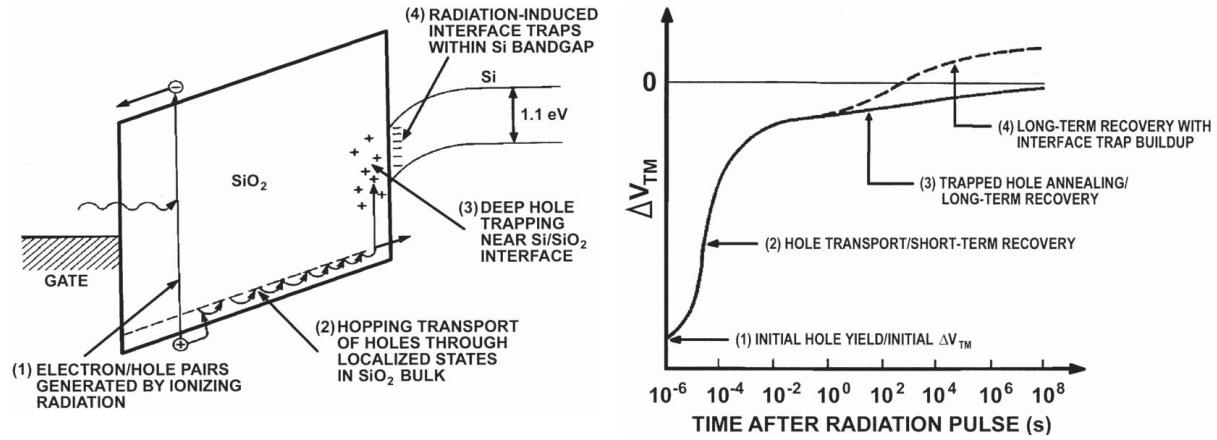


Abbildung 3.6: Ausheilung von Oberflächenschäden in Feldeffekttransistoren. Links: Generation und Diffusion der Löcher. Rechts: Die daraus resultierende Verschiebung der Ansprechschwelle. Entnommen aus [Old03].

In bisherigen Studien wurden nur Oberflächenschäden mit mindestens einigen Stunden Abstand zur Bestrahlung evaluiert. Entsprechend können nur die langfristigen Ausheileffekte an der Grenzfläche beobachtet werden.

3.4 Bekannte Strahlenschäden an MAPS

Parallel zur Forschung und Entwicklung von MAPS für Detektoranwendungen wurden bereits seit 1999 umfangreiche Strahlenhärtestudien durchgeführt. Insbesondere die Wirkung von Volumen- oder Oberflächenschäden auf die Eigenschaften der Sensoren in verschiedenen Prototypen wurden in vorangegangenen Arbeiten thematisiert, die in den folgenden Abschnitten kurz zusammengefasst werden.

3.4.1 Oberflächenschäden in MAPS

Oberflächenschäden treten an den integrierten In-Pixeltransistoren und Dioden auf. Dort öffnen sie Leitungskanäle, die den Leckstrom erhöhen können. Je höher die Temperatur, desto mehr Elektronen werden angeregt, wodurch der Leckstrom bei höherer Temperatur ansteigt bzw. umgekehrt durch eine niedrigere Temperatur unterdrückt werden kann. Wird die Rauschladung als Schrotrauschen vom Leckstrom verursacht, kann diese ebenfalls durch eine niedrigere Betriebstemperatur unterdrückt werden.

In SB-Pixeln wird der Leckstrom durch den Nachladestrom (siehe Abschnitt 2.3.2) ausgeglichen. Dadurch kann ein höherer Leckstrom durch einen höheren Nachladestrom kompensiert werden,

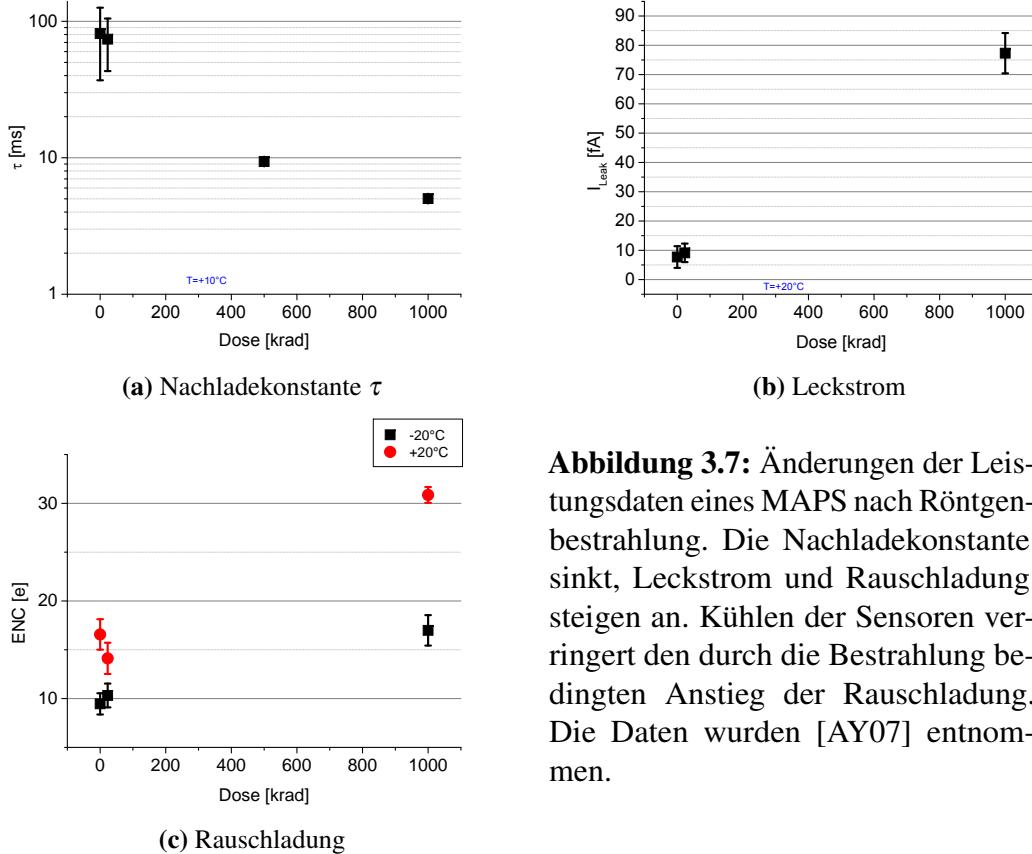


Abbildung 3.7: Änderungen der Leistungsdaten eines MAPS nach Röntgenbestrahlung. Die Nachladekonstante sinkt, Leckstrom und Rauschladung steigen an. Kühlen der Sensoren verringert den durch die Bestrahlung bedingten Anstieg der Rauschladung. Die Daten wurden [AY07] entnommen.

jedoch bleibt der Anstieg des Schrotrauschen.

Durch den höheren Nachladestrom sinkt allerdings die Nachladekonstante. Ein Nachladestrom mit einer großen Nachladekonstante gleicht einen eingebrachten Signaleintrag nur langsam aus. Ist dagegen der Nachladestrom groß und damit die Nachladekonstante klein, wird ein Signaleintrag sehr schnell ausgeglichen, so dass es in SB-Pixeln zu einem teilweisen Signalverlust kommen kann, wenn der Leckstrom zu groß wird.

Quantitative Strahlenhärtestudien zu Oberflächenschäden in MAPS wurden von [Dep02, Dev05, Dev07a, Doe10, AY07] durch Bestrahlung mit $\sim 10 \text{ keV}$ Röntgenstrahlung durchgeführt.

Abbildung 3.7 zeigt eine Auswahl der Ergebnisse aus [AY07]. Die Sensoren wurden bis zu einer Dosis von 1 Mrad bestrahlt und bei unterschiedlichen Temperaturen betrieben, wodurch sich der Leckstrom auf bis zu $(75 \pm 5) \text{ fA}$ für $T = +20^{\circ}\text{C}$ erhöht. Für die Rauschladung wurde ein temperaturabhängiger Anstieg auf bis zu $(30,9 \pm 0,8) \text{ e}$ beobachtet. Da der bestrahlungsinduzierte Anstieg der Rauschladung für $T = -20^{\circ}\text{C}$ geringer ist als für $T = +20^{\circ}\text{C}$, ist es für die Strahlenhärté hilfreich, bestrahlte Sensoren beim Betrieb auf niedrigere Temperatur zu kühlen. Als Ursache für den Anstieg des Leckstroms und der Rauschladung werden positive Ladungsträger nahe der Silizium-Siliziumdioxidgrenzfläche vermutet, die Kanäle zusätzlichen Ladungsfluxes öffnen können (siehe Abbildung 3.1 unten). Abhilfe schaffen, wie in Abschnitt 3.1 ausgeführt,

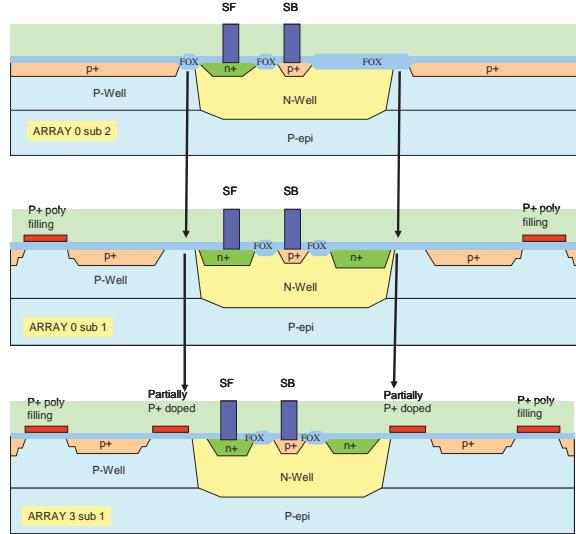


Abbildung 3.8: Verbesserung des Designs für strahlenhärdtere Pixel, entnommen aus [Dev07a]. Oben: Standarddesign eines Pixels (Mi11 A0S2). Mitte: Dünneres Oxid (Mi11 A0S1) Unten: Zusätzlicher Schutzring (Mi11 A3S1).

Schutzringe und dünnes Siliziumdioxid, so dass eine Strahlenhärtigkeit von bis zu 1 Mrad für Sensoren mit geschützten Transistoren erreicht wird. Abbildung 3.9 zeigt die Rauschladung von drei Matrizen mit geschützten Transistoren. Zwei Matrizen unterscheiden sich durch dicke und dünne Oxidschichten. Dünnes Siliziumdioxid wird hier durch Gate-Oxid-Ringe erreicht, welche eigentlich auf Erdung verbundene Gates von Transistoren sind (siehe Abbildung 3.8). Die Rauschladung verringert sich durch das Einführen der dünnen Oxidschicht für $T = +40^\circ\text{C}$ von (57 ± 5) e auf (41 ± 3) e. Das Einbinden eines zusätzlichen Schutzringes generiert ein ELT-ähnliches Design (siehe Abschnitt 3.1). Dadurch verringert sich die Rauschladung auf nur noch (32 ± 3) e.

Auf den Anstieg des Leckstroms von SB-Pixeln lässt sich nur indirekt über die Nachladekonstante schließen. Die Nachladekonstante verringert sich von (80 ± 40) ms auf 5 ms [AY07]. Der Autor schlussfolgert aus diesem Ergebnis, dass sowohl der Leckstrom als auch der Nachladestrom exponentiell mit der Bestrahlungsdosis ansteigen und der Anstieg des Leckstroms dadurch ausgeglichen wird. Gemessen werden kann nur die kürzere Nachladekonstante und die erhöhte Rauschladung.

Die Rauschladung hängt von der Integrationszeit ab. Je länger die Integrationszeit, desto mehr Leckstromelektronen werden während dieser gesammelt, wodurch die Rauschladung ansteigt. Dieser Effekt ist bereits in unbestrahlten Sensoren zu beobachten (siehe Abbildung 3.10). Er wird allerdings für durch Oberflächenschäden erzeugte Leckströme verstärkt, so dass die Rauschladung für zu lange Integrationszeiten zu groß werden kann. In dem Beispiel erreicht ein Sensor mit einer Integrationszeit von 7 ms nach einer Bestrahlungsdosis von 1 Mrad eine Rauschladung von 66 e. Der gleiche Sensor mit einer Integrationszeit von 180 μs ausgelesen, hat nur noch eine Rauschladung von 22 e. Eine hinreichend kurze Integrationszeit kann damit der Schlüssel sein, um die durch Oberflächenschäden hervorgerufene Rauschladung zu unterdrücken und damit die Strahlenhärtigkeit gegenüber ionisierender Strahlung zu verbessern. Dies ist für die Vertexdetektorentwicklung von entscheidender Bedeutung, da als Designziel für CBM die Integrationszeit

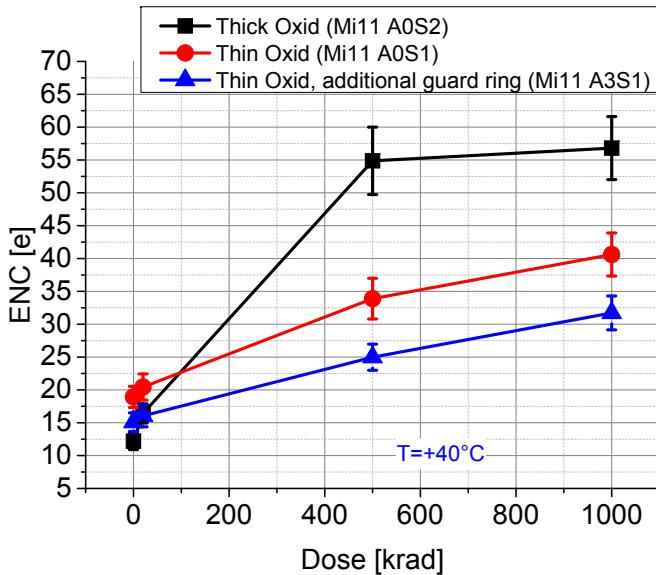


Abbildung 3.9: Effekt von dünnen Oxidschichten und Schutzringen auf die Rauschladung nach ionisierender Bestrahlung [AY07]

der Sensoren auf 30 µs verringert werden soll, um ebenso eine hinreichende Zeitauflösung zu erreichen. Als erwünschter Nebeneffekt wird deswegen auch eine verbesserte Strahlenhärte gegenüber ionisierender Strahlung erwartet.

Der Leckstrom und die Rauschladung von ionisierenden Strahlenschäden können durch thermische Ausheilung verringert werden. Nach [Doe10] und [Doe11] (Abbildung 3.11) erhöht sich der für $T_{Measured} = +20^{\circ}\text{C}$ gemessene Leckstrom nach 200 krad Bestrahlungsdosis von wenigen fA auf 425 fA. Eine anschließende 280-stündige Lagerung bei Raumtemperatur verringert diesen bereits um 20%. Ein Aufheizen des Sensors auf 80 °C führt zu einem Ausheilen, bis nach weiteren 60 Stunden bei 80 °C ein Leckstrom von 125 fA erreicht wird. Dies gilt nach [Doe10] ebenfalls in Anwesenheit von zusätzlichen Volumenschäden.

Im Allgemeinen erzeugt ionisierende Strahlung keine Volumenschäden. Ein Abfall der Ladungssammlung durch eine von diesen Schäden erzeugte Rekombination von Signalelektronen wird folglich nicht erwartet. Allerdings kann die Ladungssammlung durch indirekte Effekte reduziert werden, wie es in einem speziellen Sensor namens MIMOSA-2 beobachtet wurde [Dev07a]. In diesen speziellen Sensoren wurde unerwarteterweise ein Einbruch der Ladungssammlung nach Röntgenbestrahlung einer Dosis von 400 krad beobachtet. Abbildung 3.12 zeigt die dazu gemessene Signalantwort beim Nachweis von Photonen (siehe Abschnitt 4.1.2.6). Die Position des Maximums der Verteilung bricht von 200 ADC auf circa 100 ADC ein, während sich der Photopeak und damit die Verstärkung nicht signifikant ändern. Die Verringerung der Ladungssammlung nach Röntgenbestrahlung wurde auf eine unerwünschte Verarmung der P-Senke zurückgeführt [Dev07a]. Hierdurch bricht die Isolierung zwischen dem aktiven Volumen und dem Reset-Transistor zusammen und ein Teil der Signalladung wird von diesem Transistor gesammelt. Diese Ladung steht für die Bildung eines Signals nicht mehr zur Verfügung, wodurch effektiv die Ladungssammlungseffizienz abfällt.

Zusammenfassend wird nach einer ionisierenden Bestrahlung beobachtet, dass der angesammelte Leckstrom der Sammeldiode steigt, wodurch im SB-Pixel die Nachladekonstante kürzer

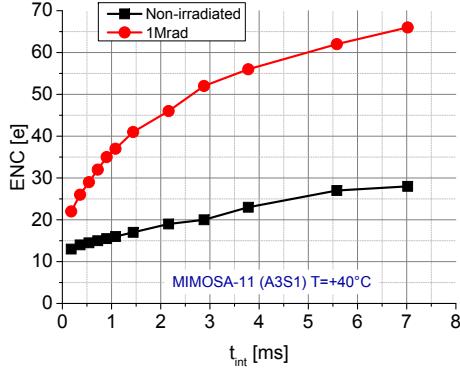


Abbildung 3.10: Einfluss der Integrationszeit auf die Rauschladung, entnommen aus [Dev07a]

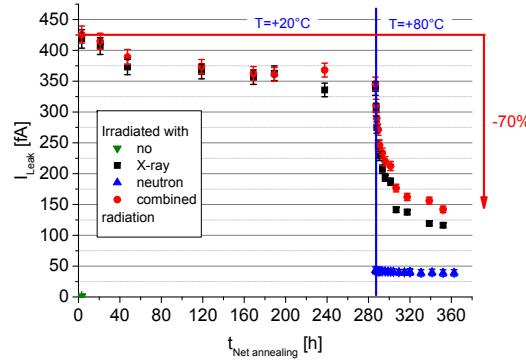


Abbildung 3.11: Verringerung des Leckstroms durch thermische Ausheilung [Doe11]

wird. Zusätzlich steigt die Rauschladung. Der Anstieg des Leckstroms und der Rauschladung ist temperaturabhängig und kann durch eine niedrigere Betriebstemperatur abgemildert werden. Die Rauschladung kann zusätzlich durch eine kürzere Integrationszeit verringert werden. Die Optimierung des Designs durch die Verwendung von dünnen Oxidschichten und Schutzringen sowie geschützter Transistoren kann sich öffnende Leitungskanäle unterbinden und damit den Leckstrom und das Rauschen senken.

3.4.2 Volumenschäden in MAPS

Die Strahlenhärtung von MAPS in Bezug auf Volumenschäden wurde unter anderem in [Dev07c], [Dev07a], [AY07] und [Büd08] beschrieben. Die Arbeiten beziehen sich auf MAPS mit einem niedrigohmigen Dotierungsprofil von $\sim 10 \Omega \cdot \text{cm}$. Die Autoren kommen für Volumenschäden übereinstimmend mit der Literatur [Ler07, Seite 502] zu dem Ergebnis, dass sich die Signalamplitude durch Rekombinationen verringert, und gleichzeitig der Leckstrom und die Rauschladung ansteigen.

Ein aussagekräftiges Beispiel kann [Büd08] entnommen werden. Durchgeführt wurde diese Studie für $T = -20^{\circ}\text{C}$ und $T = +20^{\circ}\text{C}$ bis zu einer maximalen Dosis von $1,95 \cdot 10^{13} \frac{n_{eq}}{\text{cm}^2}$. Abbildung 3.13 zeigt eine Auswahl der Resultate. Für $T = +20^{\circ}\text{C}$ verringert sich die Ladungssammlung des Seed-Pixels von 84% auf 67%. Der Leckstrom steigt von wenigen fA auf bis zu 60 fA. Die Rauschladung steigt von 20 e auf über 40 e. Die für -20°C gemessene Rauschladung steigt im Vergleich dazu nur leicht an. Die Verringerung der Ladungssammlung nach nicht-ionisierender Bestrahlung ist auf eine erhöhte Defektkonzentration zurückzuführen, so dass diffundierende Elektronen eine höhere Rekombinationswahrscheinlichkeit besitzen. Diese Defekte sind weiterhin die Quelle für den erhöhten Leckstrom und die Rauschladung. Darüber hinaus wird aus dem für -20°C wesentlich geringeren Anstieg der Rauschladung geschlossen, dass die Kühlung der Sensoren eine Möglichkeit bietet, Effekte aus Volumenschäden zu kom-

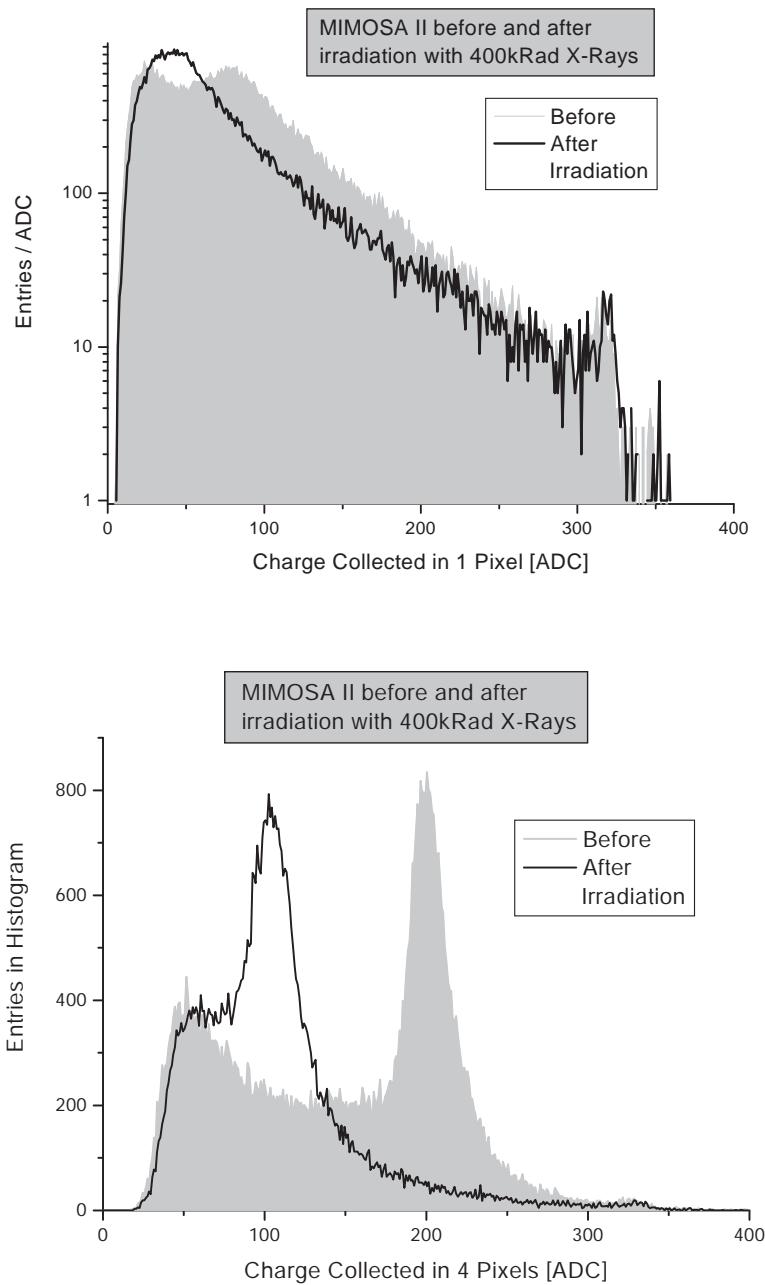


Abbildung 3.12: Antwortfunktion von MIMOSA-2 auf Photonen vor (schwarze Linie) und nach Röntgenbestrahlung (graue Fläche) für eine Cluster-Größe von einem Pixel (oben) und für eine Cluster-Größe von vier Pixeln (unten), aufgenommen mit einer Fe-55-Quelle, entnommen aus [Dev07a]

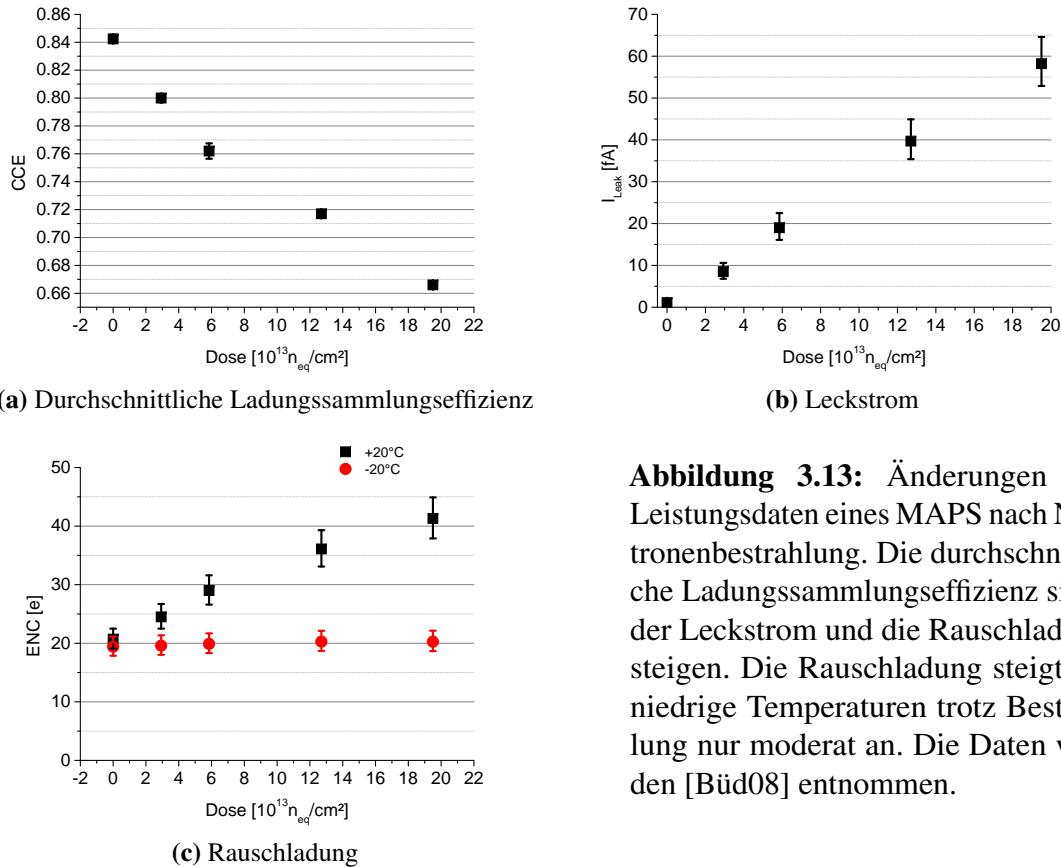


Abbildung 3.13: Änderungen der Leistungsdaten eines MAPS nach Neutronenbestrahlung. Die durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz sinkt, der Leckstrom und die Rauschladung steigen. Die Rauschladung steigt für niedrige Temperaturen trotz Bestrahlung nur moderat an. Die Daten wurden [Büd08] entnommen.

pensieren. Durch die niedrigere Temperatur reicht die Energie der Valenzbandelektronen nicht mehr zur thermischen Anregung.

Unter der Annahme, dass die durch die Bestrahlung induzierten Defekte für eine Erhöhung des Leckstroms verantwortlich sind, kann nach [Mol99] für verarmte Sensoren eine lineare Parametrisierung der Abhängigkeit des Leckstroms von der Bestrahlungsdosis Φ_{eq} durchgeführt werden.

$$\Delta I = \alpha V \cdot \Phi_{eq}, \quad (3.8)$$

V ist das Volumen, in dem der Leckstrom generiert wird, ΔI ist die Differenz des Leckstroms vor und nach der Bestrahlung. Die Leckströme vor der Bestrahlung sind normalerweise im Vergleich zu denen nach der Bestrahlung vernachlässigbar. Trotzdem werden diese in der Berechnung berücksichtigt. Der Proportionalitätsfaktor α wird als Leckstrom erhöhende Schadensrate (current related damage rate) bezeichnet und hängt von der Betriebstemperatur und Ausheilungshistorie des Sensors ab. In [Doe10] wurde dieser Zusammenhang explizit in Bezug auf MAPS nachgewiesen.

Für die durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz $\varepsilon_{CCE}(d)$ von vier Pixeln als Funktion der

Bestrahlungsdosis d wird in [Dev07a] eine einfache Exponentialabhängigkeit beobachtet.

$$\varepsilon_{CCE}(d) = \varepsilon_{CCE}(0) \cdot e^{-\frac{d}{h_{cc}}}. \quad (3.9)$$

Der Parameter $\varepsilon_{CCE}(0)$ steht für die durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz vor der Bestrahlung, während h_{cc} als Härte der durchschnittlichen Ladungssammlungseffizienz gegenüber nicht-ionisierender Strahlung interpretiert werden kann.

In [Dev07b] wird eine von der Pixelgröße abhängige Strahlenhärte gegenüber nicht-ionisierender Strahlung festgestellt. Je kleiner das Pixel, desto kürzer sind die Diffusionspfade und damit die Rekombinationsrate. Dadurch steigt die Strahlenhärte von $10^{11} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ für $40 \mu\text{m}$ auf $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ für $10 \mu\text{m}$.

Die Auswirkungen von Volumenschäden hängen von der Zusammensetzung des Wafers ab. In [Mol99] wurde eine negative Ausheilung beobachtet, die es erfordert, bestrahlte Hybridpixel dauerhaft zu kühlen. Für MAPS mit einer niedrigohmigen Epitaxieschicht wurde dazu eine Studie [Doe10, Doe11] durchgeführt, um eine negative Ausheilung ausschließen zu können. Abbildung 3.11 zeigt den in dieser Studie gemessenen Leckstrom. Es wurde nur ein leicht positiver Ausheileffekt beobachtet, der auch mit Oberflächenschäden einer parasitären Gammastrahlung erklärt werden kann. Es wurde keine negative Ausheilung beobachtet. Dies gilt nicht nur für den Leckstrom und die Rauschladung, sondern auch für die Ladungssammlung.

3.4.3 Wechselwirkung von Oberflächen- und Volumenschäden

Oberflächenschäden entstehen an der Silizium-Siliziumdioxidoberfläche, während Volumenschäden in der Epitaxieschicht auftreten. Allerdings haben beide zum Teil die gleichen Effekte auf die Observablen. So erhöhen beide den Leckstrom und die Rauschladung. Um die Mechanismen möglichst unbeeinflusst voneinander zu studieren und dann beurteilen zu können, ob ein Design eher die Strahlenhärte gegenüber ionisierender oder nicht-ionisierender Strahlung verbessert, werden die Schäden getrennt erzeugt. In der Anwendung als Detektor treten beide Strahlenschäden allerdings gleichzeitig auf. In [Doe10] wurde deswegen ein Sensor sowohl mit Röntgenstrahlung zur Erzeugung von Oberflächenschäden als auch mit Neutronen zur Erzeugung von Volumenschäden bestrahlt und mit der jeweils einzelnen Bestrahlung verglichen. Es zeigte sich, dass es nur eine kleine, zu vernachlässigende zusätzliche Komponente im Leckstrom gibt und sich ansonsten die Effekte der Strahlenschäden addieren. Auch eine thermische Ausheilung wurde durchgeführt und damit die Strategie etabliert, Effekte von Oberflächenschäden durch zeitweises Aufheizen der Sensoren auch in Anwesenheit von Volumenschäden abzumildern.

3.4.4 Random Telegraph Signal

Aufgrund des Rauschens kann das CDS-Signal die Diskriminationsschwelle überschreiten. Dann wird eine falsche Trefferanzeige ausgelöst, ein Fehltreffer. Zur Unterdrückung der Fehltreffer wird eine Schwelle unter der Annahme eines gaußförmigen Rauschens angelegt. Für

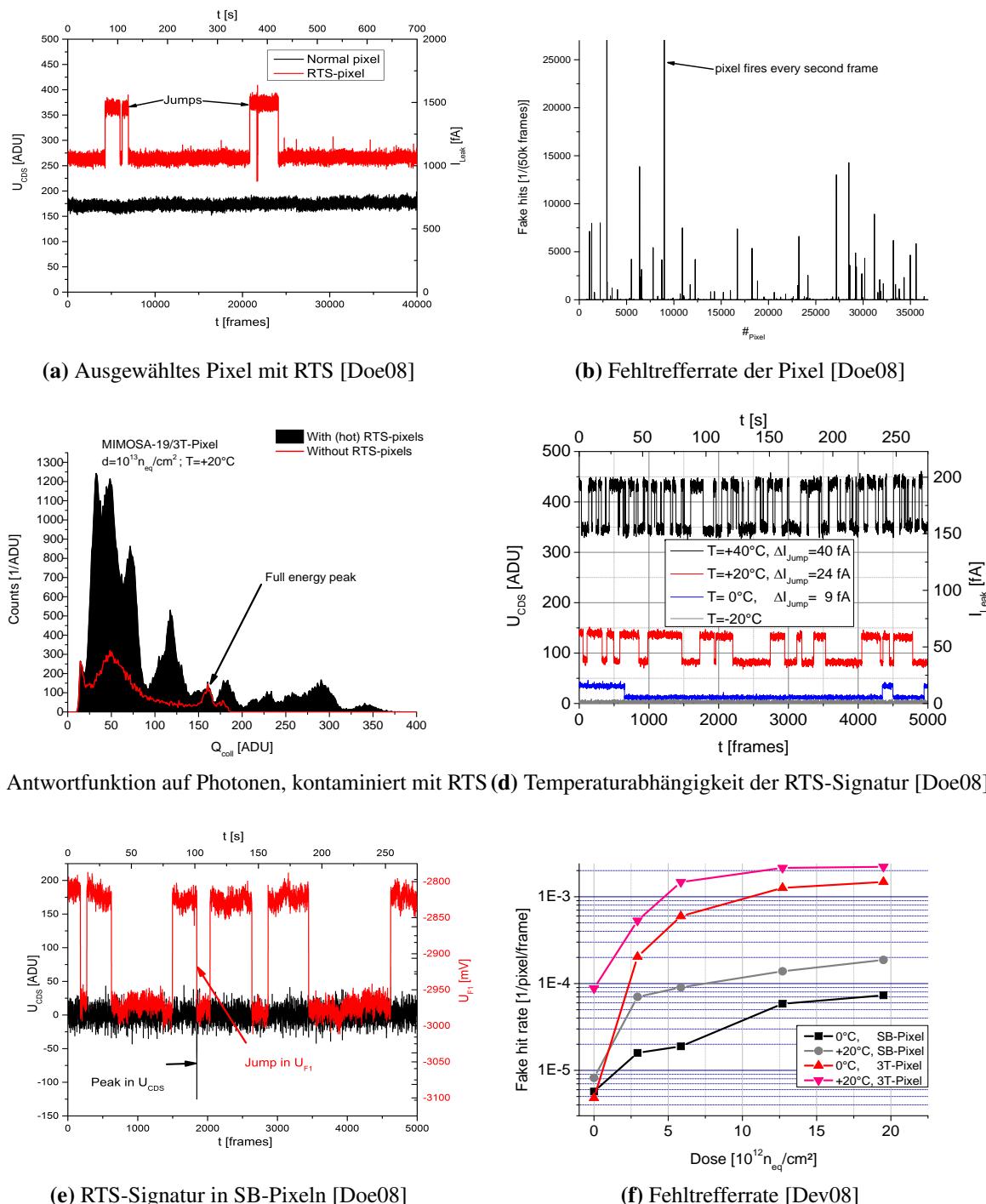


Abbildung 3.14: Random Telegraph Signal

nicht-gaußförmiges Rauschen funktioniert dies nicht, so dass die Fehltrefferrate nur einzelner Pixel aufgrund ihres nicht-gaußförmigen Rauschens die Fehltrefferrate des gesamten Sensors bestimmen kann. Random Telegraph Signal (RTS) ist ein Sammelbegriff für nicht-gaußförmiges Rauschen der Pixel. Dieses kann unterschiedliche Ursprünge haben. Im Folgenden sollen zwei Arten vorgestellt werden: RTS in der Sammeldiode und RTS in den Transistoren.

3.4.4.1 Random Telegraph Signal in der Sammeldiode

In [Doe08] und [Dev08] wurde eine Fehltrefferquelle identifiziert, die als RTS charakterisiert werden kann. Die Signatur ist ein diskret veränderliches U_{CDS} , ohne Vorliegen eines echten Signals (Abbildung 3.14a). Als Ursache dafür wird das Wechseln eines Defektzustandes in der Epitaxieschicht vermutet, das zu einem Öffnen oder Schließen von Leckstromleitungskanälen führt. Der Leckstrom des Pixels ändert sich dadurch sprunghaft, was zum springenden CDS-Signal führt. RTS ist demnach die Signatur eines mikroskopischen Defektes, der zu einer makroskopischen Änderung des Leckstroms führt. Die Periode kann bis zu einigen Minuten betragen und die Amplitude kann vergleichbar mit Signalamplituden von MIPs sein, so dass RTS leicht als Teilchendetektion verwechselt werden kann. Die Signatur kann in 3T-Pixeln zu großen Fehltrefferraten von einzelnen Pixeln führen (siehe Abbildung 3.14b), da nach einem Sprung das CDS-Signal über mehrere tausend Auslesezyklen in dem gleichen hohen Niveau verbleiben kann und durch die Auslese (siehe Abschnitt 2.3.1) jeder folgende Auslesezyklus einen Fehltreffer generiert. Dadurch kann ein RTS-Pixel hohe Fehltrefferraten erreichen. Von RTS sind nur wenige Pixel betroffen, die nach [Doe08] auch nicht korreliert sind. Das Identifizieren und Maskieren einzelner Pixel mit einer hohen Fehltrefferrate kann damit eine Strategie sein, die Effekte von RTS zu unterdrücken.

Oftmals springt das CDS-Signal zwischen zwei diskreten Niveaus, es wurden allerdings auch Pixel mit drei oder mehr charakteristischen Niveaus beobachtet. In Abbildung 3.14c wird eine charakteristische Ladungsverteilung von RTS-Fehltreffereinträgen nahezu vollständig überlagert. Ein Maskieren von einzelnen RTS-Pixeln stellt dagegen die Ladungsverteilung nahezu vollständig wieder her.

Es wurde festgestellt, dass das Auftreten von RTS und die Fehltrefferrate von der nicht-ionisierenden Bestrahlungsdosis und von der Temperatur abhängt (siehe Abbildung 3.14f). Je größer die nicht-ionisierend erzeugten Strahlenschäden sind und je höher die Temperatur ist, desto mehr Fehltreffer werden registriert. Den expliziten Temperaturzusammenhang eines RTS-Pixels zeigt Abbildung 3.14d. Für niedrigere Temperaturen sind die Leckströme geringer und damit die Sprungamplitude kleiner. Gemessen wurde an diesem Beispieldpixel eine Verringerung der Sprungamplitude von 40 fA bei $T = +40^\circ\text{C}$ auf 9 fA bei $T = 0^\circ\text{C}$. Weiterhin sinkt die Frequenz der Sprünge. Bei $T = -20^\circ\text{C}$ wurde in dem betrachteten Messzeitraum kein Sprung mehr nachweisbar, der RTS-Effekt konnte eingefroren werden.

In SB-Pixeln kann der Nachladestrom den Leckstromsprung ausgleichen und damit große Fehltrefferraten über mehrere tausend Auslesezyklen hinweg unterbinden. Abbildung 3.15 zeigt schematisch die erwartete RTS-Signatur in SB-Pixeln. Befindet sich das Pixel konstant im obe-

ren oder unteren Niveau, so ist der Leckstrom genauso groß wie der Strom der Nachladediode. U_1 ist entweder groß (oberes Niveau) oder klein (unteres Niveau). Für die Differenz gilt dagegen im Gleichgewicht immer:

$$U_{CDS} = U_1(t_1) - U_1(t_2) \approx 0$$

Durch die Anwendung des CDS-Algorithmus wird RTS in SB-Pixeln die meiste Zeit kompensiert. Ein RTS-Sprung auf ein höheres Niveau bewirkt nun, dass der Leckstrom $I_{Leckstrom}$ steigt und nicht mehr vollständig von der Nachladediode kompensiert wird. Die Kapazität wird entladen, die Spannung U_1 sinkt ab. Dadurch steigt im gleichen Maße die Spannung $U_{SB-Diode}$, die an der Diode abfällt. Dies bewirkt einen erhöhten Stromfluss $I_{SB-Diode}$ durch die Diode, die den angestiegenen Leckstrom $I_{Leckstrom}$ wieder kompensiert. Die Kapazität kommt wieder in ein Gleichgewicht, das sich vom vorherigen unterscheidet. Die Niveaus sind also in der absoluten Spannungsmessung (U_{F0}, U_{F1}) sichtbar, während sie im CDS-Signal verschwinden, sobald sich das neue Gleichgewicht eingestellt hat.

Während die Nachladediode den Leckstrom noch nicht vollständig ausgeglichen hat, ändert sich U_1 mit der Zeit, d.h. $U_1(t_1) \neq U_1(t_2)$. Dies hat zur Folge, dass nun $U_{CDS} \neq 0$ ist. Zum diskreten Zeitpunkt der Messung a und c (Abbildung 3.15) befindet sich der Strom im Gleichgewicht und somit $U_{CDS} = 0$. Zum Zeitpunkt der Messung b hat gerade ein RTS-Sprung stattgefunden, der Strom ist noch nicht wieder im Gleichgewicht, folglich ist $U_{CDS} > 0$.

Die Überlegungen folgen analog für einen RTS-Sprung von einem hohen auf ein tiefes Niveau, wobei während des Sprunges $U_{CDS} < 0$ ist. Damit wird aus einem RTS-Sprung ein RTS-Peak. Anstatt zwei konstanter Niveaus werden in SB-Pixeln ein Grundniveau sowie Peaks nach oben und unten gleicher Amplitude erwartet. Diese Signatur wurde in [Doe08] (siehe Abbildung 3.14e) experimentell beobachtet. In der Tat ist die Fehltrefferrate in SB-Pixeln geringer als in 3T-Pixeln (siehe Abbildung 3.14f).

3.4.4.2 Random Telegraph Signal in Transistoren

Die Autoren in [Mar09, Wan06] beschreiben ebenfalls ein CDS-Signal mit drei charakteristischen Niveaus (Abbildung 3.16). Das Entstehen folgt analog zum SB-Pixel (Abbildung 3.15). Die Signatur bringen die Autoren mit RTS im SF-Transistor in Verbindung. Es wurde weiterhin für eine konstante Länge von 0,8 µm die Breite des Transistor-Gates zwischen 1,5 µm und 1 µm variiert. Währenddessen wurde eine Verschiebung der Rauschverteilung zu höheren Rauschladungswerten beobachtet (Abbildung 3.17).

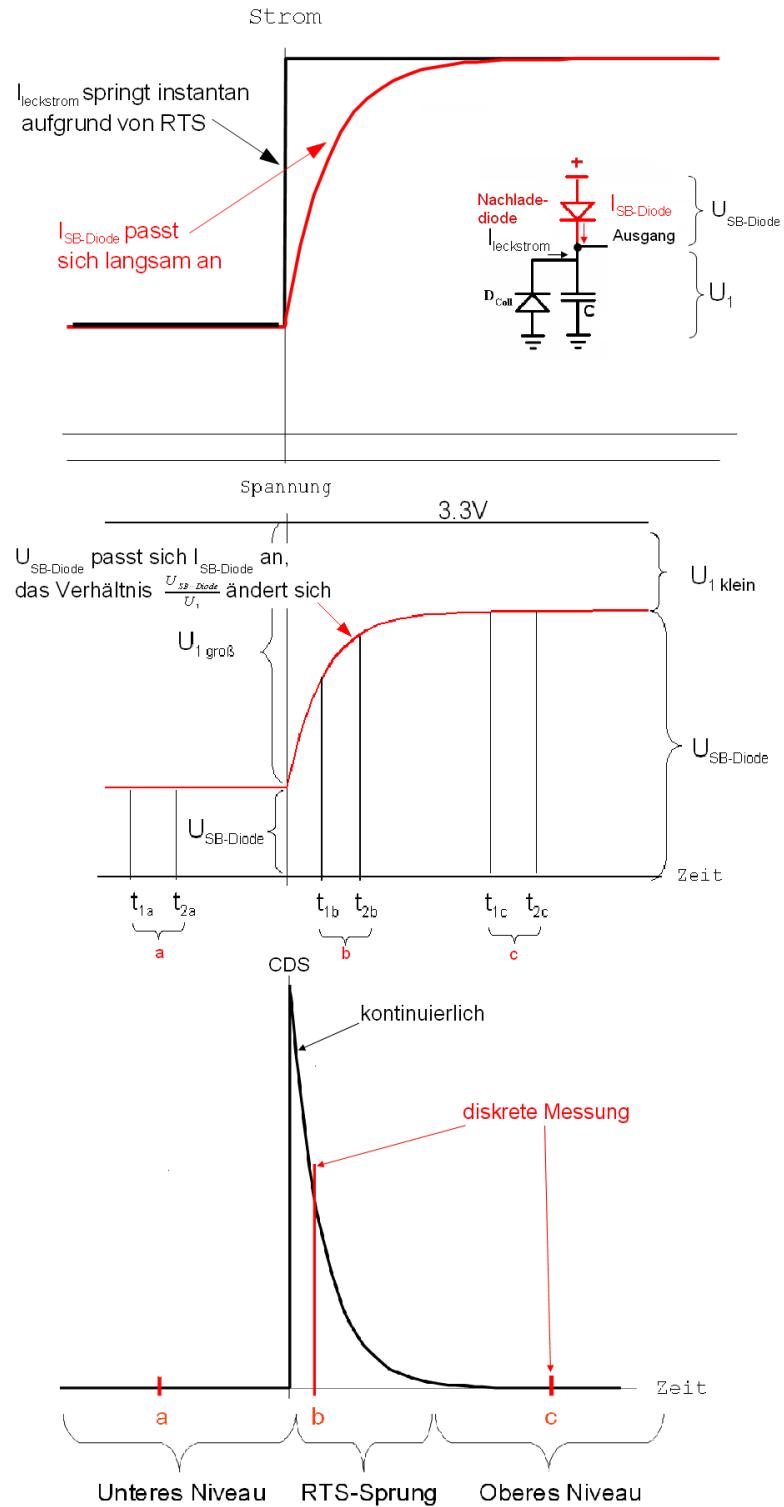


Abbildung 3.15: Signalrekonstruktion mit RTS bei SB-Pixeln, entnommen aus [Doe08]

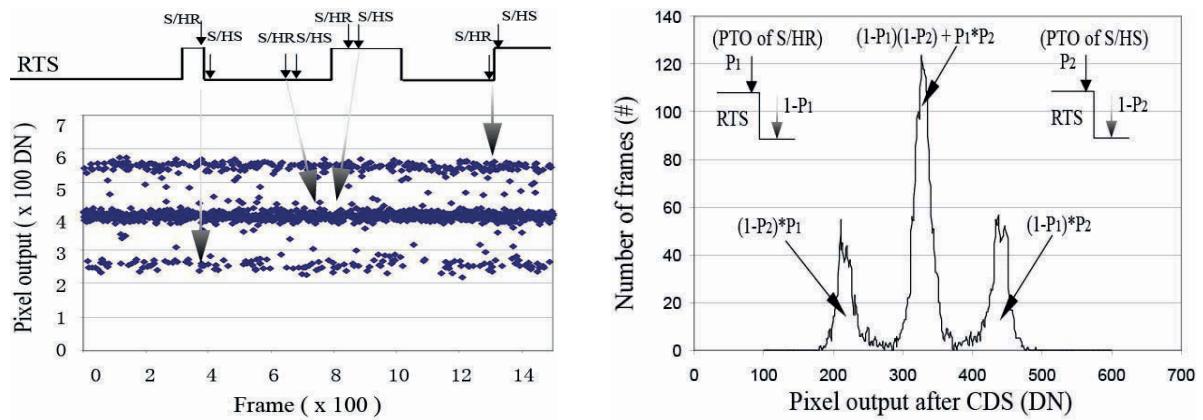


Abbildung 3.16: RTS-Signatur, entnommen aus [Wan06]

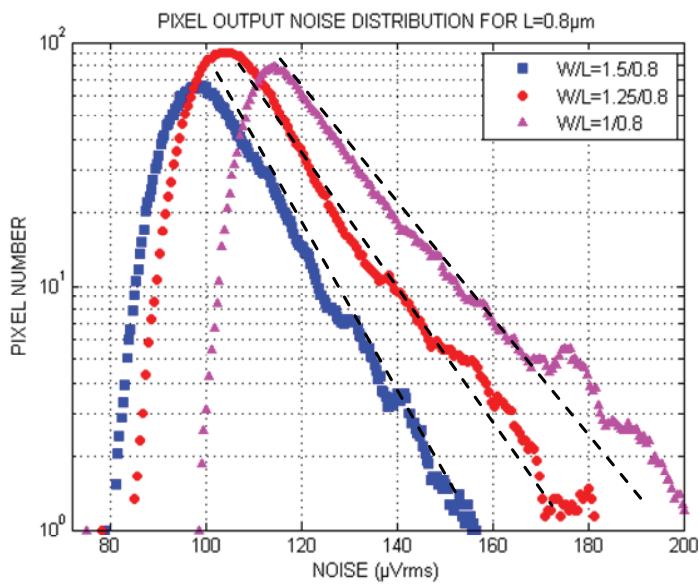


Abbildung 3.17: Rauschen aufgrund von RTS als Funktion der SF-Transistor-Gate-Größe, entnommen aus [Mar09]

Kapitel 4

Methoden zur Strahlenhärteuntersuchung

Für Strahlenhärtestudien an MAPS wurde eine Messeinrichtung von [Dep02] eingeführt, die über die Jahre für die Erfordernisse neuer Chipgenerationen weiterentwickelt wurde. Dokumentiert sind diese Anpassungen in den jeweiligen Abschlussarbeiten, wie beispielsweise [Dev03, Dev07a, AY07, Doe08, Doe10]. Auch in dieser Arbeit wurde das Verfahren angepasst. Um einen aktuellen Stand des Verfahrens zu dokumentieren, wird in diesem Kapitel erst das Standardverfahren für Strahlenhärtestudien vorgestellt, wie es zu Beginn dieser Arbeit durchgeführt wurde. Im Anschluss werden dann die während dieser Arbeit entwickelten Erweiterungen erläutert.

4.1 Standardverfahren zur Strahlenhärteuntersuchung

Die Studien werden an Prototypsensoren durchgeführt, die prinzipiell auch als Detektoren in einem Experiment eingesetzt werden können. Diese haben eine oder mehrere Matrizen, zu denen baugleiche Pixel gruppiert werden. Gemessen werden kann das Auslesesignal der Pixel. Getestet wird die Reaktion des Sensors auf bekannte Strahlung. Für Strahlenhärtestudien werden die Prototypsensoren mit einer festgelegten Dosis bestrahlt und danach erneut getestet bzw. mit Referenzsensoren verglichen. Da die Sensoren lichtempfindlich sind und viele Parameter temperaturabhängig sind, werden die Sensoren in einer klimatisierten Dunkelkammer betrieben. Es gibt keinen direkten Zugriff auf einzelne Dioden oder Transistoren, sondern das Pixel stellt eine Blackbox dar. Damit können auch keine Strom-Spannungs-Kennlinien oder Dotierungskonzentrationen bestimmt werden.

4.1.1 Experimenteller Aufbau

Zur Durchführung der Messungen wird ein Auslesesystem (Abschnitt 4.1.1.1) und eine Kühlinfrastruktur (Abschnitt 4.1.1.2) zur Temperierung des Chips (Abschnitt 4.1.1.3) benötigt. Zur

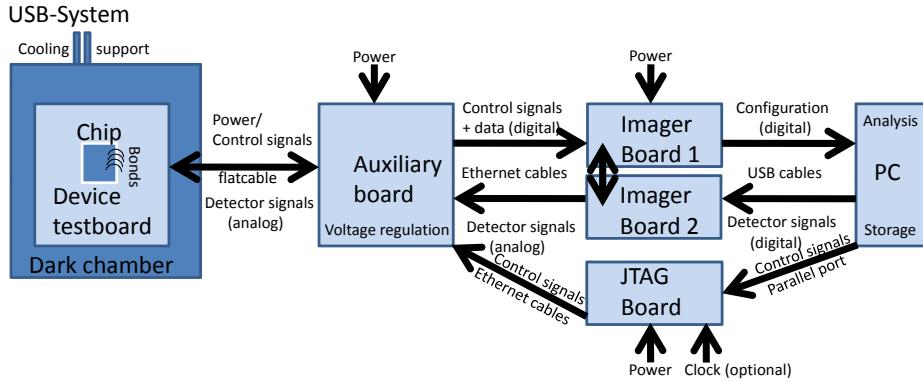


Abbildung 4.1: Die verwendete Hardware des USB-Systems zur Datenaufnahme

Generierung von Signalantworten im Sensor werden radioaktive Quellen (Abschnitt 4.1.1.5) verwendet.

Zum experimentellen Aufbau wurde ein MAPS-Messstand (USB-System benannt nach der verwendeten USB2-Schnittstelle) im Technologielabor des IKF Frankfurts eingesetzt. Der den Sensor beinhaltende Chip wird dazu auf eine PCB-Karte (device testboard) kontaktiert. Die PCB-Karte kann auf einen Metallblock geschraubt werden, der eine Öffnung im Bereich des Chips hat. Der Metallblock wird mit dem Chip nach oben in einer klimatisierten Dunkelkammer installiert, um Lichteinflüsse zu unterbinden. Über der Öffnung kann eine radioaktive Quelle positioniert werden, die den Chip beleuchtet.

4.1.1.1 Auslesesystem

Zur Datenaufnahme wurde ein Auslesesystem (Abbildung 4.1) am IPHC Straßburg entwickelt. Die Hauptaufgabe der passiven PCB-Karte ist die Verstärkung und Weiterleitung der analogen Auslesesignale (siehe Abschnitt 2.3.1) sowie eine Rauschfilterung der Versorgungsspannungen. Zusätzlich ermöglicht die PCB-Karte eine Handhabung, ohne den empfindlichen Chip zu berühren. Eine weitere passive Hilfskarte (auxiliary board), außerhalb der Dunkelkammer positioniert, versorgt die PCB-Karte über in die Dunkelkammer führende Flachbandkabel und Litzenkabel mit den erforderlichen Spannungen und verbindet sie weiterhin je nach Chipgeneration mit einer oder zwei parallelen Karten mit USB2-Schnittstelle (imager board), welche als AD-Wandler und zur Erzeugung der Kontrollsignale mit Hilfe eines Field Programmable Gate Array (FPGAs) dienen. Eine zusätzliche Karte (JTAG board) dient zur Programmierung des Sensors über eine JTAG-Schnittstelle [JTA13]. Die USB2-Karten, die über insgesamt acht Auslesekanäle verfügen, können über eine Software mit einem Standard-PC gesteuert werden. Mit dieser können die Chipparameter angepasst sowie die Datenspeicherung auf Festplatten durchgeführt werden. Die anschließende Datenanalyse wird mit Wolfram Mathematica 5.1 durchgeführt. Dazu wird erst das CDS-Signal aus den Auslesesignalen U_{F0} und U_{F1} bestimmt (siehe Abschnitt 2.3.1) und im nächsten Schritt die Observablen extrahiert (siehe Abschnitt 4.1.2).

4.1.1.2 Aufbau des Kühlsystems

Die PCB-Karte hat eine Aussparung, so dass der Chip größtenteils in der Luft hängt. Eine Temperierung des Chips erfolgt damit nur über eine seitliche Klebeverbindung, Bonding-Drähte und die Luft. Die PCB-Karte wird auf einen Metallblock geschraubt. Eine Wärmeleitfolie zwischen PCB-Karte und Metallblock dient zur elektrischen Isolation bei gleichzeitig möglichst guter Wärmeleitfähigkeit. Der Metallblock mit der PCB-Karte wird wiederum auf einen zweiten Metallblock in der thermisch isolierten Dunkelkammer installiert. Dieser zweite Metallblock hat eine Kühlleitung integriert, durch die Silikonöl vom Typ M90.055.03 als Kühlflüssigkeit über isolierte Rohrleitungen von einem Kühlsystem Huber CC 805 gepumpt wird. Das Kühlsystem hat eine Kühlleistung von 0,5 kW bei $T = 0^\circ\text{C}$ und 0,3 kW bei $T = -60^\circ\text{C}$ sowie 0,06 kW bei $T = -80^\circ\text{C}$ [Hub14]. Damit wird ein Kältebad mit nahezu konstanter Temperatur erreicht. Der gesamte Messstand befindet sich in einem Labor, dessen Temperatur und Luftfeuchtigkeit über eine Klimaanlage geregelt wird.

Der Chip hat eine Leistungsaufnahme von einigen 100 mW, die in Wärme umgesetzt wird. Diese Wärme muss nach außen transportiert werden. Als Folge heizt sich der Chip durch den Betrieb auf und muss entsprechend aktiv gekühlt werden.

Die Kühlflüssigkeit wurde auf bis zu $T = -70^\circ\text{C}$ gekühlt. Diese Temperatur lässt sich über Temperatursensoren im Kühlsystem messen. Die Kühlflüssigkeit temperiert den Metallblock, der die Temperatur an den anderen Metallblock sowie die Luft in der Dunkelkammer abgibt. Diese Temperatur lässt sich über einen Temperatursensor vom Typ PT-100 messen. Die Temperatur des Sensors unterscheidet sich aufgrund von seiner Wärmeproduktion und den Kühlverlusten der Kühlkette von der eingestellten Temperatur am Kühlsystem.

4.1.1.3 Kühlstrategien

Für die Reproduzierbarkeit ist es deswegen erforderlich, ein festgelegtes Kühlprotokoll einzuhalten. Dieses kann sehr aufwändig werden, so dass vor Durchführung einer Messserie festgelegt werden sollte, mit welcher Präzision die Temperatur eingehalten werden muss. Nach [Doe10] kann mit einem sehr präzisen Kühlprotokoll der für bestrahlte Sensoren stark temperaturabhängige Leckstrom mit einer Genauigkeit von $< 1\%$ reproduziert werden. Mit einem weniger aufwändigen Kühlprotokoll erreicht man dagegen nur eine Reproduzierbarkeit von 15%.

Deswegen muss je nach Fragestellung ein Kompromiss zwischen erforderlicher Präzision und umsetzbarem Aufwand gefunden werden. Dazu wurden verschiedene Kühlstrategien entwickelt, die im Folgenden in ansteigender Reihenfolge bezüglich des Aufwandes und der Präzision vorgestellt werden.

In allen Kühlstrategien wurde, wenn eine präzise Temperaturkontrolle erforderlich war, darauf geachtet, dass der Chip schon während der Kühlprozedur in Betrieb ist, damit sich das Temperaturgleichgewicht durch die Inbetriebnahme des Chips und damit durch die zusätzliche

Wärmeemission nicht mehr ändert.

Die erste Strategie ist am wenigsten aufwändig. Dazu wird die Temperatur am Kühlsystem eingestellt und eine Mindestzeitspanne von circa einer halben Stunde abgewartet. Danach wird angenommen, dass nachfolgende Temperaturänderungen vernachlässigbar sind. Der Vorteil ist, dass Messserien flexibel durchgeführt werden können. Da das System nach der Mindestwartezeit noch nicht im Gleichgewicht sein muss, kommt es hier jedoch zu teilweise großen Temperaturabweichungen.

Die zweite Strategie bezieht die Temperaturnessung des Temperatursensors PT-100 in der Dunkelkammer ein. Danach wird die Messung erst begonnen, wenn sich die Temperatur am PT-100 nicht mehr ändert. Der Vorteil dieser Methode ist, dass eine Temperaturinformation aus der Dunkelkammer einbezogen wird und damit einige systematische Fehler vermieden werden. Um die Reproduzierbarkeit weiter zu erhöhen, wird in der dritten Strategie die Temperaturhistorie reproduziert. Von der Ausgangstemperatur ausgehend, wird dazu erst auf eine höhere Temperatur innerhalb einer festgelegten Zeitdauer t_1 geheizt und dann innerhalb einer festgelegten Zeitdauer t_2 auf die gewünschte Temperatur gekühlt. Zusätzlich kann der PT-100 zur Kontrolle eingesetzt werden. Wenn die Temperatur am PT-100 nicht zur Zeit $t_1 + t_2$ reproduziert werden kann, sollte das Kühlprotokoll wiederholt werden. Der Vorteil zur ersten Strategie ist, dass, selbst wenn nach der festgelegten Zeitdauer das System noch nicht im Gleichgewicht ist, die Temperatur aufgrund des gleichen zeitlichen Ablaufs gut reproduziert werden kann. Der Nachteil ist der große zeitliche Aufwand. Nach jeder Messung muss das System erst auf eine Referenztemperatur gebracht werden, bevor erneut gekühlt werden kann. Messungen bei gleicher Temperatur können nicht direkt hintereinander durchgeführt werden, da in dem Fall der zeitliche Ablauf nicht eingehalten wird.

Zur Vollständigkeit aufgeführt, ist die vierte Strategie diejenige mit der bisher höchsten Präzision. Diese wurde für die Ausheilstudie [Doe10] entwickelt. Sie verfeinert die dritte Strategie und besteht in einer Messserie aus einer Messung von 1k Auslesezyklen ohne Quelle für den Leckstrom. Darauf folgt eine Messung mit 20k Auslesezyklen mit einer Fe-55-Quelle für die Bestimmung der Kalibrierung. Anschließend wird eine zweite Leckstrommessung von ebenfalls 1k Auslesezyklen ohne Quelle durchgeführt. Die beiden Leckstrommessungen sind äquivalent und dienen zur Abschätzung der Auswirkung einer Temperaturänderung auf den Leckstrom während der Messung der Kalibrierung mit der Quelle. Der Unterschied kann in die Fehlerberechnung des Leckstroms einfließen. Die Methode ist durch die Kombination aus Temperaturzyklus und häufigem Quellenwechsel sehr aufwändig. Da für die in dieser Dissertation durchgeföhrten Messungen eine solch hohe Präzision in der Leckstrommessung nicht benötigt wurde, wurde diese Methode nicht angewandt.

Für die hier vorgestellten Messungen reicht die Reproduzierbarkeit der zweiten Strategie aus, insbesondere da sich die dritte und vierte Strategie für Messungen bei Temperaturen von $T_{Kuehlfüssigkeit} < -20^\circ\text{C}$ als zu aufwändig herausstellte. Ausgewählte Messreihen wurden mehrfach wiederholt, um die ausreichende Reproduzierbarkeit dadurch zu prüfen.

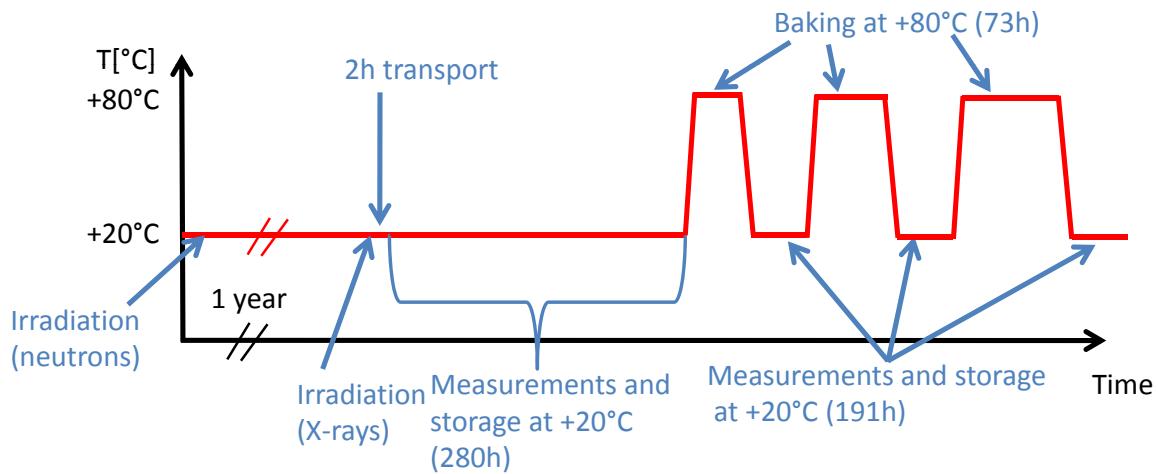


Abbildung 4.2: Temperaturhistorie einer Ausheilstudie, aus [Doe10]

4.1.1.4 Ausheilstrategie

Zur Durchführung von Ausheilstudien wurde in [Doe10] ein geeignetes Messprotokoll entwickelt. Eine Temperaturhistorie wird in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt. In der Studie [Doe10] wurden die Chips direkt nach der Röntgenbestrahlung ins Labor geschickt. Nach zwei Stunden Transport bei Raumtemperatur wurden die Eigenschaften der Sensoren zum ersten Mal gemessen. Die Messung wurde dann in regelmäßigen Abständen wiederholt, wobei die Chips in den Messpausen bei Raumtemperatur ($T \approx +20^{\circ}\text{C}$) in Stickstoffatmosphäre gelagert wurden. Nach 280 Stunden wurden die Chips zusätzlich zur Lagerung bei Raumtemperatur für insgesamt 73 Stunden in einem Ofen bei $T = +80^{\circ}\text{C}$ temperiert, um den Einfluss einer höheren Temperatur auf den Ausheilprozess zu studieren. Um die Eigenschaften der Sensoren bei $T = +20^{\circ}\text{C}$ messen zu können, wurden die Chips in festgelegten Abständen wieder abgekühlt, so dass letztlich zu den 73 Stunden bei $T = +80^{\circ}\text{C}$ noch 191 Stunden Lagerung bei Raumtemperatur hinzukommen. Die zum Erwärmen und Abkühlen der Chips benötigte Zeit lag bei jeweils 15 Minuten und wird im Folgenden zu der Zeit bei $T = +20^{\circ}\text{C}$ hinzugerechnet.

4.1.1.5 Radioaktive Quellen

Die Photonenquellen Fe-55 und Cd-109 sind in einem Zylinder mit den Dimensionen $12,7\text{ mm} \times 5,08\text{ mm}$ eingeschlossen. Sie sind zusätzlich durch ein Messinggehäuse mit einer minimalen Dicke von 2 mm abgeschirmt (Abbildung 4.3). Dieses hat nach unten eine Austrittsöffnung, die während des Transports durch einen Einschub abgeschlossen werden kann. Für die Fe-55-Quelle betrug die Aktivität 3,7 GBq. Die direkte Dosisleistung am Referenzdatum 21.05.2005 wurde mit 45 mSv/h an der geöffneten Austrittsöffnung und am Gehäuse mit $3\text{ }\mu\text{Sv/h}$ gemessen. Die radioaktiven Quellen können in eine dafür vorgesehene Aussparung über dem Chip positioniert

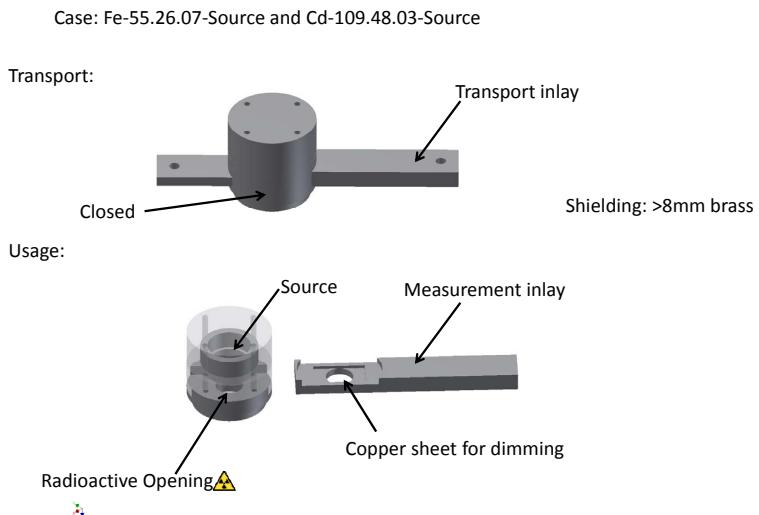


Abbildung 4.3:
Schematische Skizze der Quellenhalterung der Photonquellen.
Die Abschirmung der Röntgenstrahlung erfolgt durch mindestens 8 mm dickes Messing.

werden und so den Chip in einem Abstand von circa 1 cm beleuchten. Durch die Aussparung konnten die Quellen mit einer Genauigkeit von mehr als 0,5 mm positioniert werden, so dass Abweichungen in der Intensität in der Regel nicht auf eine ungenaue Positionierung der Quelle zurückzuführen sind.

Die Einstrahlintensität konnte weiterhin über Kollimatoren verringert werden, um so eine zu hohe Belegung (occupancy) zu vermeiden.

4.1.2 Observablen

Aus dem in Abschnitt 2.3.1 eingeführten CDS-Signal der Pixel lassen sich weitere Observablen extrahieren (siehe Abbildung 4.4), die zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Sensors geeignet sind. Diese Observablen und die ihnen zugrunde liegenden Messmethoden sollen im Folgenden erläutert werden.

4.1.2.1 Dunkelsignal und Leckstrom

Abbildung 4.5 zeigt das typische CDS-Signal eines 3T-Pixels als Funktion der Zeit. Da die Messung ohne Quelle aufgenommen wurde, wodurch keine Signalladung auftreten sollte, spricht man von einem Dunkelsignal. In jedem Auslesezyklus (frame) wird das analoge Ausgangssignal U_{CDS} des Pixels als Dunkelsignal in zunächst nicht kalibrierten AD-Einheiten gemessen. Es

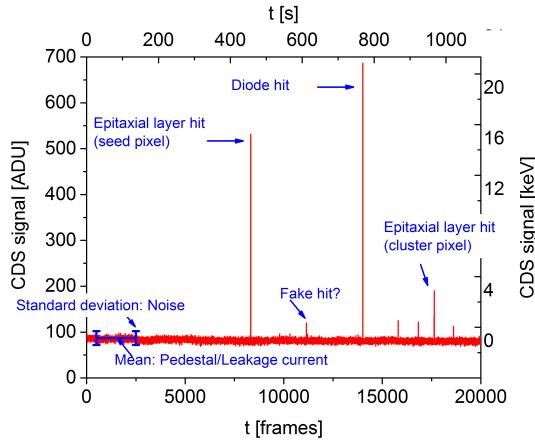


Abbildung 4.4: CDS-Signal eines 3T-Pixels mit Signalladung zur Illustration des Startpunkts der Analyse

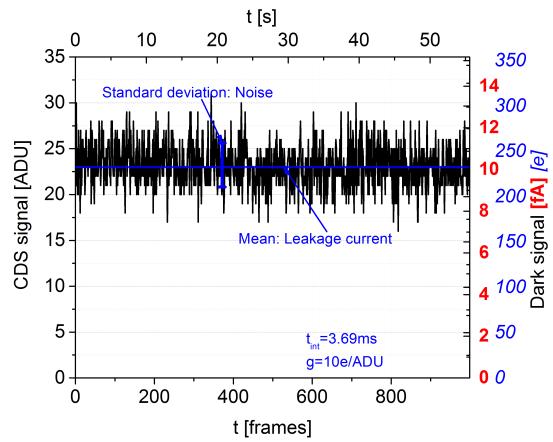


Abbildung 4.5: Dunkelsignal eines 3T-Pixels (siehe Text)

ergibt sich ein Graph, der den Spannungswert auf der linken y-Achse als Funktion der Nummer des Auslesezyklus auf der unteren x-Achse zeigt. Wenn die Verstärkung bekannt ist (siehe Abschnitt 4.1.2.7), kann der Ladungseintrag in eine Ladung umgerechnet werden (zweite rechte y-Achse). Diese Ladung wird in der Integrationszeit t_{int} angesammelt. Aus der Ladung und der Integrationszeit berechnet man den Leckstrom, der für unbestrahlte Pixel in der Größenordnung von wenigen fA liegt. Für das Pixel im Beispiel wurde eine Verstärkung von 10 e/ADU beobachtet. Das durchschnittliche Dunkelsignal von 23 ADU kann bei einer Integrationszeit von $t_{int} = 3,69$ ms als ein durchschnittlicher Leckstrom von $I = 250$ e/ t_{int} = 11 fA interpretiert werden.

Die Abweichung zwischen der Messzeit und der Summe der Integrationszeiten der aufgenommenen Auslesezyklen wird durch die Grenzen des Auslesesystems erzeugt. Beim Datentransfer zwischen diesem System und dem Datenspeicher entstehen Totzeiten, die im Beispiel die Integrationszeit des Sensors um einen Faktor 14 übersteigen.

Um den Leckstrom $I_{leakage, pixel_j}$ eines Pixels j in der Praxis zu ermitteln, wird das Dunkelsignal des Pixels über die Zeit gemittelt:

$$I_{leakage, pixel_j} = \frac{g}{t_{int} \cdot N} \sum_{i=1}^N U_{CDSPixel_j}(t_i). \quad (4.1)$$

$U_{CDSPixel_j}(t_i)$ bezeichnet hierbei das Dunkelsignal des Pixels j zur Zeit t_i . t_i läuft vom Beginn der ersten Messung zum Zeitpunkt t_1 bis zum Ende der n -ten Messung zum Zeitpunkt t_n . g bezeichnet die Verstärkung der Pixel (siehe Abschnitt 4.1.2.7) und t_{int} die Integrationszeit, in der der Leckstrom angesammelt wird.

Der statistische Fehler der Leckstrommessung ist vernachlässigbar klein. Er wird von der durch Toleranzen des Herstellungsprozesses verursachten Serienstreuung in den Eigenschaften der Pixel dominiert. Um diese zu berücksichtigen, wird typischerweise nicht der Leckstrom eines einzelnen Pixels, sondern der Leckstrom aller Pixel eines Sensors studiert. Die Leckströme der

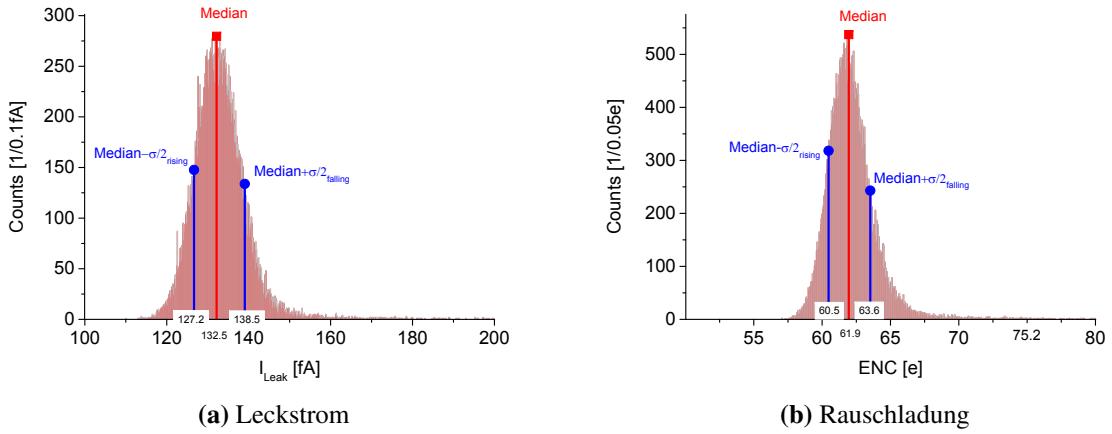


Abbildung 4.6: Verteilung des über die Zeit gemittelten Leckstroms und der Rauschladung aller Pixel. Der Median wird als rotes Quadrat und die beiden Breiten als blauer Kreis eingezeichnet. Aus [Doe10].

einzelnen Pixel folgen in der Regel einer asymmetrischen Verteilung, die Ausreißer zu hohen Werten zeigt (siehe Abbildung 4.6a). Die Beschreibung der Verteilung durch Mittelwert und Standardabweichung kann deswegen nicht angemessen sein. Unter anderem kann es dadurch innerhalb der von der Standardabweichung abgeleiteten Fehlerbalken zu unphysikalischen, negativen Leckstromwerten kommen [Büd08]. Stattdessen wird im Folgenden der Median der Verteilung bestimmt. Die Breite der Verteilung wird durch explizites Zählen der Einträge charakterisiert. $\sigma/2_{\text{rising}}$ und $\sigma/2_{\text{falling}}$ werden so gewählt, dass der Leckstrom von 1σ aller Pixel in diesem Intervall liegt. Der für den Leckstrom angegebene Wert repräsentiert damit den durchschnittlichen Leckstrom aller Pixel, während die Fehlerbalken als eine 1σ -Größe die Dispersion der Pixel im Hinblick auf den Leckstrom abbilden.

4.1.2.2 Äquivalente Rauschladung

Das Rauschen der Sensoren wird mit Hilfe eines externen AD-Wandlers beobachtet, der ein Spannungssignal misst. Folglich erhält man zunächst Angaben in der Einheit V bzw. in unkaliibrierten ADU-Einheiten. Um das Rauschen mit der Signalladung vergleichen zu können, ist es sinnvoll, jenes in die sogenannte äquivalente Rauschladung ENC umzurechnen. Hierzu wird der gemessene Rauschwert σ mit dem als bekannt vorausgesetzten Verstärkungsfaktor des Sensors g in der Einheit e/ADU bzw. e/V multipliziert.

$$\text{ENC}[e] = \sigma[V] \cdot g[e/V]. \quad (4.2)$$

Als Ergebnis erhält man eine Zahl der an der Sammeldiode gesammelten Elektronen, die ein Signal in der Höhe des Rauschens erzeugen würde.

Bei dieser Umrechnung wird keine Aussage über die Quelle des Rauschens gemacht, d.h. es wird zum Beispiel nicht zwischen dem Rauschen der Diode (tatsächlich eine Ladung) und dem Rauschen des Ausgangsverstärkers des Pixels (tatsächlich eine Spannung) unterschieden. Da das dünne aktive Volumen der MAPS nur kleine Signale liefert, muss die Rauschladung der Auslesekette auf sehr kleine Werte von ~ 10 e gedrückt werden. Wie bereits in Abschnitt 2.3.1 ausgeführt und in Abbildung 4.5 an einem Beispiel gezeigt, schwankt das Dunkelsignal der Pixel um einen Mittelwert. Die Rauschladung wird als Standardabweichung der Verteilung des Ausgangssignals definiert.

Zur praktischen Bestimmung der Rauschladung wird für jedes einzelne Pixel das Dunkelsignal nach der Zeit aufgetragen und die Standardabweichung dieses Signals bestimmt. Diese wird in ein Histogramm gefüllt (Abbildung 4.6b). Erneut ist die Verteilung in der Regel nicht symmetrisch. Deswegen wird die Verteilung analog zur Verteilung des Leckstroms mit dem Median und 1σ -Breite dargestellt.

Per Definition ist die Rauschladung nur zur Darstellung von Rauschen geeignet, das eine gaussförmige Verteilung aufweist. Damit können Quellen nicht-gaussförmigen Rauschens, wie RTS (siehe Abschnitt 3.4.4), mit diesem Instrument nur unzureichend erfasst werden.

4.1.2.3 Fehltreffer

Um Teilchendurchgänge aus dem CDS-Signal zu identifizieren, muss ein Kriterium gefunden werden, das die Signalladung dieser Teilchen von der Rauschladung des Pixels abgrenzt. Hierfür ist ein Kompromiss zu wählen aus hoher Detektionseffizienz, das heißt, dass nahezu alle Teilchen detektiert werden, und guter Reinheit, das heißt, dass die Rauschladung der Pixel keine falschen Signalanzeichen generiert. Methodisch wird hierzu eine Ansprechschwelle festgelegt, die deutlich über der Rauschladung der Pixel liegt. Überschreitet das gemessene Signal diese Schwelle, geht man davon aus, dass ein Teilchendurchgang stattgefunden hat. Wird dieser Ladungseintrag allerdings nur von der Rauschladung hervorgerufen, wird ein Signal missidentifiziert. Man spricht von einem Fehltreffer.

Die Schwelle kann für eine Gruppe von Pixeln festgelegt werden. Dies hat den Vorteil, dass die Trefferidentifikation On-Chip durchgeführt werden kann, beispielsweise durch einen Diskriminator am Ende jeder Zeile. Dies bringt allerdings auch den Nachteil mit, dass für alle Pixel dieser Gruppe der gleiche Schwellenwert angelegt wird. Da das Potential der Pixel aufgrund von Herstellungstoleranzen nicht exakt gleich ist, entsteht ein Rauschbeitrag durch diese Abweichungen, Fixed-Pattern-Noise (FPN) genannt.

Wird die Schwelle als Vielfaches der Rauschladung gesetzt und dynamisch angepasst, werden Schwankungen im Rauschen (z.B. durch Temperaturschwankungen verursacht) automatisch ausgeglichen. Damit wird die Fehltrefferrate idealerweise fixiert, allerdings schwankt die Detektionseffizienz.

Setzt man die Schwellen konstant, bleibt die Detektionseffizienz idealerweise konstant. Allerdings schwankt die Fehltrefferrate.

4.1.2.4 Photonenkonversion

Um die Eigenschaften der Sensoren zu spezifizieren, ist es erforderlich, sie einem bekannten Signal auszusetzen. Dies kann mit den radioaktiven Photonquellen Fe-55 und Cd-109 durchgeführt werden. Die emittierten Photonen konvertieren lokal in einem begrenzten Volumen und geben ihre gesamte Energie ab, wodurch eine bekannte Anzahl von Elektron-Loch-Paaren generiert wird.

4.1.2.4.1 Fe-55-Quelle Eine Fe-55-Quelle zerfällt mit einer Halbwertszeit von $t_{1/2} = 2,73$ a über Elektroneneinfang in Mn-55. Ein Elektron der zweiten Schale besetzt die entstandene Lücke und emittiert dadurch ein K_α -Photon einer Energie von 5,9 keV. Da die mittlere Anregungsenergie eines Elektron-Loch-Paares in Silizium 3,6 eV beträgt, konvertiert ein K_α -Photon in 1640 Signalelektronen.

Eine Fe-55-Quelle emittiert noch zusätzlich K_β -Photonen einer Energie von 6,4 keV. Diese führen in der Ladungsverteilung zu einem zweiten, kleineren Peak, da entsprechend weniger K_β -Photonen emittiert werden.

Ein Vorteil der K_β -Photonen ist, dass sich mit dem daraus resultierenden zweiten Photopeak die angenommene Linearität der Kalibrierung zumindest in einem kleinen Fenster zwischen 5,9 keV und 6,4 keV überprüfen lässt.

4.1.2.4.2 Cd-109-Quelle K_α -Photonen einer Cd-109-Quelle haben im Vergleich zur Fe-55-Quelle aufgrund der höheren Ordnungszahl von Cd-109 eine viermal höhere Energie von 22 keV. Photonen einer Cd-109-Quelle erzeugen damit größere Ladungseinträge (Abbildung 4.7). In [Doe10] wurde festgestellt, dass dies für Messungen mit einer hohen Rauschladung hilfreich sein kann.

Die Halbwertszeit ist mit $t_{1/2} = 462$ d allerdings kürzer, so dass hier die mit der Zeit abnehmende Aktivität der Quelle die Einsatzdauer auf nur wenige Jahre begrenzt.

Weiterhin reicht die Energie eines Cd-109-Photons aus, Elektronen aus anderen Materialien herauszuschlagen und dadurch Röntgenfluoreszenzphotonen zu erzeugen. Diese können ebenfalls registriert werden. Sie werden als charakteristische Peaks in der Ladungsverteilung sichtbar, mit denen zum einen die Linearität der Kalibrierung für einen größeren Bereich überprüft werden kann, zum anderen können diese sogar eine Materialanalyse ermöglichen [Doe15].

4.1.2.5 Cluster

Nach einem Teilchendurchgang diffundieren Signalelektronen nicht nur in die Diode eines einzigen Pixels, sondern oft auch in die Dioden benachbarter Pixel. Ein Cluster kann gebildet werden, wenn diese benachbarten Pixel ebenfalls ausgelesen und ihre Ladungseinträge dem Cluster zugeordnet werden.

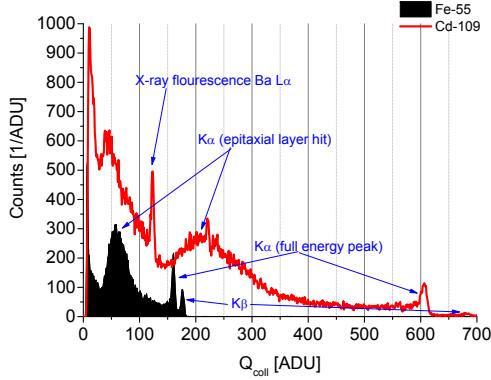


Abbildung 4.7: Antwortfunktion auf Photonen einer Fe-55-Quelle und Cd-109-Quelle im Vergleich

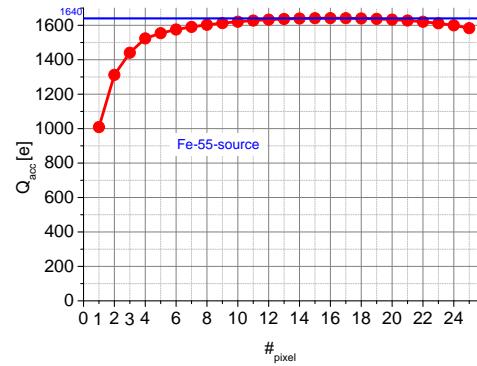


Abbildung 4.8: Summierte Ladungsverteilung eines Clusters

Zur Bestimmung eines Clusters, wie es in dieser Arbeit durchgeführt wurde, werden die Ladungseinträge der Pixel mit einem Schwellenwert verglichen. Übersteigt der Ladungseintrag diese Schwellen, wird dies als Signalladung interpretiert und dieses Pixel als Seed-Pixelkandidat markiert. Danach werden Fenster von 5×5 Pixeln um die Seed-Pixelkandidaten gebildet. Überschneiden sich die Fenster zweier Seed-Pixelkandidaten, so werden sie als Cluster des gleichen Teilchendurchgangs interpretiert. Der Seed-Pixelkandidat mit dem größten Signalladungseintrag wird als das Pixel interpretiert, das dem Durchgangspunkt des Teilchens am nächsten ist, und als Seed-Pixel bezeichnet. Benachbarte Seed-Pixelkandidaten werden jeweils als eigenständiges Seed-Pixel verworfen und die Ladungseinträge in einem 5×5 -Fenster um das Seed-Pixel dem Cluster zugeordnet. Diese Fenstergröße hat sich bewährt, um keine Signalladung auszuschließen [Dri11].

Zur Analyse des Clusters können die Ladungseinträge nach ansteigender Größe sortiert werden. Der erste, größte Ladungseintrag ist per Definition die Ladung des Seed-Pixels. Nachfolgend kommt das Pixel mit dem nächstkleineren Ladungseintrag. Dieses war dem Durchgangspunkt am zweitnächsten usw. Diese Reihe kann schrittweise aufsummiert werden, so dass mit größerer festgelegter Cluster-Größe ein immer größerer Teil der Gesamtladung nachgewiesen werden kann. Abbildung 4.8 zeigt die über die Pixel summierte Ladung von konvertierten Photonen einer Fe-55-Quelle als Funktion der Anzahl ausgelesener Pixel. Der erste Eintrag berücksichtigt nur die Ladung des Seed-Pixels. Für den zweiten Eintrag der Verteilung wird zur Ladung des Seed-Pixels die Ladung des Nachbarpixels mit dem höchsten Ladungseintrag hinzugezählt. Für den dritten Eintrag wird der Ladungseintrag des dritten Pixels zur Summe des ersten und zweiten hinzugezählt usw. Der Graph steigt damit an. Je steiler der Graph ansteigt, desto schmäler ist der Cluster. Da die Ladungseinträge der Pixel abnehmen, wird der Anstieg der Verteilung immer flacher. Die letzten Pixel enthalten vernachlässigbar wenig Signalladung und werden vom Rauschen dominiert. Nach Signalanalyse sollten diese Pixel keinen Ladungseintrag enthalten. Das Rauschen sorgt allerdings dafür, dass einige Pixel zufällig ein leicht positives Signal, andere Pixel ein leicht negatives Signal haben. Durch den Sortierprozess werden zuerst Pixel mit

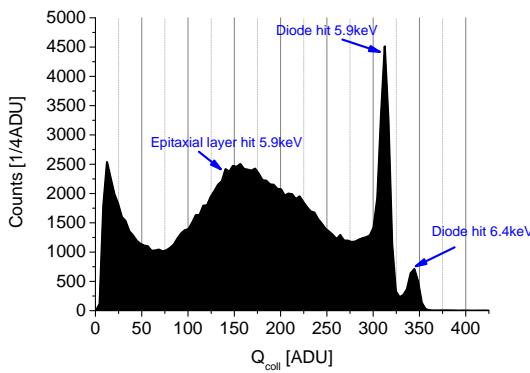


Abbildung 4.9: Antwortfunktion auf Photonen eines Fe-55-Strahlers

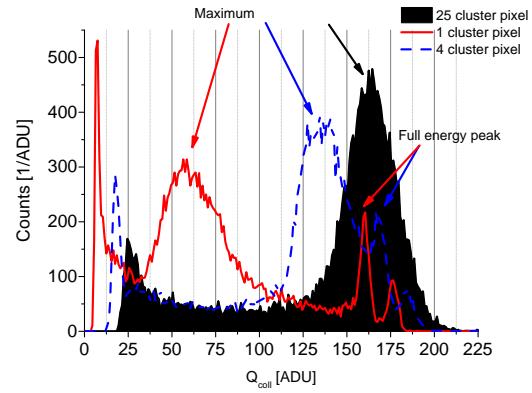


Abbildung 4.10: Antwortfunktion auf Photonen eines Fe-55-Strahlers für drei verschiedene Cluster-Größen: 1 (rote durchgehende Linie), 4 (blaue gestrichelte Linie) und 25 (schwarze Fläche) Pixel

positivem Rauschladungseintrag addiert und erst dann die mit einem negativen. Dadurch kommt es zur charakteristischen Abnahme für die äußeren Pixel.

Das Ende der Verteilung entspricht der gesamten deponierten Energie. In diesem Fall handelt es sich um ein K_{α} -Photon, welches 1640 e im Silizium generiert. Von diesen können mit 1600 e nahezu alle im Gesamt-Cluster aus 25 Pixeln nachgewiesen werden.

Schlussfolgernd sollte die Ladung des Seed-Pixels möglichst groß sein, damit dieses sicher die Schwelle überschreitet und identifiziert werden kann. Darüber hinaus sollten die nächsten benachbarten Pixel ebenfalls ein möglichst großes Ladungssignal haben, damit dieses ebenfalls noch die Diskriminationsschwelle überschreitet und man einen Cluster aus mehreren Pixeln zur Schwerpunktsbestimmung bilden kann.

4.1.2.6 Ladungsverteilung

Die Signalhöhen und damit die Ladungseinträge aller Treffer können in einem Histogramm zusammengefasst werden. Dieses wird als Ladungsverteilung bezeichnet (Abbildung 4.9).

Von jedem Volumenelement aus, in dem Elektron-Loch-Paare generiert wurden, diffundieren die Signalelektronen zu den Dioden. Jede Diode sammelt abhängig von der Entfernung zum Konversionspunkt einen gewissen Bruchteil der Gesamtladung, Charge Collection Efficiency (CCE) genannt.

Konvertiert das Photon in der verarmten Zone einer Diode, werden sämtliche Signalelektronen von einem Pixel gesammelt. Eine Diffusion in benachbarte Pixel findet nicht statt. Die CCE dieses Pixels beträgt 100%. Es kommt in der Ladungsverteilung des Seed-Pixels zur Ausbildung des Photopeaks¹.

¹Full Energy Peak, teilweise auch als Calibration Peak bezeichnet.

In der Epitaxieschicht, außerhalb der verarmten Zone, können die Signalelektronen diffundieren und dadurch auch die Dioden benachbarter Pixel erreichen. Diese teilen sich deswegen auf, so dass die CCE des Seed-Pixels dann weniger als 100% beträgt, während die CCE benachbarter Pixel entsprechend größer als 0 ist. Es ergibt sich eine Verteilung mit einem Maximum. Dieses Maximum wird auch Sammelpeak (collection peak) genannt. An dieses Maximum kann eine Gaußverteilung angepasst werden. Der sich ergebende Erwartungswert wird, relativ zum Photopeak, als *durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz* definiert. Am niedrigen Ende der Ladungsverteilung (Abbildung 4.9 für < 35 ADU Ladungseintrag) wird ein exponentieller Anstieg beobachtet, bis die Ladungseinträge durch die Schwelle abgeschnitten werden. In diesem Fall wird für jedes Pixel eine individuelle Schwelle, abhängig von der Rauschladung des Pixels, angelegt. Entsprechend ist diese nicht scharf.

Der Anstieg kommt von Konversionen im Substrat und in der P-Senke. Von diesen rekombiniert ein Teil der Signalelektronen in Anwesenheit der Defekte in der stärker p-dotierten Schicht, so dass nur ein Teil der Signalelektronen die Epitaxieschicht erreicht. Der Anteil hängt exponentiell von der Tiefe in der hoch p-dotierten Schicht ab.

Signalelektronen von im Bereich des Maximums der Verteilung liegenden Treffern durchqueren auch die verarmte Zone. Substrattreffer durchqueren sowohl die verarmte Zone als auch die Epitaxieschicht. Ändern sich beispielsweise die Eigenschaften der verarmten Zone, so werden auch die Signalelektronen aus der Epitaxieschicht beeinflusst. Der Photopeak ist allerdings unabhängig von der Epitaxieschicht, weshalb dieser benutzt wird, um die Auslesekette unter Ausschluss der Epitaxieschicht zu kalibrieren.

Der Vorteil von Photonen zum Analysieren der Sensorantwort ist, dass sie lokal konvertieren und Elektron-Loch-Paare bekannter Anzahl in einem begrenzten Volumen freisetzen. Aus der Ladungsverteilung kann man deswegen die Orte der Konversionen relativ zu den sammelnden Dioden bestimmen und so die Eigenschaften der Epitaxieschicht entlang des jeweiligen Diffusionspfades aus der Signalantwort extrahieren. Insbesondere kann die Größe von Zonen unterschiedlicher Ladungssammlung bestimmt werden.

Wird die Ladung von Nachbarpixeln hinzusummiert, ergibt sich eine Ladungsverteilung für verschiedene Cluster-Größen (Abbildung 4.10). Je größer der Cluster, desto mehr Ladungen werden einer Konversion zugeordnet. Die Position des Maximums der Verteilung wandert zu höheren Signalhöhen, bis für genügend große Cluster alle in der Epitaxieschicht freigesetzten Ladungen nachgewiesen werden und sich das Maximum mit dem Photopeak überlagert. Der Versatz des Photopeaks resultiert aus der in Abschnitt 4.1.2.5 eingeführten Summierung der Ladungseinträge. Da das Seed-Pixel die gesamte Ladung trägt, beinhalten die benachbarten Pixel nur Rauschen. Für den Cluster aus vier Pixeln wird der Ladungseintrag der Pixel zur Ladung des Seed-Pixels hinzugezählt, die aufgrund des Rauschens zufällig die drei größten positiven Einträge haben. Dadurch kommt es zur Verschiebung des Photopeaks.

Zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz wird die summierte Verteilung eines Clusters aus vier Pixeln betrachtet und an das sich ergebende Maximum eine Gaußverteilung angepasst. Die Ladungssammlungseffizienz bezieht sich damit auf einen Cluster aus vier Pixeln. Dies hat den Vorteil, dass die Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz robuster gegen eine Verfälschung aufgrund von Rauschladung ist. Dazu ist sie sensitiver auf Volumenschäden, da die Diffusionspfade eines Clusters aus vier Pixeln länger sind als die des Seed-Pixels. Der Nachteil

ist, dass eigentlich nicht die Ladungssammlungseffizienz eines Clusters von vier Pixeln für einen ausreichenden Detektorbetrieb entscheidend ist, sondern, dass die gesammelte Ladung des Seed-Pixels die Ansprechschwelle überschreitet.

Die Y-Achse gibt die gesammelten Einträge während einer Messung wieder. Diese können auf die Messzeit, Pixelanzahl, Quelleneinstrahlintensität sowie Integrationszeit normiert werden. Werden mehrere Verteilungen verglichen, wird die gleiche Normierung angewandt. Dafür muss unter anderem die durch den radioaktiven Zerfall abnehmende Aktivität der Quelle $A(t)$ zum Referenzzeitpunkt $t_{Referenz}$ berücksichtigt werden.

$$A(t) = A(t_{Referenz}) \cdot e^{\frac{t-t_{Referenz}}{t_{1/2}}}. \quad (4.3)$$

Die verwendeten Quellen haben eine Halbwertszeit $t_{1/2}$ von einem Jahr bis mehreren Jahrzehnten, so dass sich insbesondere für die Quellen mit einem Jahr Halbwertszeit ein signifikanter Faktor ergibt.

4.1.2.7 Kalibrierung

Für die Kalibrierung wird die Verstärkung der Auslesekette als Ganzes bestimmt. Dadurch kann der Einfluss der Verstärkung der Auslesekette auf die Observablen der Epitaxieschicht herausgerechnet werden.

In bestimmten Fällen trifft ein Photon ohne Wechselwirkung in der Epitaxieschicht direkt die verarmte Zone der Diode. In diesem Ladungssammlungsprozess ist die Epitaxieschicht deswegen nicht beteiligt. Treffer in oder nahe der Diode führen zu einem schmalen Peak mit großer Signalamplitude, da die CCE von 100 % nahe der Diode schnell abfällt und es deshalb im Verhältnis nur kleine Bereiche mit einer hohen CCE nahe 100% gibt (in Abbildung 4.9 für 160 ADU Ladungseintrag). Die Position des Peaks Q_{cal} entspricht der maximalen Ladung von $Q_{K_\alpha} = 1640$ e, die ein Fe-55- K_α -Photon in Silizium generieren kann. Damit lässt sich nach Gleichung 4.4 die x-Achse kalibrieren.

$$Q[e] = Q[ADU] \cdot \frac{Q_{K_\alpha}}{Q_{cal}[ADU]}. \quad (4.4)$$

Alternativ kann als Bezugspunkt für die Kalibrierung die Antwortfunktion gewählt werden. Danach entspricht die Position des Photopeaks Q_{cal} einer CCE von 100%.

$$CCE[\%] = Q[ADU] \cdot \frac{100\%}{Q_{cal}[ADU]}. \quad (4.5)$$

Der Kalibrierungswert kann darüber hinaus selbst als Verstärkung interessant sein, wenn diese für verschiedene Studien verglichen wird, die mit der gleichen Auslesekette aufgenommen wurden.

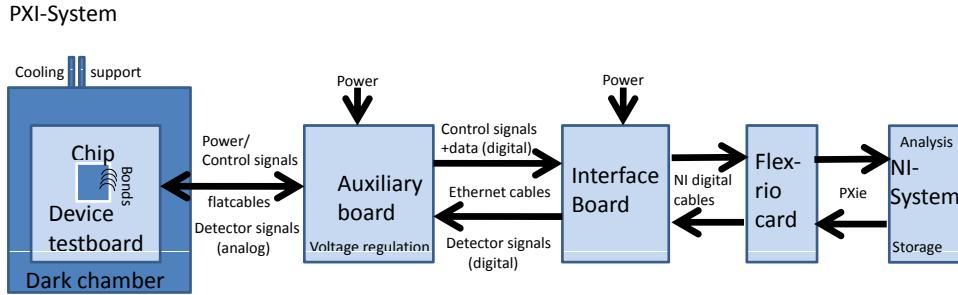


Abbildung 4.11: Die verwendete Hardware des PXI-Systems zur Datenaufnahme

4.1.2.8 Detektionseffizienz

Die Detektionseffizienz kann nicht im Labor, sondern nur während eines Strahltests an einem Beschleuniger bestimmt werden. Denn dazu werden hochenergetische Teilchen benötigt, die mehrere Detektoren durchqueren. Der zu testende Sensor befindet sich als Device Under Test (DUT) innerhalb eines Strahlteleskops. Das Strahlteleskop dient zur Rekonstruktion der Teilchenspuren. Zeigt das DUT einen Treffer in der Nähe der rekonstruierten Teilchenspur, kann der Treffer der Spur zugeordnet werden. Zeigt das DUT keinen Treffer in der Nähe der rekonstruierten Teilchenspur, wurde das Teilchen nicht von dem DUT nachgewiesen. Die Zahl der einer Spur zugeordneten Treffer zur Gesamtzahl der DUT durchquerender Spuren gibt die Detektionseffizienz an. Mehrere Strahltests wurden vom IPHC Straßburg durchgeführt, die in dieser Arbeit zur Vollständigkeit ergänzend aufgeführt werden.

4.2 Weiterentwickelte Methoden

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse machten es mehrfach erforderlich, das zuvor diskutierte Standardmessprotokoll zu erweitern. Dies umfasst den Aufbau eines zusätzlichen Messstandes, welcher in Abschnitt 4.2.1 beschrieben wird. Weiterhin wurden die Analysetechniken verfeinert, um Observablen besser zu extrahieren (Abschnitt 4.2.2).

4.2.1 Modifizierter Messstand

4.2.1.1 PXI-System

Um die mit jeder Chipgeneration ansteigende Komplexität der Strahlenhärtestudien bewältigen zu können, wurde 2013 ein zweiter Strahlenhärtemessstand auf Basis des National Instrument

PXI-Systems eingerichtet ([GC13], Abbildung 4.11). Dieses hat sechzehn statt acht Auslesekanäle und ermöglicht eine höhere Datenrate. Beides resultiert in einer beschleunigten Datenaufnahme, die die Durchführung von systematischen Studien deutlich erleichtert.

Im neuen System wird die PCB-Karte, auf die der Chip kontaktiert ist, über Flachbandkabel an eine zweite, baugleiche Hilfskarte angeschlossen, die ihrerseits über eine Zwischenkarte (interface board) mit der Flex-Riokarte des National Instruments PXI-Systems verbunden ist. Die Datenanalyse wird anschließend mit ROOT durchgeführt. Die ROOT-Software [AY12] wurde den Algorithmen der Mathematicasoftware nachprogrammiert und ermöglicht dank der Implementation in C++ eine schnellere Analyse.

4.2.1.2 Erweiterung des Kühlsystems

Die Ergebnisse zu stark bestrahlten Sensoren, die insbesondere durch die starke Kühlung der Sensoren auf die damals tiefstmögliche Temperatur erreicht werden konnten (siehe Abschnitt 5.2.3), motivierten die Anschaffung eines leistungsfähigeren Kühlgeräts, um zukünftige Studien bei tieferen Temperaturen zu erleichtern. Das Kühlsystem Huber CC 905 ist ein leistungsfähigeres Modell mit einer Kühlleistung von 2 kW bei $T = 0^\circ\text{C}$ und 0,13 kW bei $T = -90^\circ\text{C}$. Damit kann die in der Kühlinfrastruktur niedrigstmögliche Kühlflüssigkeitstemperatur von $T_{cooling\ liquid} = -70^\circ\text{C}$ auf $T_{cooling\ liquid} = -90^\circ\text{C}$ verbessert werden und gleichzeitig die Kühlleistung gesteigert werden, so dass tiefere Temperaturen an der Sensoroberfläche erreichbar sind.

Zusätzlich wurde eine Temperatursteuerung über eine USB-Schnittstelle in Betrieb genommen, so dass das Kühlsystem über einen Windows-PC ferngesteuert werden konnte. Auch der PT-100 wurde über eine weitere USB2-Schnittstelle integriert. Dies ermöglicht eine Temperaturüberwachung des Messstandes ohne im Labor anwesend zu sein, was eine erste große Erleichterung in der Durchführung des Messprotokolls darstellte. Zurzeit wird die Temperaturüberwachung vollständig über einen kleinen Raspberry Pi übernommen, der über einen mySQL-Server eine Steuerung des Messstandes via Browser erlaubt.

4.2.1.3 Automatische Datenaufnahme

Der Großteil der hier gezeigten Messreihen wurde noch manuell Messung für Messung durchgeführt. Die im Laufe dieser Arbeit immer umfangreicher werdenden Messkampagnen machten es jedoch erforderlich, über eine Automatisierung nachzudenken. Dazu wurde ein Konzept entwickelt, das durch eine automatische Datenaufnahme die Durchführung systematischer Strahlenhärtestudien erleichtern sollte. Das Konzept wurde von [Lin16] als Softwareprogramm namens MABS umgesetzt und konnte ab Juni 2013 eingesetzt werden.

MABS ermöglicht es, die Matrizen eines Chips automatisch durchzumessen. Dazu werden in einer Datenbank die Messparameter festgelegt und ein Skript stellt anhand dieser die JTAG-Kette, Auslesesoftware, Kühlsystem und externen Frequenzgenerator ein. Wünschenswert, allerdings

noch nicht umgesetzt, ist eine automatische Positionierung der radioaktiven Quellen und Chippaus tausch.

Das große Potential der automatischen Datenaufnahme für eine Strahlenhärtestudie wird an MIMOSA-32 deutlich. Dieser Chip hat 32 Matrizen, die für mindestens drei Betriebstemperaturen vermessen werden sollen. Die Messung einer Signalantwort beim Nachweis von Photonen erfordert 1 Million Ausleseyzyklen, so dass eine Messung vier Stunden dauert. Ohne automatische Datenaufnahme musste der Chip entsprechend alle vier Stunden von Hand neu programmiert werden, so dass pro Arbeitstag im Schnitt nur drei Messungen durchgeführt werden konnten. Die gesamte Messkampagne dauerte entsprechend $32 \cdot 3 / 3 \text{ d} = 32 \text{ d}$. Die automatische Datenaufnahme übernimmt dies, so dass nach dem Start mit einem Mausklick nach $32 \cdot 3 \cdot 4 \text{ h} = 384 \text{ h} = 16 \text{ d}$ die Messungen durchgeführt sind.

Auch systematische Studien werden vereinfacht. Beispielsweise sollte die Integrationszeit systematisch über den externen Frequenzgenerator variiert werden. Eine Messung benötigte hier zwar nur 1 k Ausleseyzyklen und damit nur wenige Minuten, allerdings waren 90 Messungen durchzuführen, was in einer Messkampagne von fünf Stunden resultiert. Die automatische Datenaufnahme kann auch diese Aufgabe übernehmen.

Darüber hinaus werden menschliche Fehler in der Durchführung des Messprotokolls weitestgehend vermieden und eventuell auftretende Fehler sind besser reproduzierbar oder dank umfassender automatischer Dokumentation leicht nachvollziehbar.

Das Skript führt im USB-System folgende Routine aus:

1. Einlesen der Datenbank
2. Vergleich der Parameter mit einer Konfigurationsdatei und Auswahl der Laufnummern
3. Durchführen der Kühlstrategie Nr. 2² über einen Raspberry Pi
 - (a) Einstellen des Sollwerts der Temperatur
 - (b) Kontrollieren, ob der Istwert der Kühlflüssigkeitstemperatur den Sollwert mit einer Abweichung von $\pm 0,5 \text{ }^{\circ}\text{C}$ erreicht hat
 - (c) Warten von $t_{wait} = 30 \text{ min}$, bis Anlage und Kühlsystem ein thermisches Gleichgewicht erreicht haben
 - (d) Messen der Temperatur des Kühlblocks über einen Temperatursensor und Dokumentieren in einer Protokolldatei
4. Programmieren der JTAG-Register
 - (a) Initialisierung der JTAG-Register
 - (b) Auswahl der Matrix
 - (c) Optionale Programmierung des externen Frequenzgenerators zur Anpassung der Integrationszeit

²siehe Abschnitt 4.1.1.3

- (d) Wahl der Versorgungsspannung V_{ref} (Iterativ)
- (e) Abschließendes Programmieren der JTAG-Register

5. Programmieren der USB-System Software

- (a) Einstellen der Laufnummer
- (b) Einstellen der Zahl der Ausleseyzyklen
- (c) Start der Messung
- (d) Kontrolle des Ausgangssignals U_{F0} . Falls dieses nicht zwischen 1700 und 2300 mV liegt, zurückgehen zu Punkt 4d und Ändern von V_{ref}
- (e) Check des Eventzählers, ob dieser die Zahl der Ausleseyzyklen übersteigt
- (f) Stoppen der Messung

6. Schreiben des Datums, der gewählten Versorgungsspannung, der Messdauer und der Temperatur des Temperatursensors in die Datenbank

7. Starten der nächsten Messung mit Punkt 2

Das Skript für das PXI-System folgt analog mit kleinen Anpassungen an die LabVIEW-Software des PXI-Systems.

Innerhalb einer drei Monate langen Messkampagne zu MIMOSA-34 konnte eine aktive Messzeit von 72% erreicht werden. Mit einer weiterentwickelten Version von MABS konnte in einem Peak-Monat eine aktive Messzeit von bereits 90% erreicht werden, was die große Zuverlässigkeit des Systems illustriert. Insgesamt konnten in dieser Messkampagne 1700 h Daten von 1,6 Tbyte aufgenommen werden.

Die automatische Datenaufnahme vereinfacht und beschleunigt damit die Durchführung von Strahlenhärtemessungen und soll deswegen in Zukunft weiter eingesetzt werden.

4.2.1.4 Temperaturmessung mittels Wärmekamera

Vor dieser Arbeit stand nur die Messung der Temperatur des Metallblocks mittels eines Temperatursensors vom Typ PT-100 zur Verfügung. Die Ergebnisse dieser Messung sind mit Unsicherheiten behaftet, da sich aufgrund des Wärmeeintrages im Betrieb und durch die Umgebungstemperatur ein Gleichgewicht mit einer höheren Temperatur einstellt.

Um diese Temperaturdifferenz zu bestimmen, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Temperatur des Chips mit einer Wärmekamera gemessen. Dazu wurde ein Chip mit einem schwarzen Kamerolack besprührt, um der ursprünglich teilweise transparenten und teilweise metallischen Oberfläche des Chips die für die Messung erforderlichen guten Absorptionskoefizienten zu verleihen (Abbildung 4.12 rechts). Der Lack ist elektrisch nicht-leitend, so dass

der Chip nach der Beschichtung vollständig funktionsfähig bleibt und während der Temperaturmessung auch betrieben werden kann. Abbildung 4.12 links zeigt den in die Dunkelkammer eingespannten Metallblock.

Im Wärmebild erkennt man die kreisrunde Öffnung im Metallblock. Da der Metallblock selbst nicht beschichtet war, war diese Temperatur nicht kalibriert. In der Öffnung ist die PCB-Karte zu sehen, auf der sich mittig der Chip befindet. Man erkennt die Ränder des Chips sowie die Lötstellen der elektronischen Komponenten der PCB-Karte. Der Chip selbst hat eine Temperatur von $-32\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Der Nachteil der Wärmebildmessung ist, dass dafür die Dunkelkammer geöffnet werden muss. Dadurch kann Luft mit Raumtemperatur in die Dunkelkammer strömen und die Messung verfälschen. Weiterhin kann insbesondere bei tiefen Temperaturen die Luftfeuchtigkeit auf dem Chip kondensieren bzw. gefrieren und dadurch Kurzschlüsse verursachen. Deswegen konnte die Dunkelkammer bei tiefen Temperaturen nur kurz geöffnet werden. Somit eignet sich die Wärmebildmessung nicht ohne Weiteres zur permanenten Temperaturüberwachung.

Die Abhängigkeit der gemessenen Temperatur von der Temperatur der Kühlflüssigkeit wird in Abbildung 4.13 gezeigt. Die tatsächliche Temperatur des Sensors weicht, je nach eingestellter Kühlmitteltemperatur, um bis zu 35 K von der Kühlmitteltemperatur ab. Die bisher übliche Angabe einer eingestellten Kühlflüssigkeitstemperatur erzeugt folglich einen großen systematischen Fehler.

Neben der durch die Wärmebildkamera gewonnenen Temperaturdaten sind die Messergebnisse des mit dem auf dem Metallblock befestigten PT-100-Sensors aufgetragen. Der Verlauf der Temperatur der Chipoberfläche und des Metallblocks ist über den gesamten Temperaturbereich nahezu parallel. Der Offset beträgt $5 \pm 1\text{ K}$. Damit kann aus der PT-100-Messung auf die Chip-temperatur geschlossen werden.

Daraus folgernd wurde für die Messung die Kühlflüssigkeitstemperatur eingestellt und als Temperaturangabe die sich aus Abbildung 4.13 ergebende Oberflächentemperatur des Chips angegeben. Wird beispielsweise eine Kühlflüssigkeitstemperatur von $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ am Kühlsystem eingestellt, wird eine Chipoberflächentemperatur von $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$ angenommen und angegeben. Die PT-100-Temperaturmessung wurde als Kontrolle verwendet. Betrug die Abweichung von der nach Abbildung 4.13 erwarteten Temperatur des PT-100 mehr als $\pm 5\text{ }^{\circ}\text{C}$, wurde ein Fehler im Kühlprotokoll angenommen und die Messung deswegen wiederholt.

4.2.1.5 Radioaktive Quellen

Zur Qualifizierung der Sensoren standen vor dieser Arbeit die Photonenquellen Fe-55 und Cd-109 zur Verfügung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden diese um die Betaquellen Ru-106 und Sr-90 ergänzt. Mit einer Ru-106-Quelle wurden bereits am IPHC Straßburg Erfahrungen gesammelt. Aus diesem Grund wurde entschieden, ebenfalls eine Ru-106-Quelle zu verwenden, um die Strahlenhärtestudien zwischen IKF Frankfurt und IPHC Straßburg vergleichen zu können. Die Ru-106-Quelle war allerdings aufgrund ihrer Halbwertszeit von 373 Tagen nach zwei Jahren bereits in ihrer Aktivität zu stark abgesunken. Deswegen wurde die Sr-90-Quelle in



Abbildung 4.12: Links: Wärmebild eines Chips in der Messapparatur. Mit der Wärmebildkamera lässt sich die Temperatur auf dem Chip und der ihm umgebenden PCB-Karte bestimmen. Für eine Kühlflüssigkeitstemperatur von $T_{Kühlung} = -70 \text{ }^{\circ}\text{C}$ wird eine Temperatur von $T_{Infrarot} = -34 \text{ }^{\circ}\text{C}$ gemessen. Rechts: Der Chip wurde mit schwarzem Kameralack beschichtet, um einen schwarzen Strahler für die Wärmebildmessung zu erreichen.

Betrieb genommen, die den Vorteil hat, aufgrund ihrer langen Halbwertszeit von 28,78 Jahren langfristig für Strahlenhärtestudien zur Verfügung zu stehen. Zusätzlich wurde eine weitere Cd-109-Quelle angeschafft, die die erste, in ihrer Intensität zu stark abgesunkene Cd-109-Quelle ersetzen soll. Die Antwort des Sensors auf die Teilchen der Quellen wird in Abschnitt 4.2.2.4 diskutiert. In diesem Abschnitt soll erst einmal der Aufbau der Quellen vorgestellt werden. Gelagert werden die Quellen in einem Wandtresor. Die gemessene Dosisleistung an der Außenseite des geschlossenen Tresors beträgt $< 1 \mu\text{Sv}/\text{h}$.

4.2.1.5.1 Betaquellen Die Betaquellen Ru-106 und Sr-90 sind in einem Zylinder mit den Dimensionen $7,92 \text{ mm} \times 5,08 \text{ mm}$ eingeschlossen. Ein Gehäuse aus mindestens 18 mm Plexiglas dient zur Abbremsung der Elektronen. Zusätzlich ist das Plexiglas mit einem 5 mm dicken Aluminiumgehäuse zur Absorption sekundärer Photonen umgeben (Abbildung 4.14). Für die Ru-106-Quelle betrug die Aktivität am Referenzdatum 11.04.2011 3,70 MBq und die

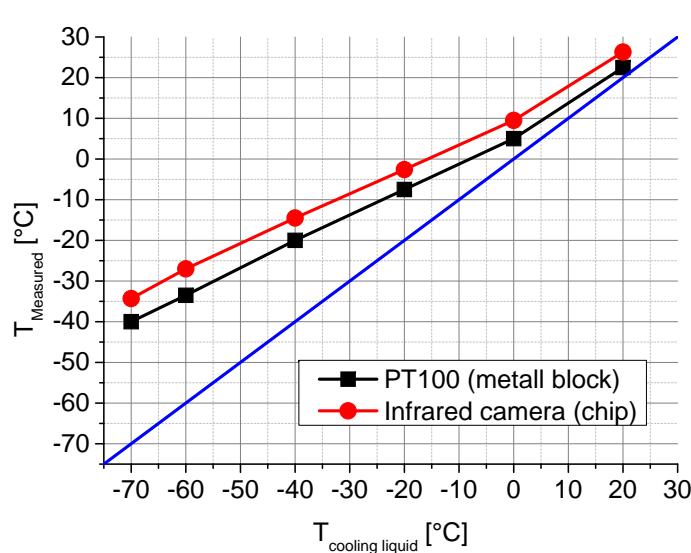


Abbildung 4.13: Gemesene Temperatur als Funktion der Kühlflüssigkeitstemperatur, gemessen mit einer Wärmebildkamera auf der Oberfläche des Sensors (rote Kreise) und mit einem Temperatursensor PT-100 (schwarze Quadrate). Für eine Kühlflüssigkeitstemperatur von $T = -70 \text{ } ^{\circ}\text{C}$ wird eine Temperatur von $T = -40 \text{ } ^{\circ}\text{C}$ am Metallblock und $T = -34 \text{ } ^{\circ}\text{C}$ am Chip erreicht.

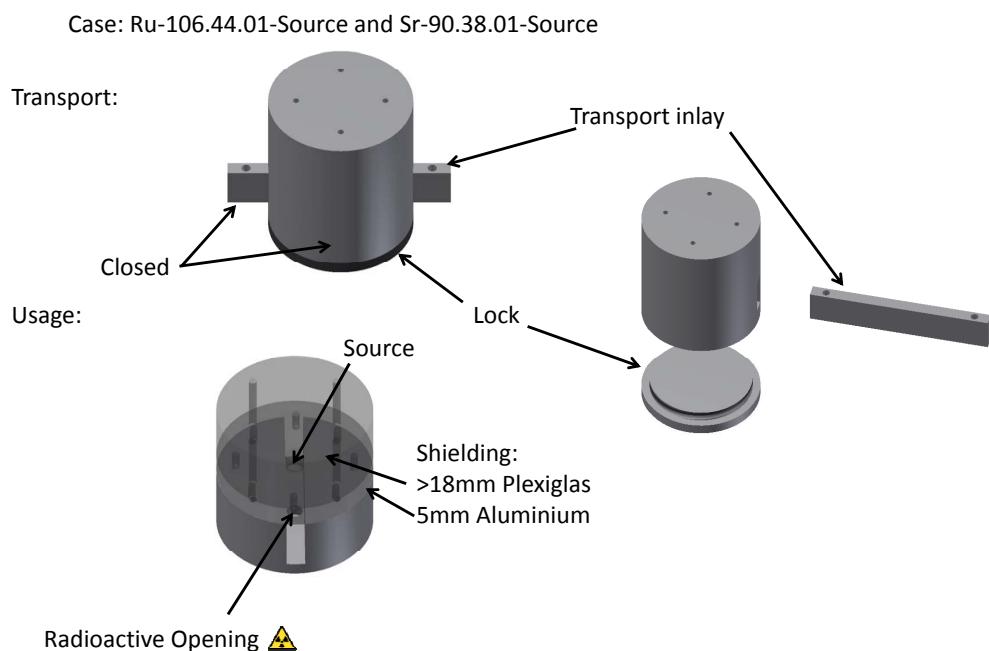


Abbildung 4.14: Schematische Skizze der Quellenhalterung der Betaquellen. Die Abschirmung erfolgt durch mindestens 18 mm dickes Plexiglas zur Abbremsung der Elektronen und 5 mm Aluminium zur Abschirmung von sekundärer Röntgenstrahlung.

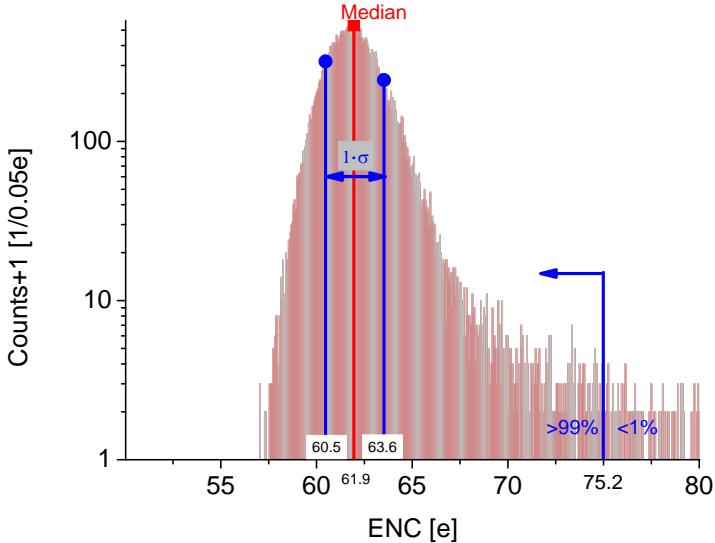


Abbildung 4.15: Verteilung der über die Zeit gemittelten Rauschladung aller Pixel. Der Pfeil gibt das 99%-Rauschen an. Mehr als 99% der Pixel haben eine Rauschladung von < 75 e.

Dosisleistung direkt an der geöffneten Austrittsöffnung 1,5 mSv/h und am Gehäuse 40 μ Sv/h. Für die Sr-90-Quelle betrug die Aktivität am Referenzdatum 09.09.2011 3,70 MBq, die Dosisleistung direkt an der geöffneten Austrittsöffnung 2,7 mSv/h und am Gehäuse 7 μ Sv/h. Für die Cd-109-Quelle betrug am Referenzdatum 01.05.2011 die Aktivität 1,85 GBq und die Dosisleistung direkt an der geöffneten Austrittsöffnung 5 mSv/h, am Gehäuse 15 μ Sv/h sowie unter einer weiteren Transporthaube $< 1 \mu$ Sv/h.

4.2.2 Erweiterung der Observablen

Für Strahlenhärtestudien neuer Chipgenerationen müssen die in Abschnitt 4.1.2 vorgestellten Standardanalysemethoden oft in einigen Punkten verfeinert werden. Die für die vorliegende Arbeit relevanten Erweiterungen der Analysemethoden sollen im Folgenden vorgestellt werden.

4.2.2.1 99%-Rauschen

Bisher wurde die Rauschverteilung der Pixel mit dem Median sowie seiner Breite charakterisiert. Die Breite als Fehlerbalken gibt deshalb eine 1σ -Abschätzung an. Dieser Ansatz ist geeignet, um eine ungefähr gaußförmige Verteilung zu beschreiben. Tritt allerdings eine größere Population mit sehr stark rauschenden Pixeln auf, muss das Konzept erweitert werden. Denn während in der analogen Auslese die Diskriminationsschwelle für jedes Pixel individuell gewählt werden kann, bestimmt in der binären Auslese der Wert der stark rauschenden Pixel die anzulegende Diskriminationsschwelle. Diese sollte so niedrig wie möglich sein, um keine Signalladung zu übersehen. Allerdings muss sie so hoch sein, dass auch die stark rauschenden Pixel nur einen tolerierbaren Anteil an Fehltreffern generieren. Eine Pixelverteilung mit nahezu gleicher Rauschladung aller

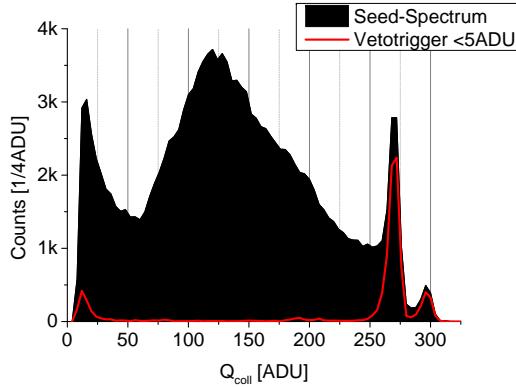


Abbildung 4.16: Antwortfunktion auf Photonen des Seed-Pixels mit und ohne Extraktion des Photopeaks. Mit der Extraktion kann der Photopeak nahezu untergrundfrei extrahiert werden (siehe Text).

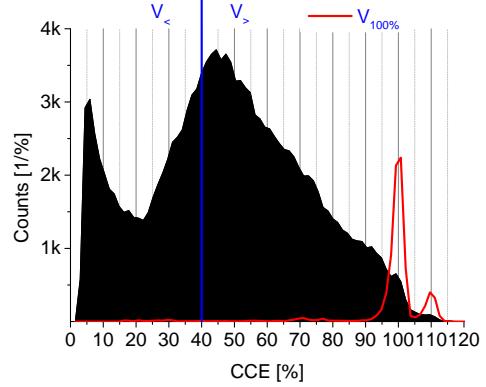


Abbildung 4.17: Einteilung der Antwortfunktion in die Regionen $V_<$, $V_>$ und $V_{100\%}$. Die Schwelle zwischen $V_<$ und $V_>$ wurde auf 40% gesetzt, $V_{100\%}$ wurde mit dem in Abschnitt 4.2.2.2 eingeführten Algorithmus bestimmt.

Pixel ist deswegen wünschenswert und MAPS kommen dieser schon sehr nahe, allerdings haben trotzdem oft einige wenige Pixel eine hohe Rauschladung. Dies trifft insbesondere auf RTS-Pixel zu, die in [Doe08] und [Dev08] studiert wurden. Praktikabel ist es, das Rauschen von $\lesssim 1\%$ der Pixel z.B. durch Maskieren zu tolerieren. Die Höhe der Schwelle wird deswegen von den am stärksten rauschenden Pixeln der restlichen $\gtrsim 99\%$ Pixel bestimmt. Dies kann durch das 99%-Rauschen charakterisiert werden. Dieses wird so gewählt, dass mehr als 99% der Pixel eine niedrigere Rauschladung als den angegebenen Wert haben. Das Vielfache dieses Wertes gibt den σ -Wert der Schwelle an, so dass eine tolerierbare Fehltrefferrate garantiert werden kann. Abbildung 4.15 zeigt die Rauschverteilung einer Messung. Der Median liegt bei 61,9 e, das nach Abschnitt 4.1.2.2 bestimmte 1σ -Intervall zwischen 60,5 e und 63,6 e. $\lesssim 1\%$ der Pixel haben eine Rauschladung von $> 75,2$ e. Fehltreffer durch diese Pixel sollen z.B. durch Maskieren toleriert werden können. Entscheidend ist deswegen das Pixel mit der höchsten Rauschladung, das gerade nicht mehr in diese Gruppe fällt. Dieses hat eine Rauschladung von ~ 75 e. Legt man ein 5σ -Kriterium an, so sollte die Schwelle in diesem Beispiel mit $5\sigma = 5 \cdot 75$ e = 375 e gewählt werden. Je geringer die Rauschladung dieses Pixels ist, desto niedriger kann die Diskriminationsschwelle angesetzt werden, ohne einen substantiellen Fehltrefferbeitrag durch dieses Pixel zu generieren. Damit ist das 99%-Rauschen entscheidend für die Wahl der Diskriminationsschwelle.

4.2.2.2 Selektion von Diodentreffern

Eine im Vergleich zur Pixelfläche kleine Diodenoberfläche bedeutet eine kleine verarmte Zone und damit einen kleinen Photopeak. Dieser kann so klein werden, dass seine Peakposition nicht mehr gut vom Untergrund zu trennen ist. Der Untergrund stammt von Treffern aus der Grenzschicht zwischen Epitaxieschicht und verarbeter Zone. Um diesen Untergrund zu unter-

drücken, können Cluster ausgewählt werden, in denen das Seed-Pixel die gesamte Ladung trägt. Dazu wird als Algorithmus eine obere Schwelle für die Nachbarpixel angelegt, so dass nur Cluster akzeptiert werden, die < 5 ADU Signalladung in benachbarten Pixeln gesammelt haben (Vetottrigger). Damit werden insbesondere Konversionen direkt in der verarmten Zone der Pixel selektiert. Abbildung 4.16 zeigt die Ladungsverteilung des Seed-Pixels mit und ohne diese Extraktion des Photopeaks. Durch diese Auswahl werden nahezu alle Cluster verworfen, die in mehrere Pixel diffundieren und deswegen nur einen Anteil der Ladung im Seed-Pixel zeigen und damit die Bestimmung des Photopeaks erschweren. Nach Anwendung des Algorithmus kann die Peakposition nahezu untergrundfrei bestimmt werden. In diesem Beispiel werden durch den Algorithmus im Bereich um die beiden Photopeaks 55% der Cluster akzeptiert, im restlichen Bereich 98,6% der Cluster verworfen. Im Bereich < 50 ADU werden insbesondere Fehltreffer durch das Rauschen sichtbar, denn auch in diesem Fall tragen die Nachbarpixel keine Ladung. Die Fehltreffer kann eine weitere Schwelle unterdrücken, die nur Einträge mit einer Ladung > 50 ADU akzeptiert.

Mit dieser Methode lässt sich das Volumen des Photopeaks und damit das Volumen der verarmten Zone mit 100% CCE bestimmen.

4.2.2.3 Volumenanteile der Ladungssammlung

In vorherigen Studien wurde die durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz als Ladungssammlungseffizienz des Sensors mit einem Gauß-Fit an das Maximum der Verteilung eines Clusters aus vier Pixeln bestimmt [AY07, Dev07a, Büd08, Doe10]. Die Vereinfachung der Ladungssammlung auf eine einzige Zahl erwies sich im Rahmen dieser Arbeit allerdings als nicht ausreichend. Deswegen wird hier nur in Ausnahmefällen eine Ladungssammlungseffizienz als alleinige Zahl angegeben und in diesem Fall auch nicht von der Ladungssammlungseffizienz, sondern präziser von einer durchschnittlichen Ladungssammlungseffizienz gesprochen.

Darüber hinaus wurde die Ladungssammlungseffizienz auf einen Cluster aus den vier benachbarten Pixeln gebildet. Dessen Ladungssammlungseffizienz ist größer als die des Seed-Pixels. Für einen ausreichenden Detektorbetrieb ist allerdings vor allem die Ladungssammlung des Seed-Pixels entscheidend, so dass die gesammelte Ladung des Seed-Pixels die Ansprechschwelle übersteigt. Deswegen wurde in diesem Punkt das Messprotokoll geändert und insbesondere das Seed-Pixel betrachtet. Nur für einen direkten Vergleich mit den vorherigen Messdaten wurde auf die andere Konvention eines Clusters aus vier benachbarten Pixeln zurückgegriffen.

Stattdessen wird die Gestalt der Antwortfunktion als Observable für die Ladungssammlung diskutiert (Abbildung 4.17). In dieser steht jeder Bin für eine gewisse Ladungssammlungseffizienz und die Zahl der Einträge in dem Bin ist proportional zur Größe des Volumens mit dieser Ladungssammlungseffizienz. Danach kann von einer besseren Ladungssammlung gesprochen werden, wenn ein Sensor mehr Einträge in einem höheren Ladungssammlungseffizienz-Bin hat. Zur weiteren Analyse lässt sich die Antwortfunktion in drei Regionen unterteilen, die jeweils für einen Volumenanteil stehen. Die angegebene Prozentzahl gibt die Größe des Volumens mit diesem Ladungssammlungseffizienzbereich relativ zum gesamten aktiven Volumen an.

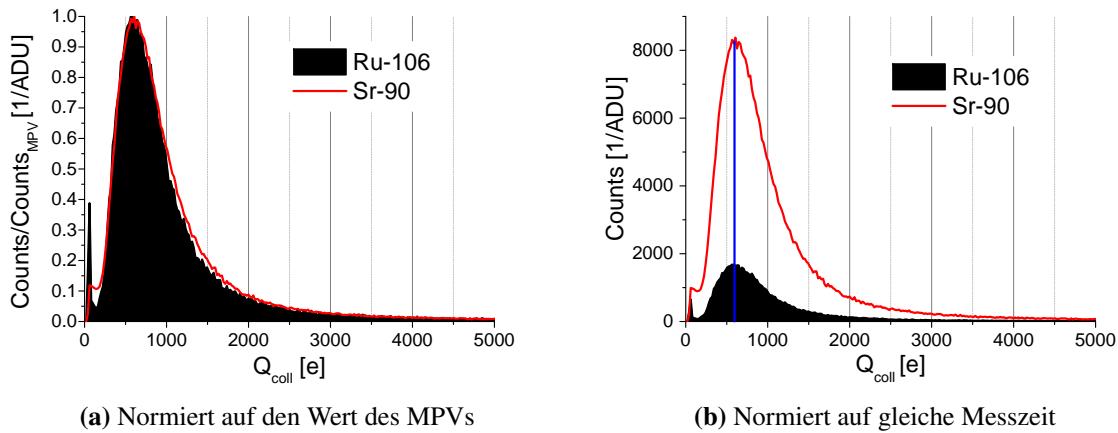


Abbildung 4.18: Vergleich der Antwortfunktion auf durchquerende β -Teilchen einer Ru-106- und Sr-90-Quelle

- A Volumenanteil $V_<$ für CCE < 40%
- B Volumenanteil $V_>$ für CCE > 40%
- C Volumenanteil des Photopeaks $V_{100\%}$ nach Abschnitt 4.2.2.2

Die Schwelle zwischen $V_<$ und $V_>$ wurde auf 40% gesetzt. Das Volumen des Photopeaks wurde mit der in Abschnitt 4.2.2.2 vorgestellten Methode extrahiert und für $V_>$ abgezogen. Damit lassen sich die drei verschiedenen Anteile $V_<$, $V_>$ und $V_{100\%}$ am aktiven Volumen quantitativ bestimmen.

4.2.2.4 Signalantwort beim Nachweis von Betateilchen

Eine Schwerionenkollision produziert hauptsächlich Pionen. Diese Pionen sind minimal ionisierende Teilchen (MIPs) und generieren damit bei ihrem Durchgang nur eine minimale Signalantwort. Damit MAPS ihrer Anforderung gerecht werden, müssen sie auch für diese minimal ionisierenden Teilchen eine hohe Nachweiseffizienz erreichen. Pionen stehen in einem Testlabor nicht zur Verfügung. Betastrahler sind im gewissem Umfang geeignete Quellen, da sie eine vergleichbare Signalantwort geben. Die Messung mittels Elektronen ist komplementär zur Photonmessung und gibt deswegen weiterführende Informationen über das aktive Volumen. Eine β -Quelle emittiert Elektronen, die nicht wie Photonen einer Photonenquelle im aktiven Volumen lokal konvertieren, sondern das aktive Volumen durchqueren und dadurch entlang ihrer Trajektorie Elektron-Loch-Paare erzeugen.

Da Elektronen aus einer radioaktiven Quelle einen niedrigeren Impuls haben, können sie dadurch nicht mehrere Detektorebenen durchqueren, ohne stark gestreut zu werden. Weiterhin haben langsame Elektronen einen großen Energieverlust und können sogar im aktiven Volumen gestoppt werden, wodurch sie ihre gesamte Energie abgeben und dadurch ein großes Signal erzeugen.

Vergleichstests zwischen β -Teilchen aus einer Ru-106-Quelle und Pionen mit einer Energie von 120 GeV zeigten, dass die Signalantwort um 10 – 20% überschätzt wird, da die β -Teilchen einen leicht höheren Energieverlust haben und damit mehr Signalelektronen erzeugen [Koz11, Tabelle 4.1].

Aufgrund der Vielfachstreuung der β -Teilchen können mit einer Betaquelle keine Detektionseffizienzen oder Ortsauflösungen bestimmt werden. Jedoch können diese für eine Abschätzung der Signalamplitude verwendet werden, wobei die leichte Überschätzung dieser zu berücksichtigen ist. Damit kann die Zahl der aufwändigen Strahltests reduziert werden.

Ru-106 zerfällt mit einer Halbwertszeit von 373 Tagen zu Rh-106, welches mit einer Halbwertszeit von 30 Sekunden ebenfalls zerfällt und dadurch ein Elektron mit einer Endpunktsenergie von 3,6 MeV aussendet.

Sr-90 zerfällt mit einer Halbwertszeit von 28,78 Jahren zu Y-90, welches ebenfalls mit einer Halbwertszeit von 64 Stunden zerfällt und ein Elektron mit einer Endpunktsenergie von 2,2 MeV aussendet. Die Energie der ausgesendeten Elektronen ist damit um 40% geringer.

Die Signalantwort beim Nachweis von β -Teilchen ist im Vergleich zur Signalantwort beim Nachweis von Photonen mit seinen charakteristischen Photopeaks eine kontinuierliche Verteilung (Abbildung 4.18a). Es bildet sich ein breites Maximum mit asymmetrischen Ausläufern zu hohen Energien. Experimentell hat es sich bewährt, eine Landaufunktion an die Verteilung anzupassen, da der Energieverlust in einem dünnen Detektor landauförmig ist. Schnelle Betateilchen durchqueren den Sensor mit einem minimalen Energieverlust. Diese sind am ehesten mit dem Energieverlust eines MIPs vergleichbar. Die Einträge schneller Betateilchen sind in der Ladungsverteilung bei niedrigeren Einträgen zu finden. Die Herausforderung ist, diese Teilchendurchgänge mit einer niedrigen Signalamplitude vom Rauschen zu trennen, um eine ausreichende Detektionseffizienz zu erreichen.

Ein direkter Vergleich in Abbildung 4.18a zwischen Ru-106- und Sr-90-Quelle zeigt, dass beide vergleichbare Signale in einem MAPS generieren. Um den Verlauf der Verteilungen vergleichen zu können, wird auf die Höhe des MPV-Eintrags normiert. Der MPV beider Verteilungen hat die gleiche Signalamplitude. Damit ist der Energieverlust eines Sr-90- β -Teilchens vergleichbar mit der eines Ru-106- β -Teilchens und der aufgrund der niedrigeren Teilchenenergie zu erwartende größere Energieverlust ist noch nicht signifikant. Sr-90 hat den Vorteil einer längeren Halbwertszeit, so dass die Aktivität der Quelle als konstant angenommen werden kann und die Quelle deswegen nicht regelmäßig ersetzt werden muss. Deswegen werden auch in der Sr-90-Messung mehr Einträge nachgewiesen (Abbildung 4.18b). Die Aktivität der Ru-106-Quelle hat zum Zeitpunkt der Messung schon deutlich nachgelassen. Damit erweisen sich die Messungen mit einer Ru-106 und Sr-90-Quelle als äquivalent. Die Messungen mit der Ru-106-Quelle können damit auch durch Messungen mit einer Sr-90-Quelle ersetzt werden, die aufgrund ihrer Halbwertszeit von 28,78 Jahren langfristig für Strahlenhärtestudien zur Verfügung steht.

4.2.2.5 Signal-Rausch-Verhältnis

Das Signal-Rausch-Verhältnis (S/N) gibt an, wie gut ein Signal vom Untergrund unterschieden werden kann. Dieses ist der Quotient aus Signalamplitude zu Rauschamplitude:

$$S/N = \frac{\text{Signal}}{\text{Noise}}. \quad (4.6)$$

Wie bereits vorher ausgeführt, generiert ein minimal ionisierendes Teilchen Elektronen, die eine Signalamplitude im Detektor hervorrufen. Nun generieren andere Quellen ebenfalls Elektronen, die als Rauschladung die Signalamplitude überlagern. Damit erschwert ein kleines Signal und eine große Rauschladung die Teilchendetektion. Deswegen ist ein möglichst großes S/N ein Ziel in der Sensorentwicklung.

Für die Bestimmung des S/N wird der MPV Q_{MPV} der Landauverteilung einer Signalantwort beim Nachweis von β -Teilchen ermittelt. Zur Variation der Fit-Parameter wird die Landaufunktion auch an die rechte und linke Flanke angepasst und die Variation des daraus bestimmten MPVs in den Fehlerbalken ausgedrückt. Die Rauschladung ergibt sich als Median der Pixelverteilung Q_{ENC} (siehe Abschnitt 4.1.2.2). Damit ergibt sich das S/N zu:

$$S/N = \frac{\text{Signal}}{\text{Noise}} = \frac{Q_{MPV}}{Q_{ENC}}. \quad (4.7)$$

Zur Abschätzung des S/N von 99% der Pixel kann die Rauschladung von 99% der Pixel in die S/N-Berechnung einbezogen werden. Die Pixelabweichungen in der Ladungssammlung werden als vernachlässigbar angenommen, da die Statistik nicht ausreicht, die Signalantwort eines jeden Pixels individuell zu bestimmen.

$$S/N_{99\%} = \frac{Q_{MPV}}{Q_{ENC \text{ 99\%}}}. \quad (4.8)$$

Dieser Wert gibt ein S/N an, so dass 99% der Pixel ein besseres S/N haben.

Die Grenze zwischen einem intakten und funktionsunfähigen Chip wurde in [Dev07a] für frühere erfolgreiche Prototypsensoren mit einem S/N von 15 empirisch bestimmt. Spurrekonstruktionen erfordern eine minimale Detektionseffizienz von 95%. Diese wird mit einem S/N von 15 erreicht. Ein Sensor mit einer niedrigeren Detektionseffizienz als 95% oder einem niedrigeren S/N als 15 wird als funktionsunfähig angesehen. Für $S/N_{99\%} > 15$ bedeutet dies, dass >99% der Pixel ein besseres S/N haben und deshalb >99% der Pixel funktionsfähig sind.

4.2.3 Rechteckige Pixel

In einer zeilenparallelen Auslese befindet sich am Ende jeder Zeile ein Diskriminator. Die Integrationszeit hängt deshalb proportional von der Pixelanzahl in einer Zeile ab. Je weniger Pixel sich in einer Zeile befinden, desto weniger Zyklen werden zur Auslese benötigt und desto kürzer ist die Integrationszeit.

Für eine ausreichende nicht-ionisierende Strahlenhärte ist die Diodendichte entscheidend. Je

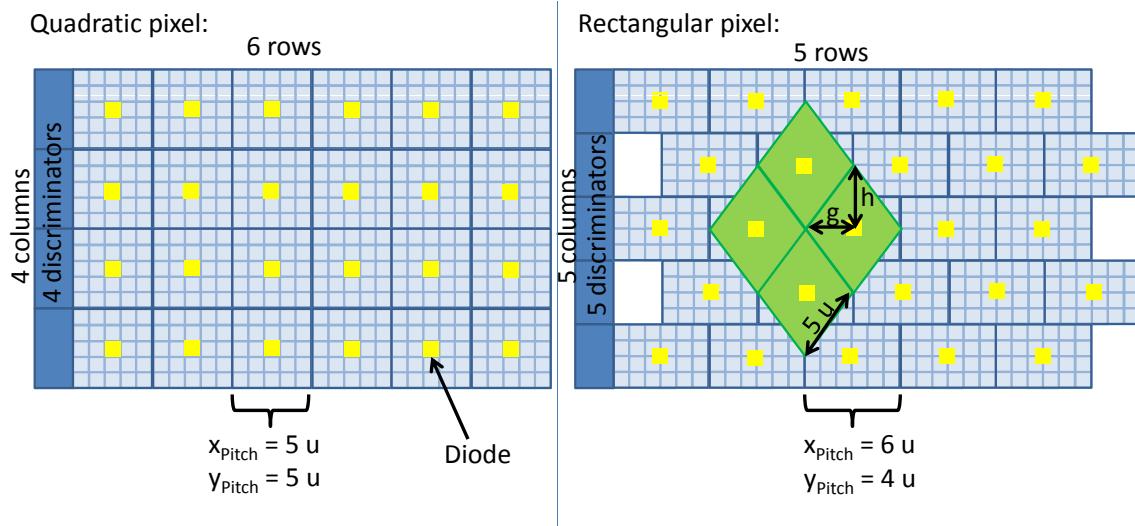


Abbildung 4.19: Schematischer Vergleich einer rechteckigen Pixelgeometrie mit einer quadratischen Geometrie

größer die Anzahl an Dioden pro Flächeneinheit, desto größer die Strahlenhärte.

Um die Zahl der Pixel in einer Zeile zu verkleinern, ohne die Diodendichte zu verringern, können versetzte rechteckige Pixel verwendet werden. Abbildung 4.19 illustriert dies an einer Beispielmatrix mit quadratischen Pixeln (links) und versetzten, rechteckigen Pixeln (rechts). Die abgedeckte Fläche ist mit 600 u^2 (u steht für Kästchenlänge) in beiden Fällen gleich gewählt. In der Mitte der Pixel befindet sich die Diode mit einer Oberfläche von 1 u^2 . Die quadratischen Pixel haben eine Größe von $x_{Pitch} = y_{Pitch} = 5 \text{ u}$, die rechteckigen Pixel haben eine Größe von $x_{Pitch} = 6 \text{ u}$ und $y_{Pitch} = 4 \text{ u}$. Die rechteckigen Pixel haben damit ein Seitenverhältnis von 2:3. Die quadratischen Pixel sind in 24 Pixeln mit sechs Spalten zu vier Zeilen, die rechteckigen Pixel in 25 Pixeln mit fünf Spalten zu fünf Zeilen angeordnet. Die rechteckigen Pixel bilden rautenförmige Pixel mit einer Pixelgröße von 5 u, die effektiv diagonal ausgelesen werden. Die Pixelfläche A beträgt:

$$A = \frac{1}{2} \cdot g \cdot h \cdot 4 = x_{Pitch} \cdot y_{Pitch} = 24 \text{ u}. \quad (4.9)$$

Angenommen, das rechteckige Pixel wäre ein quadratisches Pixel gleicher Fläche, dann hat dieses eine effektive Pixelgröße $Pitch_{eff}$ von:

$$Pitch_{eff} = \sqrt{x_{Pitch} \cdot y_{Pitch}}. \quad (4.10)$$

Durch diese Geometrie hat die Matrix mit den rechteckigen Pixeln eine Spalte weniger und wird damit in nur fünf anstatt sechs Zyklen ausgelesen. Dafür erhöht sich die Zahl der Zeilen und damit die der Diskriminatoren um eins. Die für die nicht-ionisierende Strahlenhärte entscheidende Diodendichte hat sich mit 25 Dioden zu 24 Dioden ebenfalls leicht erhöht.

Zusammenfassend kann durch die versetzten rechteckigen Pixel auf Kosten einer höheren Zahl von Diskriminatoren die Integrationszeit verringert und die Diodendichte erhöht werden.

Kapitel 5

Hochohmige CMOS-Sensoren

5.1 MAPS mit hochohmiger Epitaxieschicht

CMOS-Pixelsensoren zeichnen sich insbesondere durch ihre hohe Granularität und ihr geringes Materialbudget aus. Ihre Strahlenhärté gegenüber nicht-ionisierender Strahlung betrug in der Vergangenheit jedoch nur wenige $10^{12} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, denn aufgrund der thermischen Diffusion (siehe Abschnitt 2.1) in der größtenteils nicht verarmten Epitaxieschicht erreichen die Signalelektronen die verarmte Zone der Dioden nur langsam. Nicht-ionisierende Strahlung induziert Defekte in der Epitaxieschicht. Während der Diffusion können die Signalelektronen an diesen Defekten rekombinieren. Die Signalamplitude wird kleiner und demnach die Teilchendetektion schwieriger. Deswegen limitiert die Lebensdauer der Signalelektronen die Strahlenhärté von CMOS-Sensoren.

In niedrigohmigen Sensoren wurde eine Verkürzung der Diffusionspfade und sodann eine Verkürzung der Ladungssammlung durch eine Verkleinerung der Pixelgröße erreicht. Experimentell ließ sich so eine höhere Strahlenhärté im Bereich einer Pixelgröße von $40 \mu\text{m}$ bis $10 \mu\text{m}$ nachweisen [Dev07a]. So weist Abbildung 5.1 die Strahlenhärté gegenüber nicht-ionisierender Strahlung als Funktion der Pixelgröße aus. Die Strahlenhärté vergrößert sich von wenigen $10^{11} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ im Kontext einer Pixelgröße von $40 \mu\text{m}$ nun auf $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ im Kontext einer Pixelgröße von $10 \mu\text{m}$.

Die Pixel können allerdings auch nicht beliebig verkleinert werden, da der Herstellungsprozess dem Pixeldesign Grenzen setzt. Aufgrund der Abdeckung einer konstanten aktiven Fläche bedeuten kleinere Pixel eine höhere Pixeldichte, so dass sich als Nebeneffekt zwar die Ortsauflösung verbessert, die Integrationszeit sich dagegen verlängert, da wesentlich mehr Pixel ausgelesen werden müssen. Um die Zeitauflösung der Strahlendetektoren sowie ihren Leistungsverbrauch in einem akzeptablen Rahmen zu halten, wird eine Pixelgröße in der Größenordnung von $20 \mu\text{m}$ für CBM angestrebt. Folglich kann die von CBM geforderte Strahlenhärté von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ nicht mit diesen niedrigohmigen Sensoren erreicht werden.

Ein weiterer Ansatz zur Verbesserung der Strahlenhärté ist die Verkürzung der Ladungssammelungszeit durch eine zusätzliche Driftkomponente. Hybridpixel erreichen dadurch eine mehrere

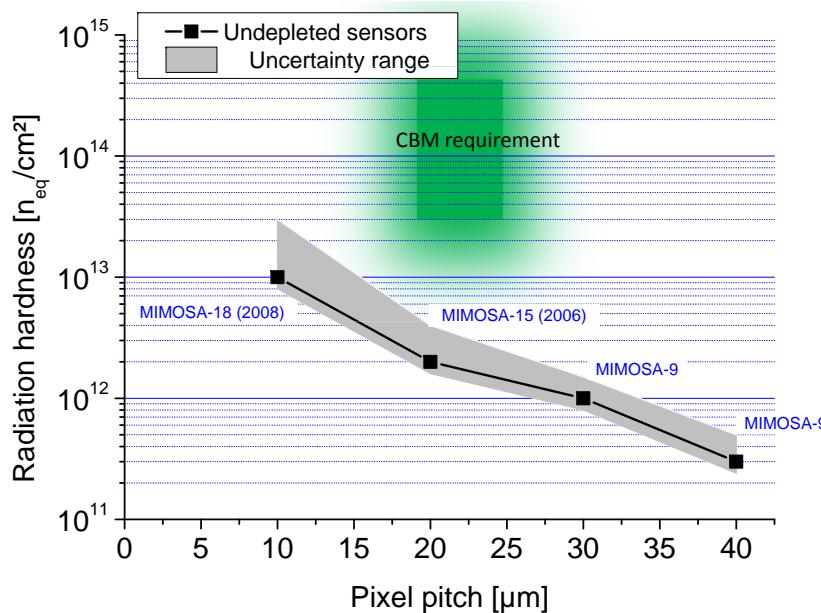


Abbildung 5.1: Strahlenhärte von MAPS mit niedrigohmiger Epitaxieschicht als Funktion der Pixelgröße. Der Punkt gibt die höchste Strahlendosis an, nach der ein getester Chip noch funktionierte. Das obere Ende der Fehlerbalken kennzeichnet die niedrigste getestete Dosis, nach der ein Chip keine ausreichende Leistungsfähigkeit mehr hatte. Das untere Ende der Fehlerbalken kennzeichnet die Unsicherheit der Bestrahlungsdosis, die von der verantwortlichen Bestrahlungseinrichtung mit 10 – 20% angegeben wird. Die niedrigohmigen MAPS verfehlten den Anforderungsbereich (grüne Fläche). Entnommen aus [Dev11].

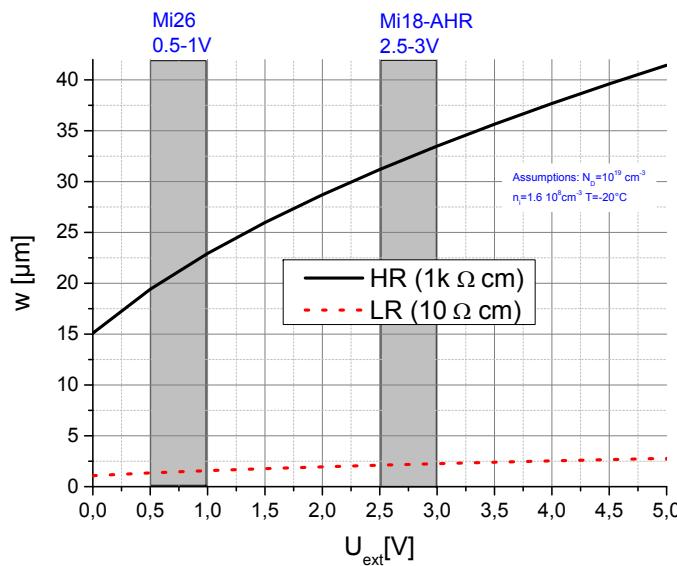


Abbildung 5.2: Größe der Verarmungszone als Funktion der Verarmungsspannung für eine niedrigohmige (rot gepunktete Linie) und hochohmige Epitaxieschicht (schwarze durchgehogene Linie)

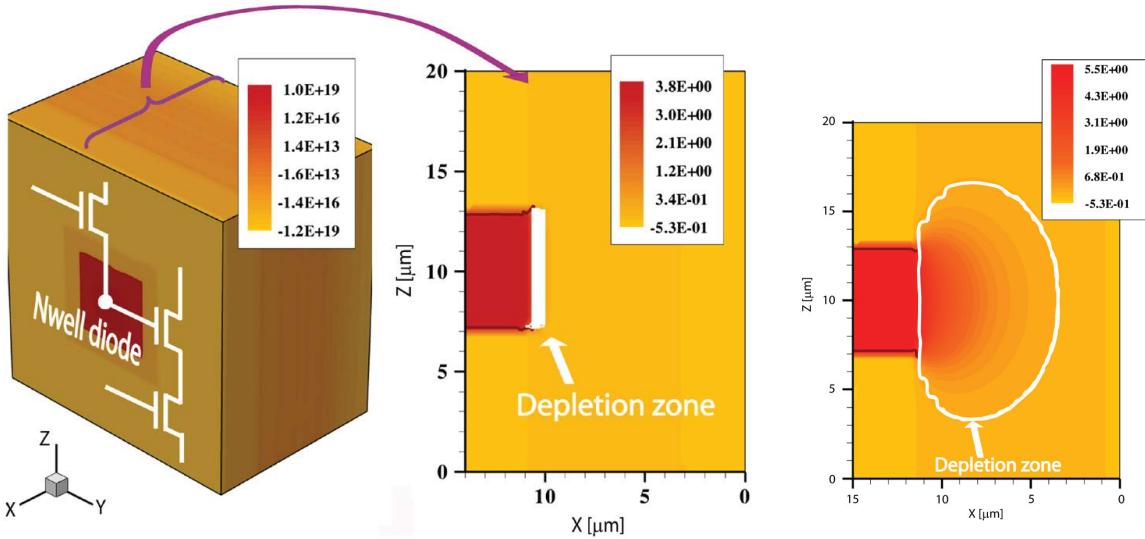


Abbildung 5.3: TCAD-Simulation einer niedrig- und hochohmigen Epitaxieschicht. Der Farbcode beschreibt das Potential [V]. Die verarmte Zone ist weiß markiert, aus [Dor10]. Links: Dotierungskonzentration und Potentialverlauf in einer niedrigohmigen Epitaxieschicht. Rechts: Potentialverlauf in einer hochohmigen Epitaxieschicht.

Größenordnungen höhere Strahlenhärtung als niedrigohmige MAPS [Wun01].

Entscheidend ist die Größe der verarmten Zone w . Diese hängt neben der angelegten Verarmungsspannung U_{ext} auch von den Dotierungskonzentrationen N_A und N_D ab [Lut01]. Für einen idealen planaren PN-Übergang gilt:

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{Si}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (U_0 - U_{ext})}. \quad (5.1)$$

Das in CMOS-Prozessen verwendete niedrigohmige Dotierungsprofil mit einer Resistivität von $\sim 10 \Omega \cdot \text{cm}$ sowie die verfügbaren Spannungen von $\leq 5V$ ermöglichen hierdurch nur eine Verarmungszone von $\lesssim 1 \mu\text{m}$. In den hier untersuchten hochohmigen Sensoren verringert man die Dotierung auf $\approx 10^{13} \frac{1}{\text{cm}^3}$, so dass sich die Resistivität der Epitaxieschicht auf $1 \text{k}\Omega \cdot \text{cm}$ erhöht. Dies sollte schon mit niedrigen Spannungen die gesamte Epitaxieschicht von $10 - 20 \mu\text{m}$ Dicke verarmen (Abbildung 5.2). Eine realistischere Simulationsrechnung (Abbildung 5.3) zeigt, dass die hochohmige Epitaxieschicht nicht vollständig verarmt, sondern nur deutlich vergrößert ist.

Daraus ergibt sich die Fragestellung, ob in diesem neuen Prozess hergestellte hochohmige MAPS wirklich stärker verarmt sind, wie sich hochohmige Sensoren im Vergleich zu niedrigohmigen Sensoren verhalten und wie sie nach Bestrahlung funktionieren. Um diese Fragen zu beantworten, wurden MIMOSA-26-AHR und MIMOSA-18-AHR-Sensoren in einem neu identifizierten CMOS-Prozess mit niedrigohmiger (LR-Sensor) und hochohmiger (HR-Sensor) Epitaxieschicht hergestellt und ihre Leistungsdaten verglichen.

In Abbildung 5.2 ist die Größe der idealen Verarmungszone für die jeweils sensorspezifisch an-

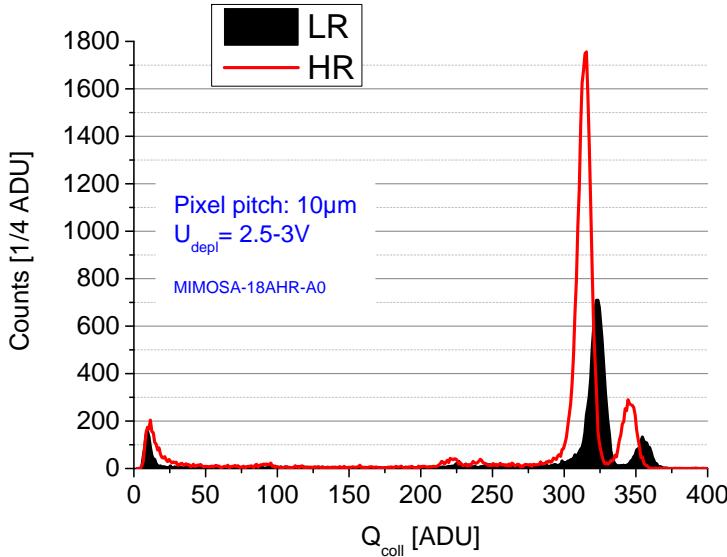


Abbildung 5.4: Photopeak eines LR-Sensors (schwarze Fläche) und HR-Sensors (rote Linie) im Vergleich

gelegte Verarmungsspannung eingezeichnet. Hierdurch zeigt sich die Abhängigkeit von der Verarmungsspannung. MIMOSA-18-AHR sollte aufgrund der höheren Verarmungsspannung von $U_{depl} \approx 2,5$ V eine größere Verarmungszone haben als MIMOSA-26-AHR mit $U_{depl} \approx 0,7$ V.

5.1.1 Ladungssammlung des Seed-Pixels

Im HR-Sensor wird erwartet, dass der Photopeak aufgrund der größeren Verarmungszone relativ gesehen mehr Einträge enthält. Bei einer vollständigen Verarmung könnte es sogar nur noch einen Photopeak geben, weil alle Signalladungen einer Ladungsdeposition zu einer Diode drifteten. Der Photopeak könnte sich auch so stark verbreitern, dass er nicht mehr in der Verteilung erkennbar ist. Auch die Rauschladung könnte zunehmen, da auch Rauschelektronen effektiver gesammelt werden könnten.

Um die Hypothese der besseren Ladungssammlung zu überprüfen, wird die Signalantwort des Seed-Pixels auf Photonen (siehe Abschnitt 4.2.2.3) eines MIMOSA-18-AHR mit niedrig- und hochohmiger Epitaxieschicht in Abbildung 5.5 verglichen. In beiden Ladungsverteilungen lassen sich ein Photopeak und ein weiteres Maximum der Verteilung identifizieren.

In Abbildung 5.4 werden die Photopeaks, extrahiert durch Selektion von Diodentreffern (Abschnitt 4.2.2.2), verglichen. Die Position des Photopeaks ist sensitiv auf die Kapazität der Diode und gibt die Verstärkung an. Diese ist für den LR-Sensor leicht zu höheren Werten verschoben. Diese Verschiebung ist allerdings im Rahmen dessen, was man aufgrund der Herstellungstoleranzen der PCB-Karten erwartet. Damit hat die hochohmige Epitaxieschicht keinen signifikanten Einfluss auf die Kapazität der Diode und der Verstärkung.

Das Integral über die Seedpixelladungsverteilung des HR-Sensors ist 6% größer als das Integral über die Ladungsverteilung des LR-Sensors. Dies entspricht einem erwarteten Volumeneffekt,

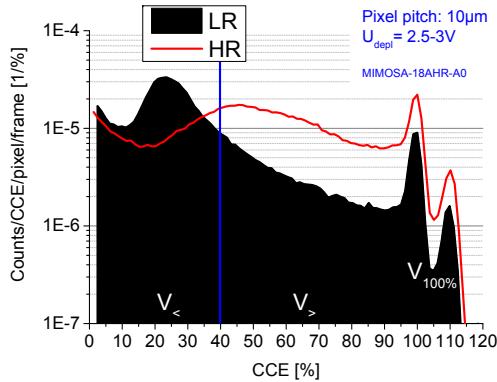


Abbildung 5.5: Antwortfunktion auf Photonen eines MIMOSA-18-AHR 10 μ m mit niedrig- (schwarze Fläche) und hochohmiger (rote Linie) Epitaxieschicht

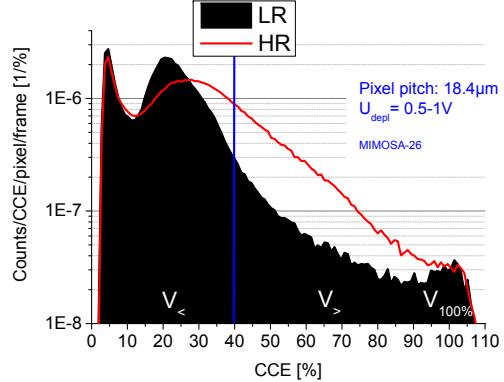


Abbildung 5.6: Antwortfunktion auf Photonen eines MIMOSA-26-AHR mit niedrigohmiger (schwarze Fläche) und hochohmiger (rote Linie) Epitaxieschicht

da die Epitaxieschichtdicke des HR-Sensors mit 15 μ m und die des LR-Sensors mit 14 μ m angegeben wurde. Daraus folgt ein 7% größeres aktives Volumen, welches gut mit der Beobachtung übereinstimmt. Allerdings liegt die Reproduzierbarkeit der Verteilung bei ebenfalls 5%, so dass man im Rahmen dieser Unsicherheit nur folgern kann, dass das aktive Volumen eines HR-Sensors nicht signifikant größer ist als das des LR-Sensors.

Um die Anteile am aktiven Volumen zu bestimmen, wurden die in Abschnitt 4.2.2.3 eingeführten neuen Analysemethoden angewandt (siehe Abbildung 5.7a und 5.7b). Für den HR-Sensor verdoppeln sich im Vergleich zum LR-Sensor die Anzahl an Einträgen des Photopeaks $V_{100\%}$, woraus eine Vergrößerung der verarmten Zone der Diode folgt. Die Position des Maximums des HR-Sensors ist zu höheren Werten verschoben. Dadurch ist das Volumen $V_>$ im HR-Sensor größer als im LR-Sensor und $V_<$ entsprechend kleiner. Eine mögliche Erklärung für die bessere Ladungssammlung auch außerhalb der verarmten Zone ist, dass die ausgedehntere verarmte Zone den Einfangquerschnitt der Diode vergrößert, so dass die Ladung aus der Epitaxieschicht besser gesammelt wird.

Zum Studium des Einflusses der Pixelgröße kann die vorherige MIMOSA-18-AHR-Matrix A0 mit einer Pixelgröße von 10 μ m (Abbildung 5.7a und 5.7b) mit der MIMOSA-18-AHR-Matrix A2 mit einer Pixelgröße von 25 μ m (Abbildung 5.7c und 5.7d) verglichen werden. Durch die größeren Pixel von 25 μ m verringert sich das Volumen $V_>$ und das Volumen $V_<$ vergrößert sich. Das Volumen $V_{100\%}$ verringert sich ebenfalls. Dies ist auf den kleineren Anteil der Diode am Pixelvolumen zurückzuführen. Daraus folgernd hängt die Größe der Anteile am aktiven Volumen von der Pixelgröße ab. Je größer das Pixelvolumen zum Volumen der verarmten Zone der Diode, desto kleiner ist $V_{100\%}$ und $V_>$.

Dies kann so interpretiert werden, dass die Verarmungszone sich sphärisch um die Dioden aufbaut, so dass zwischen den Dioden ein mit der Pixelgröße zunehmender nicht verarmer Bereich auftritt.

MIMOSA-26-AHR hat Pixel mit in-Pixel-CDS. Durch die komplexeren Vorverstärkerstruk-

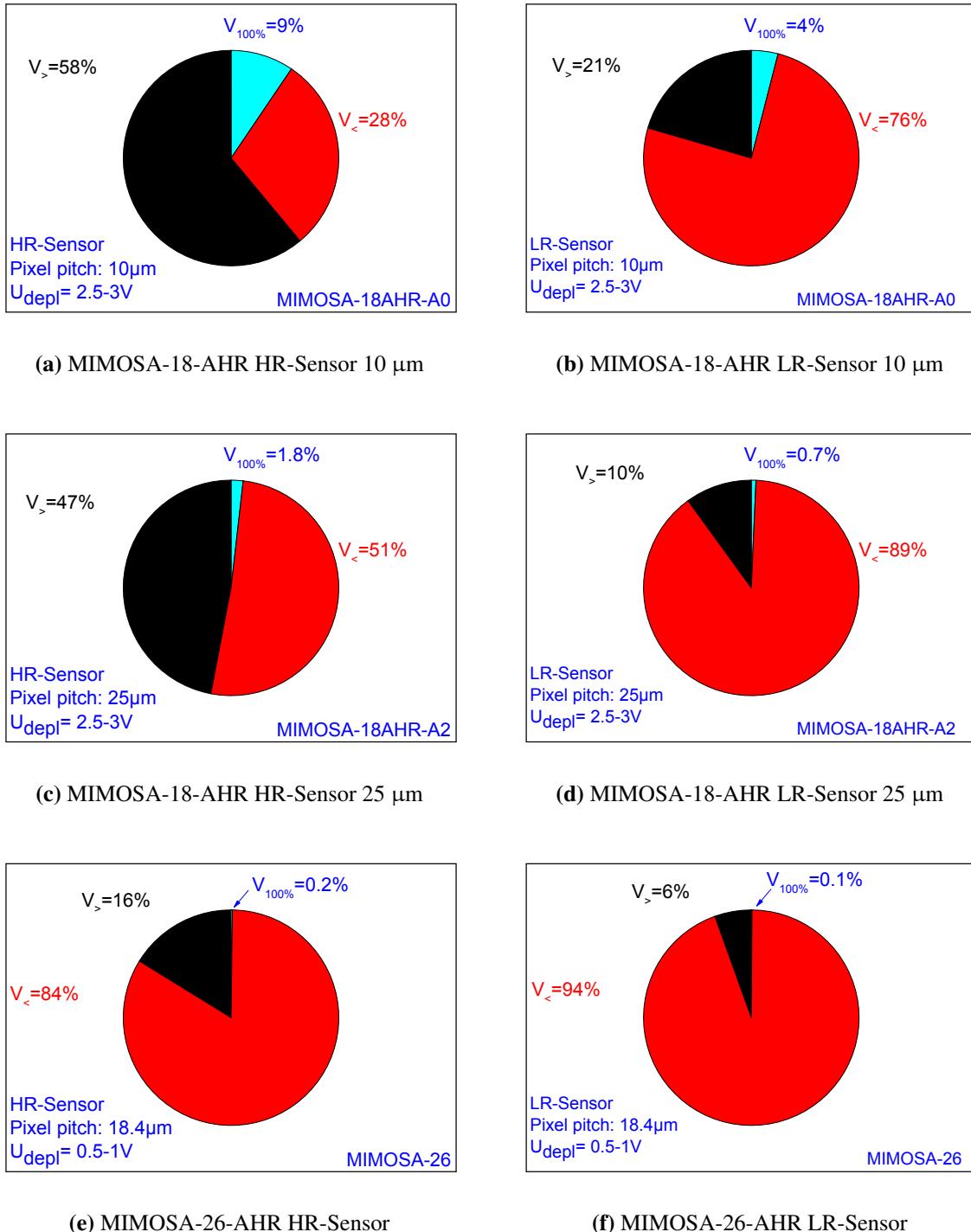


Abbildung 5.7: Anteil der Zonen am aktiven Volumen

turen beträgt die Verarmungsspannung nur $U_{depl} = 0,7 \text{ V}$ im Vergleich zu $U_{depl} = 2,5 \text{ V}$ für MIMOSA-18-AHR. Die Pixelgröße liegt mit $18,4 \mu\text{m}$ zwischen den der beiden MIMOSA-18-AHR-Matrizen.

Auch in der Ladungsverteilung von MIMOSA-26-AHR wird eine Verschiebung der Position des Maximums zu höheren Werten beobachtet (Abbildung 5.6). Der Photopeak des HR-Sensors ist im Vergleich zum LR-Sensor allerdings nicht signifikant vergrößert. Weiterhin ist der Photopeak im Vergleich zur Ladungsverteilung so klein, dass das Standardverfahren zur Bestimmung der Verstärkung erweitert werden musste (siehe Abschnitt 4.2.2.2). Dies deutet auf ein kleines Volumen mit 100% Ladungssammlungseffizienz und damit eine eher kleine Verarmungszone hin, welche durch die Verwendung einer hochohmigen Epitaxieschicht nicht signifikant vergrößert wird.

Im HR-Sensor vergrößert sich das Volumen $V_>$, während sich das Volumen $V_<$ um den gleichen Anteil verringert (Abbildung 5.7e und 5.7f). Allerdings ist das Volumen $V_>$ von MIMOSA-26-AHR kleiner als von MIMOSA-18-AHR-A2, obwohl die Pixelgröße mit $18,4 \mu\text{m}$ zu $25 \mu\text{m}$ kleiner ist.

Dies könnte darauf zurückgeführt werden, dass die Verarmungszone durch die relativ geringe Verarmungsspannung von MIMOSA-26-AHR von $U_{depl} = 0,7 \text{ V}$ nicht in die Epitaxieschicht hineinreicht. Entsprechend wird die Verarmungszone des hochohmigen MIMOSA-26-AHR nicht vergrößert. Trotzdem scheint sich das Volumen $V_>$ zu vergrößern. Für hochohmige MIMOSA-26-AHR wird damit eine zwar nicht vergrößerte, aber trotzdem effektivere Diode beobachtet.

Zusammenfassend ist es durch die Verwendung einer hochohmigen Epitaxieschicht gelungen, die Ladungssammlung des Seed-Pixels zu verbessern. Für eine Verarmungsspannung von $U_{depl} \approx 2,5 \text{ V}$ wird eine vergrößerte verarmte Zone beobachtet, für eine Verarmungsspannung von $U_{depl} \approx 0,7 \text{ V}$ dagegen nicht. Vorteilhaft ist die Verbesserung der Ladungssammlung des Seed-Pixels außerhalb der Verarmungszone. Die Diode scheint einen größeren Einfangquerschnitt zu haben, wobei sich die Kapazität der Diode allerdings nicht vergrößert. Dieser Effekt hängt von der Pixelgröße und der Verarmungsspannung ab.

5.1.2 Cluster-Größe

In der Epitaxieschicht deponierte Ladung kann nicht nur in das Seed-Pixel diffundieren, sondern auch in benachbarte Pixel. Das Auslesen benachbarter Pixel ermöglicht es, auch diese Ladung nachzuweisen und so einen Cluster zu bestimmen. Das Seed-Pixel ist dann per Definition das Pixel mit dem größten Ladungseintrag.

In einem HR-Sensor hat die Diode einen größeren Einfangquerschnitt als im LR-Sensor. Entsprechend wird erwartet, dass sich die Ladung auf das Seed-Pixel konzentriert und deswegen die benachbarten Pixel weniger Ladung sammeln. Der Cluster könnte damit kleiner werden. Insbesondere sollen die nächsten Nachbarn betrachtet werden, die die zweit- und dritthöchste Ladung sammeln. Ist diese Ladung zu gering, kann sie nicht mehr ausreichen, um die Ansprechschwelle zu überschreiten. Der Cluster besteht dann nur aus dem Seed-Pixel, was mit einem Fehltreffer

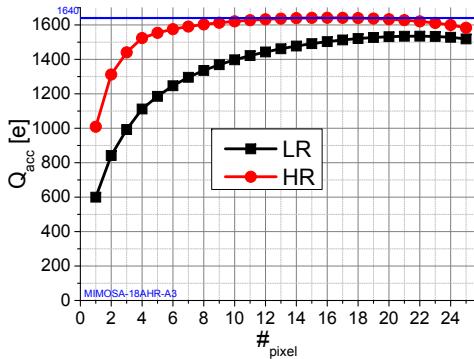


Abbildung 5.8: Nachgewiesene, aufsummierte Ladung in von Fe-55-Photonen erzeugten Clustern mit ansteigender Zahl einem Cluster zugeordneter Pixel, jeweils für einen LR-Sensor (rote Kreise) und HR-Sensor (schwarze Quadrate)

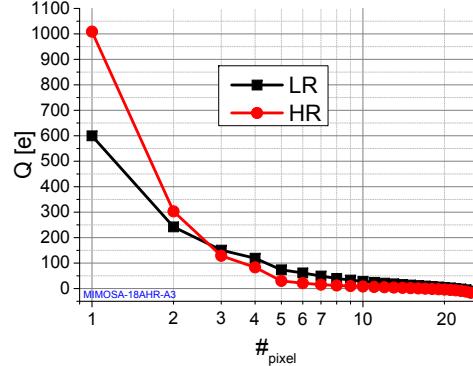


Abbildung 5.9: Vergleich der gesammelten, nicht summierten Ladung der Pixel eines Clusters eines HR-Sensors (schwarze Quadrate) und LR-Sensors (rote Kreise)

verwechselt werden könnte. Zusätzlich kann die Ortsauflösung dann nicht weiter durch eine Schwerpunktsbestimmung verbessert werden. Die Gesamtladung sollte dagegen gleich bleiben, da Rekombinationen in einem unbestrahlten Chip vernachlässigbar sind.

Abbildung 5.8 zeigt die nachgewiesene, aufsummierte Ladung (siehe Abschnitt 4.1.2.5) und Abbildung 5.9 die nachgewiesene Ladung in von Fe-55-Photonen erzeugten Clustern mit ansteigender Zahl einem Cluster zugeordneter Pixel. Sowohl das Seed-Pixel als auch das nächste Nachbarpixel sammeln mehr Ladung im HR-Sensor als im LR-Sensor. Die äußeren Pixel dagegen sammeln weniger Ladung. Damit ist der Cluster im HR-Sensor wie erwartet schmäler, eine Diffusion in äußere Pixel fällt geringer aus. Allerdings sammeln entgegen der Hypothese auch die nächsten Nachbarpixel mehr und nicht weniger Ladung. Ein alleiniges Ansprechen des Seed-Pixels wird dadurch sogar noch unwahrscheinlicher.

5.1.3 Signalantwort beim Nachweis von Betateilchen

Als nächste Observable soll die Signalantwort eines HR-Sensors auf ein durchquerendes Teilchen studiert werden. Da Photonen aus einer Fe-55-Quelle im aktiven Volumen lokal konvertieren, soll für diese Fragestellung eine β -Quelle verwendet werden (siehe Abschnitt 4.2.2.4). Wünschenswert ist eine größere Signalamplitude des Seed-Pixels, um das S/N zu verbessern. Um dies zu studieren, wurden die gleichen Sensoren mit β -Teilchen beleuchtet. Abbildung 5.11 zeigt die Signalantwort. Der MPV einer angepassten Landauverteilung verdoppelt sich von 300 e (LR-Sensor) auf 600 e (HR-Sensor). Damit wird die generierte Ladung in einem HR-Sensor viel stärker auf das Seed-Pixel konzentriert. Dies bedeutet eine Verdoppelung der Signalamplitude des Seed-Pixels, womit in einem HR-Sensor eine große Verbesserung erzielt wird.

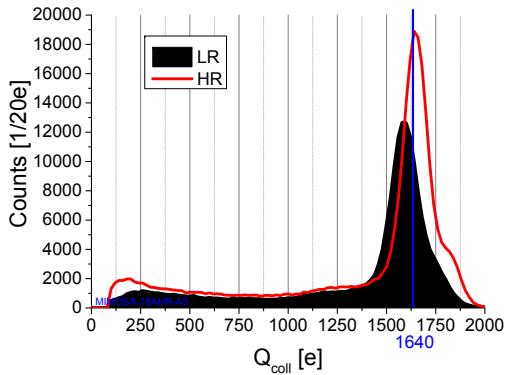


Abbildung 5.10: Antwortfunktion des gesamten Clusters von 25 Pixeln um den jeweiligen Einschlagspunkt

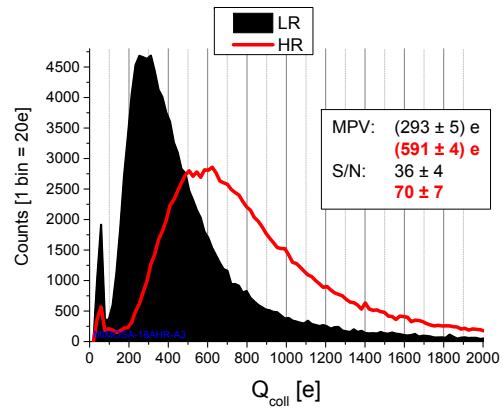


Abbildung 5.11: Antwortfunktion auf durchquerende β -Teilchen eines niedrigohmigen (schwarz) und hochohmigen (rot) MIMOSA-18-AHR im Vergleich

5.1.4 Äquivalente Rauschladung

Die Vergrößerung der Signalamplitude des Seed-Pixels erleichtert nur dann die Teilchendetektion, wenn die Rauschladung nicht oder zumindest nur weniger stark ansteigt. Abbildung 5.12 zeigt die Rauschladung jeweils für einen LR-Sensor und HR-Sensor im Temperaturbereich zwischen $T = -3$ °C und $T = -35$ °C. Verglichen wird hier MIMOSA-18-AHR A3 mit einer Pixelgröße von 10 µm und einer Epitaxieschichtdicke von 15 µm. Da unbestrahlte Sensoren betrachtet werden, ist der Leckstrom zu vernachlässigen. Die Rauschladung beider Sensoren beträgt über den gesamten Temperaturbereich ungefähr 9 e. Damit werden für den unbestrahlten HR-Sensor keine Nachteile beobachtet. Der Vergleich der Rauschladung von bestrahlten Sensoren wird in Abschnitt 5.2.6 durchgeführt.

5.1.5 Zusammenfassung

Kurz vor Beginn dieser Arbeit wurden CMOS-Sensoren mit einer hochohmigen Epitaxieschicht verfügbar. Diese sollen einen Schwachpunkt von CMOS-Sensoren abmildern: Die Sammlung von Signalladung durch langsame Diffusion. Durch die hochohmige Epitaxieschicht sollen die Sensoren eine durch Drift geführte Ladungssammlung in der vergrößerten verarmten Zone aufweisen. Um dies zu untersuchen, wurden MAPS mit einer hochohmigen Epitaxieschicht evaluiert.

Es wurde festgestellt, dass die hochohmige Epitaxieschicht die Leistungsfähigkeit von MAPS

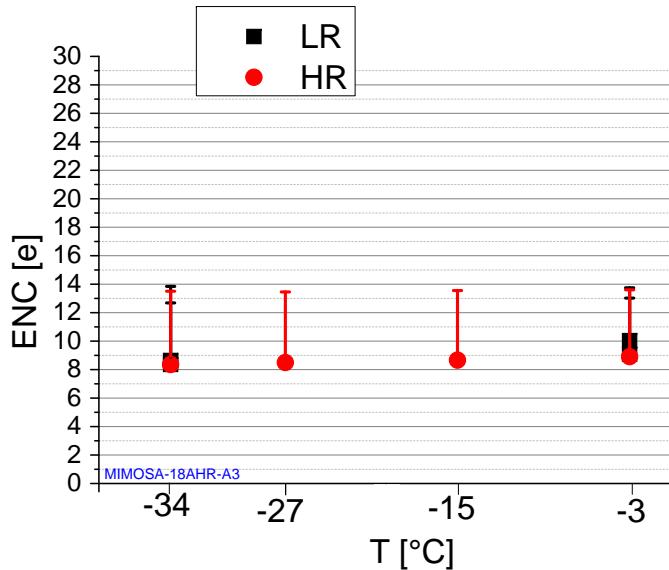


Abbildung 5.12: Rauschladung eines LR-Sensors (schwarze Quadrate) und HR-Sensors (rote Kreise) über den Temperaturbereich von $T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $T = -35\text{ }^{\circ}\text{C}$. Der Fehlerbalken gibt das 99%-Rauschen an (siehe Abschnitt 4.2.2.1).

verbessert. Gemessen wurde für MIMOSA-18-AHR die erwartete Vergrößerung der Verarmungszone. Diese hat sich um einen Faktor 2 ausgedehnt. Für MIMOSA-26-AHR wurde keine signifikante Vergrößerung beobachtet. Vermutet wird, dass die Verarmungsspannung mit $U_{depl} = 0,7\text{ V}$ hierfür zu niedrig ist.

Die Messergebnisse lassen auf vorteilhafte Effekte auch außerhalb der Verarmungszone schließen. Die Signalladung wird vor allem auf das Seed-Pixel, aber auch auf die nächsten Nachbarpixel lokalisiert. Ein Pixel mit hochohmiger Epitaxieschicht hat größere Bereiche mit einer höheren Ladungssammlung. Es wurde eine Abhängigkeit von der Pixelgröße und der angelegten Verarmungsspannung beobachtet. Je kleiner die Pixel und je größer die Verarmungsspannung, desto besser die Ladungssammlung.

Im Vergleich zu einem vergleichbaren LR-Sensor sind in einem HR-Sensor die Cluster schmäler. Die gemessene Signalamplitude eines β -Teilchens verdoppelt sich, während die Rauschladung des unbestrahlten Sensors ungefähr konstant bleibt. Damit verdoppelt sich ebenfalls das S/N. Schlussfolgernd wurde ein entscheidendes Ziel erreicht. Durch die hochohmige Epitaxieschicht wird die Leistungsfähigkeit eines CMOS-Sensors in der Anwendung als Teilchendetektor entscheidend verbessert.

5.2 Strahlenhärte gegenüber nicht-ionisierender Strahlung

Die schnellere Ladungssammlung in HR-Sensoren sollte die Zahl der durch Rekombinationen verlorenen Ladungen senken. Da diese der limitierende Faktor für die Strahlenhärte gegenüber nicht-ionisierender Strahlung in CMOS-Sensoren ist, wird eine höhere Strahlenhärte für HR-Sensoren erwartet. Dies soll bis zu einer Dosis von $3 \cdot 10^{14}\text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ getestet werden.

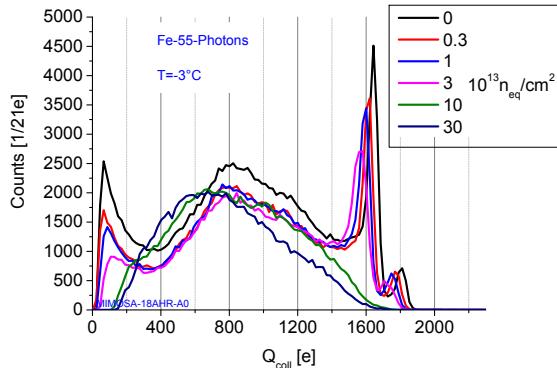


Abbildung 5.13: Antwortfunktion auf Photonen eines bestrahlten MIMOSA-18-AHR bis zu einer Dosis von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$

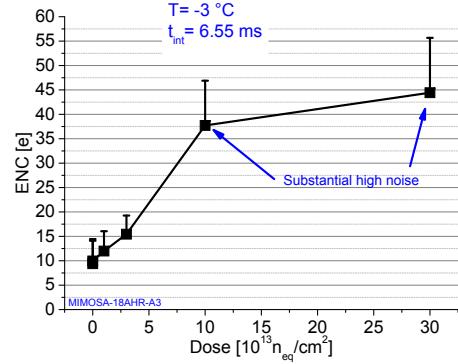


Abbildung 5.14: Rauschladung als Funktion der Bestrahlungsdosis (Volumenschäden). Der Fehlerbalken gibt das 99%-Rauschen an (siehe Abschnitt 4.2.2.1).

Die höchste nachgewiesene Strahlenhärté von LR-Sensoren beträgt $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Dies gilt allerdings nur für Sensoren mit sehr kleinen Pixeln von $10 \mu\text{m}$, die für einen Einsatz in einem Vertexdetektor nicht geeignet sind [Dev11].

Die zu testende Hypothese ist, dass für HR-Sensoren die Ladungssammlung auch in großen Pixeln schnell genug ist. Dadurch sollte eine ausreichende nicht-ionisierende Strahlenhärté erreicht werden, um in CBM D-Mesonen mit der gewünschten Statistik zu messen.

Um dies zu beantworten, wurde der spezialisierte Sensor MIMOSA-18-AHR entwickelt. Dieser hat Pixel mit einer Größe von $10 - 25 \mu\text{m}$, um insbesondere die bereits von LR-Sensoren bekannte Abhängigkeit der Strahlenhärté von der Pixelgröße auch für HR-Sensoren zu studieren.

5.2.1 Erster Betrieb der bestrahlten Sensoren

5.2.1.1 Beobachtung

Im ersten Test unter normalen Einsatzbedingungen gaben die bis $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten Sensoren keine sinnvolle Signalantwort mehr. Abbildung 5.13 zeigt die Signalantwort von MIMOSA-18-AHR A3 beim Nachweis von Photonen bei $T = -3^\circ\text{C}$, einer Pixelgröße von $10 \mu\text{m}$ und einer Integrationszeit von $3,69 \text{ ms}$. Der Übergang zwischen der erwarteten Ladungsverteilung und einer deformierten Verteilung liegt in etwa zwischen $3 \cdot 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und $10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, obwohl leichte Abweichungen bereits zuvor sichtbar sind. Es verschwinden die Signale sowohl mit niedriger als auch hoher Amplitude. Abbildung 5.14 zeigt die Rauschladung als Funktion der Bestrahlungsdosis. Die Kalibrierung konnte für $10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ nicht bestimmt werden. Bisher wurde keine Abweichung der Kalibrierung mit der Temperatur und der Bestrahlung beobachtet, deswegen wurde die Kalibrierung des

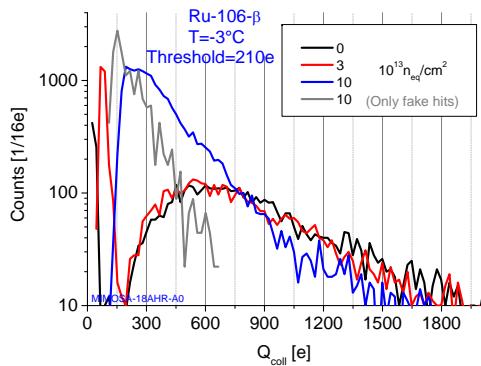


Abbildung 5.15: Antwortfunktion auf durchquerende β -Teilchen eines bestrahlten MIMOSA-18-AHR bis zu einer Dosis von $1 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Bis $3 \cdot 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ sind die β -Teilchen der Ru-106-Quelle gut von der Rauschladung zu trennen (schwarz/rot). Nach $10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ (blau) wird die Ladungsverteilung allerdings von Fehltreffern kontaminiert, wie eine Referenzmessung ohne Quelle (grau) zeigt.

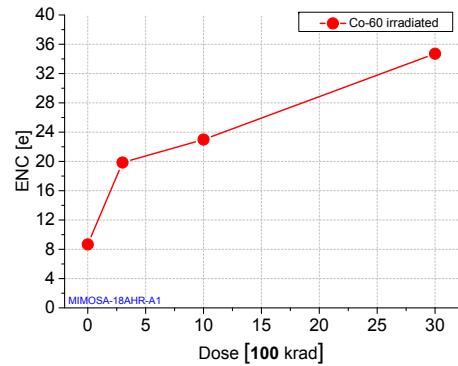


Abbildung 5.16: Rauschladung als Funktion der Bestrahlungsdosis für während der Co-60-Bestrahlung nicht kontaktierte MIMOSA-18-AHR (Oberflächenschäden)

auf $T = -35^\circ\text{C}$ gekühlten Sensors als Arbeitshypothese übernommen. Diese wird durch die Ergebnisse in Abschnitt 5.2.1.3.2 nachträglich gestützt und gerechtfertigt.

Die Rauschladung beträgt insbesondere für die höchsten Bestrahlungsdosen von $10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bis zu 45 e. Abbildung 5.15 zeigt die dazugehörige Signalantwort beim Nachweis von β -Teilchen, analysiert mit einer festen Schwelle von 210 e. Bis zu einer Bestrahlungsdosis von $3 \cdot 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ folgt die Ladungsverteilung der erwarteten Landauverteilung. Teilchendurchgänge sind gut detektierbar. Allerdings ändert sich die Ladungsverteilung ebenfalls nach einer Bestrahlung mit $10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Die Anzahl der Treffer nimmt stark zu, obwohl der Teilchenfluss nicht geändert wurde. Eine Messung ohne Quelle zeigt fast die gleiche Anzahl an Fehltreffern. Damit wird nach einer Bestrahlungsdosis von $10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ein substantieller Beitrag an die Ladungsverteilung überlagernder Fehltreffer generiert, so dass die Signalantwort nicht mehr analysiert werden kann.

Auch für Co-60-bestrahlte Sensoren¹ wurde ein Anstieg der Rauschladung auf bis zu 34 e nach einer Dosis von 3 Mrad (Abbildung 5.16) und eine Verfälschung der Signalantwort (Abbildung 5.17) beobachtet.

¹Diese Sensoren waren Teil einer Studie, die in Abschnitt 5.2.2 vorgestellt wird. Die Sensoren waren während der Co-60-Bestrahlung nicht kontaktiert.

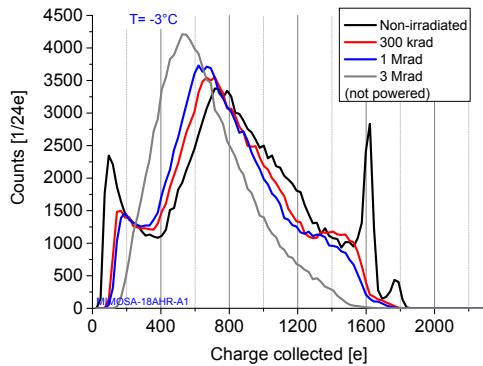


Abbildung 5.17: Antwortfunktion auf Photonen nach Co-60-Bestrahlung

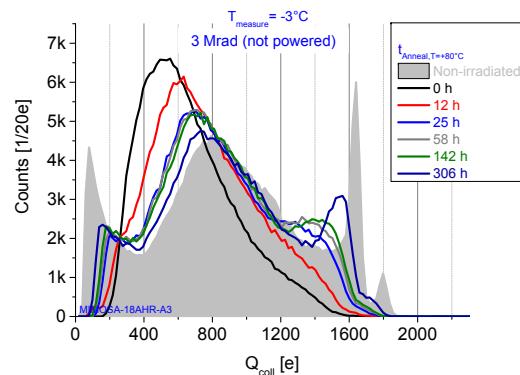


Abbildung 5.18: Teilweise Wiederherstellung der ursprünglichen Gestalt der Antwortfunktion durch thermische Ausheilung (Co-60-Bestrahlung)

5.2.1.2 Interpretation als Effekt des Leckstroms

Diese Beobachtungen können mit einem großen Leckstrom erklärt werden. Dieser wird sowohl von Volumenschäden als auch von Oberflächenschäden hervorgerufen (siehe Abschnitt 3.4). Der Leckstrom kann zwar in den SB-Pixeln von MIMOSA-18-AHR nicht direkt gemessen werden, allerdings kann sein Anstieg durch die obigen Beobachtungen indirekt nachgewiesen werden. Ein Anstieg des Leckstroms erhöht zuerst einmal die Rauschladung (siehe Abschnitt 2.3.1), so dass damit die hohe Rauschladung von 45 e zu erklären ist. Steigt die Rauschladung, so steigt auch die variable Schwelle und Signale mit niedriger Amplitude werden, wie beobachtet, abgeschnitten (siehe Abschnitt 4.1.2.3). Der Leckstrom wird in einem SB-Pixel durch einen Nachladestrom kompensiert (siehe Abschnitt 2.3.2). Damit kann zwar ein großer Leckstrom durch einen entsprechend großen Nachladestrom ausgeglichen werden, allerdings führt der große Nachladestrom dazu, dass nach einem Treffer die Signalladung schneller kompensiert wird. Dadurch wird ein Teil des Signals ausgelöscht, bevor das Pixel ausgelesen werden kann. Die Signalamplitude wird kleiner, wobei insbesondere Signale mit ursprünglich großer Amplitude verringert werden. Dadurch verschwindet, wie beobachtet, scheinbar der Photopeak.

5.2.1.3 Verringerung des Leckstroms

Zur Verringerung eines zu hohen Leckstroms haben sich nach Abschnitt 3.4.1 und 3.4.2 drei Strategien bewährt: Thermisches Ausheilen, Kühlen und Verkürzen der Integrationszeit. Die thermische Ausheilung hat den Vorteil, dass danach die Sensoren wieder bei normaler Temperatur betrieben werden können. Der Nachteil ist, dass bisher nur positive Ausheileffekte für Oberflächenschäden beobachtet wurden. Für Volumenschäden konnten keine relevanten Ausheileffekte nachgewiesen werden. Da für neutronenbestrahlte Sensoren eine parasitäre Gam-

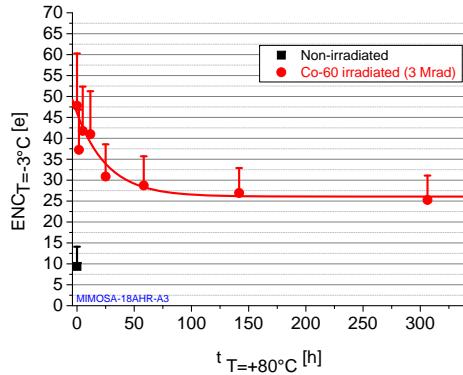


Abbildung 5.19: Rauschladung als Funktion der Ausheilzeit bei $T = +80\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Co-60-Bestrahlung). Der Fehlerbalken gibt das 99%-Rauschen an (siehe Abschnitt 4.2.2.1).

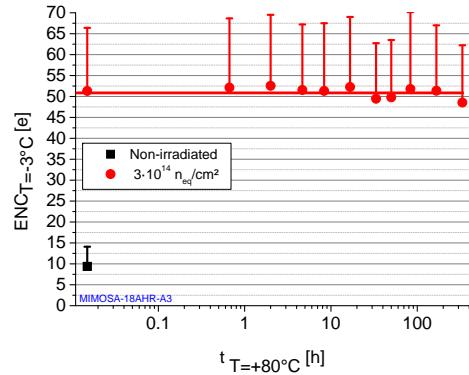


Abbildung 5.20: Rauschladung als Funktion der Ausheilzeit bei $T = +80\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Volumenschäden). Der Fehlerbalken gibt das 99%-Rauschen an (siehe Abschnitt 4.2.2.1).

mastrahlung als Quelle für Oberflächenschäden vermutet wurde, soll die thermische Ausheilung für diese Sensoren erneut geprüft werden.

Kühlen hat den Vorteil, dass sowohl der Leckstrom durch Oberflächen- als auch durch Volumenschäden verringert werden kann. Der Nachteil ist, dass die Sensoren während des Betriebs gekühlt werden müssen, was eine entsprechend aufwändige Kühlinfrastruktur erfordert. Eine weitere Möglichkeit zur Verringerung des gesammelten Leckstroms ist die Verkürzung der Integrationszeit. MIMOSA-18-AHR hat eine relativ lange Integrationszeit von 3,69 ms, was in dem hohen Leckstrom nach Bestrahlung resultiert. Allerdings ist MIMOSA-18-AHR nicht für eine kürzere Integrationszeit ausgelegt. Deshalb wurde die Verkürzung der Integrationszeit zur Leckstrom- und Rauschunterdrückung in dieser Studie nicht weiter verfolgt.

5.2.1.3.1 Verringerung der Rauschladung durch thermische Ausheilung Für die thermische Ausheilung wurden die Sensoren nach dem Messprotokoll in Abschnitt 4.1.1.4 aufgeheizt. Abweichend betrug die Messtemperatur $T = -3\text{ }^{\circ}\text{C}$, da die bestrahlten MIMOSA-18-AHR bei $T = +20\text{ }^{\circ}\text{C}$ nicht betrieben werden konnten.

Durch Ausheilen für 300 Stunden bei $T = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$ konnte die Rauschladung nach Co-60-Bestrahlung um 50% reduziert werden (Abbildung 5.19). Der Ausheileffekt ist dadurch so stark, dass sich die vorher beobachtete Verfälschung der Signalantwort (Abbildung 5.18) systematisch zurückgeht. Der Leckstrom durch Strahlenschäden nach Co-60-Bestrahlung kann damit durch thermische Ausheilung soweit verringert werden, dass der starke Einfluss auf die Signalantwort signifikant abgemildert wird.

Für die Bestrahlung mit Reaktorneutronen zeigen die Messergebnisse in Abbildung 5.20 bis zu einer Dosis von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ keine Ausheileffekte bezüglich der Rauschladung. Selbst nach zehn Tagen bei $T = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$ wurde keine signifikante Änderung der Rauschladung und damit auch

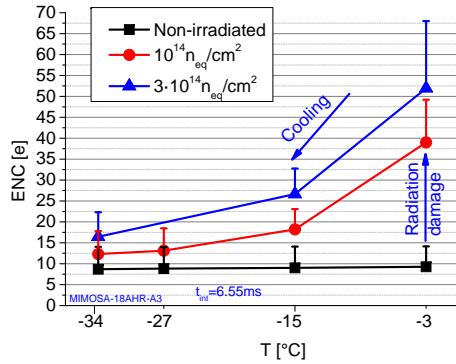


Abbildung 5.21: Rauschladung als Funktion der Temperatur in Abhängigkeit der Strahlendosis (Volumenschäden). Der Fehlerbalken gibt das 99%-Rauschen an (siehe Abschnitt 4.2.2.1).

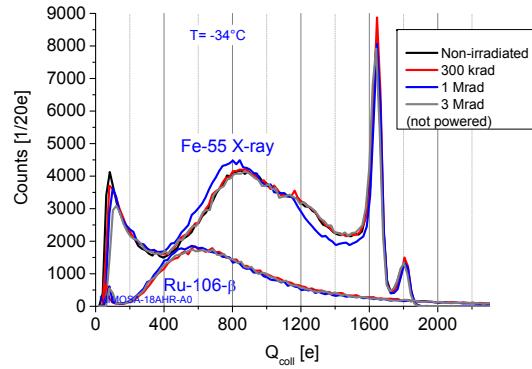


Abbildung 5.22: Antwortfunktion auf Photonen und β -Teilchen von bei $T = -35$ °C betriebenen Sensoren

des Leckstroms festgestellt. Es ist also nicht möglich, den hohen Leckstrom eines mit Neutronen bestrahlten MIMOSA-18-AHR durch thermische Ausheilung zu verringern. Allerdings erhöht sich die Rauschladung auch nicht, womit hier eine negative Ausheilung ebenfalls ausgeschlossen werden kann.

5.2.1.3.2 Verringerung der Rauschladung durch Kühlen Das Schrotrauschen wurde bereits zuvor mit dem LR-Sensor MIMOSA-18 für im Vergleich zu dieser Studie niedrige Dosen bis $2 \cdot 10^{13}$ n_{eq}/cm^2 untersucht [Ott10]. Der Leckstrom wurde bei einer Kühlung der Sensoren $T < 0$ °C so niedrig, dass die dadurch hervorgerufene Rauschladung vernachlässigbar war und deswegen das Rauschen in eine Sättigung ging².

Für die höhere Strahlendosis wurde eine höhere Rauschladung von 45 e bei $T = 0$ °C beobachtet (Abbildung 5.21). Um herauszufinden, ob die Rauschladung der höher bestrahlten Sensoren durch noch tieferes Kühlen der Sensoren noch einmal entscheidend verringert werden kann, wurden die Sensoren bis zur tiefsten, in diesem Aufbau möglichen Temperatur von $T = -35$ °C heruntergekühlt.

Zuerst einmal wird der unbestrahlte Chip betrachtet, um eine Temperaturabhängigkeit des Sensors und der Auslesekette auszuschließen. Die Rauschladung des unbestrahlten Chips ist über den gesamten Temperaturbereich nach Abbildung 5.21 nahezu konstant. Um einen Effekt auf die Ladungssammlung auszuschließen, wurde auch die Signalantwort beim Nachweis von Photonen

²Die Temperaturangaben in der Arbeit [Ott10] beziehen sich auf die zum damaligen Zeitpunkt nur verfügbare Temperaturangabe der Kühlflüssigkeit. In Abschnitt 4.2.1.4 wurde eine Kalibrierung dieser Angabe mit der mittels einer Infrarotkamera gemessenen Temperatur auf der Sensoroberfläche durchgeführt, nach der $T_{Kühlflüssigkeit} \approx -20$ °C \Leftrightarrow $T_{Sensoroberfläche} \approx 0$ °C und $T_{Kühlflüssigkeit} \approx -70$ °C \Leftrightarrow $T_{Sensoroberfläche} \approx -35$ °C ist.

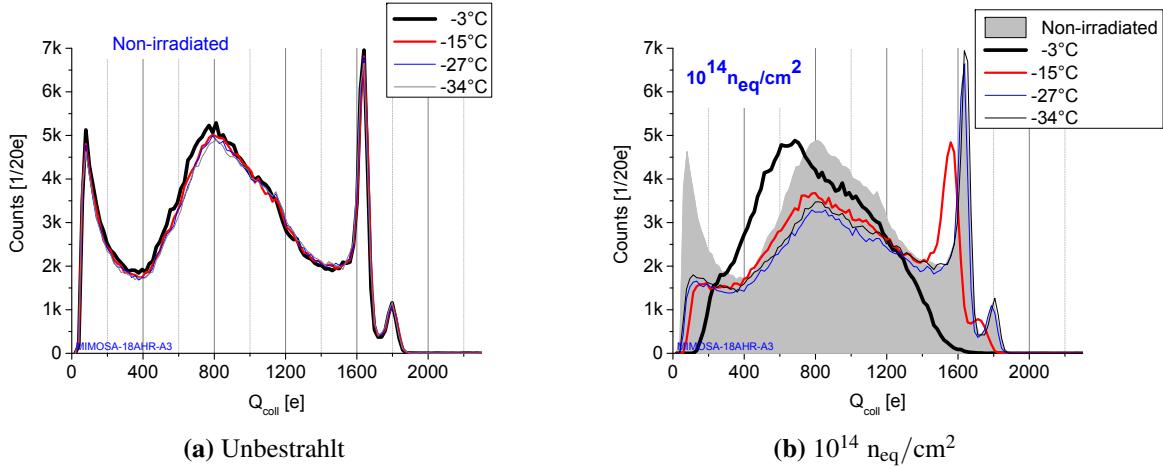


Abbildung 5.23: Antwortfunktion auf Photonen eines MIMOSA-18-AHR als Funktion der Chiptemperatur. Links: Für den unbestrahlten Sensor ändert sich die Signalantwort mit der Temperatur nicht. Rechts: Für den bestrahlten Sensor werden mit sinkender Betriebstemperatur wieder die Signale mit niedriger und hoher Amplitude sichtbar.

studiert (Abbildung 5.23a). Die Ladungsverteilung ändert sich mit tieferen Temperaturen nicht. Insbesondere soll der Photopeak betrachtet werden. Änderungen in der Kalibrierung wirken sich auf diesen aus. Der konstante Photopeak bedeutet damit eine temperaturunabhängige Kalibrierung. Schlussfolgernd haben in dem betrachteten Temperaturbereich die unbestrahlten MIMOSA-18-AHR eine temperaturunabhängige Leistungsfähigkeit.

Nach Abbildung 5.21 verringert sich die Rauschladung der mit $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten Sensoren nach Kühlung auf $T = -35^\circ\text{C}$ auf dann nur noch 17 e, was einem Faktor 2 im Vergleich zum unbestrahlten Sensor entspricht und unter der Annahme einer genügend großen Signalamplitude für eine hinreichende Leistungsfähigkeit ausreichend ist. Diese Annahme wird im Abschnitt 5.2.3.5 geprüft.

Abbildung 5.23b zeigt die Signalantwort eines mit $10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten Sensors beim Nachweis von Photonen. Die Ladungsverteilung restauriert sich nach sinkender Betriebstemperatur. Der Photopeak wird wieder sichtbar. Für $T = -35^\circ\text{C}$ ist er dann sogar so groß wie im unbestrahlten Sensor. Die Verschiebung des Photopeaks zu leicht höheren Werten ist innerhalb der erwarteten Fluktuation, da der bestrahlte und der unbestrahlte Chip über unterschiedliche PCB-Karten ausgelesen werden.

Allerdings wird die Ladungsverteilung nicht vollständig wiederhergestellt. Es werden teilweise weniger Treffer mit niedrigen und mittleren Signalhöhen registriert. Ihre Ursache wird in Abschnitt 5.2.3.2 mit Rekombinationszentren in der Epitaxieschicht in Verbindung gebracht.

Interessant ist deswegen das Studium von gammabestrahlten Sensoren. Die Energie der Gamma-photonen aus einem Co-60-Zerfall würde mit 1,17 MeV und 1,33 MeV ausreichen, um ein Atom aus dem Gitter herauszuschlagen und damit gegebenenfalls Volumenschäden zu verursachen. Diese könnten Rekombinationszentren für Signalelektronen bilden, was in einer Änderung der Signalausbeute mit ansteigender Dosis resultieren sollte. Abbildung 5.22 zeigt die Signalausbeute

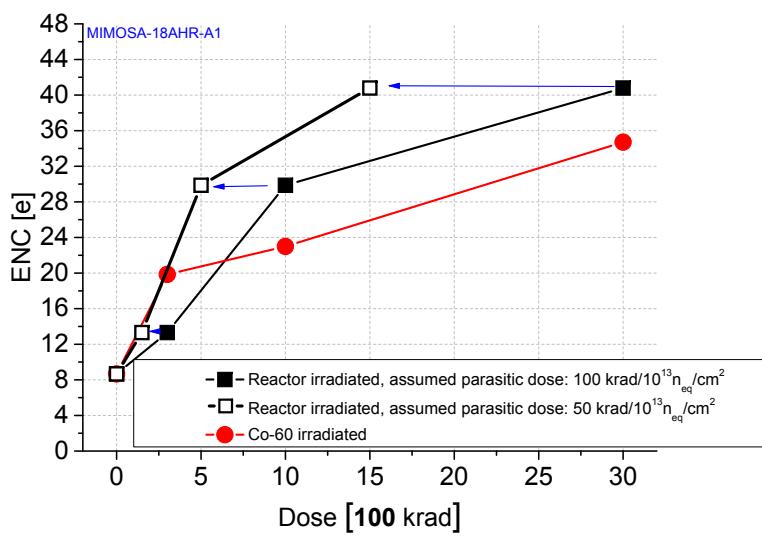


Abbildung 5.24: Vergleich der Rauschladung von reaktorbestrahlten Chips und Co-60-bestrahlten Chips. Es wurde angenommen, dass die reaktorbestrahlten Chips 100 krad ionisierende Strahlung pro $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ (ausgefüllte Quadrate) bzw. 50 krad ionisierende Strahlung pro $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ (leere Quadrate) nicht-ionisierende Strahlung erhalten haben. Die Chips waren während allen Bestrahlungen nicht mit Spannungen versorgt.

beim Nachweis von Photonen und β -Teilchen der Sensoren, die auf $T_{\text{Messung}} = -35^\circ\text{C}$ gekühlt wurden. Die Verteilungen liegen sehr gut übereinander, was bei diesem Versuchsaufbau für einen unerwartet niedrigen systematischen Fehler spricht. Damit kann die Leistungsfähigkeit durch Unterdrückung des Leckstroms mittels Kühlung vollständig wiederhergestellt werden. Für Strahlenschäden durch Gammabestrahlung bedeutet dies darüber hinaus, dass diese nur Oberflächenschäden verursachen. Denn Volumenschäden durch die Gammabestrahlung können aufgrund der nicht beobachteten Rekombinationen in Co-60-bestrahlten Sensoren vernachlässigt werden. Effekte durch Volumenschäden sind damit auf Neutronen zurückzuführen.

5.2.2 Einfluss parasitärer Oberflächenschäden in mit Reaktorneutronen bestrahlten Sensoren

Im vorherigen Abschnitt 5.2.1 wurde eine sehr hohe Rauschladung beobachtet, was auf einen großen Leckstrom zurückgeführt werden kann. Sowohl Volumenschäden als auch Oberflächenschäden können einen hohen Leckstrom generieren. Um die Entwicklung von strahlenharten Sensoren voranzutreiben, ist es wichtig, die Einflüsse von Oberflächen- und Volumenschäden zu trennen. Für Strahlenhärtestudien werden Oberflächenschäden mit weichen Röntgenstrahlen erzeugt. Diese können Atome ionisieren, aber ihr Impuls reicht nicht aus, die Atome im Kristallvolumen zu verlagern. Damit sind Volumenschäden vernachlässigbar.

Volumenschäden werden z.B. durch schnelle Reaktorneutronen erzeugt. Die ungeladenen Neutronen wiederum können Siliziumatome nur über sekundäre Effekte ionisieren und erzeugen somit keine Oberflächenschäden.

Reale Neutronenquellen emittieren allerdings auch Photonen, die nach dem vorherigen Abschnitt 5.2.1.3.2 zwar keine Volumenschäden, dafür aber Oberflächenschäden generieren. Man schätzt ihren Anteil auf $\lesssim 100$ krad pro 10^{13} n_{eq}/cm². Für die bisher verwendeten Dosen von $\approx 10^{12}$ n_{eq}/cm² wurde die parasitäre Dosis ($\lesssim 10$ krad) vernachlässigt, sofern der Chip während dem Bestrahlen ausgeschaltet blieb (siehe Abschnitt 3.1). Hochohmige Sensoren wurden allerdings einer nicht-ionisierenden Bestrahlungsdosis von mehreren $\approx 10^{14}$ n_{eq}/cm² ausgesetzt. Die begleitende parasitäre Dosis erreicht damit eine Größenordnung von mehreren Mrad.

Die bisher strahlenhärtesten MAPS gegenüber ionisierender Strahlung, optimierte MIMOSA-11, erreichen ebenfalls nur eine Strahlenhärte gegenüber ionisierender Strahlung von 3 Mrad [Dev05]. Dies gilt allerdings für während der Bestrahlung betriebene Sensoren.

Das strahlenharte Design gegenüber ionisierend erzeugter Strahlenschäden wurde durch spezielle ELT-Transistoren mit Schutzringen erreicht (siehe Abschnitt 3.4.1). Das Design kann die Ausbildung von Leckstromkanälen verhindern. Diese benötigen allerdings ein aufwändigeres Design, was in den speziell für die ionisierende Strahlenhärte optimierten MIMOSA-11, die über größere Pixel verfügen, verwirklicht wurde. In MIMOSA-18-AHR, einem Chip zur Evaluierung der Strahlenhärte gegenüber nicht-ionisierender Strahlung, wurde das ELT-Design jedoch nicht umgesetzt.

Es sind also zwei Aspekte gegeneinander abzuwägen. Die ionisierend erzeugten Strahlenhärteeffekte sollten in MIMOSA-18-AHR geringer sein, weil die Chips während der Bestrahlung ausgeschaltet waren. Sie könnten allerdings auch größer sein, weil das Design von MIMOSA-18-AHR nicht strahlenhart ausgelegt ist.

Gleichwohl ist das eigentliche Ziel von MIMOSA-18-AHR, die Grenzen der Strahlenhärte gegenüber nicht-ionisierender Strahlung von hochohmigen Sensoren zu evaluieren. Deswegen soll geprüft werden, dass auch wirklich die Effekte der nicht-ionisierenden Strahlung und nicht fälschlicherweise die der begleitenden parasitären ionisierenden Strahlung untersucht werden. Diese Fragestellung wurde im Rahmen einer Masterarbeit [Sch13] aufgeklärt. Dazu wurden die reaktorbestrahlten Sensoren mit Co-60-bestrahlten³ Sensoren verglichen. Eine Co-60-Quelle wurde gewählt, um mit Gammastrahlung aus einem vergleichbaren Energiebereich zu bestrahlen. Die Co-60-bestrahlten Sensoren waren während der Bestrahlung nicht kontaktiert, um mit der Reaktorbestrahlung vergleichbare Bestrahlungsbedingungen zu erreichen.

Der direkte Vergleich des Reaktor- und des Co-60-bestrahlten Chips in Abbildung 5.24 zeigt, dass die Rauschladung unterschiedlich stark ansteigt. Auffällig ist, dass die Rauschladung des Co-60-bestrahlten Chips nach 300 krad größer ist als die Rauschladung des reaktorbestrahlten Chips. Naheliegende Effekte, wie systematische Fehler in der Temperaturkontrolle, in der Dosiometrie der Einzelbestrahlungen oder eine unterschiedliche Verstärkung, konnten ausgeschlossen werden. Ein eventuelles Ausheilen bei Raumtemperatur sollte sich ebenfalls auf alle bestrahlten Sensoren systematisch auswirken. Die zurzeit favorisierte Erklärung ist die zu hohe Abschätzung der parasitären Dosis während der Reaktorbestrahlung von $\lesssim 100$ krad pro 10^{13} n_{eq}/cm². Diese wird von der Bestrahlungseinrichtung als Obergrenze angegeben und könnte geringer sein und damit die Verhältnisse der Bestrahlungsdosen verschieben. Die leeren Quadrate in Abbildung

³Die Co-60-Bestrahlung wurde an der Co-60-Quelle des II. Physikalischen Instituts Gießen durchgeführt, während mit Neutronen im TRIGA-Reaktor des Jožef Stefan Instituts, Slowenien, bestrahlt wurde.

5.24 bilden die Dosis der Reaktorbestrahlung ab, unter der Annahme einer parasitären Dosis von $\lesssim 50$ krad pro 10^{13} n_{eq}/cm². Hier wäre die Rauschladung des reaktorbestrahlten Chips wie erwartet größer als die Rauschladung des mit 300 krad Co-60-bestrahlten Chips. Es ergibt sich damit ein Unsicherheitsband, in das die Rauschladung des Co-60-bestrahlten Chips teilweise hineinfällt. Je nach angenommener parasitärer Dosis kann die parasitäre Gammastrahlung damit einen bedeutenden Beitrag zur Rauschladung leisten.

Eine weitere Erklärung ist eine thermische Ausheilung. Denn nach Abschnitt 5.2.1.3.1 halbierte sich in Co-60-bestrahlten Sensoren die Rauschladung durch thermisches Heilen, während für die reaktorbestrahlten Sensoren nach vorheriger längerer Lagerung bei Raumtemperatur keine Verringerung der Rauschladung durch eine Ausheilung bei $T_{Anneal} = +80$ °C beobachtet wurde. Schlussfolgernd sind Oberflächenschäden zu vernachlässigen. Dazu verringern sich die Effekte von Volumenschäden nicht nach Heizen. Es wird deswegen empfohlen, die Sensoren vorher thermisch auszuheilen, um den Leckstrom und die Rauschladung aufgrund von Volumenschäden ohne Verfälschung durch Oberflächenschäden zu quantifizieren.

5.2.3 Betrieb eines mit $3 \cdot 10^{14}$ n_{eq}/cm² bestrahlten HR-Sensors mit einer Pixelgröße von 10 µm

LR-Sensoren mit sehr kleinen Pixeln von 10 µm erreichen eine nicht-ionisierende Strahlenhärtete von 10^{13} n_{eq}/cm² [Dev11, Dev07b]. Um die Frage zu beantworten, welche Strahlenhärtete HR-Sensoren mit der gleichen Größe von 10 µm erreichen, wurden MIMOSA-18-AHR bis zu einer Dosis von $3 \cdot 10^{14}$ n_{eq}/cm² bestrahlt und getestet. Es stellte sich heraus, dass selbst der mit der höchsten Dosis von $3 \cdot 10^{14}$ n_{eq}/cm² bestrahlte Sensor betrieben werden kann. Seine Eigenschaften nach dieser Bestrahlungsdosis werden im Folgenden vorgestellt.

5.2.3.1 Äquivalente Rauschladung

Um die Eigenschaften der mit 10^{14} n_{eq}/cm² und $3 \cdot 10^{14}$ n_{eq}/cm² bestrahlten Sensoren im Hinblick auf die Ladungssammlung untersuchen zu können, wurden diese Sensoren bei einer Temperatur von $T = -35$ °C betrieben. Dies war notwendig, um den Leckstrom und damit die Rauschladung der Sensoren trotz der hohen Integrationszeit von $t_{int} = 3,69$ ms unter Kontrolle zu halten (siehe Abschnitt 5.2.1.3.2). Das Rauschen beträgt demnach nur noch (17 ± 2) e, was einer Erhöhung um einen Faktor 2 im Vergleich zum unbestrahlten Sensor entspricht.

5.2.3.2 Signalantwort beim Nachweis von Photonen

Für LR-Sensoren wird eine Verschiebung der Position des Maximums der Verteilung zu niedrigeren Signalamplituden beobachtet, bis das Maximum nicht mehr vom Rauschen separiert

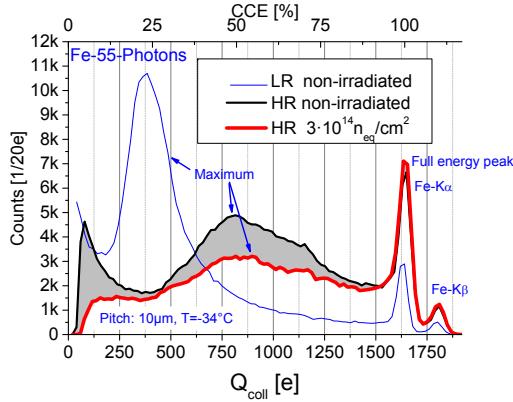


Abbildung 5.25: Antwortfunktion auf Photonen eines niedrigohmigen (blau), hochohmigen unbestrahlten (schwarz) und hochohmigen, mit einer Dosis von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten (rot) MIMOSA-18-AHR mit 10 µm großen Pixeln im Vergleich

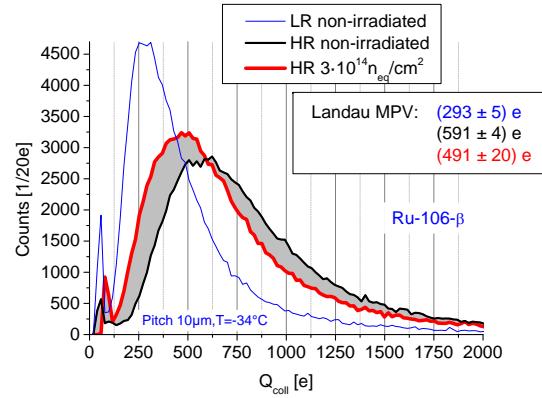


Abbildung 5.26: Antwortfunktion auf durchquerende β -Teilchen eines niedrigohmigen (blau), hochohmigen unbestrahlten (schwarz) und hochohmigen bestrahlten (rot) MIMOSA-18-AHR mit 10 µm großen Pixeln im Vergleich

werden kann (Abschnitt 3.4.2). Für einen HR-Sensor zeigt Abbildung 5.25 die Signalantwort des Seed-Pixels beim Nachweis von Photonen jeweils im Vergleich zur Signalantwort eines unbestrahlten Sensors. In der Ladungsverteilung des bestrahlten Sensors sind ein Maximum der Verteilung und zusätzlich ein Photopeak eindeutig identifizierbar. Entgegen der Erwartung scheint die Position des Maximums trotz der Bestrahlung konstant zu sein. Die durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz beträgt für beide Sensoren ($55 \pm 1\%$) und scheint sich damit durch die Bestrahlung nicht zu verschlechtern. Der bestrahlte Sensor weist im Bereich des Maximums signifikant weniger Einträge auf (graue Fläche in Abbildung 5.25). Es werden folglich im Vergleich zum unbestrahlten Sensor trotz gleichem Photonenzensus signifikant weniger Photonen detektiert. Die Anzahl der Einträge verringert sich je nach Festlegung des betrachteten Bereiches um 15 – 20%. Die Amplitude der fehlenden Treffer ist zu hoch, um die Abweichung durch das Ansteigen der rauschabhängigen Diskriminatorschwelle zu erklären. Es scheint, als sind Bereiche in der Epitaxieschicht nach Bestrahlung insensitiv geworden.

Auch für Konversionen in dem Substrat und in der P-Senke im Bereich zwischen 5% und 20% CCE wird ein Verlust an Einträgen beobachtet. Allerdings kommt es zu keinem vollständigen Verlust. Ein bestimmter Teil der Konversionen aus dem Substrat bzw. aus der P-Senke kann trotz Strahlenschäden nachgewiesen werden.

5.2.3.3 Signalantwort beim Nachweis von β -Teilchen

Ein β -Teilchen einer Ru-106-Quelle durchquert die Epitaxieschicht und generiert Signalelektronen entlang der Trajektorie.

Im vorherigen Abschnitt 5.2.3.2 wurde eine signifikant verringerte Detektionseffizienz für

Photonen festgestellt. Es wurde die Hypothese aufgestellt, dass dies auf nach der Bestrahlung insensitiv gewordene Bereiche zurückzuführen ist. Sind diese parallel zur Teilchentrajektorie ausgedehnt, erzeugen sie insensitive Zonen. Experimentell werden dann weniger β -Teilchen im bestrahlten Sensor im Vergleich zum unbestrahlten Referenzsensor gemessen. Sind die insensitiven Bereiche dagegen transversal ausgedehnt, dünnnt dies die Epitaxieschicht effektiv aus, wodurch sich das Anregungsvolumen für Signalelektronen verringert und eine verkleinerte Signalamplitude erwartet wird. Solange die Signalamplitude nicht unter die Höhe der Diskriminatorschwelle sinkt, sollten allerdings weiterhin alle β -Teilchen detektiert werden können, so dass eine effektive Ausdünnung der Epitaxieschicht toleriert werden kann.

Abbildung 5.26 zeigt die Signalantwort beim Nachweis von β -Teilchen vor und nach Bestrahlung bei einer Temperatur von $T = -35^\circ\text{C}$. Die Ladungsverteilung verschiebt sich nach der Bestrahlung zu niedrigeren Signalhöhen. Das Maximum einer angepassten Landauverteilung (MPV) verringert sich von (591 ± 4) e auf (491 ± 20) e.

Es werden weiterhin $\gtrsim 99\%$ β -Teilchen vom bestrahlten Sensor im Vergleich zu einer Messung mit einem unbestrahlten Referenzsensor nachgewiesen. Damit wird innerhalb der Unsicherheit der Auswertung von $\pm 5\%$ keine Änderung der Zahl der detektierten β -Teilchen beobachtet. Dies deutet darauf hin, dass die mit der Photomessung festgestellten insensitiven Zonen nicht die Effizienz des Sensors verringern.

Abbildung 5.26 vergleicht zusätzlich den bestrahlten HR-Sensor mit einem unbestrahlten LR-Sensor. Auch für den unbestrahlten LR-Sensor ist innerhalb der Unsicherheit der Auswertung keine Änderung der Zahl der detektierten β -Teilchen nachzuweisen. Die Signalamplitude des HR-Sensors ist trotz der Bestrahlung mit (491 ± 20) e ungefähr 200 e größer als die des LR-Sensors. Damit ist die Signalantwort des mit der bisher höchsten Dosis von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten HR-Sensors immer noch größer als die des unbestrahlten LR-Sensors.

5.2.3.4 Interpretation

Photonen aus einer Fe-55-Quelle konvertieren lokal in der Epitaxieschicht, β -Teilchen durchqueren dagegen die Epitaxieschicht und generieren entlang ihrer Spur Elektron-Loch-Paare. Nach der Bestrahlung werden nahezu alle β -Teilchen nachgewiesen, aber die Signalamplitude sinkt. Dagegen werden nicht alle Photonen nachgewiesen. Dafür bleibt ihre Signalamplitude konstant. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Epitaxieschicht aus einer hochohmigen Schicht besteht, die über einer niedrigohmigen Schicht liegt. Die niedrigohmige Schicht wird nach Bestrahlung insensitiv, während die Ladungssammlungseigenschaften der hochohmigen Schicht anscheinend kaum beeinflusst werden. β -Teilchen durchqueren beide Schichten. Entsprechend können diese trotz des Verlustes der niedrigohmigen Schicht als aktives Volumen durch das Signal in der verbliebenen hochohmigen Schicht nachgewiesen werden. Da aber die Signalelektronen aus der niedrigohmigen Schicht fehlen, sinkt die Signalamplitude. Photonen dagegen, die in der niedrigohmigen Schicht konvertieren, können nach der Bestrahlung nicht mehr nachgewiesen werden. Sie fehlen in der Ladungsverteilung. Allerdings bleibt die Ladungssammlung der hochohmigen Schicht davon unberührt.

Auch die Verluste von Treffern im Substrat bzw. in der P-Senke passen in diese Interpretation, denn die Photonen konvertieren sowohl in der P-Senke als auch im Substrat. Wenn sie im Substrat konvertieren, durchqueren sie das insensitiv gewordene Volumen und erreichen deswegen nicht mehr die Dioden, während Signalelektronen von in der P-Senke konvertierten Photonen auch im bestrahlten Sensor weiterhin detektiert werden können.

5.2.3.5 Signal-Rausch-Verhältnis

Die Signalamplitude des unbestrahlten HR-Sensors beträgt (591 ± 4) e, während sie für den bestrahlten HR-Sensor auf (491 ± 20) e absinkt. Die Unsicherheit des Landau-Fits nimmt zu, weil sich das Fit-Modell einer Landauverteilung nicht mehr so gut auf einen bestrahlten Sensor anwenden lässt. Die Rauschladung erhöht sich trotz Kühlen der Sensoren auf $T = -35$ °C um einen Faktor 2 von (9 ± 1) e auf (17 ± 2) e. Damit sinkt das S/N von 70 ± 7 auf 29 ± 3 ab. Der HR-Sensor hat damit trotz einer Bestrahlung von $3 \cdot 10^{14}$ n_{eq}/cm² ein sehr gutes S/N, das nur unwesentlich schlechter ist als das eines unbestrahlten LR-Sensors.

Um sicher auszuschließen, dass der Sensor keine Detektionsineffizienzen hat, sollte zwar der Sensor in einem Strahltest untersucht werden, allerdings sprechen die Ergebnisse eher dafür, dass keine Ineffizienzen zu erwarten sind. Der Sensor scheint trotz einer Bestrahlungsdosis von $3 \cdot 10^{14}$ n_{eq}/cm² funktionsfähig zu sein.

Schlussfolgernd wird die ursprünglich erwartete Strahlenhärté von hochohmigen Sensoren, unter Laborbedingungen getestet, weit übertrroffen.

5.2.4 Einfluss der Pixelgröße

Für LR-Sensoren ist bekannt, dass die Strahlenhärté mit kleineren Pixeln steigt, weil die Diffusionspfade kürzer sind und damit die Ladungssammlung schneller ist. Dies wirkt der durch die Strahlenschäden verkürzten Lebenserwartung der Signalelektronen entgegen.

Obwohl sich für MIMOSA-18-AHR mit 10 µm keine Verschiebung der Position des Maximums nachweisen ließ, war es naheliegend, einen ähnlichen Zusammenhang für größere Pixel zu vermuten.

Zur Beantwortung dieser Fragestellung wurden die weiteren Matrizen von MIMOSA-18-AHR betrachtet. Die Matrizen A0 und A3 haben 10 µm große Pixel und werden im Folgenden als HR-10 bezeichnet⁴. HR bezieht sich hier, in Analogie zu dem vorher eingeführten Begriff HR-Sensor, auf die hochohmige Epitaxieschicht und die Zahl 10 auf die Pixelgröße in µm. Die Matrix A1 mit einer Pixelgröße von 12,5 µm wird analog dazu als HR-12.5 bezeichnet und die Matrix A2 mit einer Pixelgröße von 25 µm als HR-25. Die Matrizen A1 und A2 sind baugleich. In A2 ist allerdings nur jede vierte Diode angeschlossen. Dadurch wird die Pixelgröße ohne eine

⁴Die beiden Matrizen unterscheiden sich im Diodenlayout. Es wurde geprüft und festgestellt, dass das unterschiedliche Diodenlayout nur geringfügigen Einfluss auf die Strahlenhärté hat. Im Folgenden wird nur die Matrix A3 als HR-10 gezeigt, die Ergebnisse lassen sich auch auf die Matrix A0 übertragen.

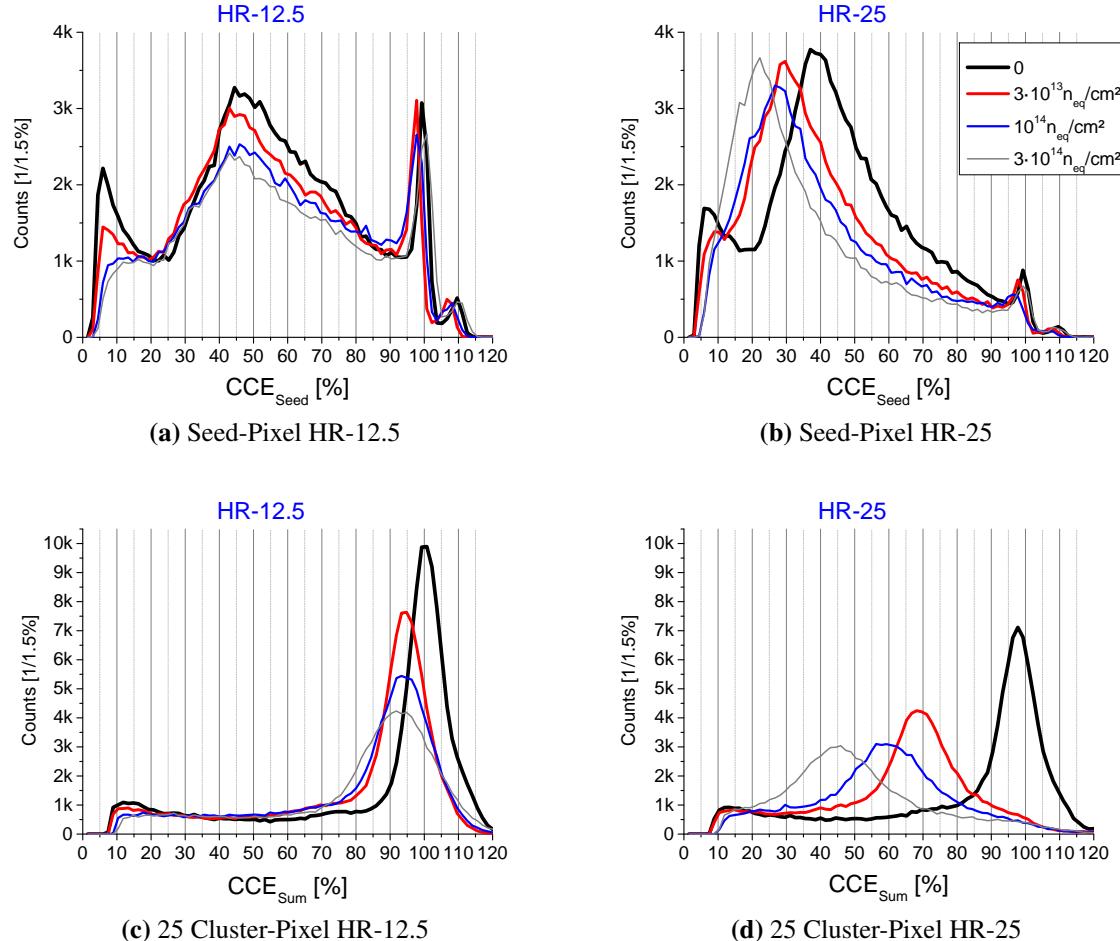


Abbildung 5.27: Antwortfunktion auf Photonen nach Bestrahlung für HR-12.5 und HR-25. Oben wird nur die Ladung des Seed-Pixels betrachtet, unten wird der gesamte Cluster aus 25 Pixeln bestimmt.

Veränderung des intrinsischen Layouts verdoppelt.

5.2.4.1 Signalantwort beim Nachweis von Photonen

Abbildung 5.27 zeigt die Signalantwort beim Nachweis von Photonen jeweils für HR-12.5 (Abbildung 5.27a) und HR-25 (Abbildung 5.27b) nach ansteigenden Bestrahlungsstufen. Für HR-12.5 erkennt man, ebenso wie zuvor schon für HR-10, eine nahezu konstante Position des Maximums mit gleichzeitigem Verlust der Einträge. Die Messung für HR-25 zeigt dagegen eine Verschiebung der Position des Maximums zu niedrigeren Signalhöhen mit ansteigender Dosis, so wie es für LR-Sensoren zuvor beobachtet wurde.

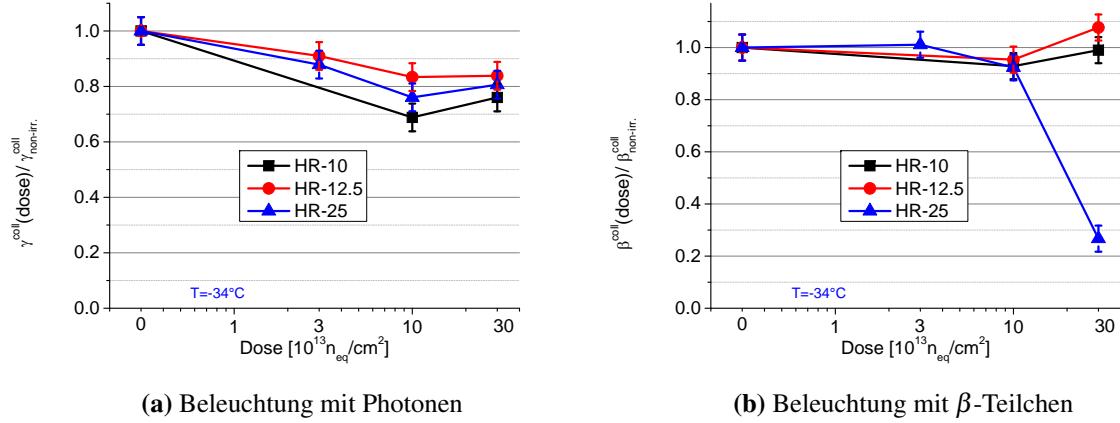


Abbildung 5.28: Relative Effizienz bestrahlter Sensoren

Werden durch die Bestrahlung Teile der Epitaxieschicht insensitiv, sollte die Zahl der detektierten Photonen abfallen. Abbildung 5.28a zeigt diese Zahl im Verhältnis zur Anzahl der im unbestrahlten Sensor nachgewiesenen Photonen. Es wird ein Effizienzverlust von bis zu 30% beobachtet. Dieser zeigt keine triviale Abhängigkeit von der Pixelgröße. Zusätzlich scheint nach $10^{14} n_{eq}/cm^2$ ein Sättigungseffekt aufzutreten. Beides ist kompatibel mit der in Abschnitt 5.2.3.4 entwickelten Interpretation von einer hochohmigen Schicht, die über einer niedrigohmigen Schicht angeordnet ist. Letztere scheint nach einer Bestrahlung von $\gtrsim 10^{14} n_{eq}/cm^2$ insensitiv zu werden. Würde die niedrigohmige Schicht lateral die hochohmige Schicht durchstoßen und bis zur P-Senke reichen, sollten in größeren Pixeln Effizienzverluste auftreten. Dass keine klare Abhängigkeit des Effizienzverlustes von der Pixelgröße zu erkennen ist, spricht gegen das Vorhandensein der insensitiven Zonen. Die hochohmige Schicht scheint deswegen über die gesamte aktive Fläche ausgedehnt zu sein.

Interessant ist, dass für HR-10 und HR-12.5 die Position des Maximums scheinbar konstant ist, während sie sich für HR-25 deutlich verschiebt. Um dem nachzugehen, wurde die Ladungsverteilung des gesamten, aus 25 Pixeln gebildeten Clusters erstellt (siehe Abbildung 5.27c und 5.27d). Da hier auch Elektronen berücksichtigt werden, die einen langen Weg zu den benachbarten Pixeln zurücklegen, ist diese Verteilung insbesondere sensitiv auf mögliche Rekombinationseffekte. Tatsächlich ist für HR-25 die Verschiebung des Maximums nun noch deutlicher. Die durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz halbiert sich im Vergleich zum unbestrahlten Sensor. Für HR-12.5 ist ebenfalls eine kleine Verschiebung auf eine CCE von 90% erkennbar. Damit treten, wie erwartet, Rekombinationen auch in HR-Sensoren auf. Für die in der Studie gewählten Strahlendosen sind sie jedoch noch zu gering, um die Funktionsfähigkeit von kleinen Pixeln ($\lesssim 12.5 \mu m$) wesentlich einzuschränken.

Vorherige Messungen studierten die Ladungssammlungseffizienz von LR-Sensoren an einem Cluster von vier Pixeln [Doe10, Dev07a, AY07, Dev03, Büd08, Ott10]. Abbildung 5.29 setzt diese Ergebnisse in Beziehung mit den in dieser Arbeit vermessenen HR-Sensoren. Die Ladungssammlungseffizienz der niedrigohmigen MIMOSA-18 mit einer Pixelgröße von $10 \mu m$,

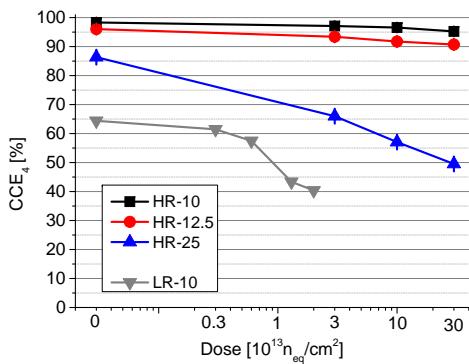


Abbildung 5.29: Durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz eines Clusters aus vier Pixeln als Funktion der Bestrahlungsdosis

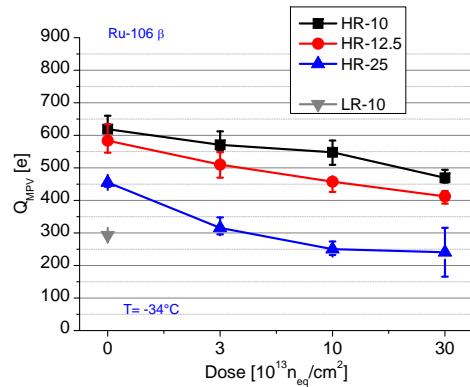


Abbildung 5.30: Signalamplitude einer angepassten Landauverteilung für bestrahlte Sensoren mit einer Pixelgröße von 10 – 25 µm

im Folgenden LR-10 abgekürzt, ist niedrig und fällt bei niedriger Dosis stark ab. Schon 35% der Ladung diffundiert in LR-10 nicht in die vier nächsten Pixel, sondern in weiter entfernte Pixel, was entsprechend größere Cluster hervorruft. Weitere 25% der Ladung gehen durch Rekombinationen bereits nach $2 \cdot 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ verloren.

HR-10 hat dagegen eine Ladungssammlungseffizienz von nahezu 100%, welche sich selbst nach $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ nur unwesentlich verringert. Damit diffundiert die Ladung weniger weit und darüber hinaus geht weniger Ladung durch Rekombinationen verloren. Dies wird ebenfalls für HR-12.5 beobachtet.

Aufgrund der noch größeren Abstände zwischen den Dioden diffundieren die Signalelektronen für HR-25 weiter. Es werden nur noch $86 \pm 1\%$ von den vier nächsten Pixeln gesammelt. Dies ist allerdings immer noch bedeutend mehr als in LR-10. Nach $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ geht die Hälfte der Signalladung verloren. Dies ist allerdings nicht wirklich überraschend für diese großen Pixel und langen Diffusionsstrecken sowie die durch die starke Bestrahlung induzierte Defektdichte. Dass selbst nach $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ die Ladungssammlungseffizienz von HR-25 immer noch größer ist als von LR-10 nach $2 \cdot 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, zeigt den großen Fortschritt in der Verwendung der hochohmigen Epitaxieschicht. Ein HR-Sensor mit größeren Pixeln hat selbst nach einer höheren Bestrahlungsdosis eine bessere Ladungssammlungseffizienz für vier Pixel als ein LR-Sensor.

5.2.4.2 Signalantwort beim Nachweis von β -Teilchen

Zur Signalantwort beim Nachweis von β -Teilchen zeigt Abbildung 5.30 den MPV der Landauverteilung als Funktion von Pixelgröße und Strahlendosis. Das Seed-Pixel vom hochohmigen HR-10 sammelt doppelt so viel Ladung wie der niedrigohmige LR-10. HR-25 sammelt trotz größerer Pixel mehr Ladung im Seed-Pixel als LR-10. Durch die Halbierung der Pixelgröße erreicht das Seed-Pixel $19 \pm 3\%$ weniger Ladung. Die Ladung ist allerdings nicht verloren, sondern diffundiert in benachbarte Pixel. Denn wird der gesamte Cluster aus 25 Pixeln betrachtet, sammelt HR-25 $97 \pm 2\%$ der Ladung von HR-12.5.

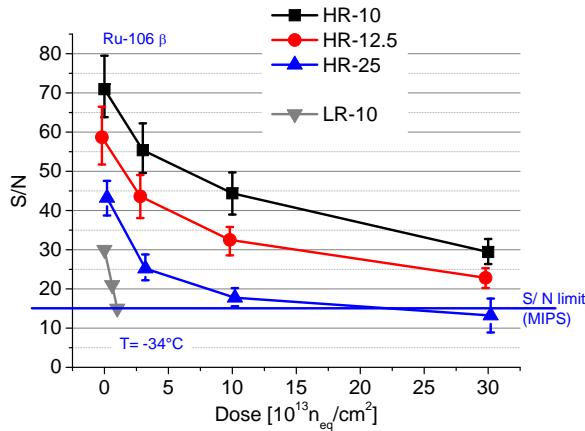


Abbildung 5.31: S/N von β -Teilchen für bestrahlte Sensoren mit einer Pixelgröße von $10 - 25 \mu\text{m}$. In den Fehlerbalken wurde die Anpassung des Landau-Fits sowie eine Unsicherheit von 10% in der Rauschladungsmessung berücksichtigt.

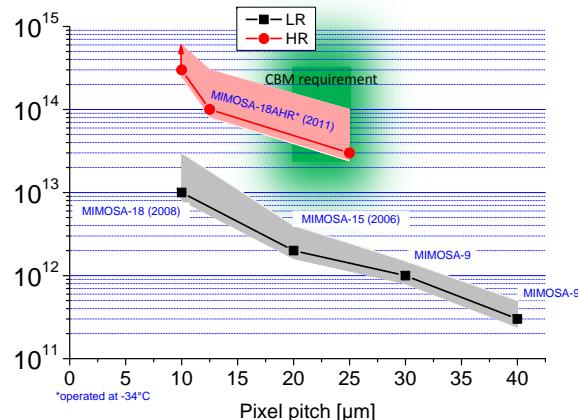


Abbildung 5.32: Abbildung 5.1, ergänzt um die Strahlenhärte von HR-Sensoren. Die Strahlenhärte hängt von der Pixelgröße ab. HR-Sensoren haben eine um mehr als eine Größenordnung bessere Strahlenhärte und erreichen den Anforderungsbereich (grüne Fläche).

Nach Bestrahlung sinkt nach Abbildung 5.30 der MPV ab. Die große Unsicherheit für HR-25 nach $3 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$ ergibt sich dadurch, dass der MPV sich soweit verringert hat, dass das ebenfalls ansteigende Rauschen in die Signalverteilung schneidet und beide nicht mehr einfach zu trennen sind.

5.2.4.3 Signal-Rausch-Verhältnis

Abbildung 5.31 zeigt das S/N systematisch bis zu einer Dosis von $3 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$. Zum Vergleich ist wieder eine Messung mit niedrigohmigen MIMOSA-18 aus [Dev07a] (LR-10) hinzugefügt worden. Das S/N von LR-10 wurde in einem Strahltest mit Pionen bestimmt, während die Ergebnisse der HR-Sensoren von Messungen mit Teilchen aus einer Ru-106-Quelle stammen, wodurch die Signalamplitude um circa 10% überschätzt wird. Es wurde geprüft, dass selbst für den Fall $10^{14} n_{eq}/cm^2$ für HR-25 die Unsicherheit in der Anpassung eines Landau-Fits größer ist als der Fehler durch die Trennung des Signals von der Rauschladung⁵. Entsprechend geht in den Fehlerbalken nur die Unsicherheit durch den Fit sowie eine Unsicherheit von 10% in der Rauschladungsmessung ein. Wie bereits in Abschnitt 4.2.2.5 ausgeführt, sollte das $S/N > 15$ sein, um eine ausreichende Detektionseffizienz zu gewährleisten.

Die HR-Sensoren haben ein deutlich besseres S/N als LR-10, obwohl ihre Pixel teilweise deutlich größer sind. Dies gilt insbesondere nach Bestrahlung. HR-10 hat selbst nach einer

⁵Für HR-25 nach $3 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$ dominierte dagegen die Unsicherheit aufgrund der Trennung.

Bestrahlungsdosis von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ nur ein unwesentlich schlechteres S/N als LR-10 unbestrahlt. Damit ergibt sich für die HR-Sensoren ein von der Pixelgröße abhängiges S/N, welches sich mit ansteigender Bestrahlungsdosis verringert.

Die Detektionseffizienz sollte sich aufgrund dieses guten S/N trotz ansteigender Bestrahlungsdosis nicht signifikant verringern. Abbildung 5.28b zeigt die Anzahl der nachgewiesenen Teilchen, normiert auf eine Messung mit einem unbestrahlten Sensor. Eingeschränkt wird die Aussagekraft dadurch, dass die Detektionseffizienz nur statistisch aus unabhängigen Messreihen verglichen wird. Die Unsicherheit dieser Messmethode beträgt ungefähr 5%, so dass hiermit nur starke Detektionsineffizienzen bemerkt werden können. Für HR-10 und HR-12.5 wird eine Effizienz von nahezu 100% beobachtet, die nach der Bestrahlung auch nicht absinkt. Für HR-25 wird dagegen nach einer Dosis von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ein starker Abfall der detektierten Teilchen beobachtet. Dies war aufgrund des unzureichenden S/N zu erwarten. Für eine präzisere Bestimmung der Detektionseffizienz ist ein Strahltest erforderlich.

5.2.4.3.1 Nicht-ionisierende Strahlenhärté Unter der Annahme, dass das Kriterium von 15 auch auf MIMOSA-18-AHR angewandt werden kann, beträgt die Strahlenhärté von HR-25 mindestens $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, für HR-12.5 mindestens $10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ sowie für HR-10 jenseits von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ (siehe Abbildung 5.32). Damit ergibt sich auch für HR-Sensoren eine starke Abhängigkeit der Strahlenhärté von der Pixelgröße. Diese liegt im Vergleich zu LR-Sensoren gleicher Größe mehr als eine Größenordnung höher und erreicht damit den Anforderungsbereich. Hierdurch kann aufgrund der hochohmigen Epitaxieschicht eine ausreichende Strahlenhärté mit einer Pixelgröße erreicht werden, die für eine genügende Orts- und Zeitauflösung angestrebt wird.

5.2.4.3.2 Moderate Kühlung Zusätzlich wurde das S/N auch für eine Betriebstemperatur von $T = -3^\circ\text{C}$ bestimmt. Für die mit einer Dosis von $\gtrsim 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten Sensoren ließ sich aufgrund der Verfälschung durch den Leckstrom keine Landauverteilung anpassen. Um einen Signalwert zu erhalten, wurde der MPV deswegen für $T = -35^\circ\text{C}$ bestimmt, bei dem der Leckstrom unterdrückt wurde. Das S/N wird dadurch überschätzt. Für $\gtrsim 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ stellen die Ergebnisse eine obere Grenze dar.

Abbildung 5.33 zeigt das S/N für $T = -3^\circ\text{C}$. Für die unbestrahlten Sensoren ergibt sich kein Unterschied zu dem S/N für $T = -35^\circ\text{C}$, denn die Rauschladung ändert sich nicht stark. Erst das durch die Bestrahlung induzierte, stark temperaturabhängige Schrotrauschen wandelt das Bild. Das S/N sinkt bereits nach $\gtrsim 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ auf unter 15. Damit ergibt sich eine Strahlenhärté bis $3 \cdot 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$.

Zwar existiert ebenfalls eine Ordnung mit der Pixelgröße, allerdings ist der Vorteil von kleineren Pixeln geringer. Der dominierende Faktor ist das für bestrahlte Sensoren stark ansteigende Schrotrauschen, was nach Abbildung 5.34 nicht stark von der Pixelgröße abhängt. Sowohl das ungenügende S/N als auch die Verfälschung der Signalantwort beim Nachweis von Photonen und das massive Auftreten von Fehltrefern nach einer Bestrahlung $\gtrsim 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ sind auf

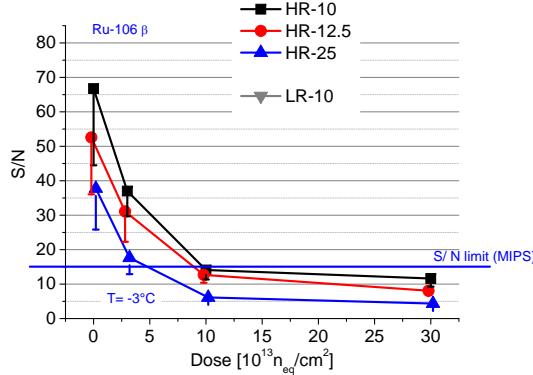


Abbildung 5.33: S/N von β -Teilchen als Funktion der Bestrahlungsdosis für 12,5 μm und 25 μm große Pixel. Der Fehlerbalken gibt das untere S/N von 99% der Pixel an (siehe Abschnitt 4.2.2.5).

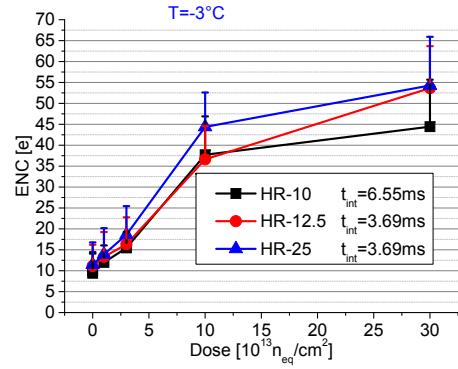


Abbildung 5.34: Rauschladung von MIMOSA-18-AHR als Funktion der Bestrahlungsdosis bis $3 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$. Der Fehlerbalken gibt das 99%-Rauschen an (siehe Abschnitt 4.2.2.1).

den ansteigenden Leckstrom zurückzuführen. Schlussfolgernd ist die Rauschladung für nur moderat gekühlte Sensoren der limitierende Faktor, so dass sich ohne weitere Leckstromunterdrückung, wie beispielsweise eine kürzere Integrationszeit, eine maximale Strahlenhärte von $3 \cdot 10^{13} n_{eq}/cm^2$ ergibt. Diese wäre für den Vertexdetektor von CBM ausreichend, die lange Integrationszeit allerdings nicht.

5.2.4.4 Zusammenfassung

Wie erwartet, sinkt die Ladungssammlung mit der Strahlendosis und der Effekt ist für größere Pixel stärker ausgeprägt. Die Zahl der detektierten Teilchen verringert sich allerdings nicht signifikant, woraus man folgern kann, dass die gemessenen Werte keine Reduktion der Effizienz des Sensors erwarten lassen. Unter Berücksichtigung des S/N kann man feststellen, dass 10 μm und 12,5 μm große Pixel bis zu einer Dosis von $3 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$ für die Detektion von MIPs geeignet sind. Die 25 μm großen Pixel zeigen bei $> 10^{14} n_{eq}/cm^2$ eine deutlich reduzierte Ladungssammlung und die Zahl der detektierten Teilchen sowie das S/N bricht ein. Hieraus wird geschlossen, dass diese Pixel lediglich für eine Dosis von bis $10^{14} n_{eq}/cm^2$ geeignet sind. Bei moderater Kühlung beschränkt der große Leckstrom die Strahlenhärte auf $3 \cdot 10^{13} n_{eq}/cm^2$.

5.2.5 Epitaxieschichtdicke

Der durch Volumenschäden induzierte Leckstrom und damit auch die Rauschladung sollten von der Größe des aktiven Volumens und damit von der Dicke der Epitaxieschicht abhängen.

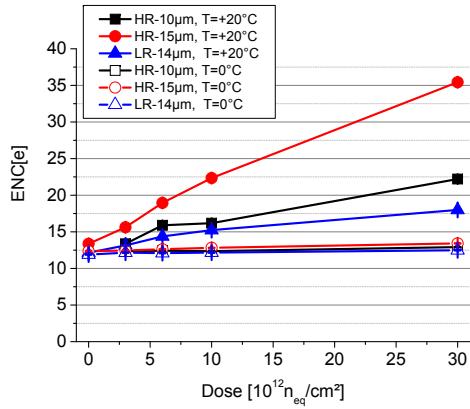


Abbildung 5.35: Rauschladung eines LR-Sensors mit einer Epitaxieschichtdicke von 14 µm (LR-14 µm) und zweier HR-Sensoren mit einer Epitaxieschichtdicke von 10 µm (HR-10 µm, nicht zu verwechseln mit HR-10 in Abschnitt 5.2.4, wo die Zahl die Pixelgröße angab) und von 15 µm (HR-15 µm) nach nicht-ionisierender Bestrahlung

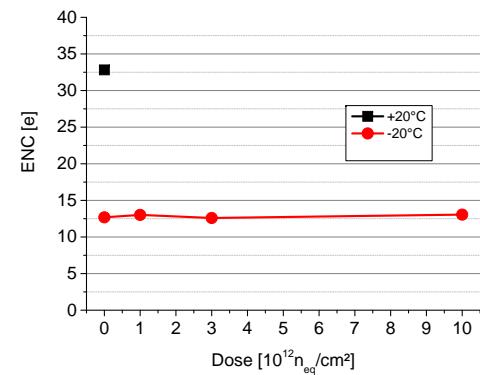


Abbildung 5.36: Äquivalente Rauschladung von MIMOSA-29

Je dicker die Epitaxieschicht, desto mehr Defekte werden induziert, die Leckstromelektronen generieren können. Um dies nachzuweisen, wurden Messungen mit MIMOSA-26-AHR unterschiedlicher Epitaxieschichtdicken durchgeführt. Abbildung 5.35 zeigt den Anstieg der Rauschladung als Funktion der Bestrahlungsdosis. Verglichen werden Sensoren mit einer Epitaxieschichtdicke von 10 µm bzw. 15 µm. Der dickere Sensor hat eine größere Rauschladung, die mit der Bestrahlungsdosis stärker ansteigt. Der Anstieg der Rauschladung lässt sich allerdings durch Betreiben bei $T = 0^\circ\text{C}$ unterdrücken, so dass beide Sensoren trotz Bestrahlung eine Rauschladung von 13 e haben.

5.2.6 Vergleich der Rauschladung für bestrahlte HR- und LR-Sensoren

Im Abschnitt 5.1.4 wurden keine signifikanten Unterschiede in der Rauschladung von unbestrahlten HR-Sensoren und LR-Sensoren beobachtet. Dies könnte sich nach nicht-ionisierender Bestrahlung ändern, da dadurch Defekte induziert werden, die Elektronen thermisch anregen können. In HR-Sensoren könnten die Leckstromelektronen effektiver gesammelt werden und damit größere Leckströme generiert werden. Abbildung 5.35 zeigt den Anstieg der Rauschladung als Funktion der Bestrahlungsdosis. Verglichen werden ein LR-Sensor mit einer Epitaxieschichtdicke von 14 µm mit zwei HR-Sensoren mit einer Epitaxieschichtdicke von 10 µm bzw. 15 µm. Im Vergleich der HR-Sensoren mit dem LR-Sensor haben die HR-Sensoren sowohl für die

dünnere als auch die dickere Epitaxieschichtdicke eine höhere Rauschladung als der LR-Sensor. Der HR-Sensor mit der dicksten Epitaxieschicht hat die höchste Rauschladung. Der Anstieg der Rauschladung kann durch Kühlen der Sensoren auf $T = 0^\circ\text{C}$ unterdrückt werden, so dass alle Sensoren eine Rauschladung von 13 e auch nach Bestrahlung bis $3 \cdot 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ erreichen. Nach dieser Beobachtung werden in einem HR-Sensor nach Bestrahlung größere Leckströme generiert. Dies gilt insbesondere für ein dickeres aktives Volumen. Damit ist nicht nur die Ladungssammlung besser, sondern auch durch Defekte generierte Leckstromelektronen werden effektiver gesammelt. Allerdings kann die Erhöhung des Leckstroms und damit die Rauschladung durch eine niedrige Betriebstemperatur unterdrückt werden.

5.2.7 Pixel mit einer Pixelgröße von bis zu 80 μm

Die Ergebnisse von hochohmigen MIMOSA-18-AHR in Abschnitt 5.2.4 haben gezeigt, dass selbst mit einer Pixelgröße von 25 μm eine Strahlenhärté von mindestens $3 \cdot 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ erreicht wird. Dies übertrifft die Designanforderungen an den Vertexdetektor von CBM. Damit ist es nicht mehr notwendig, zu möglichst kleinen Pixeln zu gehen, um eine ausreichende nicht-ionisierende Strahlenhärté zu erreichen. Die größeren Pixel haben insbesondere Vorteile in Bezug auf die Integrationszeit und Leistungsaufnahme. Die angestrebte Ortsauflösung von $\sim 5 \mu\text{m}$ kann nach Abschnitt 2.1 auch mit größeren Pixeln erreicht werden. Da Sensoren mit einer Pixelgröße von 25 μm eine ausreichende Strahlenhärté haben, ist die sich daran anschließende Frage, ob die Pixel noch weiter vergrößert werden können und trotzdem die geforderte Strahlenhärté für CBM erfüllt werden kann. Deshalb wurde MIMOSA-29 mit einer Pixelgröße von bis zu 80 μm entwickelt. Für die Evaluation von MIMOSA-29 wurde die Bachelorarbeit [Str14] ausgegeben.

5.2.7.1 Äquivalente Rauschladung von MIMOSA-29

In unbestrahlten Sensoren wurde eine temperaturunabhängige Rauschladung über einen weiten Temperaturbereich von -70°C bis $+40^\circ\text{C}$ beobachtet (siehe Abschnitt 5.2.1.3.2 und [Doe10]). Nach Bestrahlung steigt die Rauschladung mit steigender Temperatur an, so dass stärker bestrahlte Sensoren stärker gekühlt werden müssen, um die Rauschladung auf einen ausreichend niedrigen Wert zu verringern. Für unbestrahlte MIMOSA-29 zeigen die ersten Messungen (siehe Abbildung 5.36) bei $+20^\circ\text{C}$ schon eine hohe Rauschladung von $\sim 33 \text{ e}$, welche allerdings durch eine Betriebstemperatur von -20°C auf $\sim 13 \text{ e}$ verringert werden kann. MIMOSA-29 wurde bis zu einer nicht-ionisierenden Bestrahlungsdosis von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlt. Bis zu dieser Dosis zeigt sich bei einer Betriebstemperatur von -20°C kein signifikanter Anstieg der Rauschladung.

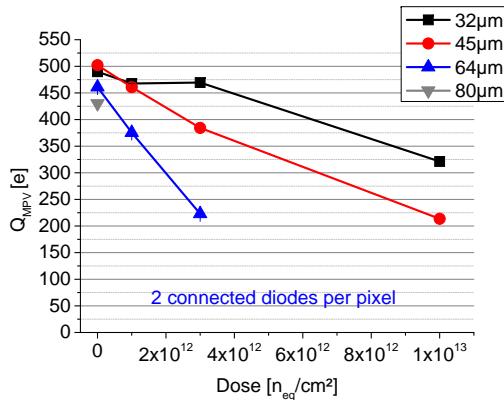


Abbildung 5.37: Signalamplitude für bis zu 80 µm große Pixel

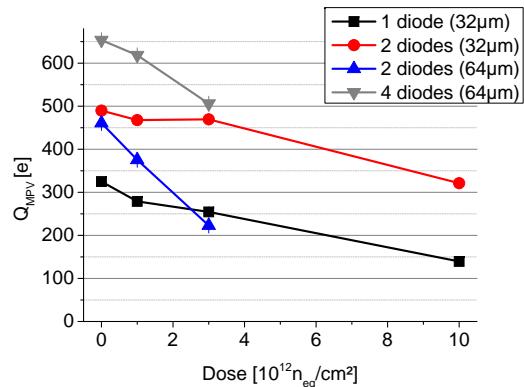


Abbildung 5.38: Signalamplitude für Pixel mit mehrfachen Dioden

5.2.7.2 Signalamplitude

Mit MIMOSA-9 wurden bis zu 40 µm große Pixel studiert. In diesem niedrigohmigen Sensor war die Strahlenhärte aufgrund der langen Diffusionspfade auf wenige $10^{11} n_{eq}/cm^2$ beschränkt. Für hochohmige MIMOSA-29 mit einer Pixelgröße von bis zu 80 µm zeigt Abbildung 5.37 die Signalamplitude. Danach kann für eine Pixelgröße von 64 µm eine Signalamplitude bis zu einer Dosis von $3 \cdot 10^{12} n_{eq}/cm^2$ nachgewiesen werden. Anzumerken ist, dass in diesem Beispiel bereits die im nächsten Abschnitt 5.2.7.3 eingeführten Pixel mit zwei verbundenen Dioden gezeigt werden. Damit kann in hochohmigen Sensoren eine Signalamplitude auch von großen Pixeln von bis zu 80 µm ausgelesen werden.

5.2.7.3 Mehrfache Dioden

Im vorherigen Abschnitt 5.2.7.2 wurde bewusst ein Beispiel mit zwei Dioden pro Pixel gewählt. Erwartet wird von mehreren Dioden pro Pixel eine bessere Ladungssammlung und damit eine größere Signalamplitude des Seed-Pixels. Dies wird tatsächlich auch beobachtet, wie ein direkter Vergleich in Abbildung 5.38 zeigt. Ein Pixel mit zwei Dioden hat eine wesentlich größere Signalamplitude, welches insbesondere auch nach Bestrahlung gilt. Das Pixel mit zwei Dioden sammelt selbst nach einer Bestrahlung von $10^{13} n_{eq}/cm^2$ genauso viel Ladung im Seed-Pixel wie das Pixel mit gleicher Pixelgröße, aber nur einer Diode.

Auch für Pixel mit zwei Dioden ist die Signalamplitude mit größeren Pixeln niedriger und fällt mit der Dosis stärker ab. Betrachtet man dagegen eine Geometrie mit vier verbundenen Dioden und der gleichen Pixelgröße von 64 µm, so hat dieses Pixel trotz seiner Größe die höchste Signalamplitude. Diese kann bis zu einer Dosis von $3 \cdot 10^{12} n_{eq}/cm^2$ bestimmt werden. Die Geometrie dieses Pixels wird in Abschnitt 5.2.7.4 genauer analysiert.

Daraus folgend konnte gezeigt werden, dass sich die Ladungssammlung mit mehreren Dioden pro Pixel verbessern lässt. Allerdings wurde durch die größere Diodenfläche eine größere Ka-

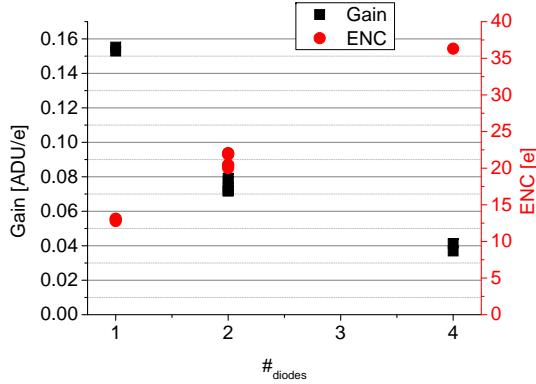


Abbildung 5.39: Verstärkung und Rauschladung als Funktion der Zahl der Dioden (Vielfache der Diodenoberfläche)

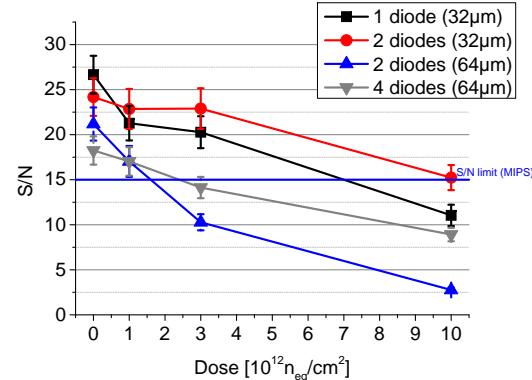


Abbildung 5.40: S/N von Pixeln mit mehrfachen Dioden im Vergleich

pazität erwartet, die die Verstärkung halbiert. Das Rauschen der Ausleseelektronik ist zwar unabhängig von der Verstärkung, wird allerdings in eine äquivalente Rauschladung umgerechnet (siehe Abschnitt 2.3.1). Durch die geringere Verstärkung erhöht sich deswegen die Rauschladung. Abbildung 5.39 zeigt die Verstärkung sowie die Rauschladung in Abhängigkeit der Diodenzahl pro Pixel. Es ergibt sich eine klare Ordnung nach der Diodenzahl. Eine Verdopplung der Diodenzahl führt zu einer Halbierung der Verstärkung und damit zu einer nahezu Verdoppelung der Rauschladung.

Um beurteilen zu können, ob die bessere Ladungssammlung gegenüber der erhöhten Rauschladung überwiegt, kann das S/N betrachtet werden (Abbildung 5.40). Hier muss zwischen dem unbestrahlten und bestrahlten Fall unterschieden werden. Für unbestrahlte Sensoren zeigt sich, dass aufgrund der Rauschladung eine kleine Anzahl an Dioden von Vorteil ist. In bestrahlten Sensoren rekombiniert ein Teil der Signalladung. Hier ist die bessere Ladungssammlung der mehrfachen Dioden von Vorteil, welche zu einem besseren S/N führt.

5.2.7.4 Ladungssammlung in einer vier Diodengeometrie

In einem Pixel mit vier verbundenen Dioden \boxtimes (siehe Abbildung 5.41) wird eine Modifikation der Ladungsverteilung des Seed-Pixels beobachtet. Die Ladungsverteilung weist zwei Maxima auf, bei 50% CCE und 75% CCE, deren Ursprung im Folgenden geklärt werden soll. Dazu kann eine Geometrie aus zwei Dioden \equiv betrachtet werden. In dieser gibt es nach Abbildung 5.41 nur eine leichte Schulter, aber kein zweites Maximum bei 75% CCE. Wird die Ladung von Pixeln, die sich direkt untereinander/übereinander befinden, summiert, sollte diese Geometrie \boxtimes äquivalent zu \boxtimes sein. Tatsächlich erscheint in der Ladungsverteilung ein weiteres Maximum bei 75% CCE. Damit ist das zweite Maximum bei 75% CCE eine Folge aus der Geometrie von \boxtimes .

Eine Erklärungsmöglichkeit ist, dass die Geometrie \boxtimes zwei unterschiedliche Bereiche erzeugt,

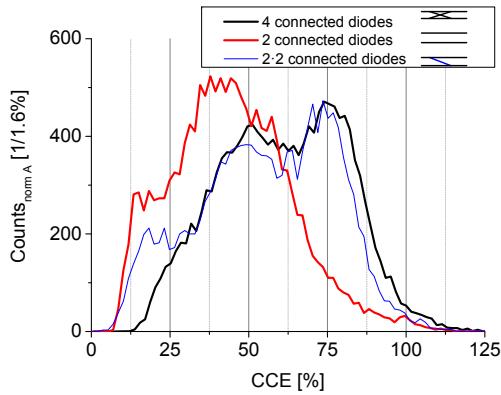


Abbildung 5.41: Antwortfunktion auf Photonen von vier zusammengeschalteten Dioden

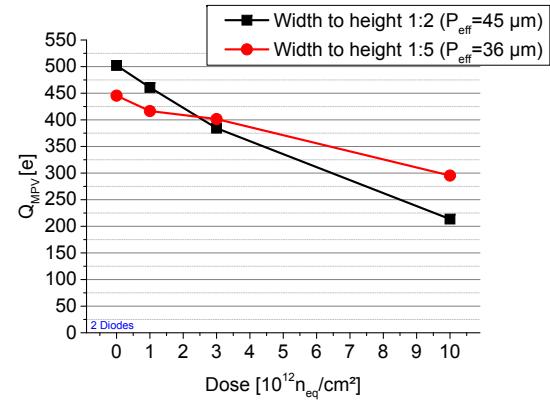


Abbildung 5.42: Signalamplitude eines Pixels mit Seitenverhältnis 1:5 im Vergleich zu einem Pixel mit einem Seitenverhältnis von 1:2

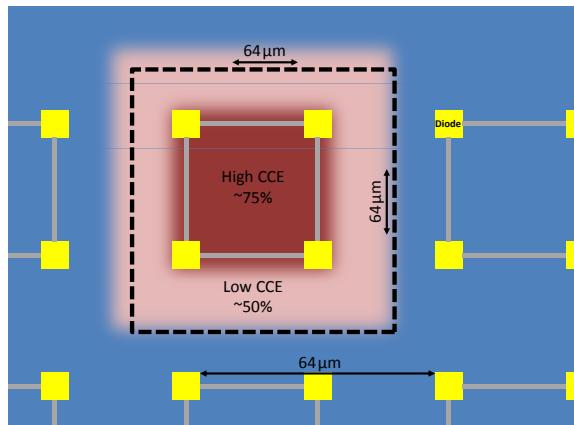


Abbildung 5.43: Schematische Darstellung der Geometrie aus vier verbundenen Dioden und eine mögliche Erklärung der beobachteten Ladungsverteilung

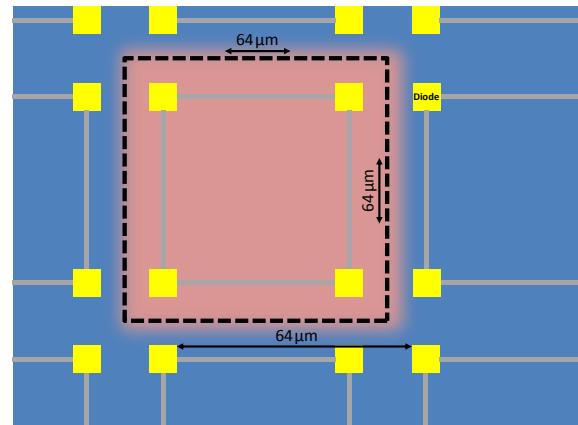


Abbildung 5.44: Modifikation der Geometrie von Abbildung 5.43, um möglicherweise eine homogenere Ladungsverteilung zu erhalten

außerhalb der vier Dioden mit einer CCE von 50% und innerhalb mit einer verbesserten CCE von 75% (siehe Abbildung 5.43). Das Zusammenschalten von Dioden verbessert damit die Ladungssammlung einiger Bereiche des Pixels.

Den Pixeln liegt eine Diodenverteilung mit einem Abstand von $32 \mu\text{m}$ zugrunde. Durch das Zusammenschalten von jeweils vier Dioden kann die eigentliche Pixelgröße auf $64 \mu\text{m}$ vergrößert werden, was zu einer deutlichen Verbesserung der Ladungssammlung innerhalb der verbundenen Dioden führt. Um die Ladungssammlung außerhalb der verbundenen Dioden ebenfalls zu verbessern und dadurch eine gleichmäßige Ladungsverteilung zu erhalten, könnte der Diodenabstand der zusammengeschalteten Dioden vergrößert und der Diodenabstand der nicht zusammengeschalteten Dioden verringert werden (siehe Abbildung 5.44). Dies sollte zur Folge haben, dass sich die Ladungssammlung innerhalb der zusammengeschalteten Dioden verschlechtert und außerhalb verbessert, so dass die resultierende Ladungssammlung des Pixels homogener ist und damit die Wahrscheinlichkeit auf insensitive Zonen verringert wird.

5.2.7.5 Einfluss des Seitenverhältnisses rechteckiger Pixel

Durch die Verwendung von rechteckigen Pixel kann nach Abschnitt 4.2.3 die Ausleesezeit einer Zeile verringert werden. Die Auswirkungen der rechteckigen Geometrie auf die Ladungssammlung soll im Folgenden untersucht werden. Für große Seitenverhältnisse sind die Dioden der Nachbarpixel oberhalb bzw. unterhalb räumlich näher als die Dioden der seitlichen Nachbarpixel. Entsprechend wird vermutet, dass die seitlichen Nachbarpixel weniger Ladung sammeln.

Um dies zu überprüfen, wurden zwei Matrizen ausgewählt. Die erste hat mit einer Pixelgröße von $64 \mu\text{m} \times 32 \mu\text{m}$ ein Seitenverhältnis von 1:2. Die zweite Matrix hat mit einer Pixelgröße von $80 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$ ein Seitenverhältnis von 1:5. Um die Hypothese zu prüfen, wurde die Ladung der seitlichen Nachbarpixel betrachtet. Für ein Seitenverhältnis von 1:2 haben in 36% der Fälle von Photonenkonversionen zu einem Ladungsbeitrag von $> 10\%$ in diesen Pixeln geführt. Für ein Seitenverhältnis von 1:5 dagegen ist nur in 2% der Fälle ein Ladungsbeitrag von $> 10\%$ nachweisbar. So erweist sich in Pixeln mit einem Seitenverhältnis von 1:5 der Ladungsbeitrag von seitlichen Nachbarpixeln als geringer.

Die Pixel mit einem Seitenverhältnis von 1:2 haben nach Gleichung 4.10 in Abschnitt 4.2.3 eine effektive Pixelgröße von $45 \mu\text{m}$, während die Pixel mit 1:5 eine kleinere effektive Pixelgröße von $36 \mu\text{m}$ haben. Bezuglich der effektiven Pixelgröße erwartet man, dass die kleineren Pixel eine größere Signalamplitude haben sollten. Die Ergebnisse in Abbildung 5.42 zeigen allerdings, dass die Pixel mit größerem Seitenverhältnis, obwohl sie eine kleinere effektive Pixelgröße haben, eine kleinere Signalamplitude haben. Die durch den geringen y-Abstand sehr nahen nächsten Nachbarn sammeln mehr Ladung, die dann im Seed-Pixel fehlt. Nach Bestrahlung fällt die Signalamplitude der Matrix mit einer Pixelgröße von $64 \mu\text{m} \times 32 \mu\text{m}$ stärker ab. Hier scheint dann die größere effektive Pixelgröße für eine größere Anzahl an Rekombinationen verantwortlich zu sein.

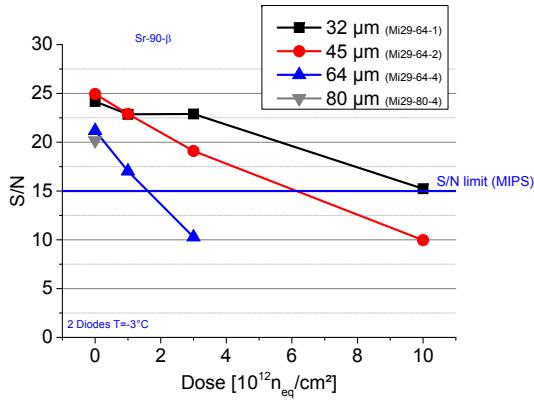


Abbildung 5.45: S/N als Funktion der nicht-ionisierenden Strahlendosis für eine Pixelgröße von bis zu 80 µm

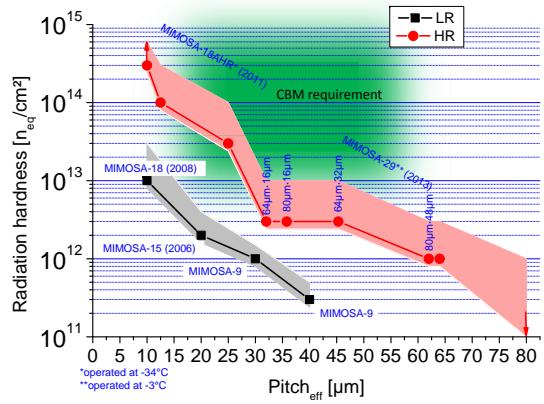


Abbildung 5.46: Abbildung 5.32, ergänzt um die Strahlenhärte von MIMOSA-29

5.2.7.6 Von der Pixelgröße abhängige Strahlenhärte

Die in Abschnitt 5.2.4 vorgestellten Daten sollen nun um die Ergebnisse von MIMOSA-29 erweitert werden. Abbildung 5.45 zeigt das S/N für Pixel mit zwei Dioden. Die rechteckigen Pixel wurden in eine effektive Pixelgröße umgerechnet. Nach Anlegen des Kriteriums von 15 ergibt sich die Strahlenhärte nach Abbildung 5.46. In 80 µm großen Pixeln ließ sich nach der niedrigsten Dosis von $10^{12} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ kein Signal auslesen. Entsprechend bildet dies die obere Grenze. Damit erreicht man eine Strahlenhärte von $3 \cdot 10^{12} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ für bis zu 45 µm große Pixel und $10^{12} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ für bis zu 64 µm große Pixel.

Die S/N-Werte reichen allerdings noch nicht aus, die Leistungsfähigkeit abschließend zu beurteilen, denn es fehlt die Bestimmung der Detektionseffizienz. Insbesondere für große Pixel ist denkbar, dass die Epitaxieschicht in der Nähe der Dioden zwar gute Ladungssammlungseigenschaften hat, aber trotzdem insensitive Bereiche zwischen den Dioden existieren. Auf diese Zonen ist die Bestimmung der S/N ohne Spurrekonstruktion der durchquerenden Teilchen nicht sensitiv. Hier steht deswegen die Bestimmung der Detektionseffizienz mit einem Strahlteleskop noch aus.

Zusammenfassend wurde die nicht-ionisierende Strahlenhärte auch für Pixel mit einer Pixelgröße von bis zu 80 µm bestimmt. Abbildung 5.46 erweitert dazu die vorherige Abbildung 5.32 um die Datenpunkte von MIMOSA-29. Die rechteckigen Pixel zeigen aufgrund der mehrfachen Dioden eine gute Leistungsfähigkeit, so dass dieses Konzept verwendet werden kann, um die Integrationszeit zu verkürzen. Die mit MIMOSA-29 studierten Pixellayouts erreichen zwar nicht die für CBM angestrebte Strahlenhärte von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ für die innerste Station des Vertexdetektors, die Ergebnisse von MIMOSA-29 helfen aber in Kombination mit den Ergebnissen von MIMOSA-18-AHR in diesen Bereich zu interpolieren. Für MISTRAL wurde ein Pixellayout mit rechteckigen Pixeln von 33 µm × 22 µm gewählt [Sen14]. Eine Länge von 33 µm ist erforderlich, um eine Integrationszeit von 30 µs zu erreichen. Die Breite von 22 µm wird durch die Größe der Diskriminatoren am Ende der Zeile festgelegt. Die hier gezeigten Resultate legen nahe, dass mit MISTRAL eine Strahlenhärte von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ erreicht werden kann, womit MISTRAL die Designanforderungen für die Sensoren des Vertexdetektors von

CBM erfüllt. Dieses Sensorkonzept soll deswegen von diesem Punkt ausgehend für CBM weiter optimiert werden und als Sensor namens MIMOSIS explizit für CBM eingesetzt werden. Darüber hinaus könnten Sensoren mit größeren Pixeln für hintere Stationen verwendet werden, für die eine Ortsauflösung von $5 \mu\text{m}$ nicht erforderlich ist.

5.3 Strahlenhärtetest eines vollintegrierten Sensors

Der vollintegrierte Sensor MIMOSA-26-AHR verfügt als großflächiger Sensor über eine massivzeilenparallele digitale Auslese mit einer Integrationszeit von $115,2 \mu\text{s}$ und kommt damit der von CBM geforderten wenige $10 \mu\text{s}$ großen Zeitauflösung näher als das bisher studierte SB-Pixel mit einer sequentiellen Auslese und damit einer Integrationszeit von mehreren Millisekunden. Dies bedingt allerdings ein aufwändigeres Pixellayout und damit einhergehend eine größere minimale Pixelgröße, eine kleinere Verarmungsspannung sowie einen Diskriminator am Ende jeder Zeile. Die Fragestellung ist, ob MIMOSA-26-AHR als vollintegrierter Sensor die Strahlenhärteanforderung von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ [Dev09] erfüllen kann.

5.3.1 Signalantwort beim Nachweis von Photonen

Abbildung 5.47 zeigt die Signalantwort des Seed-Pixels beim Nachweis von Photonen für einen niedrigohmigen (LR-Sensor, oben) und hochohmigen (HR-Sensor, unten) MIMOSA-26-AHR vor und nach einer Bestrahlung von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Wie bereits in Abschnitt 5.1.1 festgestellt, ist der Photopeak verschwindend klein. Die Position des Maximums des LR-Sensors verschiebt sich nach Bestrahlung zu kleineren Signalhöhen, wie von vorherigen MIMOSA-Generationen bekannt.

Der direkte Vergleich zeigt, dass die Position des Maximums des bestrahlten HR-Sensors auf gleicher Signalhöhe liegt wie der des unbestrahlten LR-Sensors. Unter der geprüften Annahme, dass beide Sensoren die gleiche Verstärkung haben, die sich durch die Bestrahlung auch nicht ändert, hat der bestrahlte HR-Sensor keine schlechtere Ladungssammlung als der unbestrahlte LR-Sensor. Dies legt nahe, dass der HR-Sensor selbst nach Bestrahlung noch mindestens die gleiche Leistungsfähigkeit hat wie der LR-Sensor vor der Bestrahlung.

5.3.2 Fehltrefferrate

MIMOSA-26-AHR wurde für die Strahlenhärteteststudien über einen analogen Ausgang ausgelenkt. Dadurch ist es möglich, die Rauschladung direkt zu messen. Für MIMOSA-26-AHR in der binären digitalen Auslese kann nur eine Diskriminationsschwelle für alle Pixel gewählt werden und dadurch eine Fehltrefferrate bestimmt werden. Um den Zusammenhang zwischen

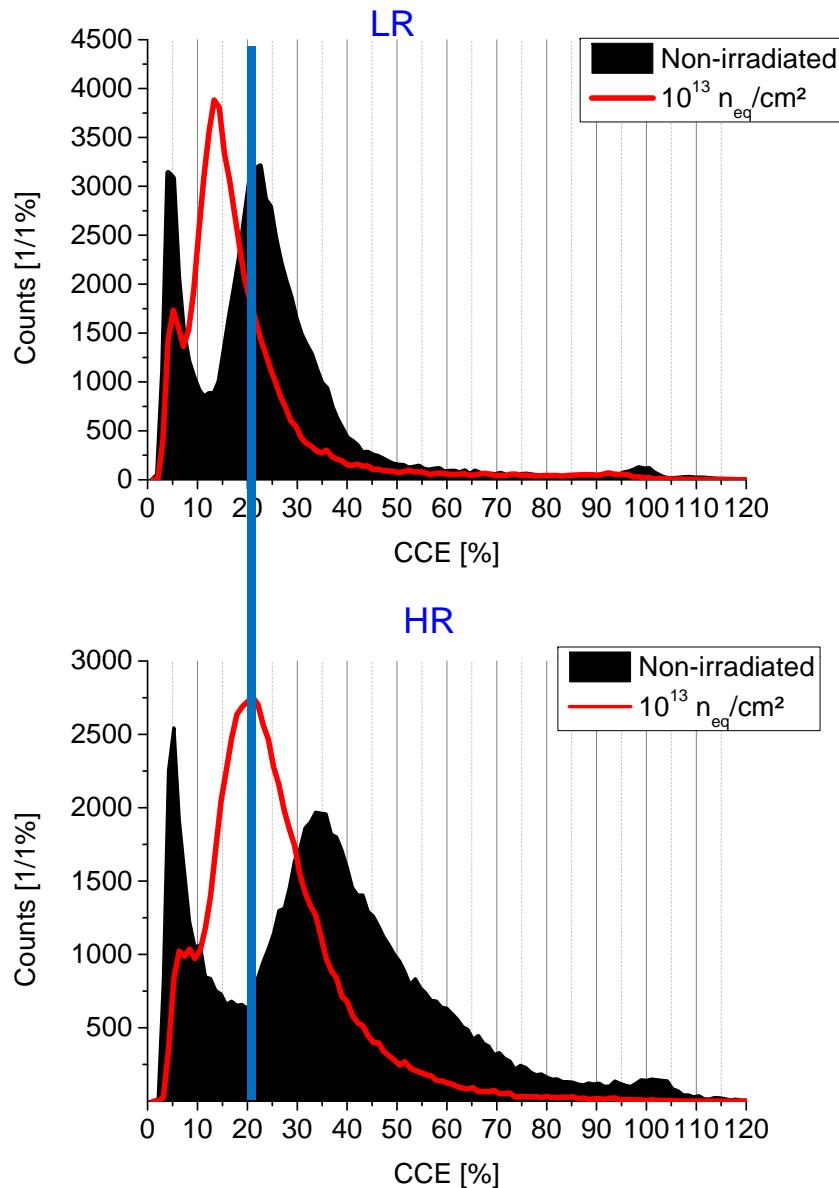


Abbildung 5.47: Antwortfunktion auf Photonen eines MIMOSA-26-AHR mit niedrig- (LR-Sensor oben) und hochhomriger Epitaxieschicht (HR-Sensor, unten), unbestrahlt (schwarze Fläche) und mit $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlt (rote Linie). Die blaue Linie führt das Auge zum Vergleich des unbestrahlten LR-Sensors mit dem bestrahlten HR-Sensor.

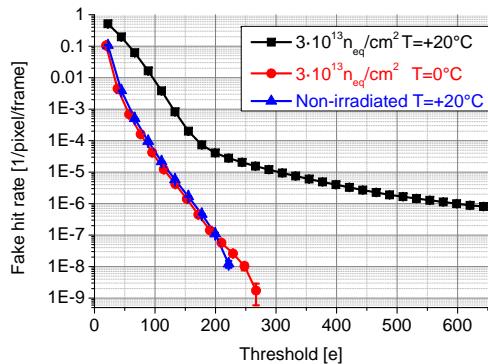


Abbildung 5.48: Fehltrefferrate eines unbestrahlten (blaues Dreieck), eines bestrahlten ungekühlten (schwarzes Quadrat) und eines bestrahlten, während der Messung gekühlten MIMOSA-26-AHR (roter Kreis)

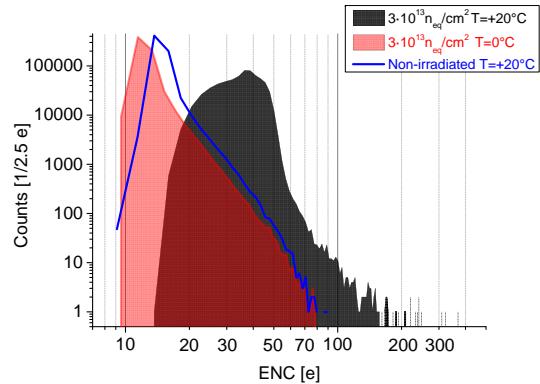


Abbildung 5.49: Dispersion der Rauschladung eines bestrahlten MIMOSA-26-AHR

Rauschladung und Fehltrefferrate detaillierter zu studieren, wurden für unbestrahlte und bestrahlte MIMOSA-26-AHR mit dadurch unterschiedlicher Rauschladungsverteilung systematische Diskriminationsschwellen angelegt, um die Abhängigkeiten der Fehltrefferrate zu bestimmen. Fehltreffer können bei gaußförmigem Rauschen durch Anlegen einer höheren Schwelle unterdrückt werden. Dies gilt allerdings nicht unbedingt für nicht-gaußförmiges Rauschen. Die sich daraus ergebende Fragestellung ist, ob für MIMOSA-26-AHR ein nicht-gaußförmiges Rauschen auftritt und wie sich dies auf die Fehltrefferrate auswirkt.

Abbildung 5.48 zeigt die Fehltrefferrate des unbestrahlten Sensors, die, wie es für ein gaußförmiges Rauschen erwartet wird, exponentiell mit steigender Schwelle abfällt. Die Fehltrefferrate von durch Neutronenbestrahlung geschädigten Sensoren lässt sich bei $T = +20^\circ\text{C}$ nicht mehr durch ein normalverteiltes Rauschen beschreiben, sondern hat einen Ausläufer zu hohen Schwellenwerten. Selbst durch Anlegen einer sehr hohen Schwelle lässt sich die Fehltrefferrate eines bestrahlten Sensors nicht mehr unterdrücken. Kühlen der bestrahlten Sensoren auf $T \approx 0^\circ\text{C}$ unterdrückt den Ausläufer und die Rauschladung ist trotz Strahlenschäden wieder normalverteilt. Abbildung 5.49 zeigt die Dispersion der Rauschladung aller Pixel eines Sensors aufgeschlüsselt. Der bestrahlte Sensor hat im Vergleich zum unbestrahlten bzw. zum bestrahlten und gleichzeitig gekühlten Sensor eine größere Rauschladung. Vor allem haben einige wenige Pixel des bestrahlten, ungekühlten Sensors eine sehr hohe Rauschladung. So konnte nachgewiesen werden, dass insbesondere diese Pixel die Fehltreffer mit großer Amplitude hervorrufen und damit den Ausläufer verursachen. Diese Fehltreffer können damit nicht mit einer hohen Schwelle diskriminiert werden.

In [Doe08] wurden die meisten Pixel mit hoher Rauschladung mit dem Random-Telegraph-Signal identifiziert (siehe Abschnitt 3.4.4). Eine Korrelationsanalyse des Auslesesignals ausgewählter Pixel von MIMOSA-26-AHR lässt auf keine springende Signatur schließen. Da die springende Signatur durch die kompliziertere Pixelauslese von MIMOSA-26-AHR verschleiert

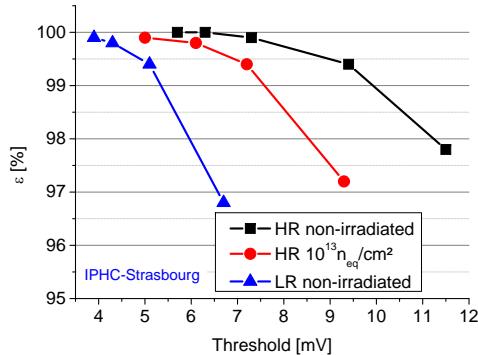


Abbildung 5.50: Detektionseffizienz von MIMOSA-26-AHR

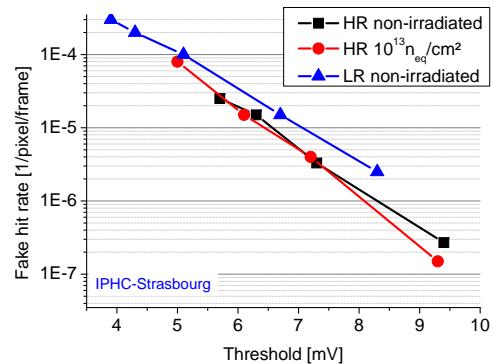


Abbildung 5.51: Fehltrefferrate von MIMOSA-26-AHR

werden könnte, könnte trotzdem Random-Telegraph-Signal der Grund sein.

Entscheidend für den Betrieb in einem Vertexdetektor ist, dass es durch die Struktur des Auslängers nicht möglich ist, die Fehltrefferrate durch Anlegen einer höheren Schwelle zu unterdrücken. Vielmehr ist es erforderlich, Pixel mit hoher Rauschladung zu maskieren bzw. besser die Sensoren zu kühlen.

5.3.3 MIMOSA-26-AHR im Strahltest

Um letztendlich die Leistungsfähigkeit der hochohmigen MIMOSA-26-AHR zu beweisen, wurde zum Abschluss vom IPHC Straßburg ein Strahltest mit hochenergetischen Pionen am SPS durchgeführt. Abbildung 5.50 zeigt die Detektionseffizienz als Funktion der Schwelle am Diskriminatator. Wie erwartet, sinkt die Detektionseffizienz als Funktion der Schwelle. Wie bereits aufgrund der vorherigen Strahlenhärtestudien vermutet, ist die Effizienz des LR-Sensors deutlich schlechter als die des HR-Sensors. Selbst nach einer Bestrahlung von $10^{13} n_{eq}/cm^2$ ist die Effizienz dieses Sensors immer noch besser als die des unbestrahlten LR-Sensors.

Die Fehltrefferrate der verschiedenen Sensoren wird in Abbildung 5.51 gezeigt. Wie erwartet, verringert sich diese mit ansteigender Schwelle. Der LR-Sensor hat eine leicht höhere Fehltrefferrate als die HR-Sensoren. Eine erhöhte Fehltrefferrate von HR-Sensoren wurde damit nicht beobachtet. HR-Sensoren erreichen eine höhere Reinheit als LR-Sensoren.

Zusammenfassend hat der Strahltest gezeigt, dass hochohmige MIMOSA-26-AHR eine Strahlenhärte gegenüber nicht-ionisierender Strahlung von bis zu $10^{13} n_{eq}/cm^2$ erreichen. Die Leistungsfähigkeit eines bestrahlten HR-Sensors ist immer noch besser als die eines unbestrahlten LR-Sensors. Damit erreicht MIMOSA-26-AHR aufgrund der hochohmigen Epitaxieschicht die von CBM geforderte Strahlenhärte von $10^{13} n_{eq}/cm^2$.

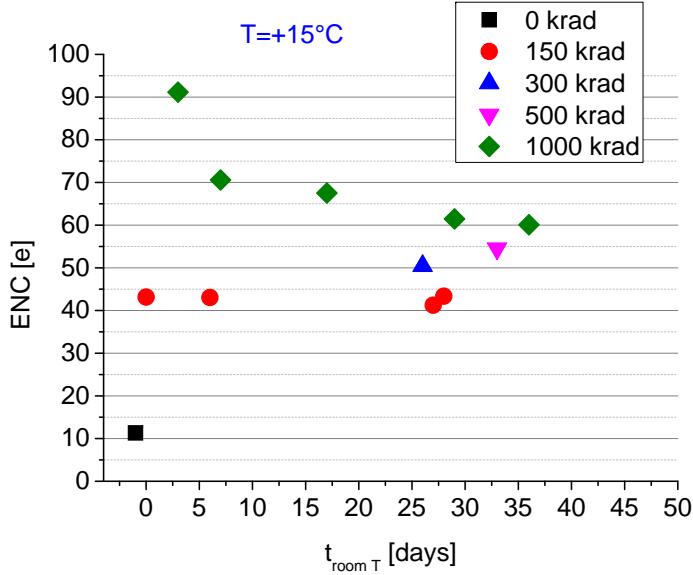


Abbildung 5.52: Rauschladung und Ausheilverhalten von MIMOSA-26-AHR mit Oberflächenschäden

5.3.4 Strahlenhärte gegenüber ionisierender Strahlung

Die Strahlenhärte gegenüber ionisierender Strahlung beträgt für darauf optimierte MIMOSA-11 bis zu 3 Mrad. Allerdings kann die Strahlenhärte für dieses relativ einfache Pixellayout nicht unbedingt auf das komplexere Pixellayout von MIMOSA-26-AHR übertragen werden. Denn in diesem ist nicht genügend Platz für spezielle geschützte Transistoren, mit denen MIMOSA-11 ausgestattet wurde.

Für MIMOSA-26-AHR soll auch die Pixel-zu-Pixel-Dispersion als Breite des CDS-Signals der individuellen Pixel betrachtet werden, welches mit einem FPN in Verbindung gebracht werden kann, da der On-Chipdiskriminatior diese Fluktuationen nicht kompensieren kann. Die Rauschladung, im Folgenden präzisiert als zeitlich gemittelte Rauschladung, addiert sich quadratisch mit dem FPN zu einer Gesamtrauscladung.

Die zeitlich gemittelte Rauschladung steigt in MIMOSA-26-AHR schon für sehr niedrige Strahlendosen stark an (Abbildung 5.52) und erreicht 90 e für 1 Mrad. Insbesondere das FPN steigt nach Abbildung 5.53 stark an und bestimmt die Gesamtrauscladung. Allerdings verringert es sich mit der Zeit durch Lagerung bei Raumtemperatur. Ein Aufheizen des Sensors auf $T = +80^\circ\text{C}$ (siehe Abschnitt 4.1.1.4) beschleunigt diesen Ausheilungseffekt. Insbesondere das FPN verringert sich, so dass die Gesamtrauscladung schließlich wieder von der zeitlich gemittelten Rauschladung bestimmt wird. Durch die Ausheilung konnte die Gesamtrauscladung schließlich auf bis zu 45 e verringert werden (Abbildung 5.53b).

Nach einer ionisierenden Bestrahlung verringert sich auch die Verstärkung des Sensors, wie die Signalantwort von MIMOSA-26-AHR vor und nach einer ionisierenden Bestrahlung von 1 Mrad beim Nachweis von Photonen in Abbildung 5.54 zeigt. Sowohl die Position des Maximums als auch der Photopeak verschieben sich zu kleineren Signalhöhen. Die Verstärkung wird halbiert. Allerdings verschiebt sich die Position des Photopeaks nach einer thermischen Ausheilung wieder leicht zu höheren Werten (Abbildung 5.54c). Damit erhöht sich die Verstärkung

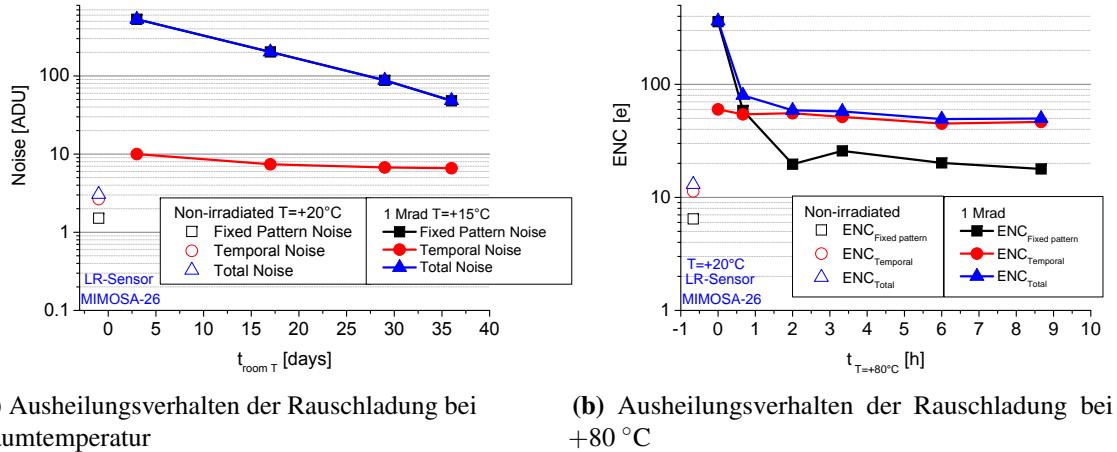


Abbildung 5.53: Ausheilverhalten von MIMOSA-26-AHR durch die Lagerung bei Raumtemperatur (links) sowie $T = +80^\circ\text{C}$ (rechts). Die Messungen bei Raumtemperatur wurden nicht kalibriert und deswegen sind die Werte in ADU-Einheiten angegeben. Der Ausheileffekt der Kalibrierung (Abbildung 5.54) wird deswegen nicht berücksichtigt.

wieder leicht. Dies ist wahrscheinlich als sekundärer Effekt nur auf den durch die Ausheilung verringerten Leckstrom zurückzuführen.

Bereits nach einer Dosis von wenigen hundert krad scheint die Strahlenhärté gegenüber ionisierender Strahlung von MIMOSA-26-AHR erreicht zu sein.

5.3.5 Einsatzmöglichkeiten

MIMOSA-26-AHR ist ursprünglich für den Einsatz in Strahlteleskopen entwickelt worden. Der Sensor erreicht eine Ortsauflösung von $3 \mu\text{m}$ mit einem minimalen Materialbudget von $0,05\% X_0$ und einer Zeitauflösung von $115 \mu\text{s}$.

Die Strahlenhärté gegenüber nicht-ionisierender Strahlung konnte, wie gezeigt, durch die Verwendung einer hochohmigen Epitaxieschicht auf $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ gesteigert werden, so dass MIMOSA-26-AHR das nicht-ionisierende Strahlenhärtedesignziel von CBM erfüllt. Die durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz des bestrahlten HR-Sensors ist genauso groß wie die des unbestrahlten LR-Sensors. Nach der Bestrahlung konnte allerdings ein nicht-gaußförmiges Rauschen einzelner Pixel nachgewiesen werden. Dieses resultiert in einer großen Fehltrefferrate, die durch Anlegen einer höheren Diskriminatorschwelle nicht unterdrückt werden kann. Es ist deswegen erforderlich, den Sensor entweder auf $T = 0^\circ\text{C}$ zu kühlen oder einzelne Pixel zu maskieren. In einem vom IPHC Straßburg durchgeführten Strahltest konnte nachgewiesen werden, dass ein mit $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlter MIMOSA-26-AHR eine ausreichende Detektionseffizienz hat.

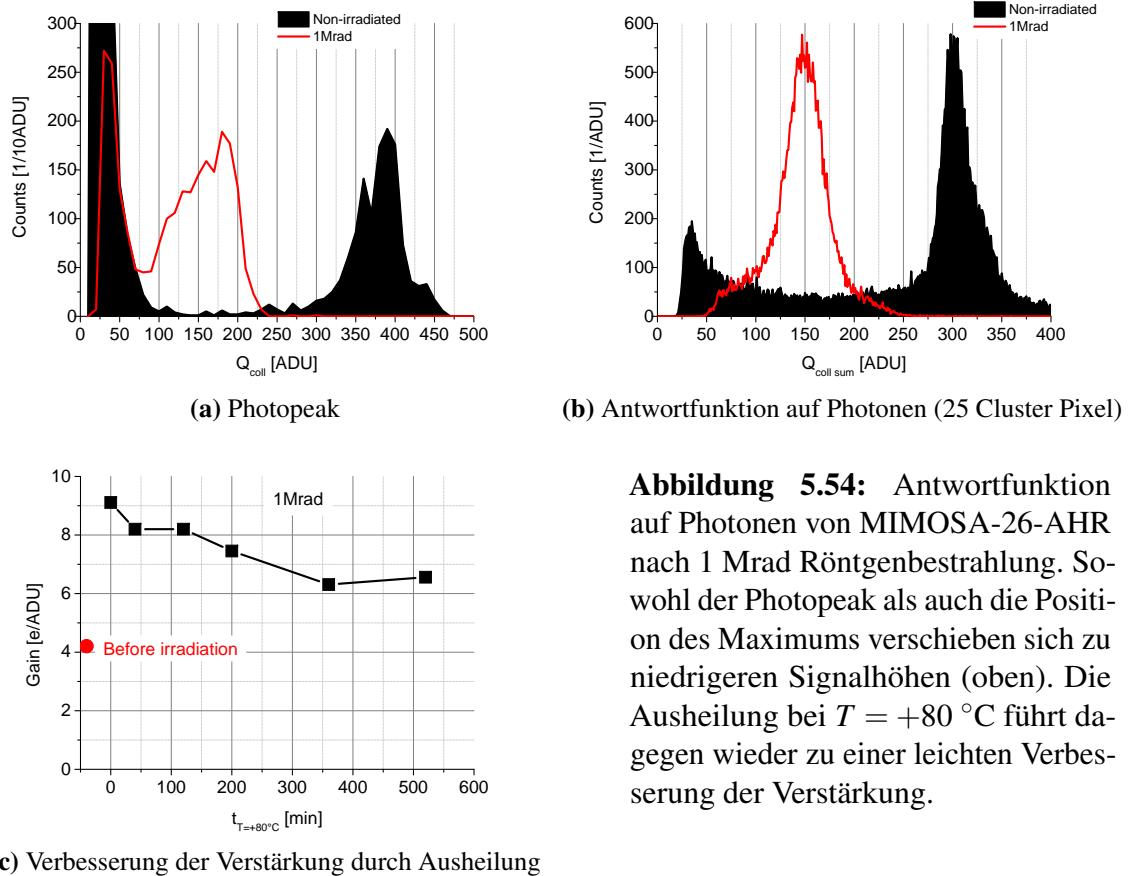


Abbildung 5.54: Antwortfunktion auf Photonen von MIMOSA-26-AHR nach 1 Mrad Röntgenbestrahlung. So-wohl der Photopeak als auch die Position des Maximums verschieben sich zu niedrigeren Signalhöhen (oben). Die Ausheilung bei $T = +80^\circ\text{C}$ führt da-gegen wieder zu einer leichten Verbes-serung der Verstärkung.

Die Strahlenhärté gegenüber ionisierender Strahlung erreicht aufgrund des komplexeren Pixel-layouts nur wenige hundert krad, was für CBM zu wenig ist. Außerdem ist die Zeitauflösung zu niedrig. Beide Eigenschaften erfüllen aber die Anforderungen der Experimente STAR und NA61/SHINE. Für den Vertexdetektor HFT von STAR wird deswegen ULTIMATE, der auf der gleichen Technologie wie MIMOSA-26-AHR beruht, verwendet. Dort nimmt seit 2014 der erste Vertexdetektor auf Basis von CMOS-Sensoren erfolgreich Daten. Für den Vertexde-tektor von NA61/SHINE wird die Verwendung von MIMOSA-26-AHR selbst überlegt. Für CBM wurde aufgrund der unzureichenden Integrationszeit und ionisierenden Strahlenhärté von MIMOSA-26-AHR beschlossen, den 0,35 μm Herstellungsprozess aufzugeben und die Architektur in einen potentiell strahlenhärteren 0,18 μm -Prozess zu überführen.

5.4 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden hochohmige CMOS-Sensoren detailliert studiert, nachdem ein neuer CMOS-Prozess verfügbar wurde, der die Herstellung von MAPS mit hochohmigen Wafern ermöglicht. Die Sensoren haben durch den hochohmigen Wafer ein um zwei Größenordnungen größeres Dotierungsprofil von $\sim 1 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$. Es wurde erwartet, dass sich dadurch die verarmte Zone, die für niedrigohmige MAPS (LR-Sensoren) nur $\lesssim 1 \mu\text{m}$ Dicke beträgt, für hochohmige MAPS (HR-Sensoren) auf mehrere μm substantiell vergrößert. In dieser verarmten Zone sollten elektrische Felder die Signalelektronen durch eine Driftkomponente führen. Dies sollte in einer lokalisierten Ladungssammlung resultieren, so dass sich die Ladungswolke auf weniger Pixel verteilt. Auch die Rekombinationsrate sollte geringer sein und sich damit die Strahlenhärté erhöhen.

In der Tat wurde festgestellt, dass die Ladungssammlung stärker lokalisiert wird. So konnte nachgewiesen werden, dass sich aufgrund der hochohmigen Epitaxieschicht die verarmte Zone mit einer hinreichend großen Verarmungsspannung vergrößert. Eine Verbesserung der Ladungssammlung außerhalb der verarmten Zone wurde ebenfalls beobachtet. Die beiden Effekte hängen vom Verhältnis des Diodenvolumens zum Pixelvolumen ab. Die Verbesserungen können auf einen besseren Einfangquerschnitt der Diode zurückgeführt werden. Auch außerhalb der verarmten Zone wird deswegen von der hochohmigen Epitaxieschicht profitiert.

In MIMOSA-26-AHR vergrößert sich die verarmte Zone nicht, da die Verarmungsspannung vermutlich zu gering ist. Allerdings wurde auch hier die verbesserte Ladungssammlung außerhalb der verarmten Zone beobachtet. Auch wenn hier nicht von einer vergrößerten verarmten Zone profitiert wird, ist die Ladungssammlung trotzdem effektiver.

Die verbesserte Ladungssammlung steigert die Leistungsfähigkeit des Sensors. Die Signalamplitude des Seed-Pixels beim Nachweis von β -Teilchen verdoppelt sich, während die Rauschladung konstant bleibt. Dadurch verdoppelt sich in HR-Sensoren das S/N. Ein Sensor mit einer Pixelgröße von $10 \mu\text{m}$ hat ein S/N von 70 ± 7 . Die Teilchendetektion wird dadurch erleichtert.

Die Ladung der ersten Nachbarpixel steigt ebenfalls, was die Verbesserung der Ortsauflösung durch Schwerpunktsbestimmung weiterhin möglich macht. Erst weiter entfernte Pixel sammeln weniger Ladung als in einem LR-Sensor. Die Cluster sind im Zuge dessen schmäler. Damit wird auch hier von der hochohmigen Epitaxieschicht profitiert.

In HR-Sensoren gehen durch die lokalisierte Ladungssammlung weniger Signalelektronen durch Rekombination verloren als in LR-Sensoren. Dies gilt insbesondere in mit Neutronen bestrahlten Sensoren. Da die Rekombination zuvor den entscheidenden Schwachpunkt im Hinblick auf die Strahlenhärté der Pixel darstellte, sind HR-Sensoren deutlich strahlenhärter als LR-Sensoren. Die von LR-Sensoren bekannte Abhängigkeit zwischen kleineren Pixeln und steigender Strahlenhärté wurde auch bei HR-Sensoren beobachtet. Die Strahlenhärté von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ konnte durch die Kombination der hochohmigen Epitaxieschicht mit kleinen Pixeln von $10 \mu\text{m}$ und niedriger Betriebstemperatur von $T = -35^\circ\text{C}$ erreicht werden. Die hochohmige Epitaxieschicht führt zu einer lokalisierten Ladungssammlung, während die kleinen Pixel kurze Diffusionsstrecken ermöglichen. Beides verringert die Rekombinationsrate. Das durch die Bestrahlung induzierte Schrotrauschen konnte durch die niedrige Betriebstemperatur unterdrückt werden. Dadurch konnte ein immer noch gutes S/N von 29 ± 5 erreicht werden.

An diesem spezialisierten HR-Sensor wurde die interessante Beobachtung gemacht, dass sich die Position des Maximums der Ladungsverteilung nach Bestrahlung aufgrund der Rekombinationen scheinbar nicht mehr verschiebt. Stattdessen wird ein Teilverlust der Einträge beobachtet. Dieser Abfall wird mit einem schrumpfenden aktiven Volumen in Verbindung gebracht. Dies steht in Übereinstimmung zu einer korrespondierenden Ru-106-Messung, in der die sinkende Signalamplitude ebenfalls mit einem kleineren aktiven Volumen erklärt werden kann. Da es keinen Hinweis auf tote Zonen im Sensor gibt, muss das insensitiv gewordene Volumen lateral ausgedehnt sein, was zur Interpretation einer zweigeteilten Epitaxieschicht aus einer hochohmigen Schicht über einer niedrigohmigen Schicht führt. Die niedrigohmige Schicht wird nach $10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ insensitiv, während die hochohmige Schicht auch nach $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ exzellente Ladungssammlungseigenschaften hat.

Allerdings treten Verluste durch Rekombinationen auch in HR-Sensoren auf. Diese sind nur mit einer Pixelgröße von $10 \mu\text{m}$ und den entsprechend kurzen Diffusionspfaden vernachlässigbar klein. Werden längere Diffusionspfade betrachtet, sind diese nachweisbar. Beispielsweise beträgt in einem Sensor mit $25 \mu\text{m}$ großen Pixeln und unter Betrachtung des Gesamt-Clusters aus 25 Pixeln die Rekombinationsrate 50%.

Im Zuge dessen ist der die Strahlenhärte limitierende Faktor nicht mehr die Rekombinationsrate, sondern der durch Strahlenschäden induzierte Leckstrom. Das dadurch generierte Schrotrauschen erfordert, die Sensoren auf $T = -35^\circ\text{C}$ zu kühlen. Während moderater Kühlung von $T = 0^\circ\text{C}$ limitiert das Schrotrauschen die Strahlenhärte dieser Sensoren mit relativ langer Integrationszeit auf $3 \cdot 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Zusätzliche Verbesserungen sind durch weitere Strategien zur Verringerung des angesammelten Leckstroms, wie beispielsweise eine kürzere Integrationszeit, zu erwarten.

Von LR-Sensoren war eine von der Pixelgröße abhängige Strahlenhärte bekannt. Je größer die Pixel, desto länger sind die Diffusionsstrecken und damit ist die Rekombinationsrate höher. Dieser Zusammenhang konnte in dieser Arbeit auch für HR-Sensoren nachgewiesen werden. Die Strahlenhärte von HR-Sensoren übertrifft die der LR-Sensoren mit vergleichbarer Pixelgröße um mehr als eine Größenordnung.

So konnten $80 \mu\text{m}$ große Pixel erfolgreich betrieben werden. Hier sind verbundene Dioden hilfreich, um trotz der großen Pixel noch ausreichend viele Ladungsträger zu sammeln. Daraus folgt allerdings eine höhere Diodenkapazität, die in einer größeren Rauschladung resultiert. Der Vorteil der verbundenen Dioden gilt insbesondere für bestrahlte Sensoren, da hier die bessere Ladungssammlung durch kürzere Diffusionswege der höheren Rauschladung überwiegt. $64 \mu\text{m}$ große Pixel konnten bis $10^{12} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ mit einem ausreichenden S/N betrieben werden.

$25 \mu\text{m}$ große Pixel übertreffen die von CBM geforderte Strahlenhärte von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, während Pixel mit einem rechteckigen Pixellayout von $64 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$ diese nicht erreichen. Daraus ergab sich, dass die optimale Pixelgröße nicht-ionisierender Strahlenhärte zwischen diesen Werten liegt. Strebt man darüber hinaus eine Ortsauflösung von $5 \mu\text{m}$ an, dann erfordert dies ebenfalls Pixel dieser Größe. Hierzu wurde hinsichtlich des Sensors MISTRAL ein Pixellayout mit rechteckigen Pixeln von $33 \mu\text{m} \times 22 \mu\text{m}$ vorgeschlagen [Sen14]. Dazu ist eine Länge von $33 \mu\text{m}$ erforderlich, um eine Integrationszeit von $30 \mu\text{s}$ zu erreichen. Zugleich muss man die Diskriminatoren am Ende der Zeile berücksichtigen, folglich eine Breite von $22 \mu\text{m}$ festlegen. Die hier gezeigten Resultate legen nahe, dass für ein Pixel mit diesen Dimensionen eine Strahlen-

härte von 10^{13} n_{eq}/cm² erreicht werden kann. Hieraus resultierend hat man einen zusätzlichen positiven Effekt erwartet - aufgrund der auf bis zu $8\text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ nochmals gesteigerten Resistivität im TOWER-0,18-Prozess (siehe Kapitel 6). Dies konnte durch weitergehende Studien [Lin16] an bestrahlten MIMOSA-34 mit genau dieser Pixelgröße bestätigt werden. Damit erfüllt MISTRAL die Designanforderungen für die Sensoren des Vertexdetektors von CBM. Dieses Sensorkonzept soll deswegen von diesem Punkt ausgehend für CBM weiter optimiert werden und als Sensor namens MIMOSIS explizit für CBM eingesetzt werden.

Die oben aufgeführten Argumente gelten für einfache Pixel ohne integrierte analoge Filter. Die vorliegende Studie konnte für den vollintegrierten Sensor MIMOSA-26-AHR mit massivzeilenparalleler digitaler Auslese daran anknüpfend zeigen, dass dieser dank hochohmiger Epitaxieschicht die Strahlenhärteanforderung von CBM von 10^{13} n_{eq}/cm² erfüllt. Die durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz des bestrahlten HR-Sensors ist genauso groß wie die des unbestrahlten LR-Sensors. Nach der Bestrahlung konnte allerdings ein nicht-gaußförmiges Rauschen einzelner Pixel nachgewiesen werden. Dieses resultiert in einer großen Fehltrefferrate, die durch Anlegen einer höheren Diskriminatorschwelle nicht unterdrückt werden kann. Es ist deswegen erforderlich, den Sensor entweder auf $T = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$ zu kühlen oder einzelne Pixel zu maskieren. In einem vom IPHC Straßburg durchgeföhrten Strahltest konnte nachgewiesen werden, dass ein mit 10^{13} n_{eq}/cm² bestrahlter MIMOSA-26-AHR trotzdem eine ausreichende Detektionseffizienz hat. Die Strahlenhärte gegenüber ionisierender Strahlung von MIMOSA-26-AHR wurde ebenfalls studiert und ein Anstieg der Rauschladung und eine Halbierung der Verstärkung nach 1 Mrad festgestellt, was die Strahlenhärte des Sensors auf wenige hundert krad beschränkt. Thermische Ausheilung konnte die ionisierend erzeugten Strahlenschäden abmildern. Trotzdem wird die für die Anwendung als Vertexdetektor von CBM notwendige Strahlenhärte gegenüber ionisierender Strahlung von MIMOSA-26-AHR nicht erreicht. Für den Einsatz im HFT von STAR reicht die Strahlenhärte gegenüber ionisierender Strahlung der MIMOSA-26-AHR-Architektur allerdings aus. Seit 2013 ist damit ein CMOS-Sensor im Vertexdetektor eines Schwerionenexperiments im Einsatz [Xu14].

Die in dieser Arbeit nachgewiesene verbesserte Strahlenhärte gegenüber nicht-ionisierender Strahlung hochohmiger Sensoren macht diese Technologie zum neuen Standard für CMOS-Sensoren in der Anwendung als Vertexdetektor von Schwerionenexperimenten.

Kapitel 6

CMOS-Sensoren im 0,18 µm Prozess

Die Studien im vorherigen Kapitel 5 zeigen, dass eine hochohmige Epitaxieschicht die nicht-ionisierende Strahlenhärte um mehr als eine Größenordnung verbessert. Diese erreicht dadurch den Anforderungsbereich des Vertexdetektors von CBM.

Der optimierte Sensor MIMOSA-26-AHR (siehe Abschnitt 5.3) verfügt bezüglich der Zeitauflösung über eine Integrationszeit von 115 µs. Die Physikziele von CBM erfordern jedoch eine Kollisionsrate von 30 kHz bis 10 MHz¹, sodass es zur Überlagerung von mehreren Kollisionen im Detektor kommt. Aufgrund der hohen Granularität der Sensoren und effizienter Spurrekonstruktionsalgorithmen kann man zwar eine Überlagerung mehrerer Kollisionen tolerieren, aber eine weiter verkürzte Integrationszeit der Sensoren ist dennoch notwendig [Dev09], wenn man die hohen Kollisionsraten erreichen will. Insbesondere zum Vertexdetektor von CBM werden deswegen Sensoren mit einer Integrationszeit von höchstens 10 – 30 µs gefordert. Zudem erscheint die ionisierende Strahlenhärte von MIMOSA-26-AHR mit wenigen hundert krad noch nicht ausreichend.

Dennoch ist eine Verkürzung der Integrationszeit mittels einer größeren Integrationsdichte zu erreichen. Allerdings zeigt sich die Strukturgröße in den bis 2012 verfügbaren Sensoren auf 0,35 µm beschränkt. Vor kurzem wurde jedoch ein neuer Industrieprozess verfügbar, der es ermöglicht, CMOS-Sensoren mit einer kleineren Strukturgröße von 0,18 µm herzustellen. Der Herstellungsprozess wird im Folgenden als TOWER-0,18 bezeichnet. Die bisherigen Sensoren mit einer Strukturgröße von 0,35 µm werden im Folgenden mit AMS-0,35 abgekürzt.

Die kleinere Strukturgröße soll nicht nur eine höhere Integrationsdichte und damit eine kürzere Integrationszeit ermöglichen, sondern bietet auch dünnerne Oxidschichten, wodurch eine bessere ionisierende Strahlenhärte erwartet wird.

Darüber hinaus bietet der TOWER-0,18-Prozess weitere Features. Tabelle 6.1 listet die davon erwarteten Vorteile des TOWER-0,18-Prozesses im Vergleich zum etablierten AMS-0,35-Prozess auf. Eine kürzere Integrationszeit sowie gleichzeitig geringere Leistungsaufnahme sollte durch die Kombination aus kleinerer Strukturgröße, sechs Metalllagen und Mehrfachimplantationen erreichbar sein. Letztere ermöglichen insbesondere eine tiefe P-Senke, die für die Integration von PMOS-Transistoren erforderlich ist. Ein größeres S/N sollte durch dickere Epitaxieschichten

¹Dies entspricht einem durchschnittlichen Abstand zwischen zwei Kollisionen von 100 ns bis 30 µs.

Prozessname	AMS-0,35	TOWER-0,18	Erwartete Vorteile in
Strukturgröße	0,35 μm	0,18 μm	t_{int} , TID, POWER
Anzahl Metalllagen	4	6	t_{int} , POWER
Implantation	Twin-well	Quadruple-well	t_{int} , POWER
Epitaxieschichtdicke	14/20 μm	18/40 μm	S/N
Resistivität	$\gtrsim 0,4 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$	1 – 8 $\text{k}\Omega \cdot \text{cm}$	S/N, NIEL

Tabelle 6.1: Erwartete Vorteile des TOWER-0,18-Prozesses im Vergleich zum etablierten AMS-0,35-Prozess [Win14]. t_{int} steht für Integrationszeit, TID für ionisierende Strahlenhärté, NIEL für nicht-ionisierende Strahlenhärté, S/N für Signal-Rauschverhältnis und POWER für Leistungsaufnahme.

und nochmals höhere Resistivität erzielt werden. Von letzterer wird damit eine noch bessere nicht-ionisierende Strahlenhärté erwartet. Die ionisierende Strahlenhärté sollte intrinsisch durch die kleinere Strukturgröße größer sein, wodurch eventuell auf allgemein geschützte Transistoren verzichtet werden kann, die einem komplexen Pixeldesign entgegenstehen, das für schnelle Sensoren erforderlich ist. Zusätzlich ermöglicht die kleinere Strukturgröße, einige ausgewählte Transistoren mit einem aufwändigeren, strahlharten Layout zu integrieren.

Die Nachteile der kleineren Strukturgröße sind allerdings die niedrige angelegte Spannung, die für Transistoren mit 0,18 μm Gatelänge nur 1,8 V anstatt 3,3 V beträgt, und das Risiko von Random-Telegraph-Signal durch die kleineren Strukturen.

Für den Vertexdetektor von CBM stehen drei Sensorkonzepte zur Verfügung, in denen der TOWER-0,18-Prozess weiterentwickelt wird [Win14]. Im konservativen Ansatz wird MISTRAL mit analoger zeilenparalleler Auslese entwickelt. Die kleinere Strukturgröße sowie die größere Anzahl an Metalllagen des TOWER-0,18-Prozesses erlauben die Auslese einer Zeile über zwei Diskriminatoren und damit eine Halbierung der Integrationszeit. Durch die Nutzung von größeren Pixeln mit einer rechteckigen Geometrie von 33 $\mu\text{m} \times 22 \mu\text{m}$ wird eine Integrationszeit von 30 μs erreicht, was immerhin einen Faktor 3 schneller ist als MIMOSA-26-AHR und die Minimalanforderung von CBM erfüllt.

Im ambitionierten Ansatz wird ein Sensor ASTRAL entwickelt, in dem In-Pixeldiskriminatoren verwendet werden sollen. Hierdurch können die Pixel digital ausgelesen werden. Dadurch soll die Integrationszeit auf 20 μs verringert und die Leistungsaufnahme auf $\leq 100 \text{ mW/cm}^2$ halbiert werden [Sen14, Mor14].

Das dritte Konzept ALPIDE ist der herausfordernste F&E-Ansatz der drei Konzepte. Es verwendet ebenfalls In-Pixeldiskriminatoren, allerdings zusätzlich eine asynchrone Auslese wie in Hybridpixeln. Diese hat den Vorteil, die schnellste Auslese in Kombination mit der geringsten Leistungsaufnahme zu ermöglichen. Die offene Frage ist, ob bis zum Start der Experimente ein Sensor mit diesem Konzept zur Verfügung stehen wird [Win14].

Um den neuen TOWER-0,18-Prozess zu evaluieren, wurden mehrere Prototypsensoren entwickelt und getestet. Der Schwerpunkt der hier vorgestellten Studien liegt auf dem Pixellayout, dem Einfluss einer tiefen P-Senke auf die Ladungssammlung sowie der ionisierenden Strahlenhärté.

Hinsichtlich des Pixellayouts ist ein Ziel, das S/N der Vorverstärker der Sensoren durch die Möglichkeit der kleineren Strukturgröße zu verbessern. Dies ist nicht zuletzt deswegen von Bedeutung, weil durch die potentiell stärkere Signalamplitude Spielräume für die Konstruktion von schnelleren und kompakteren Hauptverstärkern und Diskriminatoren geschaffen werden. Die Verstärkung von MAPS hängt von der parasitären Kapazität des Pixels ab. Beiträge zu dieser Kapazität sind insbesondere der P_{Epi} Layer/NWell-Übergang der Diode, der Drain des Reset-Transistors und das Gate des SF-Transistors. Die kleinere Strukturgröße des TOWER-0,18-Prozesses ermöglicht, die Strukturen der Pixel zu verkleinern und damit die Kapazität zu senken. Dies sollte in einer größeren Verstärkung resultieren. Allerdings kann eine kleinere Diodengröße eine schlechtere Ladungssammlung verursachen und in [Mar09, Wan06] wurde berichtet, dass eine Verkleinerung des Gates zu einem Anstieg des 1/f - RTS-Rauschens in der Anwendung von MAPS für optische Bildgebung führt. Um dafür den besten Kompromiss zu finden, wurden unterschiedliche Pixellayouts im TOWER-0,18-Prozess hergestellt und in Abschnitt 6.1 verglichen.

Als Zweites wurden erste Studien zur Machbarkeit einer Integration von PMOS-Transistoren im Pixel durchgeführt. Bisher war dies nicht möglich, denn die N-Implantation war von der Epitaxieschicht nicht elektrisch isoliert und konkurriert dadurch mit der Diode um die Ladungssammlung. Der TOWER-0,18-Prozess erlaubt die Implantation einer tiefen P-Senke unter einer N-Implantation, die die N-Implantation von der Epitaxieschicht isolieren sollte. Sofern erfolgreich, sollte dies erstmals die Integration von PMOS-Transistoren ermöglichen, die die Ladungssammlung nicht beeinflussen, womit im TOWER-0,18-Prozess die gesamte CMOS-Logik für komplexe In-Pixelschaltungen zur Verfügung stände. Allerdings musste zunächst die Wirksamkeit dieser Isolationsschicht und damit die praktische Umsetzbarkeit des Ansatzes gezeigt werden. Die Ergebnisse der zugehörigen Studien werden im Abschnitt 6.1.3 diskutiert. Die erwartete bessere ionisierende Strahlenhärté wurde im dritten Schwerpunkt geprüft. Im TOWER-0,18-Prozess sind zum einen die Oxidschichten dünner, so dass Löcher leichter durch den Tunneleffekt entweichen können. Zum anderen ermöglichen die kleineren Strukturen aufwändiger, abgeschlossene Transistorlayouts (ELT), die Leckstromkanäle unterbinden können. Diese hatten sich bereits zuvor im AMS-0,35-Prozess bewährt. Allerdings konnten sie wegen ihrer Größe in 0,35 µm Prozessen nicht im komplexen Vorverstärker von MIMOSA-26-AHR eingesetzt werden. Weiterhin bietet die kürzere Integrationszeit selbst den Vorteil, dass weniger Leckstromelektronen gesammelt werden und damit die Rauschladung nach der Bestrahlung weniger stark steigt. Die ionisierende Strahlenhärté von TOWER-0,18-Sensoren wird in Abschnitt 6.2 vorgestellt.

Für diese Studien wurden drei Sensorgenerationen von Prototypen, MIMOSA-32, MIMOSA-32-ter und MIMOSA-34, getestet. Jeder Sensor hat 32 Matrizen mit 16 Zeilen, von denen mit dem USB-System (Abschnitt 4.1.1.1) jedoch nur maximal acht gleichzeitig ausgelesen werden können. Jede Zeile hat 64 Pixel. Die Matrizen unterscheiden sich im Pixel- und Vorverstärkerlayout und sind teilweise mit einer tiefen P-Senke ausgestattet. Das Ziel ist es, die bestmögliche Konfiguration für die nächste Sensorgeneration auszuwählen. Die Integrationszeit beträgt 32 µs und entspricht damit den Designanforderungen. Es handelt sich allerdings nicht um einen großflächigen Sensor. Die Sensoren wurden mit verschiedenen Wafern produziert, unter anderem auch in hochohmigen Wafern bis zu einer Resistivität von 8 kΩ · cm, um die Vorteile in Bezug auf Härte gegenüber nicht-ionisierender Strahlung zu erhalten bzw. zu erweitern.

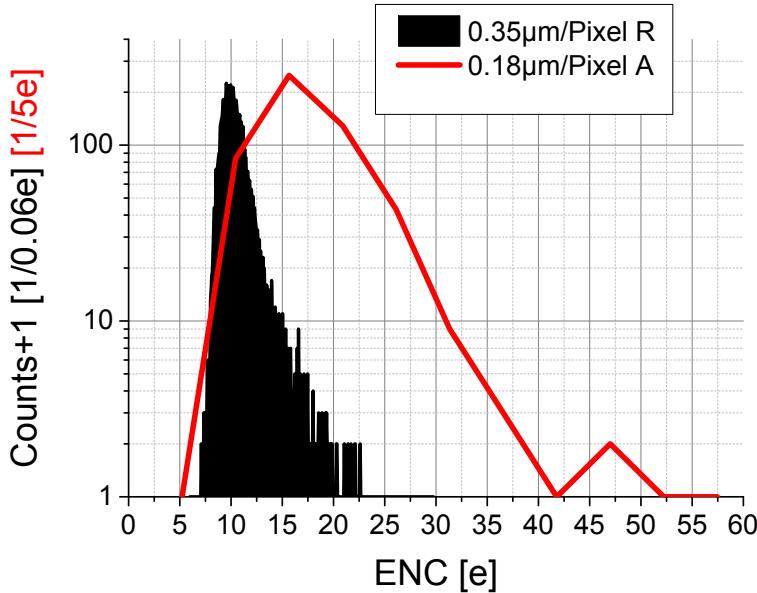


Abbildung 6.1: Pixelverteilung der Rauschladung von Sensoren im TOWER-0,18- und AMS-0,35-Prozess im Vergleich

6.1 Optimierung des Layouts

MIMOSA-32 und MIMOSA-32-ter sind die ersten MAPS-Prototypen, die im TOWER-0,18-Prozess hergestellt wurden. In diesen wurden die Transistordimensionen herunterskaliert, um damit ein besseres S/N als in den Sensoren im AMS-0,35-Prozess zu erreichen.

Erste Tests zeigten allerdings eine sehr hohe Rauschladung. Als Beispiel wird in Abbildung 6.1 die Pixelverteilung der Rauschladung des TOWER-0,18-Pixels A mit der eines AMS-0,35-Referenzpixels R verglichen. Die Pixel unterscheiden sich sowohl in den Pixelparametern als auch in der externen Verstärkungskette (siehe Tabelle 6.2).

Der Mittelwert der Verteilung von Pixel A liegt um 20 e, für Pixel R dagegen um 11 e. Die mittlere Rauschladung hat sich dadurch nahezu verdoppelt. Allerdings verschlechtert sich nicht nur die mittlere Rauschladung, auch die Breite der Verteilung vergrößert sich deutlich. Einzelne Pixel von A haben eine Rauschladung von > 45 e, während kein Pixel der Referenzmatrix R eine Rauschladung von > 23 e hat. Dies ist insbesondere auffällig, da die Matrix R mit $96 \cdot 96 = 9216$ Pixeln im Vergleich zur Matrix A mit $8 \cdot 64 = 512$ Pixeln eine 18mal größere Pixelstatistik aufweist, wodurch die Wahrscheinlichkeit, Pixel mit hoher Rauschladung zu finden, eher steigen sollte.

Bisher wurden Pixel mit hoher Rauschladung eher vernachlässigt und mit Mittelwerten argumentiert. Das war sinnvoll, weil die Breite der Verteilung schmal war. Hier wird allerdings eine große Breite der Verteilung beobachtet. Dadurch kann die Diskriminationsschwelle nicht mehr vom Mittelwert abhängig gewählt werden, sondern von den Pixeln mit hoher Rauschladung. Um

Matrix	Pixel	Breite [μm]	Länge [μm]	Rauschen ADU	Verstärkung [e/ADU]	ENC [e]	ENC 99% [e]
Mi-32ter-P2	A	1,5	0,2	1,81	11,1	19,8	41
Mi-32ter-P6	B	0,9	0,2	1,97	10,5	20,5	55
Mi-32ter-P5	C	0,5	0,2	2,09	10,1	21,3	63
Mi-34-P17	D	1,5	0,2	2,83	5,8	16,2	38
Mi-18AHR-A2	R	-	0,35	1,71	6,0	10,7	18
Änderung A→C				+15%	+10%	+8%	+54%

Tabelle 6.2: Rauschladung und Verstärkung in Abhängigkeit der Größe des Gates. Der absolute Fehler der Verstärkungsmessung beträgt 5%, der des Rauschens 10%. Die Diodengröße beträgt für alle Pixel A-D $11 \mu\text{m}^2$. Die Breite des Gates der Reset-Transistoren beträgt $0,25 \mu\text{m}$ und die Länge $0,20 \mu\text{m}$ (Pixel A-C) sowie $0,30 \mu\text{m}$ (Pixel D).

ihren Einfluss quantifizieren zu können, wurde das 99%-Rauschen eingeführt (siehe Abschnitt 4.2.2.1). Dieses gibt die Rauschladung an, nach dem >99% der Pixel einer Matrix eine niedrigere Rauschladung haben. Es beträgt 41 e für Pixel A und nur 18 e für Pixel R und hat sich damit mehr als verdoppelt.

Um den Ursprung dieser hohen Rauschladung zu klären, soll die Verteilung des CDS-Signals ausgewählter Pixel analysiert werden. Erwartet wird eine gaußförmige Verteilung, wie sie beispielsweise ein ausgewähltes Pixel mit niedriger Rauschladung in Abbildung 6.2 zeigt. Abbildung 6.3 zeigt die Verteilung des CDS-Signals eines ausgewählten Pixels mit hoher Rauschladung. Es sind drei äquidistante Maxima sichtbar, woraus die hohe Rauschladung resultiert. Diese Signatur gleicht der Signatur von RTS im SF-Transistor, die bereits früher an in einem $0,18 \mu\text{m}$ Prozess gefertigten MAPS für die optische Bildgebung beobachtet worden war [Mar09, Wan06].

Anders als das in [Dev08] beschriebene RTS in den Dioden des Pixels, weist diese Signatur drei Stufen auf und die Amplitude, d.h. der Abstand der Stufen, wird durch Kühlen nicht reduziert, da das in Abbildung 6.3 gezeigte Beispiel bei $T = -35^\circ\text{C}$ aufgenommen wurde.

6.1.1 Einfluss des Transistorlayouts

Der TOWER-0,18-Prozess ermöglicht, die Strukturen der Pixel zu verkleinern. Ein kleinerer Transistor bedeutet eine kleinere Kapazität. Folglich kann eine bessere Verstärkung und eine geringere Rauschladung erwartet werden. Allerdings wird für kleinere Transistoren auch ein größeres 1/f-Rauschen vermutet. Die Autoren in [Mar09, Wan06] haben dies für Sensoren im $0,18 \mu\text{m}$ -Prozess beobachtet und kamen zu dem Ergebnis, dass es günstig sein kann, die Transistoren wieder größer zu designen, um das 1/f-Rauschen zu unterdrücken.

Die Abhängigkeit der Rauschladung von der Geometrie des Gates ist in Tabelle 6.2 dargestellt. Die Pixel A-C verfügen über Dioden mit $11 \mu\text{m}^2$ Fläche und identische Reset-Transistoren. Nur die Breite des Gates variiert von $1,5 \mu\text{m}$ bis $0,5 \mu\text{m}$. Die Verstärkung vergrößert sich durch das

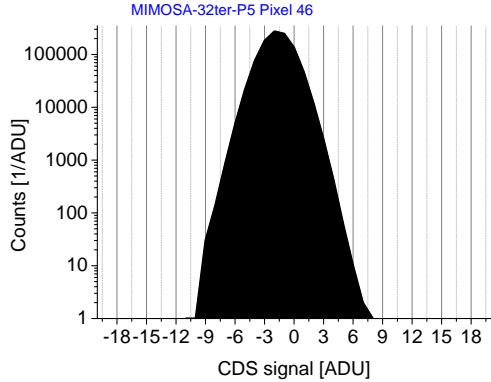


Abbildung 6.2: Erwartete Verteilung des CDS-Signals für alle Pixel

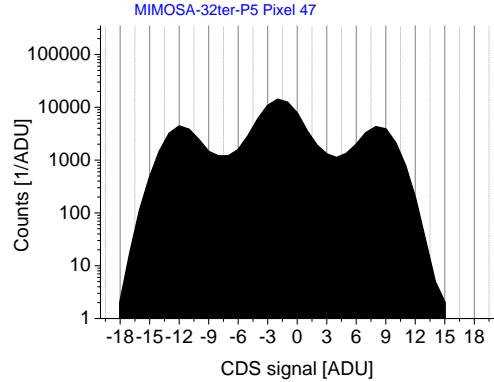


Abbildung 6.3: Verteilung des CDS-Signals eines ausgewählten RTS-Pixels

kleinere Gate erwartungsgemäß um 10%. Entgegen der Erwartung führt diese Verbesserung der Verstärkung jedoch nicht zu einer geringeren Rauschladung. Im Gegenteil, die Rauschladung erhöht sich um 8%. Dies ist auf den Anstieg des Rauschens in [mV] um 15% zurückzuführen, welches damit stärker steigt als die Verstärkung sich verbessert. Ein kleineres Gate, insbesondere in der Größenordnung der minimalen Strukturgröße, bringt damit im TOWER-0,18-Prozess keine Vorteile in Bezug auf die Rauschladung der Sensoren.

Abbildung 6.4a zeigt ergänzend die Fehltrefferrate. Angewandt wurde eine variable Schwelle in Höhe von $5\sigma_{\text{Noise}}$ der individuellen Pixel. Beobachtet wird ein Anstieg der Fehltrefferrate über eine Größenordnung für ein kleineres Gate. Da die verwendete Schwelle einen Anstieg eines gaußförmigen Rauschens per Definition unterdrücken müsste (siehe Abschnitt 4.1.2.3), liegt es nahe, von einer nicht-gaußförmigen Rauschverteilung auszugehen.

Abbildung 6.4b zeigt die Fehltrefferrate als Funktion der Temperatur. Diese steigt für niedrige Temperaturen an. Das Betreiben bei möglichst niedriger Temperatur stellt in dem untersuchten Temperaturbereich keine Möglichkeit dar, die Auswirkungen dieses nicht-gaußförmigen Rauschens zu unterdrücken.

In der Anwendung als Vertexdetektor kann die Schwelle nicht an die Rauschladung eines jeden einzelnen Pixels angepasst werden, sondern es wird eine allgemeine Schwelle für alle Pixel angelegt. Abbildung 6.5 zeigt die zu erwartende Fehltrefferrate als Funktion der angelegten Schwelle für verschiedene Gates. Auch hier zeigt sich, dass Sensoren mit einem kleineren Gate bei gleicher Schwelle eine höhere Fehltrefferrate haben.

Als Konsequenz aus diesen Beobachtungen wurde in der nächsten Sensorgeneration MIMOSA-34 die SF-Transistordimension von Pixel A mit der größten Breite übernommen. Zusätzlich wurde das Gate des Reset-Transistors von $0,2 \mu\text{m}$ auf $0,3 \mu\text{m}$ vergrößert. Tabelle 6.2 listet auch die Rauschladung einer ausgewählten Matrix mit gleicher Diodenoberfläche (Pixel D genannt) auf. Die mittlere Rauschladung ist mit 16,2 e geringer als bei Pixel A. Die Verteilung der Rauschladung ist allerdings immer noch sehr viel breiter als die des Pixels R im $0,35 \mu\text{m}$ -Prozess. Das 99%-Rauschen beträgt immer noch 38 e.

Daraus ergibt sich die Frage, ob das im $0,35 \mu\text{m}$ -Prozess etablierte Design für den SF-Transistor

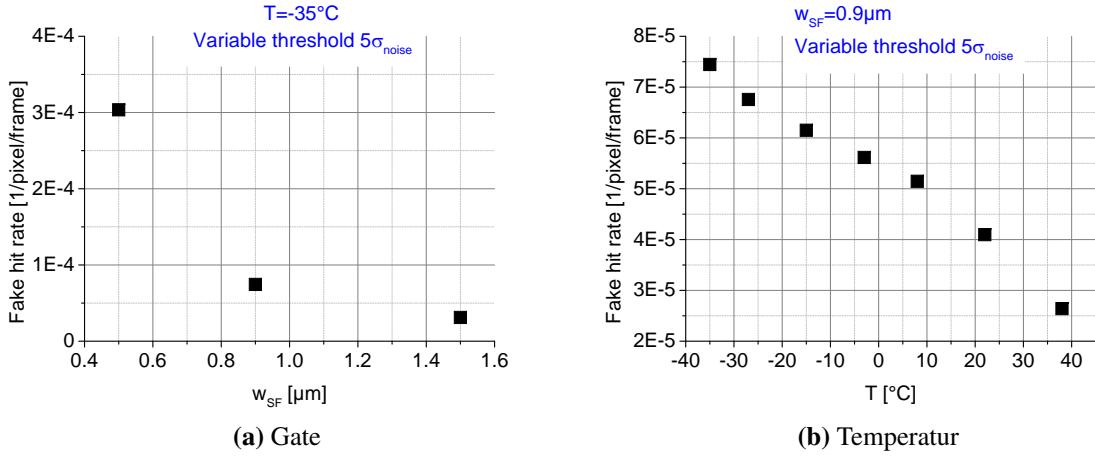


Abbildung 6.4: Fehltrefferrate nach Anlegen einer variablen Schwelle in Höhe von $5\sigma_{\text{Noise}}$ der individuellen Pixel

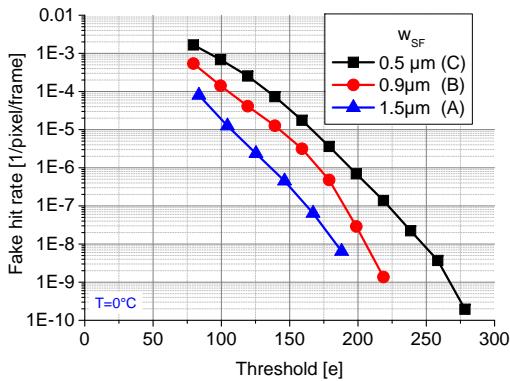


Abbildung 6.5: Fehltrefferrate nach Anlegen einer festen Schwelle für verschiedene Gates

nicht doch besser geeignet ist. Dazu wurde ein weiterer Prototyp MIMOSA-22-THR a1 im 0,18 μm-Prozess entwickelt, um diese Hypothese zu testen [Sen14]. Dieser hat explizit drei Matrizen mit unterschiedlichen SF-Transistor-Layouts: eine Matrix jeweils mit einer Länge des Gates von 0,18 μm und zwei Matrizen mit einer Länge von 0,36 μm. Die Transistorbreite betrug 1 μm bzw. 2 μm. Abbildung 6.6 zeigt die gemessene Pixelverteilung des Rauschens. Die Pixel mit einer Länge des Gates von 0,18 μm haben die bereits vorher beobachtete breite Rauschverteilung mit einzelnen Pixeln sehr hoher Rauschladung. Der Mittelwert der Verteilung betrug circa 1 mV. Unabhängig von der Breite des Gates haben die Pixel mit einer Länge von 0,36 μm eine schmale Rauschverteilung mit einem Mittelwert von 0,7 mV. Das Rauschen dieser Pixel ist damit um 30% niedriger. Die Breite der Rauschverteilung nimmt von 0,14 mV auf 0,09 mV ab, wenn die Breite des Gates von 1 μm auf 2 μm vergrößert wird. Die schmalste Rauschverteilung hat damit das Layout mit einer Länge von 0,36 μm und einer Breite von 2 μm. Damit konnte gezeigt werden, dass die hohe Rauschladung der ersten 0,18 μm-Sensorgenerationen auf das Auftreten von 1/f-Rauschen aufgrund kleiner Transistorgrößen zurückzuführen

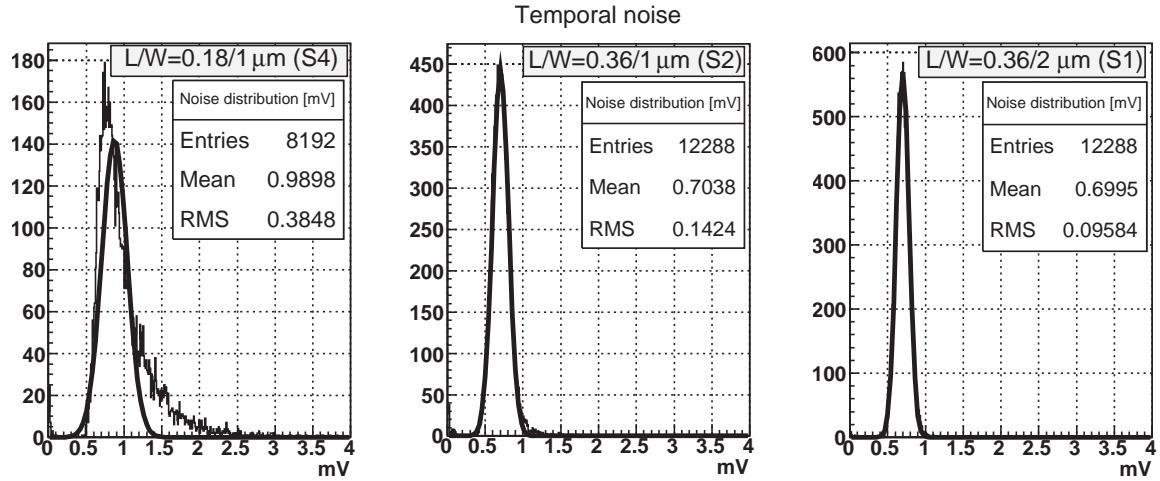


Abbildung 6.6: Vergleich der Rauschladung von Pixeln mit einer Länge des Gates von $0,35 \mu\text{m}$ (MIMOSA-22-THRa1 S1 (Rechts) und S2 (Mitte)) und $0,18 \mu\text{m}$ (MIMOSA-22-THRa1 S4 (Links)), aus [Sen14]

Matrix	S_{Diode} [μm^2]	F_{Diode} [μm^2]	x_{Pitch} [μm]	y_{Pitch} [μm]	Anmerkung
Mi-34-P27	1	11	44	22	Modifizierte Diode
Mi-34-P23	2	11	33	22	-
Mi-34-P20	8	11	33	22	-
Mi-34-P17	11	11	33	22	Pixel D
Mi-34-P19	15	15	66	22	-

Tabelle 6.3: Variierte Parameter der studierten MIMOSA-34-Matrizen

ist. Die Verwendung einer Länge des Gates von $0,35 \mu\text{m}$ für ausgewählte Transistoren auch im TOWER-0,18-Prozess löst das Problem.

6.1.2 Einfluss der Diodenoberfläche

Neben dem Gate des SF-Transistors leistet die Auslesediode einen wesentlichen Beitrag zur Kapazität des Pixels. Je kleiner die Diodenoberfläche, desto kleiner ist die Kapazität. Entsprechend sollte die Verstärkung ansteigen und die Rauschladung sinken. Allerdings bedeutet eine kleinere Diodenoberfläche auch eine geringere Kontaktfläche mit der Epitaxieschicht, so dass die Ladungssammlung schlechter werden sollte. Deswegen ist ein Kompromiss zwischen niedriger Rauschladung und guter Ladungssammlung zu finden.

Hierzu eignen sich die MIMOSA-34-Matrizen P27, P23, P20, P17 und P19, die eine von $1 \mu\text{m}^2$ bis zu $15 \mu\text{m}^2$ ansteigende Diodenoberfläche haben (siehe Tabelle 6.3). Da die Pixelgröße der

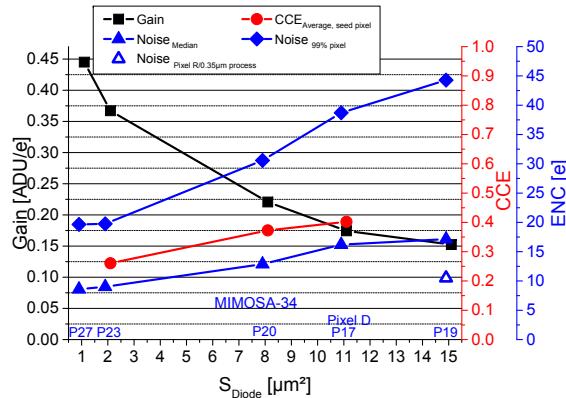


Abbildung 6.7: Durchschnittliche CCE, Rauschladung und Verstärkung von Pixel D als Funktion der Diodenoberfläche. Die Rauschladung von > 99% der Pixel liegt unter der gekennzeichneten Linie.

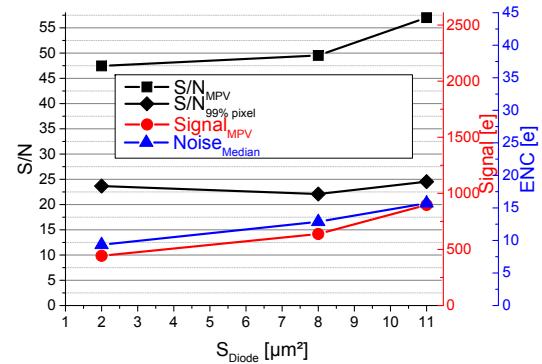


Abbildung 6.8: Signal, Rauschladung und S/N als Funktion der Diodenoberfläche. Das S/N von > 99% der Pixel liegt über der gekennzeichneten Linie.

Matrizen P19 und P27 abweicht, sind diese nur bezüglich der Rauschladung, nicht jedoch im Hinblick auf die Ladungssammlung mit den anderen Pixeln vergleichbar.

Abbildung 6.7 zeigt die Verstärkung, die durchschnittliche Ladungssammlungseffizienz des Seed-Pixels und die Rauschladung als Funktion der Diodenoberflächengröße. Wie erwartet, steigt die Verstärkung mit kleinerer Fläche an. Die Rauschladung verringert sich von 17 e auf 9 e. Das 99%-Rauschen fällt im gleichen Maße von 44 e auf 20 e ab. Die durchschnittliche CCE des Seed-Pixels verringert sich allerdings auch von 40% für $S_{Diode} = 11 \mu\text{m}^2$ auf 26% für $S_{Diode} = 2 \mu\text{m}^2$. Erneut erweist sich die Rauschladung des Referenzpixels R (0,35 μm -Prozess) mit 10 e als überlegen gut.

Das S/N sowie die entsprechende Signalamplitude und Rauschladung ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Es zeigt sich, dass die Vorteile der kleinen Diode im Hinblick auf die Rauschladung von der verschlechterten Ladungssammlung kompensiert werden und das S/N kaum von der Diodengröße abhängt. Das beste S/N von 57 (Median) wird bei dem Pixel mit der 11 μm^2 großen Diode beobachtet. Berücksichtigt man das 99%-Rauschen, fällt dieser Wert auf 22, was für eine MIP-Detektion hinreichend ist. Erneut wird nur ein geringer Zusammenhang zwischen S/N und der Diodengröße beobachtet. Damit kann ein gutes S/N für eine Diodengröße zwischen 2 μm^2 und 11 μm^2 erreicht werden.

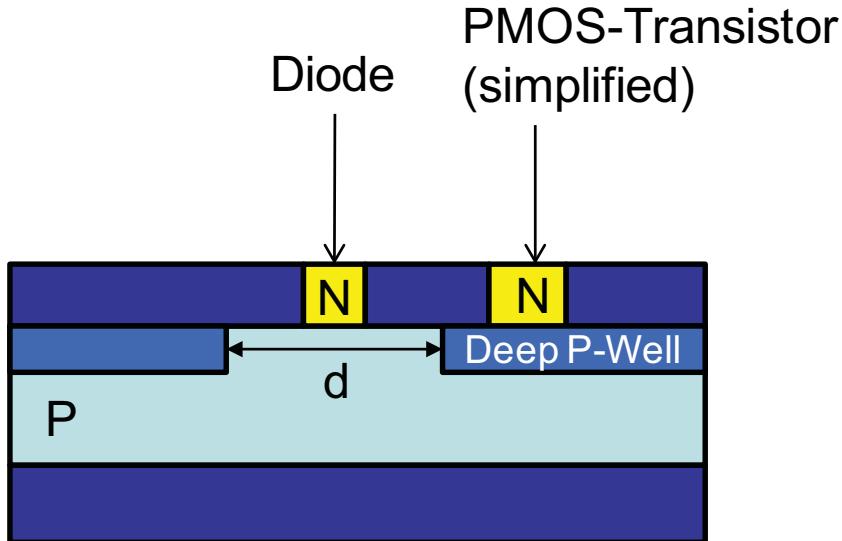


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung einer tiefen P-Senke zur Abschirmung von PMOS-Transistoren von der Epitaxieschicht

6.1.3 Tiefe P-Senke

MAPS im AMS-0,35-Prozess sind auf einfache Schaltungen beschränkt, da es nicht möglich ist, PMOS-Transistoren in die P-Senke zu implementieren. Denn die erforderliche n-Implantation konkurriert mit der Sammeldiode um die Ladungssammlung. Signalelektronen gehen in dieser verloren. Der TOWER-0,18-Prozess bietet nun allerdings die Möglichkeit, eine n-Implantation in eine tiefe P-Senke einzubinden (siehe Abbildung 6.9). Dies ermöglicht die n-Implantation von der sensiblen Epitaxieschicht zu isolieren. In der Nähe der Diode hat die tiefe P-Senke eine Aussparung. Diese muss groß genug sein, damit die Ladungssammlung durch die tiefe P-Senke nicht beeinflusst wird.

PMOS-Transistoren erlauben aufwendigere In-Pixelschaltungen mit Diskriminatoren, die erforderlich sind, um die Integrationszeit zu senken. In MIMOSA-32 wurde zum ersten Mal ein PMOS-Transistor mit tiefer P-Senke in einen MAPS integriert, um das Funktionsprinzip zu demonstrieren. In diesem Zusammenhang soll vor allem eine denkbare parasitäre Ladungssammlung durch die n-Implantation des Transistors ausgeschlossen werden.

Abbildung 6.10a zeigt die Signalantwort von drei MIMOSA-32-Matrizen beim Nachweis von Photonen. Die erste Matrix hat keine tiefe P-Senke, die zweite Matrix hat eine tiefe P-Senke, wobei die Aussparung um die Diode $6 \mu\text{m} \cdot 6 \mu\text{m}$ beträgt, während die dritte Matrix ebenfalls eine tiefe P-Senke hat, deren Aussparung $10 \mu\text{m} \cdot 10 \mu\text{m}$ beträgt.

Von Interesse ist eine Abweichung der Ladungsverteilung in der Nähe des Photopeaks, da dieser sensitiv auf die Ladungssammlung in der Nähe der Diode ist. Die zweite Matrix mit $6 \mu\text{m}$ Aussparung hat dort einen signifikanten Verlust an Einträgen. Die tiefe P-Senke beeinflusst damit bei einer Aussparung von $6 \mu\text{m} \cdot 6 \mu\text{m}$ die Ladungssammlung, so dass die Diode weniger effektiv sammeln kann. Dieser Effekt ist in der dritten Matrix mit $10 \mu\text{m} \cdot 10 \mu\text{m}$ Aussparung nicht erkennbar und die Ladungssammlung bleibt unverändert. Folglich sollte die Aussparung

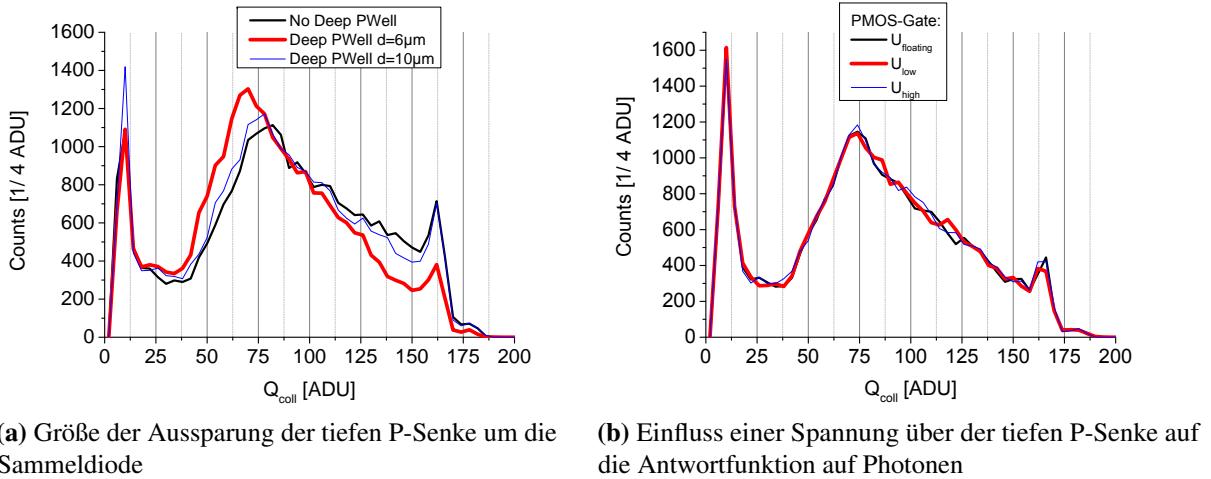


Abbildung 6.10: Einfluss einer tiefen P-Senke auf die Antwortfunktion auf Photonen

der tiefen P-Senke in der Nähe der Diode größer als $6 \mu\text{m} \cdot 6 \mu\text{m}$ sein, um einen Einfluss auf die Ladungssammlung auszuschließen.

Das Schalten eines PMOS-Transistors, isoliert durch die tiefe P-Senke, könnte trotzdem die Ladungssammlung beeinflussen. An das Gate des PMOS-Transistors konnte ein unbestimmter, ein niedriger und ein hoher Spannungswert angelegt werden. Abbildung 6.10b zeigt für alle drei Zustände die zugehörigen Ladungsverteilungen. Diese unterscheiden sich nicht signifikant. PMOS-Transistoren können damit verwendet werden, ohne die Ladungssammlung zu beeinflussen.

Schlussfolgernd eröffnet die tiefe P-Senke die Möglichkeit, PMOS-Transistoren einzubinden, um damit komplexere Verstärkerschaltungen zu integrieren. Die Aussparung der tiefen P-Senke um die Diode sollte größer als $6 \mu\text{m} \cdot 6 \mu\text{m}$ sein, um die Ladungssammlung nicht zu beeinflussen.

6.2 Strahlenhärt e gegenüber ionisierender Strahlung

Die Hoffnung, die Grenzen der Sensoren im $0,35 \mu\text{m}$ -Prozess im Hinblick auf die Strahlenhärt e überwinden zu können, war ein entscheidendes Argument für den Umstieg auf die $0,18 \mu\text{m}$ -Technologie. Von der intrinsisch höheren Strahlenhärt e durch die kleinere Strukturgröße wurde erwartet, auf geschützte Transistoren verzichten zu können, die im AMS- $0,35$ -Prozess erforderlich waren, um eine ausreichende ionisierende Strahlenhärt e von bis zu 3 Mrad zu erreichen. Denn geschützte Transistoren erfordern durch ihr spezielles Layout mehr Platz, der insbesondere in Pixeln mit einem komplexeren Design, das für eine schnelle Auslese erforderlich ist, nicht zur Verfügung steht.

In Analogie zu früheren Beobachtungen wurde erwartet, dass auch die Pixel nach Bestrahlung einen erhöhten Leckstrom zeigen, der gegebenenfalls ein erhöhtes Rauschen sowie ein schnelles

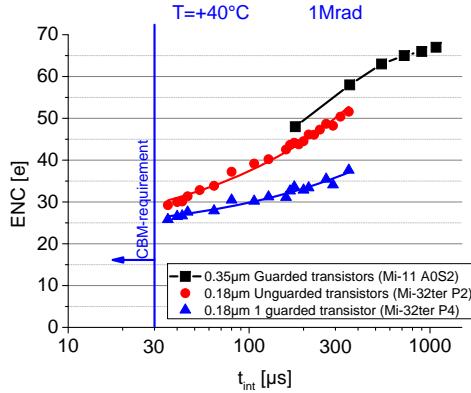


Abbildung 6.11: Rauschladung von Sensoren im AMS-0,35- und TOWER-0,18-Prozess im Vergleich als Funktion der Integrationszeit

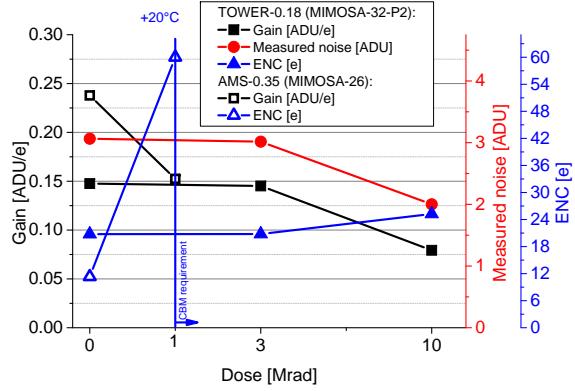


Abbildung 6.12: Rauschladung und Verstärkung als Funktion der Bestrahlungsdosis bis 10 Mrad

Löschen des Pixelsignals erzeugt. Dazu vergleicht Abbildung 6.11 die Rauschladung von ausgewählten Pixeln im TOWER-0,18-Prozess (MIMOSA-32-ter) mit bereits in Abschnitt 3.4.1 diskutierten Pixeln im AMS-0,35-Prozess (MIMOSA-11). Um einen großen Leckstrom zu erzwingen, wurde die ionisierende Dosis mit 1 Mrad und die Betriebstemperatur mit $T = +40^\circ\text{C}$ gewählt. Die Pixel der MIMOSA-11-Matrix A0S2 im AMS-0,35-Prozess sind mit geschützten Transistoren ausgestattet, während die Pixel der MIMOSA-32-ter-Matrix P2 im TOWER-0,18-Prozess über ungeschützte Transistoren verfügen. Die Rauschladung der Pixel mit ungeschützten Transistoren im TOWER-0,18-Prozess ist niedriger als das der geschützten Transistoren im AMS-0,35-Prozess. Dies gilt auch trotz des Rauschbeitrags aufgrund des 1/f-Rauschens (siehe Abschnitt 6.1.1). Dies zeigt, dass man unter diesen Bedingungen durch die intrinsisch höhere Strahlenhärté des TOWER-0,18-Prozesses auf geschützte Transistoren verzichten kann.

Im Pixeldesign des TOWER-0,18-Prozesses kann der Reset-Transistor in einem geschützten Layout ausgeführt werden (MIMOSA-32-ter-Matrix P4). Das geschützte ELT-Design soll entsprechende Leckstromkanäle zum Drain des Reset-Transistors unterbinden. Nach den Ergebnissen in Abbildung 6.11 ist die Rauschladung dieses Pixels noch einmal niedriger. Damit kann die Rauschladung auch im TOWER-0,18-Prozess durch ein optimiertes Design mittels geschützter Transistoren zur Verbesserung der ionisierenden Strahlenhärté verringert werden. Weitere Vorteile werden durch eine kurze Integrationszeit von $\sim 30 \mu\text{s}$ erwartet. Diese wird für eine ausreichende Zeitauflösung des Vertexdetektors gefordert und im TOWER-0,18-Prozess auch für großflächige Sensoren erreicht. Durch die kürzere Integrationszeit kann die Rauschladung verringert werden. Dies bestätigt sich nach Abbildung 6.11. Durch die um einen Faktor 10 kürzere Integrationszeit von $32 \mu\text{s}$ halbiert sich hier die Rauschladung fast von 50 e auf unter 30 e.

Wird eine Betriebstemperatur von $T = +20^\circ\text{C}$ und eine Integrationszeit von $32 \mu\text{s}$ gewählt, zeigt ein getester MIMOSA-32 bis zu einer Dosis von 3 Mrad keinen großen Anstieg der Rauschladung (Abbildung 6.12). Nach 10 Mrad verringert sich die Verstärkung, wodurch die Rauschladung auf 25 e steigt.

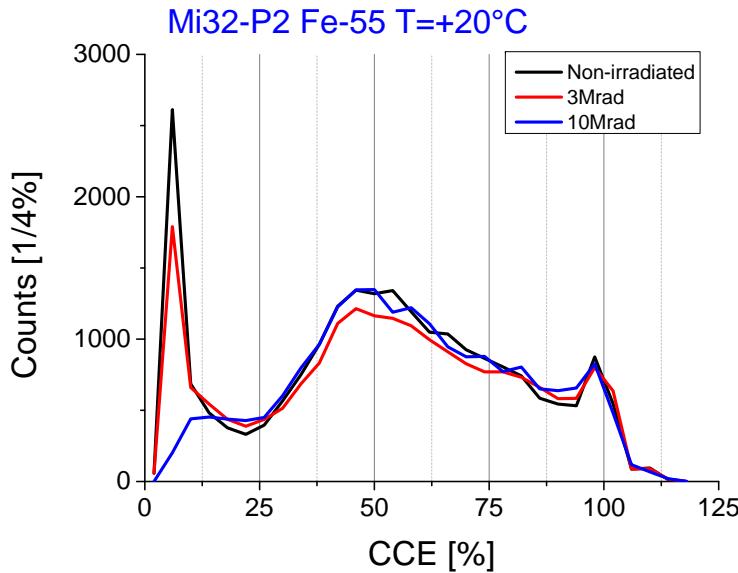


Abbildung 6.13: Antwortfunktion auf Photonen eines MIMOSA-32 nach einer ionisierenden Bestrahlungsdosis von bis zu 10 Mrad

Ein Sensor im AMS-0,35-Prozess (MIMOSA-26) hat unbestrahlt aufgrund des niedrigeren 1/f-Rauschens eine geringere Rauschladung. Nach bereits einer Dosis von 1 Mrad fällt die Verstärkung ab und die Rauschladung steigt stark an auf 60 e (siehe auch Abschnitt 5.3.4).

Während deshalb die ionisierende Strahlenhärté von MIMOSA-26 im AMS-0,35-Prozess 1 Mrad nicht erreicht, zeigen sich für MIMOSA-32 im TOWER-0,18-Prozess bis mindestens 3 Mrad keine großen Effekte in der Verstärkung und Rauschladung.

In Abschnitt 3.4.1 wurde ein Sensor beschrieben, bei dem durch Oberflächenschäden generierte Ladungen Felder erzeugen, die die P-Senke durchbrechen. Die Folge ist eine parasitäre Ladungssammlung des Reset-Transistors und damit ein Ladungsverlust. Um diesen Effekt in MIMOSA-32 auszuschließen, wird die Signalantwort beim Nachweis von Photonen bis zu einer Bestrahlungsdosis von 10 Mrad in Abbildung 6.13 betrachtet. Es wird kein Einbruch der Ladungsverteilung beobachtet. Die Anzahl der Einträge bleibt im Rahmen der Unsicherheit der Messmethode von 5% konstant. Ein Durchbruch der P-Senke kann damit ausgeschlossen werden. Weiterhin gilt damit auch bis zu einer Bestrahlungsdosis von 10 Mrad, dass ionisierende Bestrahlung nur Oberflächenschäden erzeugt. Effekte in der Epitaxieschicht werden nicht beobachtet.

Um die Leistungsfähigkeit des Sensors zu bestimmen, wird in Abbildung 6.14 das S/N gezeigt. Die ausgewählte Matrix hat ein S/N von 40, welches sich nach 3 Mrad nicht ändert und nach 10 Mrad aufgrund der Rauschladung auf 30 abfällt. Das S/N von >99% der Pixel verringert sich nach 10 Mrad leicht von 20 auf 17. Dies wurde für eine Auswahl von MIMOSA-32-Matrizen überprüft und für einen Großteil der getesteten Matrizen wurde unter diesen Bedingungen ein ausreichendes S/N erreicht. Damit haben selbst nach einer Dosis von 10 Mrad >99% der Pixel ein ausreichendes S/N. Eine Bestimmung der Detektionseffizienz für MIPs in einem Strahltest ist allerdings noch ausstehend.

Die Rauschladung scheint auch bei den bestrahlten Sensoren hauptsächlich vom 1/f-Rauschen dominiert zu werden. Thermisches Rauschen spielt nicht die entscheidende Rolle. Entsprechend

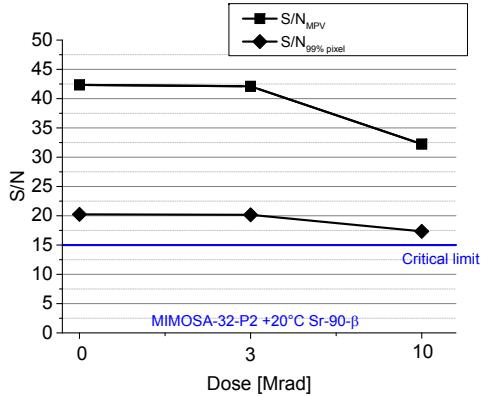


Abbildung 6.14: S/N als Funktion der Bestrahlungsdosis bis 10 Mrad

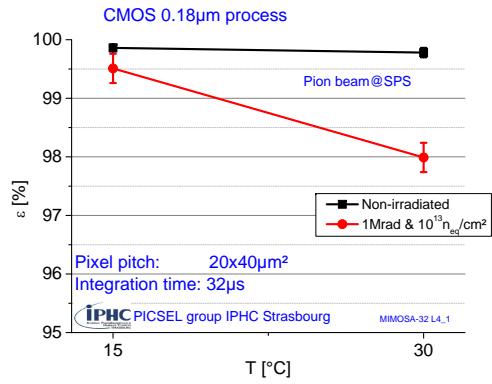


Abbildung 6.15: Detektionseffizienz von MIMOSA-32, bestrahlt mit der in CBM erwarteten Bestrahlungsdosis

sollte für ein quantitatives Verständnis der Strahlenschädeneffekte auf die Rauschladung die Studie mit TOWER-0,18-Sensoren wiederholt werden, in denen das 1/f-Rauschen gelöst wurde (siehe Abschnitt 6.1.1). Trotzdem sind die Resultate vielversprechend. Der TOWER-0,18-Prozess ist geeignet, um für CMOS-Sensoren eine Strahlenhärte gegenüber ionisierender Strahlung von einigen Mrad zu erreichen.

6.3 Strahltest zur Prüfung der Strahlenhärteanforderung von CBM

Ein Strahltest wurde vom IPHC Straßburg unter anderem mit MIMOSA-32 durchgeführt. Das Ziel war es, nachzuweisen, dass ein Sensor zugleich der ionisierenden wie auch der nicht-ionisierenden Strahlendosis, wie sie für CBM erwartet wird, standhalten kann. Ausgewählt wurde eine Matrix mit großen Pixeln von $20 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$, die zuerst mit Reaktorneutronen einer nicht-ionisierenden Strahlendosis von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und anschließend mit einer ionisierenden Röntgendosis von 1 Mrad bestrahlt wurde. Dies entspricht der Designanforderung für CBM. Die Detektionseffizienz wurde in einem Strahltest am SPS bestimmt (Abbildung 6.15). Unabhängig von der Betriebstemperatur zeigt der unbestrahlte Referenzsensor eine exzellente Detektionseffizienz von $\gtrsim 99,9\%$. Der bestrahlte Sensor hat bei hoher Temperatur und damit schwierigen Bedingungen, wie sie beispielsweise im ITS von ALICE herrschen werden, eine gute Detektionseffizienz von 98%. Diese wird auf 99,5% gesteigert, wenn die Sensoren nur moderat auf 15°C gekühlt werden. Damit hat der TOWER-0,18-Prozess das Potential, die Strahlenhärteanforderungen von CBM zu erfüllen.

6.4 Zusammenfassung

CMOS-Sensoren sollen im Vertexdetektor von CBM eingesetzt werden. Die Designziele sind eine Zeitauflösung von $30\text{ }\mu\text{s}$ und eine Strahlenhärte gegenüber ionisierender Strahlung von mindestens 1 Mrad.

Um dieses Ziel zu erreichen, wurden in dieser Arbeit die Eigenschaften von CMOS-Sensoren eines $0,18\text{ }\mu\text{m}$ CMOS-Prozesses studiert. Dieser Prozess mit verkleinerter Strukturgröße wurde kürzlich für MAPS verfügbar. Die kleinere Strukturgröße ermöglicht komplexere In-Pixelschaltungen.

Der Prozess bietet weiterhin das Feature einer tiefen P-Senke. Diese kann eine N-Implantation z.B. eines PMOS-Transistors von der sensiven Epitaxieschicht abschirmen. Hier konnte gezeigt werden, dass die tiefe P-Senke die parasitäre Ladungssammlung unterbindet. Die Aussparung der tiefen P-Senke um die Diode sollte größer als $6\text{ }\mu\text{m} \cdot 6\text{ }\mu\text{m}$ sein, damit die Ladungssammlung durch die tiefe P-Senke nicht verschlechtert wird. Damit kann die Beschränkung von MAPS auf NMOS-Transistoren überwunden werden, was den Einsatz der gesamten CMOS-Logik im Pixel ermöglicht.

Die Ladung-zu-Spannung-Verstärkungskette hängt von der Kapazität des Pixels ab. Beiträge sind insbesondere die $\text{P}_{\text{Epi Layer}}/\text{N}_{\text{Well}}$ -Diode, der Drain des Reset-Transistors sowie das Gate des SF-Transistors. Die kleinere Strukturgröße von $0,18\text{ }\mu\text{m}$ erlaubt es, die Größe und damit Kapazität dieser Strukturen zu verringern, um so die Verstärkung zu verbessern. Allerdings wurde für eine kleinere Diodenoberfläche eine schlechtere Ladungssammlung und für kleine Gates ein Anstieg des $1/f$ -Rauschens erwartet.

Um dies im Detail zu studieren, wurden drei Prototypsensoren, MIMOSA-32, MIMOSA-32-ter und MIMOSA-34, mit einer großen Zahl an Matrizen untersucht.

Erste Tests mit MIMOSA-32 und MIMOSA-32-ter zeigten eine hohe mittlere Rauschladung um 20 e mit einer breiten Verteilung. Das Rauschen von 99% der Pixel betrug sogar $< 41\text{ e}$. Diese Rauschladung stellte sich als RTS- bzw. $1/f$ -Rauschen heraus. Das $1/f$ -Rauschen führt dazu, dass ein kleineres Gate des SF-Transistors in der Größenordnung der intrinsischen Strukturgröße keine Vorteile bringt. Zwar verbessert sich die Verstärkung um 10%, wenn die Breite des Gates von $1,5\text{ }\mu\text{m}$ auf $0,5\text{ }\mu\text{m}$ verringert wird, jedoch wird dies vom höheren $1/f$ -Rauschen überkompensiert. Dadurch vergrößert sich die Rauschladung um 8%. Durch eine Vergrößerung der Gates auf die vom $0,35\text{ }\mu\text{m}$ -Prozess bekannten Werte, konnte dieser Anstieg der Rauschladung weitgehend rückgängig gemacht werden.

Zum Einfluss der Diodengröße heben sich der Effekt der besseren Ladungssammlung und des dem entgegengesetzten Anstiegs der Rauschladung mit größerer Diodenoberfläche nahezu auf. Dadurch wurde ein gutes S/N von ~ 50 für Diodengrößen zwischen $2\text{ }\mu\text{m}^2$ und $11\text{ }\mu\text{m}^2$ beobachtet. Das S/N von 99% der Pixel betrug $> 22\text{ e}$, was ausreichend für einen zuverlässigen Detektorbetrieb ist.

Weiterführend konnte gezeigt werden, dass sich die kurze Integrationszeit von $32\text{ }\mu\text{s}$ positiv auf die Rauschladung auswirkt. Eine Verkürzung der Integrationszeit führt zu einer niedrigeren Rauschladung.

Auf geschützte Transistoren kann im $0,18\text{ }\mu\text{m}$ -Prozess verzichtet werden, da nach einer ionisie-

renden Strahlendosis von 1 Mrad eine geringere Rauschladung als für Sensoren im 0,35 μm -Prozess mit geschützten Transistoren festgestellt wurde. Dies gilt trotz des 1/f-Rauschens, wodurch die Rauschladung im unbestrahlten Sensor höher ist.

Die Strahlenhärté gegenüber ionisierender Strahlung von MAPS konnte durch den 0,18 μm -Prozess verbessert werden. Bereits die erste Sensorgeneration zeigte nach einer Strahlendosis von bis zu 3 Mrad keine signifikante Verringerung des S/N, während Sensoren im 0,35 μm -Prozess bereits nach 1 Mrad einen Abfall der Verstärkung und einen starken Rauschanstieg zeigten. Nach 10 Mrad wurde nur eine tolerierbare Halbierung der Verstärkung und ein leichter Anstieg der Rauschladung von 21 e auf 25 e beobachtet. Dadurch verringerte sich das gute S/N von 42 auf ausreichende 33. Der Einfluss der Strahlenschäden auf das S/N von 99% der Pixel war gering. Es verringerte sich von 20 auf 17. Auch nach einer ionisierenden Bestrahlungsdosis von 10 Mrad kann für über 99% der Pixel ein für MIP-Detektion ausreichendes S/N erreicht werden.

Schlussfolgernd muss für Sensoren im 0,18 μm -Prozess die Rauschladung durch andere Strategien reduziert werden als für Sensoren im 0,35 μm -Prozess, weil das bisher bestimmende kapazitive Rauschen gegebenenfalls durch das zuvor vernachlässigbare 1/f-Rauschen übertroffen wird. Deswegen ist es nicht unbedingt sinnvoll, die Strukturen allgemein zu skalieren. Dem kann durch ein optimiertes Transistorlayout entgegengewirkt werden.

Davon unabhängig sind die Resultate sehr vielversprechend und der verwendete 0,18 μm -Prozess scheint damit für CMOS-Sensoren in der Anwendung als Vertexdetektor geeignet zu sein. Denn trotz des teilweise großen 1/f-Rauschens haben die meisten studierten Pixeldesigns ein ausreichendes S/N. Dies gilt selbst nach einer ionisierenden Bestrahlungsdosis von 10 Mrad, wodurch die Strahlenhärté gegenüber ionisierender Strahlung von MAPS um eine Größenordnung verbessert werden konnte. Ein mit einer kombinierten Dosis von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und 1 Mrad bestrahlter MIMOSA-32 konnte mit einer Detektionseffizienz von 99,5% bei einer moderaten Kühlung auf $T = +15^\circ\text{C}$ betrieben werden. Dieser erreicht damit das Designziel der Strahlenhärté für den Vertexdetektor von CBM.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Dissertation wurden Strategien zur Verbesserung der Strahlenhärt e von CMOS Monolithic Active Pixel Sensoren (MAPS) evaluiert, damit diese im ersten Vertexdetektor des Compressed Baryonic Matter Experiments (CBM) an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR eingesetzt werden können. So erweist sich die Kombination einer Strukturgröße von $0,18 \mu\text{m}$ mit einer hochohmigen Epitaxieschicht als aussichtsreiche Strategie, um notwendige Strahlenhärten im Vertexdetektor zu erreichen.

Das CBM-Experiment zeichnet sich demnach dadurch aus, stark wechselwirkende Materie im Feuerball von Schwerionenkollisionen zu untersuchen. Sein Alleinstellungsmerkmal sind Präzisionsmessungen bei langer Lebenszeit des Feuerballs in einer Umgebung hoher Baryonendichte. Simulationen zufolge kann man mittels Strahlenergien zwischen 4 und 40 AGeV dazu gelangen, Kernmaterie auf das bis zu zehnfache normaler Kernmateriedichte zu komprimieren, wobei man Energiedichten von einigen GeV/fm^3 erwartet. Dadurch soll das QCD-Phasendiagramm unter den Bedingungen moderater Temperatur wie auch hoher Netto-Baryonendichte erforscht werden. In diesem Kontext erwartet man insbesondere von der Charm-Produktion aus der frühen Phase der Kollision weiterführende Erkenntnisse über die Physik stark wechselwirkender Materie. Hierzu erforderlich: neue Technologien zur Detektion von D-Hadronen. Deswegen setzt die kommende Generation von Experimenten unter anderem auf Vertexdetektoren. Nah am primären Kollisionsvertex positioniert, können sie D-Hadronen über die Rekonstruktion ihrer sekundären Zerfallsvertices identifizieren.

In diesem Zusammenhang will man mit CBM eine D-Mesonenstudie durchführen. Sie erfordert sowohl eine präzise Sekundärvertextauflösung von $\sim 50 \mu\text{m}$ als auch eine hinreichende Ratenfestigkeit, um eine Messstatistik von 10k D-Mesonen in einem übersichtlichen Zeitraum zu erreichen. Daraus ergeben sich insbesondere Anforderungen an die im Vertexdetektor eingesetzten Sensoren eines Materialbudgets von $0,05\% X_0$, einer Ortsauflösung von $5 \mu\text{m}$, einer Strahlenhärt e von $10^{13} \text{n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ wie auch einigen Mrad sowie einer Zeitauflösung von $30 \mu\text{s}$. So erreichen CMOS Monolithic Active Pixel Sensoren (MAPS) die erforderliche Vertextauflösung aufgrund ihrer geringen Dicke von $50 \mu\text{m}$ und guten Ortsauflösung von 1 bis $5 \mu\text{m}$. Allerdings limitierte ihre moderate Zeitauflösung ($100 \mu\text{s}$) und ihre Strahlenhärt e ($10^{12} \text{n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$)

und bis zu einigen hundert krad) in diesem Kontext die Ratenfestigkeit. Alternative Technologien, wie beispielsweise Hybridpixel, die unter anderem für das ATLAS-Experiment am LHC-Beschleuniger entwickelt wurden, erreichen zwar die erforderliche Zeitauflösung und Strahlenhärte, aber ihre Ortsauflösung und Dicke kann aufgrund der notwendigen elektrischen Kontaktierung nicht entscheidend verbessert werden. Diese Begrenzung entfällt in den monolithischen MAPS. Zusätzlich kann man sie in der Massenproduktion kostengünstig herstellen. Daraus resultierend werden MAPS in einem gemeinsamen F&E-Projekt von IKF Frankfurt und IPHC Straßburg für die Anwendung im Vertexdetektor von CBM weiterentwickelt. Man entwirft einen Sensor, der diesen Kombinationsanforderungen gewachsen ist. Hierzu wurde die vorliegende Dissertation zur Verbesserung der Strahlenhärte von CMOS-Sensoren erarbeitet. Dahingehend erfolgen hier Untersuchungen zur Anwendung der Sensoren in Vertexdetektoren im Rahmen von Schwerionenexperimenten.

Die Mechanismen der Strahlenhärte von MAPS wurden bereits im Vorfeld dieser Arbeit untersucht. Man geht davon aus, dass die Epitaxieschicht das aktive Volumen eines MAPS darstellt. Festgestellt wurde zugleich, dass die langsame Sammlung von Signalladung mittels thermischer Diffusion einen Schwachpunkt des Sensorkonzepts ergibt. Wenn die Kristallstruktur des aktiven Volumens des Sensors allerdings durch Strahlenschäden beschädigt wird, dann reduziert sich die mittlere Lebenserwartung der Signalelektronen, denn die Elektronen rekombinieren, sodass sie nicht gesammelt und nicht zur Signalbildung verwendet werden können. Dadurch sinkt die Signalamplitude so lange, bis der Sensor schließlich keine Teilchen mehr nachweisen kann.

Doch hinsichtlich der Strahlenhärte kann die Ladungssammlungszeit beschleunigt werden, indem man die Diffusionspfade verkürzt. Bislang erreichen Sensoren auf der Basis von handelsüblichen niedrigohmigen CMOS-Wafern lediglich eine Strahlenhärte von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, wenn die Größe der Pixel auf $10 \mu\text{m}$ reduziert wird. Die Konstruktion solcher Pixel lässt sich erfahrungsgemäß realisieren, insoweit externe Schaltkreise und Filter zur Datenaufbereitung eingesetzt werden. Allerdings muss für eine hinreichend schnelle Auslese des Detektors ein Teil dieser Filter in das Pixel integriert werden, wozu man eine deutlich größere Pixelfläche benötigt. Dennoch gelang es vor der Ausarbeitung dieser Studie nicht, eine hinreichend schnelle Detektorauslese mit einer hinreichenden Strahlenhärte als Sensoreigenschaft zusammenzubringen.

Infolge der industriellen Entwicklungen, die primär auf der Verfügbarkeit hochohmiger CMOS-Wafer basieren, wurde es möglich, das aktive Volumen der MAPS durch eine hochohmige Epitaxieschicht teilweise zu verarmen. So erwartete man, dass durch diesen Schritt die Ladungssammlung beschleunigt und damit die Strahlenhärte des Sensors erhöht werden kann.

Zur Klärung dieser Zielvorstellung wurden im Rahmen dieser Studie insbesondere Prototypsensoren mit einer hochohmigen Epitaxieschicht evaluiert. Wie erwartet, wurde eine deutlich bessere Strahlenhärte beobachtet. Diese Ergebnisse legen nahe, dass die Limitation der erreichbaren nicht-ionisierenden Strahlenhärte überwunden werden kann.

Eine Verteilung der Signalladung auf mehrere Pixel konnte auch bei Sensoren mit einer hochohmigen Epitaxieschicht beobachtet werden. Allerdings führt die modifizierte Epitaxieschicht zu einer deutlich stärkeren Lokalisierung der Ladungssammlung auf das Seed-Pixel, das nun beinahe die doppelte Signalladung erhält. Dies ist, ebenso wie die beschleunigte Ladungssammlung, zuerst einmal auf eine vergrößerte verarmte Zone zurückzuführen. Jedoch wurde eine lokalisierte Ladungssammlung und daraus resultierend eine verbesserte Strahlenhärte selbst

dann beobachtet, wenn die Verarmungsspannung der Sammeldioden nicht ausreicht, die verarmte Zone signifikant zu vergrößern, was auf einen weiteren, hilfreichen Mechanismus hinweist. Des Weiteren wurde nachgewiesen, dass die nicht-ionisierende Strahlenhärté auch für hochohmige Sensoren von der Größe der Pixel abhängt. Ferner verbessert sich die Strahlenhärté unabhängig von der Pixelgröße um mehr als eine Größenordnung im Vergleich zu den niedrigohmigen Sensoren. Der limitierende Faktor der Strahlenhärté ist infolgedessen nicht mehr die Rekombinationsrate der Signalelektronen. Währenddessen zeigt sich im Experiment: der durch Strahlenschäden induzierte Leckstrom steigt in den Prototypsensoren aufgrund einer langen Integrationszeit stark an, was zu einem großen Schrottauschen führt. Um dieses zu unterdrücken, wurden die Sensoren bei einer Temperatur von -34°C betrieben. Dadurch kann die äquivalente Rauschladung von mit $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten Sensoren auf den doppelten Wert des unbestrahlten Referenzsensors gedrückt werden. Die Verringerung der Signalamplitude eines $10 \mu\text{m}$ großen Pixels beträgt nun circa 15%, wohingegen frühere niedrigohmige Sensoren höhere Rekombinationsraten hatten. Jetzt verringert sich das Signal-Rausch-Verhältnis (S/N) dieses Pixels nach einer Bestrahlungsdosis von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ auf 29 ± 3 .

In $25 \mu\text{m}$ großen Pixeln konnte eine Strahlenhärté von $3 \cdot 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ erreicht werden, wodurch man die von CBM geforderte Strahlenhärté von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ übertrifft. Ebenfalls konnte in $64 \mu\text{m}$ großen Pixeln eine nicht-ionisierende Strahlenhärté von $10^{12} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ nachgewiesen werden. Daraus ergab sich, dass die optimale Pixelgröße nicht-ionisierender Strahlenhärté zwischen diesen Werten liegt. Strebt man darüber hinaus eine Ortsauflösung von $5 \mu\text{m}$ an, dann erfordert dies ebenfalls Pixel dieser Größe. Hierzu wurde hinsichtlich des Vertexdetektorsensors MIMOSIS begründet ein Pixellayout mit rechteckigen Pixeln von $33 \mu\text{m} \times 22 \mu\text{m}$ vorgeschlagen. Dazu ist eine Länge von $33 \mu\text{m}$ erforderlich, um eine Integrationszeit von $30 \mu\text{s}$ zu erreichen. Zugleich muss man die Diskriminatoren am Ende der Zeile berücksichtigen und folglich eine Breite von $22 \mu\text{m}$ festlegen. Die hier gezeigten Resultate legen nahe, dass mit MIMOSIS die geforderte nicht-ionisierende Strahlenhärté erreicht werden kann. Darüber hinaus hat man einen zusätzlichen positiven Effekt erwartet, - aufgrund der auf bis zu $8 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ nochmals gesteigerten Resistivität des $0,18 \mu\text{m}$ -Prozesses. Dies konnte durch weitergehende Studien [Lin16] an bestrahlten MIMOSA-34 mit genau dieser Pixelgröße bestätigt werden.

Die oben angeführten Argumente gelten für einfache Pixel ohne integrierte analoge Filter. Die vorliegende Studie zeigt daran anknüpfend, dass im vollintegrierten Sensor MIMOSA-26-AHR mittels einer hochohmigen Epitaxieschicht und einer Beschleunigung der Ladungssammlung trotz einer Pixelgröße von $18,4 \mu\text{m}$ nun die Strahlenhärtéziel von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ erreicht wird. Aber eine ausreichende ionisierende Strahlenhärté wurde in MIMOSA-26-AHR verfehlt.

Auf dieser Technologie beruhende Sensoren erfüllen indes die Anforderungen des Heavy-Flavor-Trackers des STAR-Experiments und kommen dort seit 2014 zum Einsatz.

Um hieraufhin die Anforderungen von CBM zu erreichen, wurde in der vorliegenden Studie auch geprüft, ob Sensoren sich als geeignet erweisen, die in einem $0,18 \mu\text{m}$ CMOS-Prozess hergestellt wurden und deswegen erwartet eine höhere ionisierende Strahlenhärté ergeben. Der erste Prototypsensor im $0,18 \mu\text{m}$ -Prozess konnte mit einem ausreichenden S/N selbst nach einer Bestrahlungsdosis von 10 Mrad betrieben werden, wodurch die zuvor erreichten Werte um eine Größenordnung übertroffen wurden. Bis 3 Mrad zeigte sich für diesen Sensor keine signifikante Änderung im S/N trotz ungeschützter Transistoren, die die ionisierende Strahlenhärté im vorher

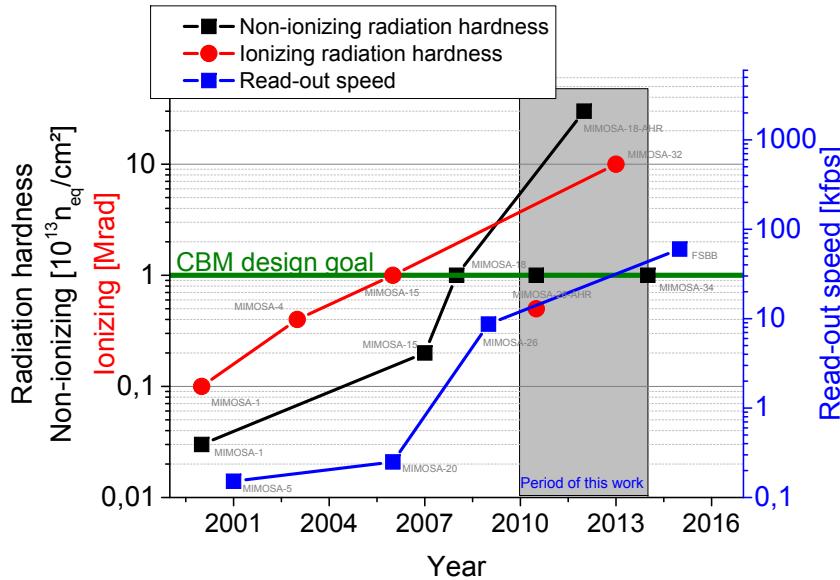


Abbildung 7.1: Fortschritte in den drei Schlüsseigenschaften nicht-ionisierende und ionisierende Strahlenhärté sowie Auslesegeschwindigkeit durch die Entwicklung von CMOS-Sensoren vom Start der F&E zur Anwendung in Vertexdetektoren bis zum Abschluss dieser Arbeit

verwendeten $0,35\text{ }\mu\text{m}$ -Prozess auf wenige hundert krad limitierte. Insbesondere erwies sich auch die schnellere Auslese der Sensoren als Mittel, um das Schrotrauschen der Pixel maßgeblich zu reduzieren.

Währenddessen kann die Möglichkeit einer einfachen Skalierung etablierter Designs des $0,35\text{ }\mu\text{m}$ -Prozesses auf die kleinere Strukturgröße von $0,18\text{ }\mu\text{m}$ nicht belegt werden. Denn durch die kleineren Strukturen wird ein substantieller $1/f$ -Rauschbeitrag generiert, der sich als dominierende Rauschquelle erwies. Deswegen ist es erforderlich, ausgewählte Transistorlayouts wieder zu vergrößern.

Parallel hierzu bestätigt die vorliegende Studie, dass die im $0,18\text{ }\mu\text{m}$ -Prozess verfügbare tiefe P-Senke den Einsatz von PMOS-Transistoren ermöglicht. Denn dadurch sind komplexe In-Pixelschaltungen zur Verkürzung der Integrationszeit erreichbar. Darüber hinaus erlaubt eine größere Zahl an Metalllagen, eine Zeile über zwei Diskriminatoren gleichzeitig auszulesen. So lässt sich prinzipiell die für die Anwendung im Vertexdetektor von CBM geforderte Integrationszeit von $30\text{ }\mu\text{s}$ mit einer aktiven Sensorfläche von 3 cm^2 in MIMOSIS erreichen. Durch die Kombination mit einer hochohmigen Epitaxieschicht, deren Resistivität im $0,18\text{ }\mu\text{m}$ -Prozess noch weiter auf bis zu $8\text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ gesteigert werden kann, kann auch eine ausreichende nicht-ionisierende Strahlenhärté garantiert werden. Demnach können alle Anforderungen von einem Sensor in diesem $0,18\text{ }\mu\text{m}$ -Prozess erfüllt werden. Damit erweist sich der Prozess als Technologie für den Vertexdetektorsensor von CBM.

Dies gilt ebenso bezüglich der Anforderungen des Vertexdetektor-Upgrades von ALICE. Deswegen entwickelt man hinsichtlich beider Experimente die Sensoren im $0,18\text{ }\mu\text{m}$ -Prozess in Synergie.

Als nächster Schritt steht der Nachweis einer ausreichenden Strahlenhärté zur Erreichung komplexerer Designs vollintegrierter Sensoren in Aussicht. Diese Sensoren haben dann prinzipbedingt eine höhere Integrationsdichte und eine größere Anzahl zusätzlicher Bauteile. Wenngleich hierdurch Schwachpunkte entstehen, können sie mithilfe der hier verwendeten Sensoren noch nicht studiert oder vorhergesagt werden.

Zusammengefasst konnten in den letzten 15 Jahren F&E die drei Schlüsseleigenschaften ionisierende Strahlenhärte, nicht-ionisierende Strahlenhärte und Auslesegeschwindigkeit um mehrere Größenordnungen verbessert werden (Abbildung 7.1). Diese Arbeit hat maßgeblich dazu beigetragen, Strategien zur Verbesserung sowohl der ionisierenden als auch nicht-ionisierenden Strahlenhärte zu evaluieren. Dadurch steht nun (2015) eine Sensortechnologie zur Verfügung, mit der die aufgestellten Anforderungen an den Vertexdetektor von CBM erfüllt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit konnte nachgewiesen werden, dass der seit 2010 zur Verfügung stehende, vollintegrierte Sensor MIMOSA-26-AHR aufgrund der hochohmigen Epitaxieschicht eine Strahlenhärte von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ erreicht. Eine ionisierende Strahlenhärte von 1 Mrad wird dagegen aufgrund der Limitierungen des AMS-0,35-Prozesses verfehlt. MIMOSA-32 als Sensor im TOWER-0,18-Prozess erreicht eine Strahlenhärte von mindestens 10 Mrad. MIMOSA-18-AHR schließlich übertrifft aufgrund der hochohmigen Epitaxieschicht, kleiner Pixel von $10 \mu\text{m}$ und einer Betriebstemperatur von $T = -35^\circ\text{C}$ eine Strahlenhärte von $3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$.

Sogleich lässt sich hier als erarbeitetes Fazit festhalten, dass CMOS MAPS-Sensoren zum Einsatz in Vertexdetektoren nun gelingen. Seit 2014 generiert der erste Vertexdetektor auf Basis von MAPS im STAR-Experiment erfolgreich Daten. Und 2018 bis 2019 soll das Vertexdetektor-Upgrade von ALICE installiert werden. Dann, ab 2020, soll CBM folgen. Damit setzen drei große Schwerionenexperimente auf diese neue Technologie.

Anhang A

Publizierte Artikel

Im Folgenden sind die während dieser Arbeit entstandenen wissenschaftlichen Veröffentlichungen ergänzt. Der erste Artikel A.1 veröffentlicht die vorangegangene Masterarbeit [Doe10] als englischsprachige Publikation. Thema ist eine Ausheilstudie an bestrahlten MAPS. Es wurden positive Ausheileffekte für Oberflächenschäden beobachtet, während Volumenschäden nicht signifikant ausheilen. Eine vermutete negative Ausheilung von Volumenschäden in MAPS konnte durch diese Studie ausgeschlossen werden.

Die drei folgenden Artikel A.2, A.3 und A.4 veröffentlichen die Kapitel 5 und 6 dieser Dissertation als englischsprachige Publikation.

In A.2 werden die Ergebnisse des vollintegrierten Sensors MIMOSA-26-AHR vorgestellt. Es konnte gezeigt werden, dass sich aufgrund der hochohmigen Epitaxieschicht die Ladungssammlung und nicht-ionisierende Strahlenhärté verbessert. Eine nicht-ionisierende Strahlenhärté von $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ konnte im Labor und in einem Strahltest nachgewiesen werden.

In A.3 wurde mit geeigneten Prototypen der Zusammenhang zwischen Pixelgröße und Strahlenhärté auch für eine hochohmige Epitaxieschicht vermessen. Hierfür wurde eine mehr als eine Größenordnung bessere Strahlenhärté im Vergleich zu den früheren, niedrigohmigen Sensoren festgestellt. Es konnte eine Strahlenhärté von bis zu $\gtrsim 3 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ erreicht werden.

In A.4 konnte gezeigt werden, dass seit 2011 verfügbare, in einem $0,18 \mu\text{m}$ -CMOS-Prozess hergestellte Sensoren aufgrund ihrer kleineren Strukturgröße geeignet sind, die geforderte ionisierende Strahlenhärté zu erreichen. Ein erster Prototypsensor konnte selbst nach 10 Mrad mit einem ausreichenden Signal-Rauschverhältnis betrieben werden.



Contents lists available at ScienceDirect

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A

journal homepage: www.elsevier.com/locate/nima

Annealing studies on X-ray and neutron irradiated CMOS Monolithic Active Pixel Sensors

D. Doering ^{a,*}, M. Deveaux ^a, M. Domachowski ^a, C. Dritsa ^{a,b}, I. Froehlich ^a, M. Koziel ^{a,b}, C. Muentz ^a, S. Ottersbach ^a, F.M. Wagner ^c, J. Stroth ^a

^a Goethe University Frankfurt/M, Max-von-Laue-Str. 1, 60438 Frankfurt/M, Germany

^b IPHC Strasbourg, 23 Rue du Loess, 67037 Strasbourg, France

^c Forschungsneutronenquelle Heinz-Maier-Leibnitz (FRM II), Technical University Munich, Lichtenbergstr. 1, 85747 Garching, Germany

ARTICLE INFO

Available online 16 June 2011

Keywords:

Radiation-hard detectors
Particle tracking detectors (solid-state detectors)
Monolithic Pixel Detectors
Annealing
CMOS-sensors
Monolithic Active Pixel Sensors
Radiation damage

ABSTRACT

CMOS Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) integrate very small sensing elements with a pitch of 10–40 μm together with analog and digital signal processing circuits into a monolithic chip, which may be thinned down to a thickness of ~50 μm. These features make MAPS an interesting sensor for a broad range of vertex detectors in charged particle tracking (e.g. CBM, STAR, ILC). Intense R&D was performed in the last years in order to improve the radiation tolerance and hence the lifetime of the sensors toward the level required.

One strategy to reach this improvement is reducing the number of metastable, radiation induced defects in the sensor material by thermal annealing. To test the feasibility of this approach, we studied systematically the effect of annealing on neutron and X-ray irradiated MAPS. The results of the studies are presented and the option to recover a strongly irradiated, MAPS based vertex detector by means of thermal treatment is discussed.

© 2011 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) have demonstrated excellent performances in charged particle tracking [1]. A single point resolution of 1–2 μm and a detection efficiency above 99%, resulting from a signal-to-noise ratio (*S/N*) in excess of 30, were routinely observed with sensors featuring up to 10⁶ pixels on active areas as large as 4 cm².

MAPS have been proposed as sensor technology for the vertex detectors of the International Linear Collider (ILC) [2], the STAR Heavy Flavor Tracker Upgrade [3] and the Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment [4]. The expected integrated radiation doses in these applications range from several 10¹⁰ n_{eq}/cm² and few 100 kRad (ILC) to ≥ 10¹³ n_{eq}/cm² and ≥ 3 MRad (CBM). The development of MAPS sensors toward the performance levels required by CBM is the matter of a joint research program of the IPHC/Strasbourg, the University of Frankfurt and the GSI/Darmstadt.

Employing partially depleted high resistivity epitaxial layers recently allowed improving the tolerance of MAPS to non-ionizing radiation by one order of magnitude to ≥ 10¹³ n_{eq}/cm² [5]. Given this progress, the lifetime of MAPS in typical vertex detectors

is now limited by their tolerance to ionizing radiation, which currently reaches about ~1 MRad [6].

The lifetime of MAPS in a vertex detector might be extended by recovering radiation damage by means of thermal annealing. A prominent example of this annealing is the recovery of crystal damages, which are caused by radiation induced displacements of atoms from their position in the crystal lattice. This mechanism generates among others interstitial atoms and vacancies in the crystal lattice. Increasing the temperature of the damaged silicon accelerates the diffusion of both defects. If two opposing defects meet, they are cured by recombination.

Annealing of silicon sensors has been systematically studied by the CERN-RD48 Collaboration [7]. It was demonstrated that annealing may modify the effective doping of depleted sensors and reduce their leakage current. Moreover, it was observed that the above mentioned beneficial annealing of the sensors is at some point dominated by so-called reverse annealing. The latter occurs if defects merge to defect complexes, which generate more damage than the individual defects.

While the annealing of bulk damage in depleted sensors is well studied, little is known about the effect of annealing in non-depleted MAPS. However, it was observed that thermal treatment may reduce the leakage current of MAPS which had been previously exposed to several 100 kRad of soft X-rays, by almost one order of magnitude [8]. As the excessive increase of the pixels' leakage currents represents an

* Corresponding author. Tel.: +49 069 798 47118.

E-mail address: doering@physik.uni-frankfurt.de (D. Doering).

important limitation of the radiation hardness of MAPS to ionizing radiation [6], we considered annealing as an interesting method to improve this tolerance. However, it had to be studied if the benefits of annealing would eventually be canceled out by a potential reverse annealing of bulk damage. To do so, we performed a systematic study by irradiating several MAPS with X-rays (generating mostly ionizing damage), unmoderated fission neutrons (generating mostly non-ionizing damage) and a combination of both types of radiation. Hereafter, the sensors were annealed and examined for potential annealing driven modifications of their properties.

2. Experimental setup

The annealing studies were carried out with using MIMOSA-19 prototype sensors provided by the IPHC Strasbourg. The sensors are manufactured in the AMS 0.35 μm OPTO-process and use a moderately P-doped, 14 μm thick, “low resistivity”, epitaxial layer as sensitive volume. As shown in Fig. 1, this non-depleted volume is surrounded by two layers made from highly P-doped silicon. Signal electrons, generated by impinging particles, diffuse thermally in the epitaxial layer and are reflected back at its interfaces to the surrounding layers. They are collected by a P_{Epi} Layer/N_{Well}-diode and the signal is buffered by the charge-to-voltage preamplifier shown in the box of Fig. 1. The prototype hosts two matrices composed of 192×192 3 T-pixels each. The pixels have a pitch of 12 μm and are equipped with unusually large, L-shaped diodes of 55 μm^2 . The latter were optimized to obtain a particularly good

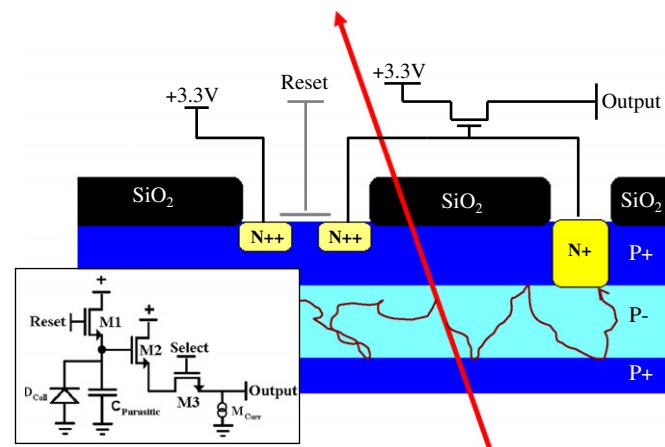


Fig. 1. Cross-sectional view of a CMOS sensor. The trajectory of an impinging particle (arrow) and the diffusion paths of two diffusing free electrons are shown. The schematics of the illustrated preamplifier is shown in the lower left box.

charge collection efficiency (CCE) with drawbacks in terms of a higher diode capacitance and therefore higher noise.

The chips were irradiated with $10^{13} \text{n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ unmoderated fission neutrons at the MEDAPP facility of the FRM-II reactor in Munich [9] and/or 200 kRad of 10 keV X-rays at KIT Karlsruhe [10]. During the neutron irradiation, the chips were not powered in order to reduce the unwanted effects of accompanying background of $\lesssim 100$ kRad γ -rays. The dosimetry was carried out by the staff of the facilities and is considered to have a 10% and 15% absolute precision for the neutron and X-ray irradiation, respectively. Consecutive to the neutron irradiation, the chips were shipped and bonded, which corresponds to a few weeks room temperature storage. After that they were characterized and stored for one year at room temperature in nitrogen atmosphere. Another characterization was performed to identify potential long term room temperature annealing, which was not observed.

Once those studies were completed, some of the neutron irradiated chips and some new chips were irradiated with X-rays at room temperature and their characterization started 3 h later. The measurements were regularly repeated in order to study room temperature annealing. As shown later, this effect went mostly into saturation after ~ 280 h and the sensors were heated up to $+80^\circ\text{C}$ in order to search for the consequences of annealing at this temperature. As displayed in Fig. 2, this thermal treatment was regularly interrupted in order to perform further measurements.

From the results of the previous studies [7,8], we expected annealing to modify the leakage current and the related shot noise of irradiated sensors. Moreover, it was considered that an annealing of bulk damage would potentially show an impact on their CCE. This was as modifications in the kind and density of crystal defects in the silicon might change the lifetime of diffusing electrons. In order to spot potential effects of annealing, we measured all three parameters according to the protocol described in Ref. [11]. The measurement of the CCE was slightly modified as a ^{109}Cd -source instead of the usual ^{55}Fe -source was used. The four times higher energy of X-rays emitted by the ^{109}Cd -source are easier to detect with radiation damaged, and therefore noisy, MIMOSA-19 detectors. This reliable detection simplifies the measurement of the CCE, which is done by comparing the known number of e/h-pairs generated by the photons in a pixel with the indicated number of the signal electrons collected by this pixel.

All measurements were carried out at an operation temperature of $+20^\circ\text{C}$ and with an integration time of 3.7 ms. Those conditions force high leakage currents and noise in the pixels, which simplifies identifying potential annealing effects.

3. The results of the annealing study

The results of our measurements for the leakage current are shown in Fig. 3(a), which displays the leakage current of the

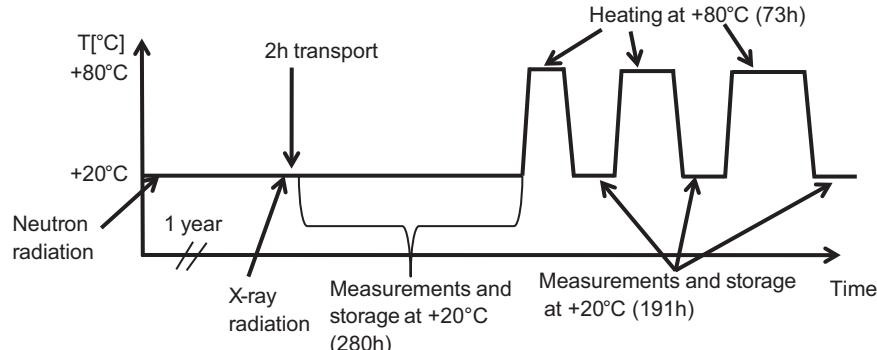


Fig. 2. Temperature profile of the annealing study. The sensors were stored at $+20$ and $+80^\circ\text{C}$ and characterized at $+20^\circ\text{C}$.

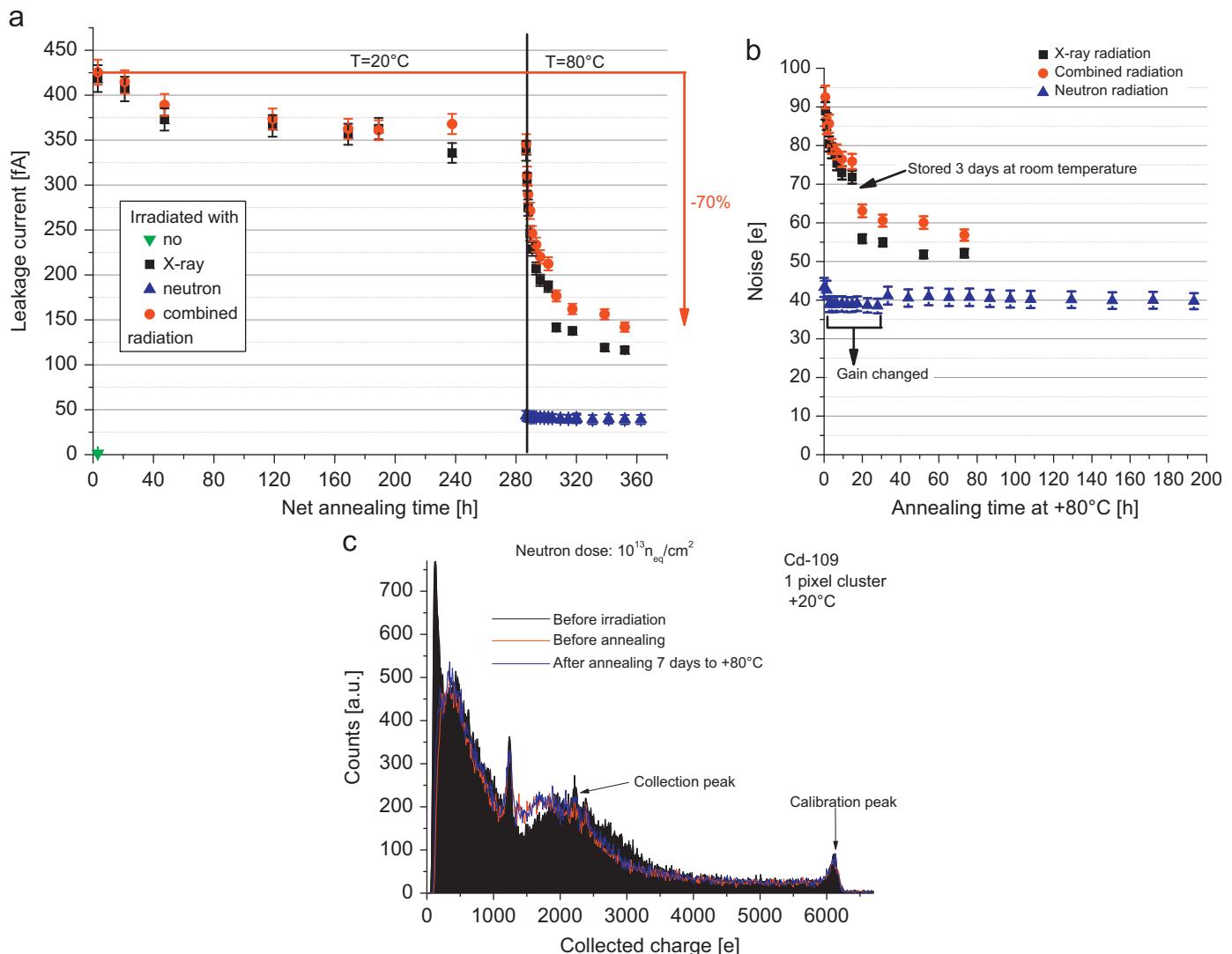


Fig. 3. Results of the annealing study. Note that in the right part of display (a) ($T = +80^\circ\text{C}$) and in display (b), the time of measurements and room temperature storage are neglected. The accidental modification of the gain of the readout chain (see display (b), neutron irradiated sensors) reduced the impact of the discretization noise of the 12-bit ADC used for sampling the sensors. (a) Leakage current, (b) Noise, (c) CCE.

differently irradiated sensors as a function of the annealing time. The left part of the plot represents the annealing time at room temperature, the right part the annealing time at $T = +80^\circ\text{C}$. Note that in this second part, the time needed for measurements and some time of room temperature storage are neglected. This explains the step at $t = 290$ h, which was caused by few days of room temperature annealing. One observes that the initially very small (few fA) leakage current of the pixels raises by orders of magnitude after irradiation. This was expected as the diode is sizable and not optimized for radiation tolerance. After X-ray irradiation, an exponential ($\sim \exp[-t/\tau]$) room temperature annealing with a time constant of $\tau \approx 100$ h is observed, which reduces the leakage current by $\sim 20\%$. At a temperature of $+80^\circ\text{C}$, we observed a more pronounced annealing with a time constant of $\tau \approx 11$ h. After keeping the sensor in hot atmosphere for 75 h, the leakage current of the pixels was decreased to (116 ± 4) fA, which is 30% of the preannealing value.

For pure neutron irradiated sensors the leakage current shows a slight drop, in the order of 10%. This may result from an annealing of the ionizing damage caused by the γ -background of the neutron beam. The annealing behavior of the sensors irradiated with both, X-ray and neutron radiation, is mostly determined by the annealing of the ionizing damage.

The impact of annealing on the noise is displayed in Fig. 3(b). As expected for shot noise, the noise of the sensors irradiated with X-rays drops with shrinking leakage current. As the shot noise forms an additional and temperature dependent noise component,¹ the magnitude of this drop is typically temperature dependent. In our measurement, the noise shrinks by almost a factor of 2 from ~ 95 e ENC to ~ 55 e ENC. As the leakage current of the purely neutron irradiated sensors shows mostly no annealing, their noise remains unchanged during the annealing process.

The response of a neutron irradiated MIMOSA-19 to ^{109}Cd before irradiation, after irradiation, and after 172 h of annealing at $+80^\circ\text{C}$ is shown in Fig. 3(c). A comparison of the shape of the curves recorded before and after irradiation indicates a deterioration of the CCE of the sensor by 14%, which causes the shift of the “collection peak” in the figure toward smaller values. This is an established consequence of bulk damage, which reduces the lifetime of the diffusing signal electrons and increases

¹ At the recommended operation temperature of -20°C for example, the noise of the sensor irradiated with combined radiation was 26 e ENC before annealing, as leakage currents and shot noise were suppressed by cooling. This value is only 6 e ENC higher than the one of the novel MIMOSA-19, which lets few margin for a noise reduction by means of annealing.

therefore the probability that those electrons recombine before reaching the collection diode [11,12]. During the forced annealing, $\sim 1/5$ of the observed performance losses in terms of CCE was recovered. The magnitude of this effect is only slightly above the uncertainty of the measurement and probably too small to be of practical interest. However, definitely and in contrast to our worries, no reverse annealing was observed.

4. Summary and conclusion

In this work, we studied the consequences of thermal annealing on MAPS which had been irradiated with 200 kRad X-rays, $10^{13} n_{eq}/cm^2$ fission neutrons or a combination of both radiation doses. The reaction of the irradiated sensors was benchmarked by measuring their leakage current, their noise and their CCE while operating them with an integration time of 3.7 ms and at a temperature of +20 °C. In accordance with previous studies, we observed that the leakage current of X-ray irradiated sensors was reduced by $\sim 20\%$ due to room temperature annealing and by up to 70% after a forced annealing at a temperature of +80 °C. The noise of the sensors was reduced by a factor of 2. For sensors irradiated with neutrons, no room temperature annealing and only a minor ($\sim 10\%$) forced annealing of the leakage currents was observed. The CCE of the sensors was reduced by bulk damage and showed only a slightly significant trend toward beneficial annealing. No reverse annealing of radiation damages was observed during our study.

The annealing of sensors, which had been irradiated with both, neutrons and X-rays, is mostly determined by the ionizing damage component. This holds also for the noise, which is typically dominated by shot noise after irradiation and is therefore reduced with shrinking leakage currents as expected for shot noise. However, it should be pointed out that our measurements do not exclude a potential short term room temperature

annealing of bulk damage, as observing this effect was not in reach of our measurement protocol.

The magnitude of the drop in leakage current and noise is likely specific to the MIMOSA-19 prototype and to the operation temperatures chosen for the measurements. This choice was rather guided by the need to spot potential annealing effects than by the wish to represent a typical sensor operation in a vertex detector. However, the trends observed should be representative for the general case and it is concluded that annealing might be a helpful tool to reduce the effects of ionizing radiation damage in CMOS Monolithic Active Pixel Sensors.

Acknowledgments

This work has been supported by the BMBF (06FY9099I), HIC for FAIR and GSI.

References

- [1] R. De Masi, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 628 (2011) 296.
- [2] ILD Concept Group, The ILD Letter of Intent.
- [3] L. Greiner, et al., J. Instrum. 4 (2009) P03008.
- [4] M. Deveaux, et al., Proc. Sci. VERTEX (2008) 028.
- [5] A. Dorokhov, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 624 (2010) 432.
- [6] M. Deveaux, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 624 (2) (2010) 428.
- [7] G. Lindstroem, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 466 (2) (2001) 308. doi:10.1016/S0168-9002(01)00560-5.
- [8] G. Deptuch, A New Generation of Monolithic Active Pixel Sensors for Charged Particle Detection, Dissertation, IPHC Strasbourg, 2002.
- [9] H. Breitkreutz, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 593 (3) (2008) 466.
- [10] O. Brovchenko, A. Ritter, Dosimetrie einer Roentgenanlage mittels eines GEANT4-simulierten Energiespektrums, Institut fuer Experimentelle Kernphysik Universitaet Karlsruhe.
- [11] M. Deveaux, Development of Fast and Radiation Hard Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) Optimized for D^0 Detection with the CBM - vertex detector, Dissertation, IKF Frankfurt, 2007.
- [12] M. Deveaux, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 583 (1) (2007) 134.

RECEIVED: December 21, 2010

ACCEPTED: January 25, 2011

PUBLISHED: February 16, 2011

12th INTERNATIONAL WORKSHOP ON RADIATION IMAGING DETECTORS,
JULY 11th–15th 2010,
ROBINSON COLLEGE, CAMBRIDGE U.K.

Radiation tolerance of a column parallel CMOS sensor with high resistivity epitaxial layer

M. Deveaux,^{a,1} J. Baudot,^b N. Chon-Sen,^b G. Claus,^b C. Colledani,^b R. De Masi,^b D. Doering,^a A. Dorokhov,^b G. Dozière,^b W. Dulinski,^b I. Fröhlich,^a M. Gélin,^b M. Goffe,^b A. Himmi,^b C. Hu-Guo,^b K. Jaaskelainen,^b M. Koziel,^{a,b} F. Morel,^b C. Müntz,^a C. Santos,^b C. Schrader,^a M. Specht,^b J. Stroth,^a C. Trageser,^a I. Valin,^b F.M. Wagner^c and M. Winter^b

^a*Goethe University Frankfurt/M,
Max-von-Laue-Str. 1, 60438 Frankfurt/M, Germany*

^b*Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien,
23 Rue du Loess, 67037 Strasbourg, France*

^c*Forschungsneutronenquelle Heinz-Maier-Leibnitz (FRM II), Technical University Munich,
Lichtenbergstr. 1, 85747 Garching, Germany*

E-mail: deveaux@physik.uni-frankfurt.de

ABSTRACT: CMOS Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) demonstrate excellent performances in the field of charged particle tracking. A single point resolution of $1 - 2 \mu\text{m}$ and a detection efficiency close to 100% were routinely observed with various MAPS designs featuring up to 10^6 pixels on active areas as large as 4 cm^2 [1]. Those features make MAPS an interesting technology for vertex detectors in particle and heavy ion physics. In order to adapt the sensors to the high particle fluxes expected in this application, we designed a sensor with fast column parallel readout and partially depleted active volume. The latter feature was expected to increase the tolerance of the sensors to non-ionizing radiation by one order of magnitude with respect to the standard technology. This paper discusses the novel sensor and presents the results on its radiation tolerance.

KEYWORDS: Si microstrip and pad detectors; Radiation-hard detectors; Particle tracking detectors (Solid-state detectors); Radiation damage to detector materials (solid state)

¹Corresponding author.

Contents

1	Introduction	1
2	CMOS-sensors with massive parallel readout and on-chip data sparsification	1
3	MIMOSA-26AHR, a radiation tolerant sensor with massive parallel readout	4
3.1	Tracking performances of MIMOSA-26AHR	5
3.2	Radiation tolerance of MIMOSA-26AHR	7
3.3	Beam test results of MIMOSA-26AHR	10
4	Summary and conclusion	10

1 Introduction

The ability of CMOS Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) to provide charged particle tracking has been demonstrated with several MIMOSA¹ prototypes. Tests performed with 120 GeV/c pion beams at CERN proved their excellent detection performance (single point resolution of $1 - 2 \mu\text{m}$, detection efficiency $> 99.9\%$ [1]).

MAPS have been proposed as sensor technology for the vertex detectors suited to the International Linear Collider (ILC) [2], the STAR Heavy Flavor Tracker [3] and the Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment [4]. In those vertex detectors, the sensors are expected to be exposed to radiation doses ranging from several $10^{11} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ and few 100 kRad (ILC) to up to a few $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ and $\sim 10 \text{ MRad}$ (CBM). Moreover, in order to keep the occupancy of the detectors reasonably low, a frame readout time in the order of $10 \mu\text{s}$ is required. The question whether the performance of MAPS for charged particle tracking can match those requirements is addressed by a joint research program of the IPHC/Strasbourg, the University of Frankfurt and GSI/Darmstadt.

2 CMOS-sensors with massive parallel readout and on-chip data sparsification

The sensing element of MAPS is formed by a sandwich of three differently P-doped silicon layers, which are the highly doped substrate, the moderately doped epitaxial layer and a highly doped P-well layer found in standard CMOS processes (see figure 1). The $10 - 20 \mu\text{m}$ thick, non-depleted epitaxial layer forms the active volume of the pixel. Free electrons excited in this volume diffuse inside the layer. The electrons cannot leave it as the doping gradients found at the interfaces of the layers generate repulsive build-in-voltages. They are collected by P_{EpiLayer}/NWell-diodes and loaded into the parasitic capacitor of the pixel (see box in figure 1). The related voltage drop in this capacity is buffered with a source follower and measured by an external ADC. In the conventional

¹Standing for Minimum Ionizing MOS Active pixel sensor.

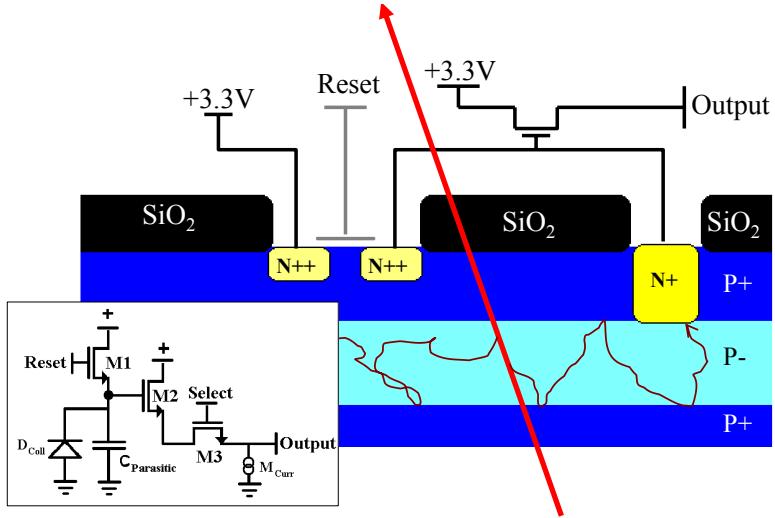


Figure 1. Fundamental layout of a CMOS-sensor. The trajectory of an impinging minimum ionizing particle (red arrow) and the diffusion paths of two free electrons is shown. The schematics of the illustrated preamplifier is shown in the lower left box.

3T-pixel shown in the figure, the signal charge as well as the accumulated charge generated by the leakage current of the collection diode is removed by closing a reset switch after each readout cycle. Correlated Double Sampling (CDS) is used to eliminate the kTC-noise introduced by this reset-procedure and to compute the signal charge.

3T-pixels match the requirements of a modern vertex detector with respect to detection efficiency, spatial resolution and light material budget. However, their radiation tolerance and readout speed remain to be improved. To speed up the readout, the 3T-pixel was replaced by novel architecture named *clamping pixel* allowing for a massive parallel readout concept. This approach accelerates the readout time (and time resolution) of the sensor by a factor equal to the number of (parallel processed) columns of the pixel array (e.g. 10^3). As transporting the related analog data from the chip to external discriminators would require an unrealistically high number of data lines, a zero suppression functionality was integrated into the sensor itself.

The design of this zero suppression circuitry is constrained as standard CMOS processes do not allow for integrating discriminators in the pixels. This follows from the fact that the PMOS-transistors needed for a discriminator require the use of additional N-Well implantations. Those would act as parasitic collection diodes and thus deteriorate the charge collection efficiency of the sensor. To overcome this obstacle, the signals of all pixels in a column are transported to a single discriminator, which is located at the end of the column. Since the discriminators deliver a common threshold for all pixels in a column, pixel-to-pixel dispersions give rise to a so-called fixed pattern noise. In conventional CMOS-sensors, this noise, which is adding to the intrinsic noise of the pixels, is eliminated during offline-processing. To provide an on-chip zero suppression, the related filters (namely the CDS and the leakage current compensation) were integrated into the analog electronics of the pixels [5, 6].

A simplified schematics of the clamping pixel of MIMOSA-26, which performs this analog data processing, is shown in figure 2. Central element of the pixel is a preamplifier, which amplifies

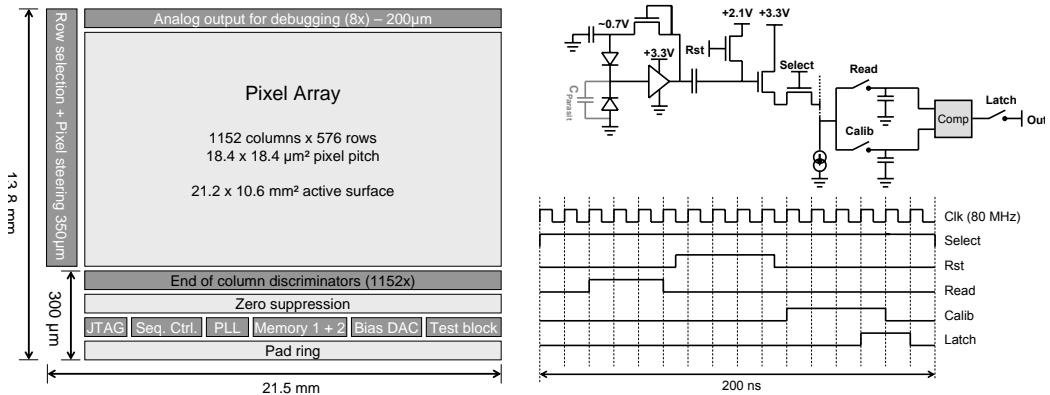


Figure 2. Block diagram of MIMOSA-26 (left). Simplified diagram and readout sequence of MIMOSA-26 (right).

the voltage applied to the parasitic capacity of the reverse biased collection diode. Moreover, it provides the bias voltage of the pixel via its feed-back loop. This allows for compensating the leakage current of the collection diode and for matching its reverse bias actively to the working point of the amplifier. A low pass filter in the feed-back loop ensures that the clearing time of the pixel is reasonably longer than its readout time.

The output of this preamplifier is AC-coupled to a clamping node. The potential of the latter is fixed prior to each readout cycle. This eliminates fluctuations of the dark signal due to the dispersion of the relative resistivity of the collection diode and the biasing circuit. Moreover, variations in the dark level of the preamplifier cancel out. Once the potential of the clamping node is set, the pixels integrate charge, which modifies the potential of the node. The latter is sensed by means of a source follower and sent to the discrimination block aside the pixel matrix.

The functionality of the CDS procedure can be understood from the pixel readout cycle displayed on the lower right panel of figure 2. The cycle starts with reading the potential of the pixel *after* the integration time and charging it into one of the storage capacitors located at the end of the column by closing the “read”-switch. Next, the clamping node is reset and the “calib”-switch is closed in order to store the respective potential as reference voltage into the second capacitor. Given the AC-coupling of the preamplifier to the clamping node, the voltage stored in the “read”-capacitor represents the sum of the signal after CDS-processing and the reset potential of the clamping node. To eliminate latter contribution, the voltage stored in the “calib”-capacitor is subtracted from the one stored in the ‘read’-capacitor in a second step. Provided the reset potential is arbitrary but well reproducible, the output of this procedure is a pedestal corrected CDS-signal, which is “computed” during the readout of the individual pixel. This signal is compared with a threshold, which is common for all pixels. To provide zero suppression, the location of an individual active pixel (or sets of up to four contiguous fired pixels in a row) is encoded in a data word, which is later sent to the outside world via a digital data connection.

The first prototype integrating the full readout chain mentioned above is MIMOSA-26 [6] (see figure 2), which was manufactured in early 2009. The sensor hosts 0.7 million pixels being organized in 1152 columns and 576 rows. The signal of the pixels of one column is multiplexed to

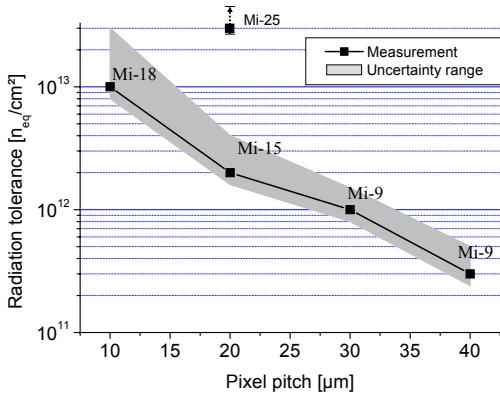


Figure 3. The measured tolerance of MAPS prototypes made with an $0.35\ \mu m$ process to non-ionizing radiation as function of the pixel pitch.

a common readout bus, which is terminated by a discrimination and data sparsification block. The data obtained is sent out of the chip via two differential, digital lines with 80 Mbps each.

The pixel pitch of MIMOSA-26 is $18.4\ \mu m$, which translates into a sensor surface of $\sim 2\ cm^2$. At nominal clock frequency (80 MHz), the sensor is readout within $115\ \mu s$. This corresponds to a speed up of two orders of magnitude with respect to conventional CMOS-imagers.² The noise at room temperature was measured to be $12 - 13\ e^-$ ENC and the power dissipation is $\sim 0.5\ W$. Its binary discrimination and data sparsification logic may sense up to nine sets of firing pixels per row.³

3 MIMOSA-26AHR, a radiation tolerant sensor with massive parallel readout

In the past, CMOS-sensors were found to be relatively vulnerable to non-ionizing radiation [7]. This is because the sensors collect the signal charge via the relatively slow thermal diffusion. As the bulk damage caused by non-ionizing radiation reduces the lifetime of free electrons in silicon, it increases the probability that the signal charge is lost because of recombination. This may be compensated by an accelerated charge collection, which may be reached by reducing the pixel pitch and, accordingly, the diffusion path of the electrons (see figure 3). However, this solution is not satisfactory as the smaller pixel pitch requires a higher number of pixels per surface unit, which translates into a higher power consumption and/or a slower readout of the sensor.

The alternative and most natural way to accelerate the charge collection is to deplete the sensors. This approach has been hampered by the high doping concentration found in the epitaxial layers of standard CMOS-process since the doping level limits the depletion depth within reach of the low voltages in those processes ($\leq 5\ V$) to a fraction of a micrometer. However, this obstacle vanished recently as a new industrial trend made CMOS-processes with a dedicated high

²Note that while a well optimized analog readout line of a conventional CMOS-sensor may handle up to 5×10^7 pixels/s, the more complex readout cycle of the pixels of MIMOSA-26 restricts the performance of the individual end of column readout cells to $\sim 5 \times 10^6$ pixels/s (corresponding to 5.8×10^9 pixels/s in total). The time resolution scales therefore not fully with the number of columns.

³Note that due to charge sharing, a hit tends to generate typically 3-5 fired pixels distributed over 2 or 3 rows.

Epi-layer	S/N (^{106}Ru)
Std-14 μm	20
HR-10 μm	35
HR-15 μm	41
HR-20 μm	36

Table 1. Performances of MIMOSA-26 depending on the type of the epitaxial layer. The uncertainties of the measurements are $\sim 5\%$.

resistivity epitaxial layer commercially available. These novel processes were first explored with the so-called MIMOSA-25 prototype [8], which was manufactured in a $0.6 \mu\text{m}$ high resistivity process. This process features an epitaxial layer with a resistivity of $\sim 1 \text{k}\Omega \cdot \text{cm}$ but only three metal layers. Due to the latter limitation, the design of the test chips had to be restricted to conventional 3T-pixels with serial analog readout and off-chip hit discrimination. Nevertheless, the results were very promising and a tolerance to $\gtrsim 3 \times 10^{13} \text{n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ could be demonstrated. As shown in figure 3, this corresponds to an improvement of more than one order of magnitude with respect to similar designs based on conventional CMOS-processes.

The next step consisted in combining a fast MIMOSA-26 architecture with a high resistivity epitaxial layer. This became possible as the $0.35 \mu\text{m}$ process, in which MIMOSA-26 had been fabricated, became available with a $400 \Omega \cdot \text{cm}$ epitaxial layer. MIMOSA-26 was refabricated on three different wafers featuring epitaxial layer thicknesses of 10, 15 and $20 \mu\text{m}$ respectively. The performances of the novel sensors, called MIMOSA-26AHR, was compared with the ones of MIMOSA-26 manufactured with conventional, low resistivity, epitaxial layers.

3.1 Tracking performances of MIMOSA-26AHR

The performances of MIMOSA-26AHR were evaluated by measuring the noise and the dark rate of several copies of the chip. Moreover, we studied the charge collection efficiency (CCE) of the sensor with an ^{55}Fe -source and measured its signal-to-noise ratio (S/N) for nearly minimum ionizing particles emitted by a ^{106}Ru -source. This data was complemented by systematic studies of the detection efficiency and the spatial resolution of the sensor, which were carried out with $\sim 120 \text{ GeV}/c$ pions delivered the CERN-SPS.

The results of the measurements performed with the ^{106}Ru -source (see table in figure 1) demonstrate that using high resistivity epitaxial layers improves the performances of the sensors substantially. The results are illustrated with the measured S/N of the sensor, where the signal is represented by the most probable value of its observed Landau distribution. The highest S/N value is found for the sensor with $15 \mu\text{m}$ thick epitaxial layer (HR-15). The thinner HR-10 sensor and the thicker HR-20 sensor exhibit a smaller S/N but their performance remains above the one of the standard sensor. To understand the maximum observed for the HR-15 sensor, one should be aware that the CCE shrinks with increasing thickness of the active volume. This reflects the stretch of the average diffusion paths of the signal electrons, which increases the probability that charge carriers are lost by recombination. One expects therefore an optimum S/N for an epitaxial layer, which is thin enough to keep a good CCE but sufficiently thick to allow a minimum ionizing particle to generate a sizable signal charge.

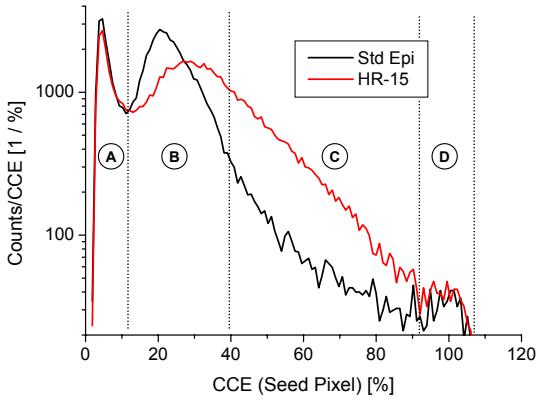


Figure 4. Charge collection spectrum for MIMOSA-26 with standard (Std-Epi) and high resistivity (HR-15) epitaxial layer (see text).

The measurements with the ^{55}Fe -source allowed obtaining a better understanding of the CCE of the sensors. They were performed as following: The chips were illuminated with the 5.9 keV photons of an ^{55}Fe -source and the response of the pixels was measured by sampling the output signal of the 8 analog readout lines of MIMOSA-26 with a 12-bit ADC. Due to the limited speed of those analog outputs, which are for testing and debugging purposes only, the integration time of the sensor was increased to 460 μs during this measurement. All columns of the chip were read out by mapping consecutively groups of 8 columns to the outputs. The data obtained was scanned for hit clusters in an off-line analysis and the signal amplitude of all (by definition 5x5) pixels of the clusters was recorded. By filling a histogram with the signal magnitude of the most significant, central, pixel of the cluster, one obtains a so-called charge collection spectrum (see figure 4), which provides information on the CCE of the pixel. The number of counts corresponding to a certain CCE-value in this histogram can be interpreted as a measure of the fraction of the active volume of the pixel showing this CCE.

The active volume of a standard CMOS pixel can be divided in three sub-volumes. A first and typically very small volume is the depleted area of the pixel, which exhibits a CCE of 100%. Hits recorded in this volume form a small peak located in the zone “D” of the histogram, which is also used for calibrating the CCE-axis. In non-depleted sensors, this volume is separated by a relatively small transition region (related to the relatively poorly populated zone “C” of the histogram) from a sizable volume with reduced CCE (related to zone “B” of the histogram). The latter volume is associated with the non-depleted part of the epitaxial layer, from which the signal charge is collected by means of thermal diffusion. The low CCE part of the “underground” in the histogram and the hits in zone “A” are usually associated to silicon volumes located outside but in the vicinity of the epitaxial layer. Those are partially sensitive to X-rays if their location allows a sizable fraction of the generated signal electrons to diffuse into the epitaxial layer.

By comparing the charge collection spectra of MIMOSA-26 chips with standard and HR-15 epitaxial layer, one observes a substantial shape difference. The difference, though in qualitative agreement with the expectations, departs from them in magnitude when considering the number of counts recorded in zone D of the spectrum. As the lower doping of the epitaxial layer should expand

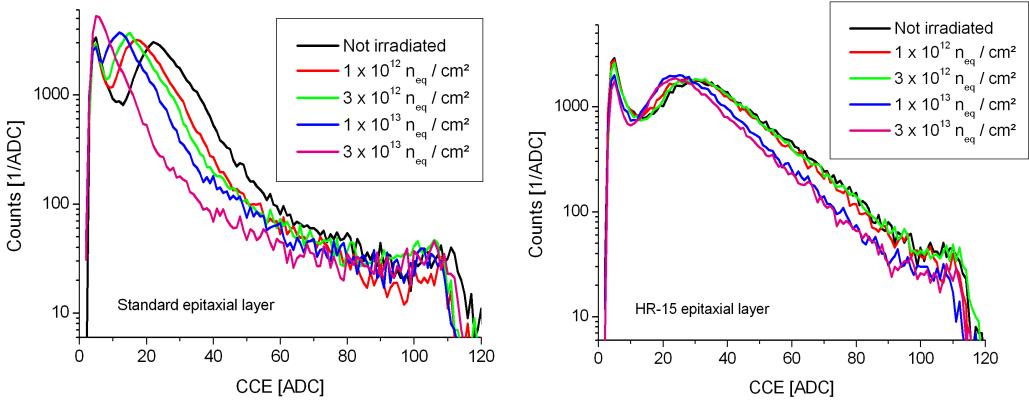


Figure 5. Charge collection spectra of irradiated MIMOSA-26 with standard (left) and HR-15 sensor (right).

the depleted volume of the collection diodes by a factor of up to five, we expected a proportional raise of the number of counts in this zone. Moreover, the expanded depleted volume of the diodes should show a bigger cross-section for collecting diffusing electrons and hence improve the CCE in the epitaxial layer. This should translate into a shift of the peak in zone B toward higher values. Indeed, this shift is observed and complemented by a substantial increase of the number of counts in zone C. However, the observed increase of the number of counts in zone D remains below a few 10%.

Those results are rather unintuitive. They confirm the sizable improvement of the sensor's CCE, which were already seen in the above mentioned measurements with the ^{106}Ru -source. On the other hand, they exclude the predicted origin of this effect, which is the sizable expansion of the depleted volume of the diodes. This raises the questions, why the depleted volume of the diodes did not change and why the CCE was nevertheless improved.

A speculative explanation model considers that the processing of the nearby P-Well implantations accidentally increased the doping level at the vicinity of the collection diode. If so, the rather small depletion voltage of MIMOSA-26 (0.7 V) could be insufficient to deplete this barrier and the volume of the diode would be mostly independent from the doping of the epitaxial layer. The observed increase of the CCE in the epitaxial layer might be caused by electrical fields, which are generated by second order effects such as doping gradients or the presence of the leakage currents of the collection diodes in the "high" resistivity material. Despite a strong charge sharing suggests that the thermal movement of the charge carriers remains dominant, the fields might cause a small drift component in the average movement of the charge carriers. If being oriented toward the collection diode, the latter might enhance the charge collection process quite significantly.

3.2 Radiation tolerance of MIMOSA-26AHR

The good results on the CCE of MIMOSA-26AHR suggest that the novel sensor design provides the ambitioned, accelerated, signal charge collection. It was therefore supposed that the HR-sensors would show a substantially improved tolerance to non-ionizing radiation. In order to test this hypothesis, chips with standard and HR-15 epitaxial layer were irradiated with up to $3 \times 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$

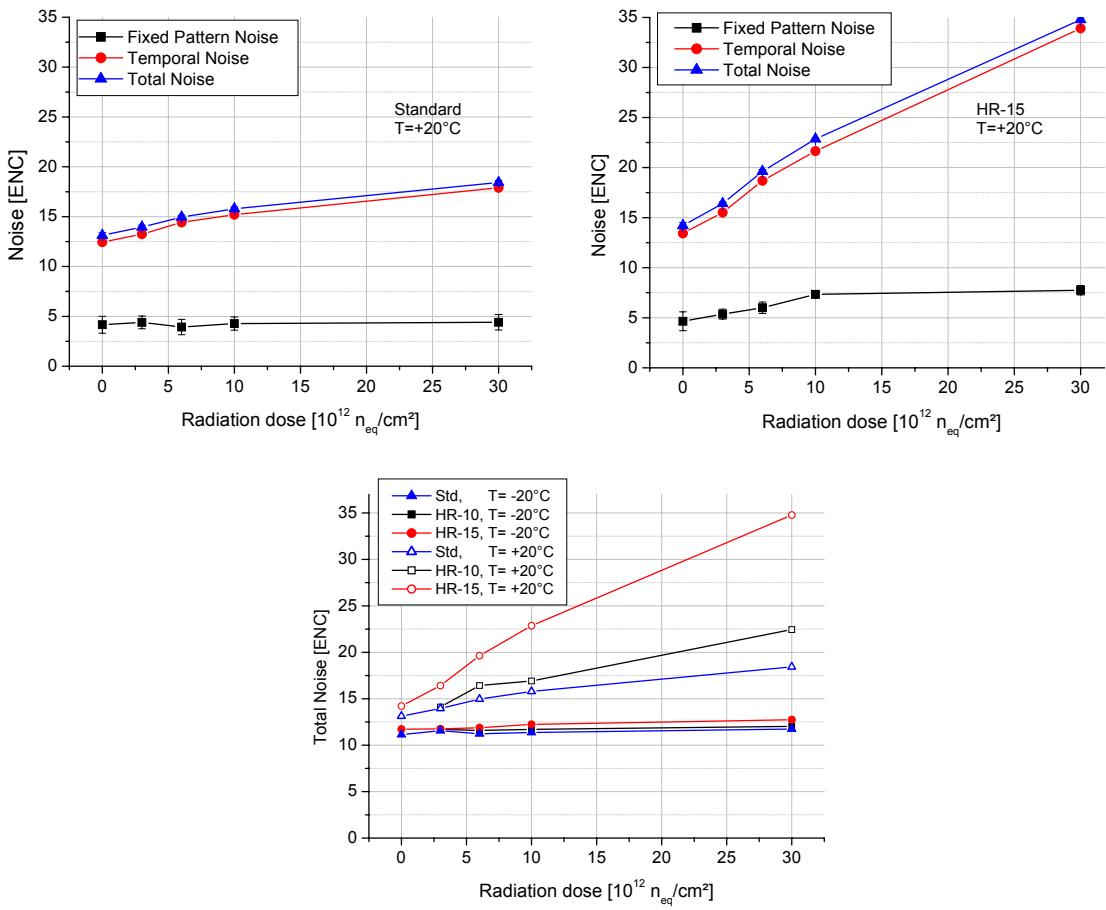


Figure 6. Selected results of the noise measurements with MIMOSA-26 for an integration time of $460\ \mu\text{s}$. The fixed pattern noise, temporal noise and total noise of the standard and the HR-15 sensors are shown as function of the radiation dose in the upper panels for $T = 20^\circ\text{C}$. The lower right panel displays the total noise of the sensors as function of dose and temperature. If not explicitly shown, the error bars are smaller than the symbols. Note that operating the irradiated sensors at their nominal $115\ \mu\text{s}$ integration time will reduce their temporal noise.

unmoderated fission neutrons at the MEDAPP [9] facility of the FRM II reactor in Garching (Germany). During irradiation, the sensors were not powered in order to minimize the effect of a background of γ -rays, which is estimated to be $\lesssim 100\ \text{kRad}/(10^{13}\ n_{\text{eq}}/\text{cm}^2)$. The irradiated sensors were tested with an ${}^{55}\text{Fe}$ -source in order to quantify the drop in CCE caused by the non-ionizing radiation damage.

As expected, this drop is quite substantial for the standard sensor (see figure 5 - left). According to our experiences with elder chip designs (see figure 3), we expect the sensor's detection efficiency for minimum ionizing particles to drop below 95% already after a fluence of a few $10^{12}\ n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. The CCE of the HR-15 sensor exhibits a radiation tolerance substantially higher than the one of the standard sensor. This is illustrated in the right panel of figure 5, which shows that the CCE of this sensor is only slightly reduced even after the highest dose applied. This confirms that the goal of accelerating the charge collection in the sensor has indeed been achieved.

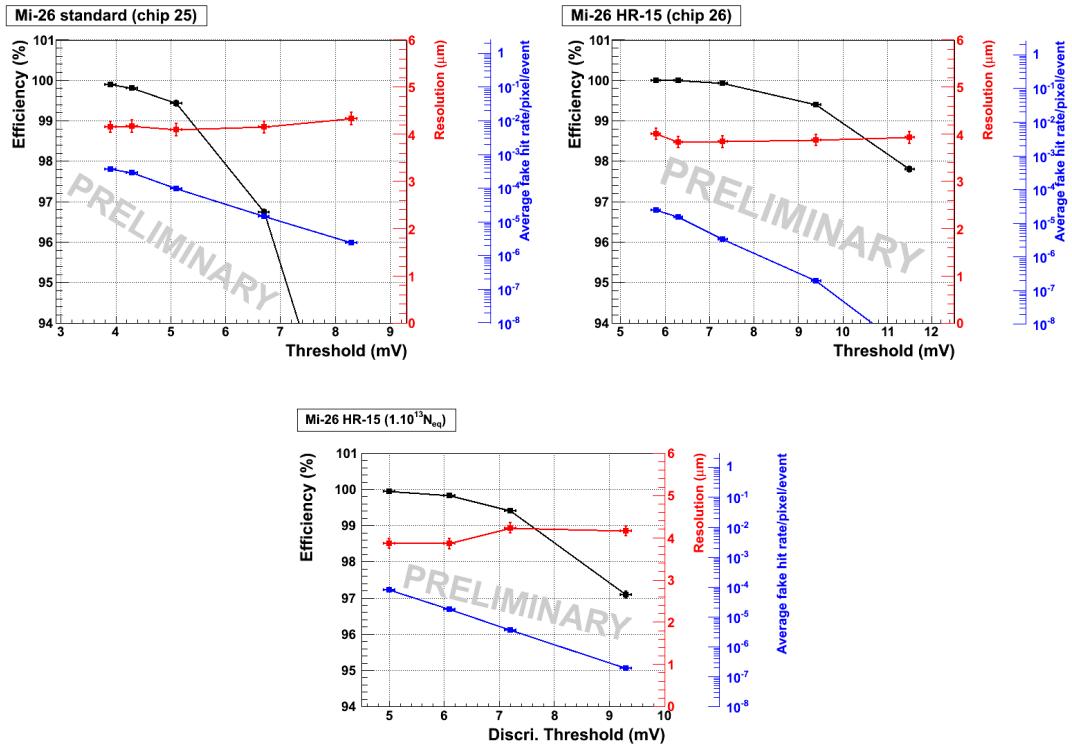


Figure 7. Preliminary beam test results for MIMOSA-26 with standard epi (upper left panel), HR-15 epi (upper right panel) and HR-15 epi irradiated with $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ (lower right panel). It is assumed that the measured spatial resolution of the sensors will approach $3.5 \mu\text{m}$ during the final analysis.

Radiation damage is known to increase the leakage currents and the related shot noise of silicon detectors. While the intrinsic leakage current compensation of the pixel of MIMOSA-26 does not allow for a direct measurement of the leakage current, the noise of the detector could be accessed via the analog detector output. To do so, we measured the dark signal and its fluctuations for all individual pixels. The width of the distribution of the *average* dark signal of the individual pixels is associated with a fixed pattern noise as the on-chip discriminators cannot compensate this fluctuation. The fluctuation of the signal of the individual pixel *around its average dark signal* is considered as the pixel temporal noise. In figure 6, the mean value of the temporal noise of all pixels of a sensor is compared with the fixed pattern noise. The total noise is computed as the squared sum of both values, which ignores the small additional noise contribution of the on-chip discriminators of MIMOSA-26. Note that the measurements compare different chips, which adds a systematic uncertainty due to the production tolerances on the analog output circuitry. It seems that this uncertainty causes the observed scattering of the measured fixed pattern noise, which is however dominated by the temporal noise of the pixels.

One observes that the noise of the HR-sensors is slightly higher than the one of the standard sensor. This difference is small for the non-irradiated sensors and for sensors cooled to -20° C . Little dependence of the noise on the radiation dose is seen for this operating temperature. For sensors operating at $+20^\circ \text{ C}$, the noise increases with increasing radiation dose. This holds in particular

for the HR-15 sensor, which might be due to some shot noise caused by a especially high leakage current. This current could exceed the one of the other sensors as the HR-15 pixel has a larger sensitive volume than the HR-10 pixel and a better CCE for thermally generated electrons than the standard sensor. Still, the noise remains acceptable for radiation doses $\lesssim 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, and would have been alleviated if the sensors had been operated with their nominal integration time of $115 \mu\text{s}$.

3.3 Beam test results of MIMOSA-26AHR

MIMOSA-26 was tested with a $\sim 120 \text{ GeV}/c$ pion beam of the CERN-SPS. The tests were carried out with the TAPI-beam telescope, which combines four MIMOSA-26 sensors with standard epitaxial layer and provides an extrapolated track resolution of $\sim 2 \mu\text{m}$. The sensors under test were cooled to a temperature of $\sim 15^\circ \text{ C}$ (non-irradiated sensors) and $\sim 0^\circ \text{ C}$ (irradiated sensors) in order to reduce shot noise. All sensors were operated with the digital outputs at their nominal readout time of $115 \mu\text{s}$. The discriminator thresholds were varied in order to identify the best compromise between high detection efficiency and low fake hit rate. The preliminary results of the measurements are shown in figure 7, which shows the measured single point resolution, the detection efficiency and the fake hit rate of the sensors. One observes that according to the preliminary analysis and independently of the radiation dose, all sensors show a spatial resolution of $\sim 4 \mu\text{m}$, which is expected to become $\sim 3.5 \mu\text{m}$ once the analysis is finalized.

The standard sensor provides a detection efficiency of 99.5% in combination with a fake hit rate of 10^{-4} at a threshold of $\sim 5 \text{ mV}$. The novel HR-15 sensor provides substantially better S/N performances, which allow for substantially improved separation between real signals and fake hits. This margin can be used for tolerating radiation damage and/or for tolerating the additional noise cause by higher operation temperatures. Moreover, the use of higher discrimination threshold reduces the size of the clusters, which is of interest for applications with high occupancy. For a HR-15 sensor being irradiated with $10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, an efficiency above 99.9% is found in combination with a fake hit rate of 10^{-4} . This supports the statement that even after being exposed to this radiation dose, the HR-15 sensor shows better performances than the non-irradiated standard sensor.

4 Summary and conclusion

Within this work, we developed and tested a CMOS sensor with fast column parallel readout, on-chip data sparsification and digital readout. The sensor was manufactured in a $0.35 \mu\text{m}$ process on both standard and high resistivity ($400 \Omega \cdot \text{cm}$) epitaxial layer wafers. We observed that the use of high resistivity epitaxial layer provides substantial benefits in terms of CCE. While this feature would in principle indicate an increase of the depleted part of the sensitive volume, no direct evidence was found to fully support this hypothesis. It is speculated that the improved CCE originates in fact from beneficial changes of second order effects like doping gradients or small currents in the high resistivity silicon, which might generate small, but significant, drift fields in the undepleted part of the epitaxial layer.

Due to the higher CCE, the HR-sensor shows a twice higher S/N than the standard sensor ($S/N \approx 40$ instead of ≈ 20 , tested with beta rays of a ^{106}Ru -source). Moreover, unlike known from standard sensors, the CCE of the HR-sensor remains mostly stable after bulk damage consecutive to a fluence $> 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. During a beam test performed at 0°C with $120 \text{ GeV}/c$ pions at

the CERN-SPS, the HR-15 sensor irradiated with 10^{13} n_{eq}/cm² demonstrated an efficiency above 99.9% in combination with a fake hit rate of 10^{-4} , which exceeds performances of a non-irradiated standard sensor. With this result, it has been demonstrated that one may fabricate CMOS sensors with a fast and column parallel readout adapted to fluences $> 10^{13}$ n_{eq}/cm².

Acknowledgments

This work was supported by HIC for FAIR, the BMBF (06FY9099I), and GSI.

References

- [1] R. De Masi et al., *Towards a 10μs, thin and high resolution pixelated CMOS sensor system for future vertex detectors*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **628** (2011) 296, and references therein.
- [2] *ILD, letter of intent*, <http://www.ilcild.org/documents/ild-letter-of-intent/LOI.pdf>.
- [3] L. Greiner et al., *Sensor development and readout prototyping for the STAR Pixel detector*, *2009 JINST* **4** P03008.
- [4] M. Deveaux et al., *Challenges with decay vertex detection in CBM using an ultra-thin pixel detector system linked with the silicon tracker*, *PoS(VERTEX 2008)028*.
- [5] Y. Degerli et al., *A fast monolithic active pixel sensor with pixel-level reset noise suppression and binary outputs for charged particle detection*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** (2005) 3186.
- [6] J. Baudot, *First test results of MIMOSA-26, a fast CMOS sensor with integrated zero suppression and digitized output*, *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.* (2009) 1169.
- [7] M. Deveaux et al., *Neutron radiation hardness of monolithic active pixel sensors for charged particle tracking*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **512** (2003) 71.
- [8] A. Dorokhov et al., *Improved radiation tolerance of MAPS using a depleted epitaxial layer*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **624** (2010) 432.
- [9] H. Breitkreutz et al., *Spectral fluence rates of the fast reactor neutron beam MedApp at FRM II*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **593** (2008) 466.



Contents lists available at ScienceDirect

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A

journal homepage: www.elsevier.com/locate/nima

Pitch dependence of the tolerance of CMOS monolithic active pixel sensors to non-ionizing radiation

D. Doering ^{a,*}, M. Deveaux ^a, M. Domachowski ^a, I. Fröhlich ^a, M. Koziel ^a, C. Müntz ^a, P. Scharrer ^a, J. Stroth ^{a,b}

^a Institut für Kernphysik, Goethe University Frankfurt/M, Max-von-Laue-Str. 1, 60438 Frankfurt/M, Germany

^b GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany

ARTICLE INFO

Available online 21 April 2013

Keywords:

Radiation-hard detectors
Particle tracking detectors (solid-state detectors)
Monolithic pixel detectors
CMOS-sensors
Monolithic active pixel sensors
Radiation damage

ABSTRACT

CMOS monolithic active pixel sensors (MAPS) have demonstrated excellent performance as tracking detectors for charged particles. They provide an outstanding spatial resolution (a few μm), a detection efficiency of $\geq 99.9\%$, very low material budget ($0.05\%X_0$) and good radiation tolerance ($\geq 1 \text{ Mrad}$, $\geq 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$) (Deveaux et al. [1]). This makes them an interesting technology for various applications in heavy ion and particle physics. Their tolerance to bulk damage was recently improved by using high-resistivity ($\sim 1 \text{ k}\Omega \text{ cm}$) epitaxial layers as sensitive volume (Deveaux et al. [1], Dorokhov et al. [2]).

The radiation tolerance of conventional MAPS is known to depend on the pixel pitch. This is as a higher pitch extends the distance, which signal electrons have to travel by thermal diffusion before being collected. Increased diffusion paths turn into a higher probability of loosing signal charge due to recombination. Provided that a similar effect exists in MAPS with high-resistivity epitaxial layer, it could be used to extend their radiation tolerance further. We addressed this question with MIMOSA-18AHR prototypes, which were provided by the IPHC Strasbourg and irradiated with reactor neutrons. We report about the results of this study and provide evidences that MAPS with $10 \mu\text{m}$ pixel pitch tolerate doses of $\geq 3 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$.

© 2013 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

MAPS have been proposed as sensor technology for the vertex detectors of the International Linear Collider (ILC) [3], the STAR Heavy Flavor Tracker Upgrade [4] and the Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment [5]. Moreover, they are considered for the upgrade of the ALICE-ITS [6]. The expected integrated radiation doses in these applications range from several $10^{10} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ and few 100 krad (ILC) to $\geq 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ and $\geq 3 \text{ Mrad}$ (CBM). Reaching this radiation tolerance is the subject of a joint research program of the PICSEL group of the IPHC/Strasbourg and the IKF of the Goethe University of Frankfurt/Main.

The sensitive volume of conventional MAPS is an undepleted epitaxial layer, which is found in various CMOS processes. As shown in Fig. 1, this sensitive volume is surrounded by two layers made from P++ doped silicon. Signal electrons, generated by impinging particles, diffuse thermally in the epitaxial layer and are reflected back at its interfaces to the surrounding layers. They are collected by a P_{Epi} Layer/ N_{Well} -diode. In the so-called Self-Bias-

pixel (SB-pixel) [7], the signal is buffered by the charge-to-voltage preamplifier shown in Fig. 2.

The slow charge collection process makes MAPS vulnerable to bulk damage caused by non-ionizing radiation. This damage reduces the lifetime of free electrons in silicon and increases the probability of loosing signal charge due to recombination [8]. The losses in terms of charge collection efficiency (CCE) may be alleviated by shortening the diffusion path of the electrons. This is successfully achieved by reducing the pixel pitch (see Fig. 3, black squares). For tracking detectors, this approach raises the number of pixels per unit detector surface and the additional radiation tolerance has to be traded against an unwanted higher power dissipation and/or a longer readout time of the detector. An alternative approach to accelerate the charge collection is to deplete the active volume. The fields in the depleted volume accelerate and guide the charge collection and decrease therefore the probability of electrons to be trapped. However, this approach could not be exploited as the high doping concentration found in the epitaxial layers of standard CMOS processes limit the depletion depth reached with the low voltages ($\leq 5 \text{ V}$) available to a fraction of a micrometer. This obstacle vanished only recently when a new industrial trend made CMOS processes with a dedicated high-resistivity epitaxial layer commercially available.

* Corresponding author. Tel.: +49 069 798 47118.

E-mail address: doering@physik.uni-frankfurt.de (D. Doering).



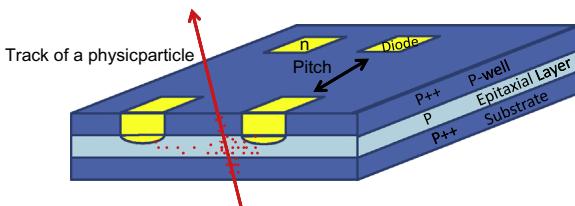


Fig. 1. Cross-sectional view of a CMOS sensor. The trajectory of an impinging particle (single-pointed arrow) and the diffusion paths of diffusing free electrons are shown.

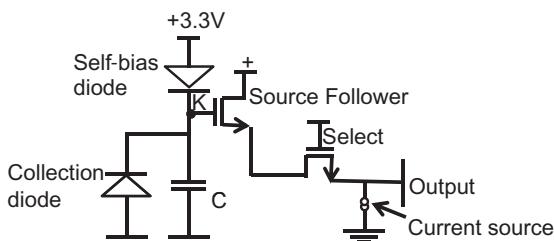


Fig. 2. Layout of the SB-preamplifier.

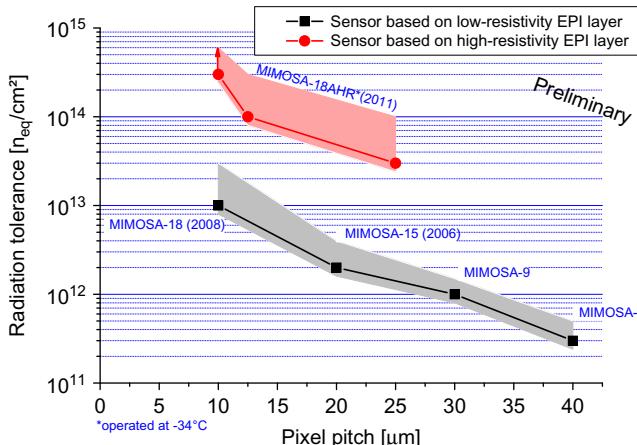


Fig. 3. Measured tolerance to non-ionizing radiation as a function of pixel pitch. All sensors shown here were implemented in the AMS 0.35 μm CMOS process. The black squares are taken from [1].

The use of partially depleting the epitaxial layer was demonstrated in 2009 with the prototype MIMOSA-25 [2], which was manufactured in a 0.6 μm high-resistivity process with $\sim 1 \text{k}\Omega \text{cm}$ epitaxial layer. A radiation tolerance of $\gtrsim 3 \times 10^{13} \text{n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ was reached, which corresponds to an improvement of about one order of magnitude as compared to elder designs. Still, this CMOS process featured only three metal layers, which are not sufficient for integrating the signal processing circuits required for the fast, column parallel detector readout needed for tracking applications.

This limitation vanished when the 0.35 μm CMOS process used for manufacturing the state of the art detector MIMOSA-26 was complemented with an optional high-resistivity epitaxial layer. To exploit this new option, the sensor was re-fabricated and the novel active volume was successfully combined with the architecture discussed in [1] featuring in-pixel CDS and data sparsification. The expected increase of the radiation tolerance to $\gtrsim 10^{13} \text{n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ was demonstrated during test with 120 GeV/c pions from CERN-SPS. However, the precise origin of this improvement remained unclear as the expected increase of the depleted volume of the collection diodes was not observed. It was considered that the applied voltage to the sensing diode (0.7 V) of the pixels of the modified, so-called MIMOSA-26AHR was insufficient to create a sizable depleted volume [1].

2. Experimental setup

The prototype MIMOSA-18AHR was designed at the IPHC Strasbourg in order to address this question and to study potential effects of the pixel pitch on the radiation tolerance of the device. It was produced in the AMS 0.35 μm OPTO-process based on a 15 μm thick, P-type, high-resistivity epitaxial layer. It hosts four matrices composed of SB-pixels with a substantially increased applied voltage to the sensing diode of $\sim 2.7 \text{ V}$. The pixels were arranged with a pitch of 10 μm , 12.5 μm and 25 μm with a diode surface of $\approx 15 \mu\text{m}^2$. Some MIMOSA-18AHR were produced on wafers with conventional, 14 μm thick, low-resistivity epitaxial layer and used as reference.

The radiation hardness studies were carried out at IKF Frankfurt. The samples were irradiated with a neutron dose of up to $3 \times 10^{14} \text{n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ at the TRIGA reactor in Ljubljana. During the neutron irradiation, the samples were not powered in order to reduce the unwanted effects of the accompanying ionizing radiation background of $\leq 100 \text{ krad } \gamma\text{-rays per } 10^{13} \text{n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. The dosimetry was carried out by the staff of the facility and is considered to have a 10% absolute precision. Afterwards the irradiated sensors were bonded on a proximity board and operated in a climatized dark chamber.

While operating the sensors, we observed a substantial increase of the dark current shot noise in the irradiated devices (see Fig. 4). This noise is particularly high due to the long integration time of MIMOSA-18AHR (3.69 ms). The sensors were cooled to $T = -34^\circ\text{C}$ to reduce the radiation induced thermal leakage currents of the pixel diodes. This reduced the shot noise and allowed to reach a reasonable low noise of $\leq 17 \text{ e}^- \text{ ENC}$ for the highest radiation dose applied. The sensors were illuminated with 5.9 keV X-rays from a ^{55}Fe -source and with hard β -rays from a ^{106}Ru -source. Both measurements are complementary as the X-rays deposit ~ 1640 electrons in a point-like volume while the β -rays distribute a signal charge similar to the one of minimum ionizing particles along the particle trajectory. The signal of pixels responding to the particles was recorded and a signal amplitude spectrum was built as described in [9].

3. Results

The signal amplitude spectra from MIMOSA-18AHR illuminated with the X-rays from the ^{55}Fe -source are shown in Fig. 5. The data

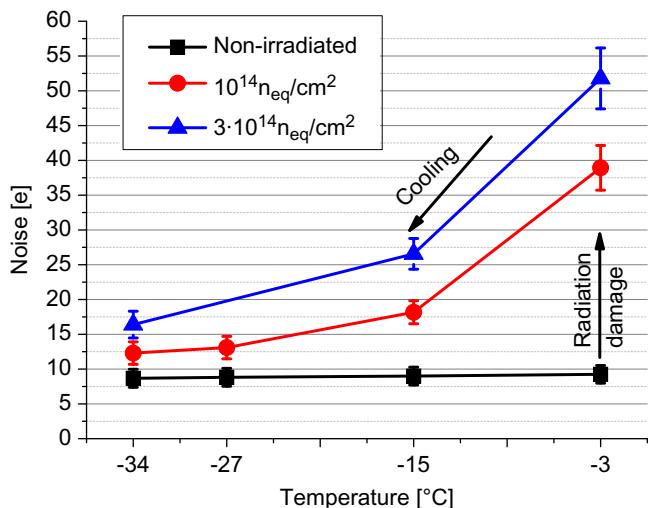


Fig. 4. Thermal noise as a function of operation temperature before and after irradiation. The integration time is with 3.69 ms relatively long.

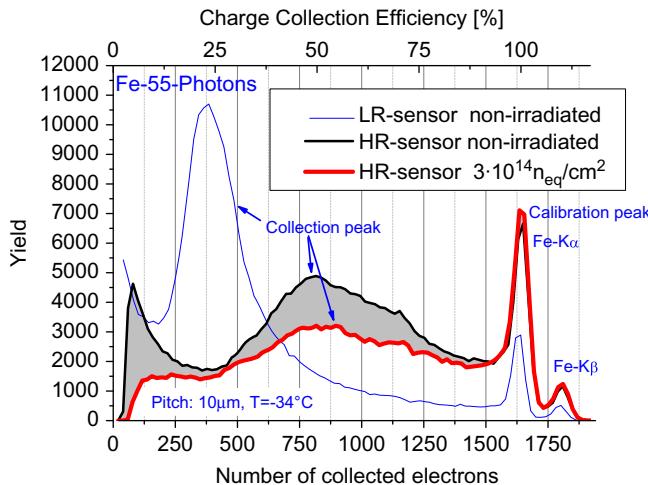


Fig. 5. Amplitude spectrum (^{55}Fe , $10\text{ }\mu\text{m}$ seed pixels).

were taken with the $10\text{ }\mu\text{m}$ pixels of an irradiated and a non-irradiated sensor based on a high-resistivity epitaxial layer (HR-sensor). Reference measurements were carried out with a sensor based on a low-resistivity epitaxial layer (LR-sensor). To discriminate the noise, a pixel-individual noise cut of 5σ was applied. The spectra are normalized as the sensors were illuminated during the same integration time with the same source.

The ^{55}Fe -spectra form a useful tool for judging the charge collection efficiency (CCE) of the sensor. This is as the Y-axis of the spectrum scales with the fraction of the active volume showing a certain CCE. Usually, the spectrum displays three peaks (in the case of the LR-sensor at a CCE of 25%, 100% and 110%). The so-called collection peak at 25% reflects interactions occurring in the big volume of the epitaxial layer. This volume shows a moderate CCE as many electrons are not collected by the seed pixel of the cluster but by the neighboring pixels. The smaller, so-called calibration peak at ~ 1640 electrons is caused by X-rays absorbed in the depleted volume of the pixel diode. This peak corresponds per definition to a CCE of 100% as all electrons deposited by the 5.9 keV photons in this volume are collected by the related pixel. The small peak at 110% is due to a small number of 6.4 keV K_β -photons, which are emitted by the ^{55}Fe -source and absorbed in the depleted volume of the pixels.

The gain of the readout-chain can be calibrated by the position of the calibration peak. Damages in the active components are expected to modify this gain but a value of 5.0 e/mV varied by less than 5% independently of the radiation doses applied. No other significant damage to the non-sensing components of the chip was observed.

Comparing the spectra of the non-irradiated HR-sensor with one of the LR-sensor, one observes the calibration peak of the HR-sensor to exhibit a substantially increased number of entries. This can be interpreted as a consequence of the ambitioned enlargement of the depleted volume of the pixel diodes. The total number of entries in this peak increases by a factor of about 3. The collection peak in the spectrum of the HR-sensor is found at 50% and shows a substantially higher width than the one known from the LR-sensor. The shift of the peak indicates that the CCE of the HR-sensor has raised by about a factor of 2 and that less signal electrons diffuse from the seed pixel of the clusters to the neighboring pixels. The substantially increased width of the peak suggests a reduced uniformity of the charge collection properties of the epitaxial layer, which suggests once more a partial depletion of this volume. As suggested by the higher CCE, the most probable signal amplitude of $10\text{ }\mu\text{m}$ HR-pixels, which were illuminated with

the β -rays of a ^{106}Ru -source, exceeds the one of the related LR-pixels by a factor of 2 (see Fig. 6).

The comparison of the spectra from the irradiated and the non-irradiated HR-sensor shows an unusual response of the device to non-ionizing radiation. In LR-sensors, bulk damage turns into a shift of the collection peak toward smaller CCE. The number of entries of this peak remains mostly unchanged until the peak approaches the detector threshold. In contrast, the HR-sensors show a mostly unchanged position of the collection peak while the number of entries is reduced by 15–20% (depending on the definition of the width of the peak).

The amplitude of the missing hits is too high to explain this result with the noise-dependent discriminator threshold cutting into the amplitude distribution. One might rather consider the presence of some sub-volumes of the epitaxial layer, which became fully insensitive. If those sub-volumes reduced the effective fill factor of the sensor, one would observe a reduced detection efficiency for β -rays. This was tested with the amplitude spectra shown in Fig. 6. One finds that the most probable value (MPV) of the Landau-distribution of the irradiated sensor is about 17% lower than the one of the non-irradiated sensor. The number of β -rays detected by the two devices differs by $\sim 1\%$ only, which is substantially below the $<5\%$ uncertainty of this simple test. One concludes therefore that there is no hint for the presence of blind spots.

Remarkably, the amount of missing hits in the ^{55}Fe -spectrum corresponds to the amount of missing charge in the β -spectrum. Both is compatible with the assumption of 15–20% reduced effective thickness of the epitaxial layer. This is as the reduced thickness would reduce the length of the β -tracks in the sensitive volume accordingly, which could explain the observed loss in signal charge. At the same time, the volume available for the point-like interactions of the X-ray photons would be reduced, which could explain the shrinking number of recorded X-ray hits.

Fig. 7 shows the CCE of pixels with different pitches as a function of the radiation dose. It was measured with the ^{55}Fe -source but unlike in Fig. 5, the summed charge collected in the four dominant pixels of a cluster was accounted for. The related CCE is regularly used as measure for the recombination of signal charge due to bulk damage [8]. One observes that a remarkably high fraction of 85–98% of the total charge is collected in this group of pixels. This fraction shrinks with increasing irradiation dose but the losses remain marginal for the pixels with $10\text{ }\mu\text{m}$ and $12.5\text{ }\mu\text{m}$ pitch. For the $25\text{ }\mu\text{m}$ pixels, the losses are more prominent but the CCE remains at $\sim 50\%$ for the highest radiation dose applied. This demonstrates the expected relation between the dose dependent

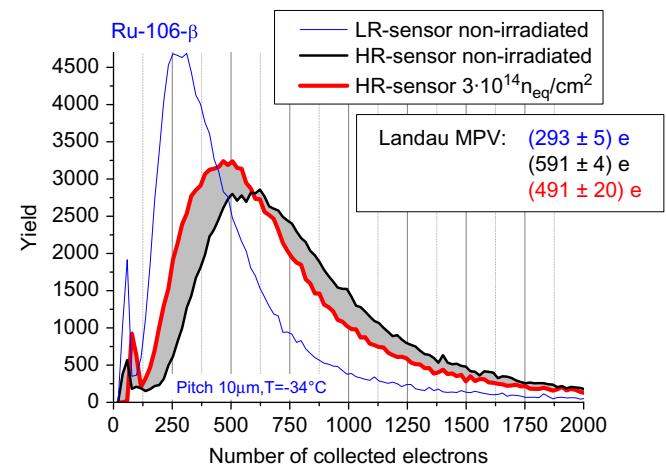


Fig. 6. Amplitude spectrum (^{106}Ru , $10\text{ }\mu\text{m}$ seed pixels).

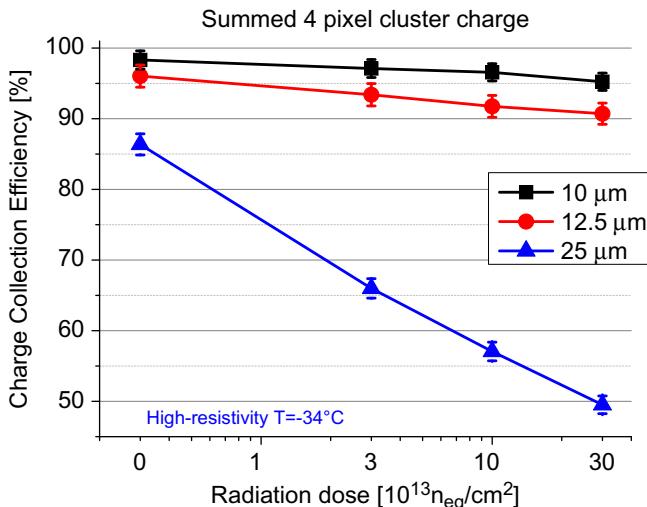


Fig. 7. CCE (radiation dose), ^{55}Fe , group of 4 pixels.

CCE of HR-pixels and their pitch. The S/N of HR- and LR-pixels for β -rays is shown as a function of the radiation dose in Fig. 8. One observes LR-pixels with a 10 μm pixel pitch to exhibit a S/N of 30 before irradiation and to remain above 15 until a dose of $10^{13} \text{n}_\text{eq}/\text{cm}^2$. According to our experience with various prototypes, this S/N of 15 is sufficient for a safe sensor operation. When applying this criterion, one finds the HR-pixel with a 25 μm pitch to tolerate a dose of $\sim 10^{14} \text{n}_\text{eq}/\text{cm}^2$ and the one with 12.5 μm to tolerate a dose of $\sim 3 \times 10^{14} \text{n}_\text{eq}/\text{cm}^2$. The radiation tolerance of the pixel with 10 μm pitch is beyond the highest dose applied. Those observations, which remain to be confirmed by a dedicated beam test, are summarized in Fig. 3 and compared with the known radiation tolerance of MAPS with LR-pixels. As suggested by earlier studies, one observes the radiation tolerance of the HR-pixels to exceed the one of the LR-pixels by at least one order of magnitude.

4. Summary and conclusion

The properties and the radiation tolerance of MAPS based on a high-resistivity (HR) epitaxial layer ($\sim 1 \text{k}\Omega \text{ cm}$) were studied. After applying a voltage to the sensing diode of $\sim 2.7 \text{ V}$, we observed an increase of the depleted volume of the collection diode by a factor of 3 as compared to similar sensors based on standard, low-resistivity (LR) epitaxial layer. Due to this partial depletion of the sensitive volume, the charge is focused to the seed pixel of the device and the S/N of the 10 μm pixels for β -rays from an ^{106}Ru -source raises by about a factor of 2 from 30 to 70. After applying non-ionizing radiation doses of up to $3 \times 10^{14} \text{n}_\text{eq}/\text{cm}^2$, a strong increase in shot noise is observed. This noise can be controlled by cooling. Unlike pixels based on LR-epitaxial layer, the HR-pixels with 10 μm and 12.5 μm show only marginal losses in their CCE

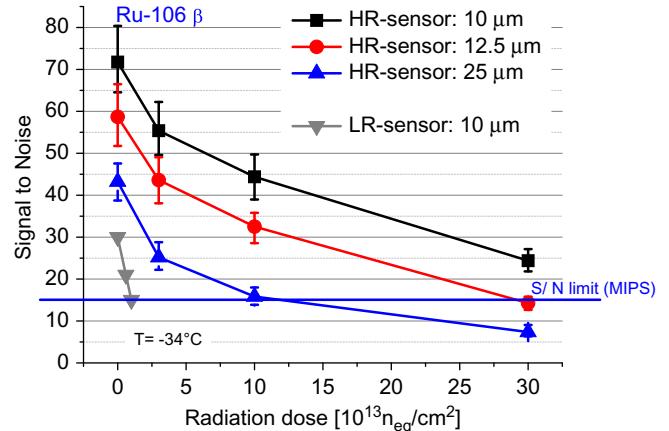


Fig. 8. S/N (radiation dose), ^{106}Ru , seed pixels.

due to the bulk damage. On the other hand, the results suggest that the effective thickness of the sensitive volume was reduced by 15–20%. As expected, the pixels with 25 μm pitch show a sizable, radiation induced shrinking of the CCE. Still, their S/N seems sufficient for MIPs detection after a radiation dose of $10^{14} \text{n}_\text{eq}/\text{cm}^2$. Pixels with a smaller pitch of 12.5 μm seem to tolerate $3 \times 10^{14} \text{n}_\text{eq}/\text{cm}^2$ while the radiation tolerance of the pixels with 10 μm exceeds this value. We conclude that the radiation tolerance of MAPS with HR-sensor increases with reduced pixel pitch. Independent of the pitch, this tolerance exceeds the one known from conventional sensors by more than one order of magnitude.

Acknowledgements

This work has been supported by the BMBF (06FY9099I, 06FY7113I and 05P12RFFC7), HIC for FAIR and GSI.

References

- [1] M. Deveaux, et al., Journal of Instrumentation 6 (02) (2011) C02004.
- [2] A. Dorokhov, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 624 (2) (2010) 432.
- [3] ILD Concept Group, The ILD Letter of Intent.
- [4] L. Greiner, et al., Sensor development and readout prototyping for the STAR pixel detector, Journal of Instrumentation 4, P03008.
- [5] M. Deveaux, et al., Design considerations for the Micro Vertex Detector of the Compressed Baryon/Matter experiment, POS(VERTEX2008)028.
- [6] L. Musa, Conceptual Design Report for the Upgrade of the ALICE ITS, Technical Report CERN-LHCC-2012-005, LHCC-G-159, CERN, Geneva (March 2012).
- [7] M. Deveaux, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 624 (2) (2010) 428, <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.04.045>.
- [8] M. Deveaux, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 583 (1) (2007) 134.
- [9] M. Deveaux, Development of fast and radiation hard Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) optimized for D^0 detection with the CBM – vertex detector, Dissertation, IKF Frankfurt, 2007.

RECEIVED: December 18, 2013

ACCEPTED: April 1, 2014

PUBLISHED: May 27, 2014

15th INTERNATIONAL WORKSHOP ON RADIATION IMAGING DETECTORS
23–27 JUNE 2013,
PARIS, FRANCE

Noise performance and ionizing radiation tolerance of CMOS Monolithic Active Pixel Sensors using the 0.18 μm CMOS process

D. Doering,^{a,1,2} J. Baudot,^{b,2} M. Deveaux,^{a,2} B. Linnik,^{a,2} M. Goffe,^{a,2} S. Senyukov,^{b,2}
S. Strohauer,^{a,2} J. Stroth^{a,2} and M. Winter^{b,2}

^a*Institut für Kernphysik, Goethe University Frankfurt,
Frankfurt, Germany*

^b*IPHC Strasbourg,
Strasbourg, France*

E-mail: doering@physik.uni-frankfurt.de

ABSTRACT: CMOS Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) have demonstrated excellent performance as tracking detectors for charged particles. They provide an outstanding spatial resolution (a few μm), a detection efficiency of $\gtrsim 99.9\%$, very low material budget ($0.05\% X_0$) and good radiation tolerance ($\gtrsim 1 \text{ Mrad}$, $\gtrsim 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$) [1]. This recommends them as an interesting technology for various applications in heavy ion and particle physics.

For the vertex detectors of CBM and ALICE, we are aiming at developing large scale sensors with an integration time of 30 μs . Reaching this goal is eased by features available in CMOS-processes with 0.18 μm feature size. To exploit this option, some sensor designs have been migrated from the previously used 0.35 μm processes to this novel process. We report about our first findings with the devices obtained with a focus on noise and the tolerance to ionizing radiation.

KEYWORDS: Radiation-hard detectors; Particle tracking detectors (Solid-state detectors); Heavy-ion detectors

¹Corresponding author

²For the CBM-MVD collaboration

Contents

1	Introduction	1
2	Sensor design	2
2.1	Impact of the transistor layout on the noise	4
2.2	Impact of the transistor layout on the sensor performance	4
3	Radiation tolerance	6
4	Summary and conclusion	6

1 Introduction

CMOS Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) found numerous applications in the field of heavy ion physics and particle physics. They are being installed in the STAR Heavy Flavor Tracker [2] and will be used in the Micro Vertex Detector of the future Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment [3]. Moreover, their use is considered for the vertex detectors of the International Linear Collider (ILC) [4] and the upgrade of the ALICE-ITS [5]. The expected integrated radiation doses in these applications range from several 10^{10} n_{eq}/cm² and few 100 krad (ILC) to $\gtrsim 10^{13}$ n_{eq}/cm² and $\gtrsim 1$ Mrad (CBM).

MAPS integrate their sensitive volume and the pixel readout electronic on one chip, which is produced with commercially available CMOS processes. As shown in figure 1, the sensitive epitaxial layer is surrounded by two layers made from P++ doped silicon. N doped implantations penetrating one of the P++ doped layers form a P_{Epi} Layer/NWell-diode. Signal electrons, generated by impinging particles, travel in the epitaxial layer and are reflected back at its interfaces to the surrounding layers until they are collected by a diode. The details of the charge collection process depend significantly on the doping of the epitaxial layer. In case this volume is made from the moderately doped ($\sim 10 \Omega \cdot \text{cm}$) silicon as found in standard CMOS processes, the charge collection is dominated by thermal diffusion. Significant improvements can be reached by exploiting the lower doping ($\sim 1 \text{k}\Omega \cdot \text{cm}$) of CMOS-processes dedicated to commercial optical imaging devices. In this case, the sensitive volume is partially depleted, which accelerates the charge collection and hence improves substantially the tolerance of MAPS to non-ionizing radiation damage. After this improvement, the tolerance of MAPS to bulk damage was extended to $\gtrsim 10^{14}$ n_{eq}/cm² [1, 6]. Consequently, their tolerance to non-ionizing radiation dose currently outshine the ionizing radiation tolerance. Therefore, the life-time of MAPS in vertex detectors is limited by the effects of surface damage.

Since recently, a dedicated imaging process with 0.18 μm feature size became available for particle detectors. This CMOS-process provides the high-resistivity epitaxial layer discussed above. Moreover, it features deep P- and N-wells, which allows conceptually for using full CMOS

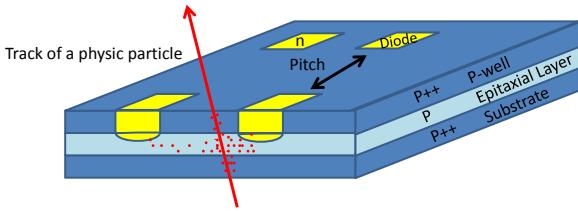


Figure 1. Cross sectional view of a CMOS sensor. The trajectory of an impinging particle (single-pointed arrow) and the diffusion paths of diffusing free electrons are shown.

also in the pixel area,¹ which is helpful for improving the readout speed of the device. Finally, CMOS-processes with a smaller feature size are known for providing an improved tolerance to ionizing radiation. In order to exploit those features, we aim at migrating our successful sensor designs to this new CMOS-process.

In the following, we will present some first devices manufactured in the novel process. Hereafter, we will show our findings concerning the noise of those devices and discuss the results of different strategies to reduce the noise. Finally, we will present first results on the tolerance of the devices to ionizing radiation.

2 Sensor design

Some exploratory devices were designed to study the properties of sensing nodes integrated in the novel CMOS process. The chips were named MIMOSA-32, MIMOSA-32ter and MIMOSA-34. Each of those chips host matrices with 32 different pixels types, which vary in terms of pixel pitch, as well as in the sensing node and preamplifier layouts. The 1024 pixels of each pixel matrix are arranged in 16 columns with 64 pixels per column. The columns are readout in parallel and their signal is sent to 16 external ADCs.² The readout time is 32 μs , which represents the design goal of the future sensors for CBM and ALICE.

In the pixels discussed in the following, the charge collected by the P_{Epi} Layer/NWell-diode is stored in the parasitic capacitance C of the sensing node and hereafter buffered by means of a source follower (see figure 2). The signal charge as well as the accumulated charge generated by the leakage current of the collection diode is cleared by means of a continuous bias, which is realized with a permanently opened reset switch based on a NMOS transistor (labeled reset-transistor in figure 2). In this particular mode of operation, the switch should act as a high resistivity forward biased diode and the pixel should be equivalent to the self-bias pixels discussed in [7].

The charge-to-voltage amplification gain of CMOS-pixels depends predominantly on the size of the parasitic capacitance of the sensing node. Contributors to this parasitic capacitance are in particular the P_{Epi} Layer/NWell-junction, the drain of the reset transistor and the gate of the source follower transistor. The smaller feature size of the 0.18 μm -process allows for reducing the size and such the capacitance of those structures, which turns into a sizable potential for improving the

¹Without this feature, the N-well implantation required for building PMOS-transistors would act as parasitic collection diode and therefore destroy the sensing abilities of the pixel.

²Only 8 out of 16 columns were read out due to limitations of our readout system. This restriction has no impact on the conclusions of this study.

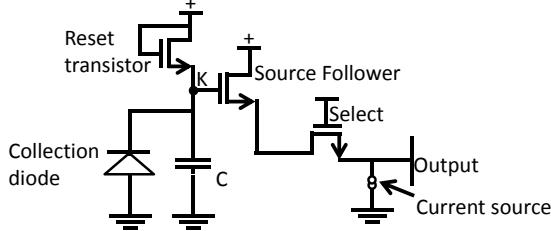


Figure 2. A 3T preamplifier with continuous bias

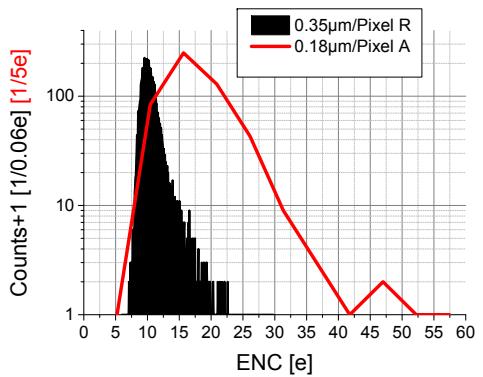


Figure 3. Noise distribution of Pixel A and R. Mind the different bin sizes.

Table 1. Noise and gain in dependence of the source follower gate size. The uncertainties of the absolute measurements are 5% for the gain and 10% for the median noise. The diode size of all pixels listed is $11\text{ }\mu\text{m}^2$. The width of the gate of all reset transistors is $0.25\text{ }\mu\text{m}$ and the length is $0.20\text{ }\mu\text{m}$ (pixel A-C) and $0.30\text{ }\mu\text{m}$ (pixel D). The source follower transistor of pixel R has an enclosed layout. Note, the gain includes the gain of the external readout chain. Therefore, only the gain of pixels of the same chip can be compared.

Matrix		Width [μm]	Length [μm]	Noise [ADU]	1/Gain [e/ADU]	ENC [e]	ENC $99\% < [e]$
Mi-32ter-P2	A	1.5	0.2	1.81	11.1	19.8	41
Mi-32ter-P6	B	0.9	0.2	1.97	10.5	20.5	55
Mi-32ter-P5	C	0.5	0.2	2.09	10.1	21.3	63
Mi-34-P17	D	1.5	0.2	-	-	16.2	38
Mi-18AHR-A2 ($0.35\text{ }\mu\text{m}$)	R	-	0.35	-	-	10.7	18
Difference A→C				+15%	+10%	+8%	+54%

amplification gain of the pixel. However, reducing the diode size may come with drawbacks in terms of charge collection efficiency and reducing the size of the transistor gates was reported to cause significant 1/f- and RTS-noise in MAPS used for optical imaging [11, 12].

In order to find the optimal compromise between the different parameters, we compared the noise performances of different pixels. A first comparison was made between the pixels labeled as Pixel A to C in table 1. Those pixels host an identical sensing diode with a size of $\sim 11\text{ }\mu\text{m}^2$, an identical reset transistor but the layout of the source follower transistor was varied as listed in the table. As a benchmark, we use Pixel R, a well performing matrix manufactured in a high-resistivity $0.35\text{ }\mu\text{m}$ -process.³

According to our measurement standard, we defined the noise as the standard deviation of the dark signal of the individual pixel after performing correlated double sampling, pedestal correction and common mode correction. Details on the related measurement procedure were discussed in [8].

³From MIMOSA-18AHR, see [1] for further information.

The noise of a pixel matrix is defined as the median of the noise of all individual pixels of this matrix and was measured at a temperature of $T = +20^\circ\text{C}$. Typically, masking $\lesssim 1\%$ "noisy" pixels can be tolerated. Therefore, besides the median of the pixel noise distribution, we evaluated a noise limit defined by the requirement that 99% of the pixels should have a lower noise. An analog concept is applied for the signal to noise: We consider a sensor as good, if the S/N of 99% of all pixels exceeds the value of 15, which is known to allow for save MIP-detection.

2.1 Impact of the transistor layout on the noise

Figure 3 compares the performances of the Pixel A ($0.18\ \mu\text{m}$, biggest source follower transistor gate) with the one of the established Pixel R ($0.35\ \mu\text{m}$ feature size). Pixel R shows a narrow distribution with a median noise of $10.7\ \text{e}$, and $\gtrsim 99\%$ of all pixels indicate a noise below $18\ \text{e}$. The noise of Pixel A follows a broad distribution with a median of $19.8\ \text{e}$ and $\gtrsim 99\%$ of all pixels remain below a noise of $41\ \text{e}$. Based on the results for Pixel A-C in table 1, one may state that reducing the surface of the gate of the source follower transistor increases slightly the gain of the pixel. However, the median noise does also slightly increase, mostly because more pixels with very high individual noise are observed in the presence of a small gate: Once the width of the gate is reduced from $1.5\ \mu\text{m}$ to $0.5\ \mu\text{m}$, the "99%-noise" raises from 41 to 63 electrons.

This unintuitive finding can be understood by studying the detailed properties of noisy pixels and comparing the results with the observations reported in [11, 12]. In figure 4, we display the distribution of the dark signal (after correlated double sampling, CDS) of a selected pixel C with low noise. In figure 5, the dark signal of the neighboring, noisy pixel is shown. While the first pixel shows the expected, mostly gaussian noise distribution, the dark signal of the latter pixel varies between three well defined levels. The observation is compatible with the presence a Random Telegraph Signal (RTS) in the source follower transistor of this pixel. According to standard literature, RTS is caused by individual defects in the silicon, which may absorb or emit an individual electron. The field of this electron adds to the field applied to the gate of the FET. Therefore, the current passing the FET is modulated to two well separated levels depending on the charge state of the defect. As we apply CDS, which means subtracting the values of two consecutive frames, we observe three levels representing a stable state, the absorption, and the emission of an electron in the defect during the integration time. Obviously, the RTS dominates the other sources of pixel noise, which determine the width of the individual peaks.

Increasing the surface of the transistor gate seems to reduce the relative impact of the RTS and is therefore found to be beneficial. This holds also for the gate of the reset transistor, which was enlarged in Pixel D. After this modification, the median noise was reduced from $19.8\ \text{e}$ (Pixel A) to $16.2\ \text{e}$ (Pixel D). Note that, while enlarging the transistor size reduces the RTS, cooling seems not to show a positive impact. This is in contrast to our observations on RTS-noise originating from the pixel diodes [10].

2.2 Impact of the transistor layout on the sensor performance

The relation between the charge collection efficiency (CCE), the gain and the median noise of the pixels was measured with MIMOSA-34. All were derived from pixel D and the diode size was varied. Their noise and gain is displayed in figure 6, which indicates also the CCE (for the seed

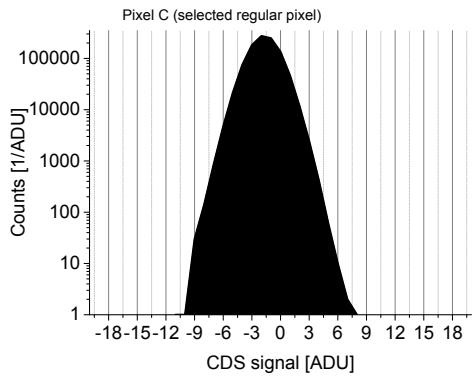


Figure 4. Dark signal of a regular pixel. See text.

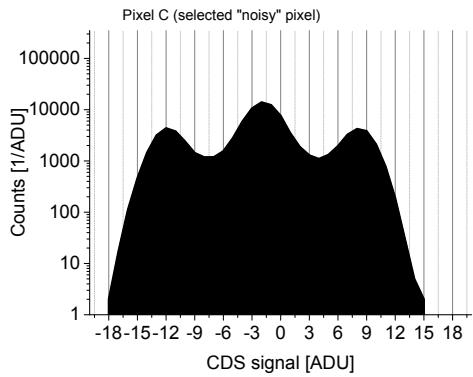


Figure 5. Dark signal of a noisy pixel. See text.

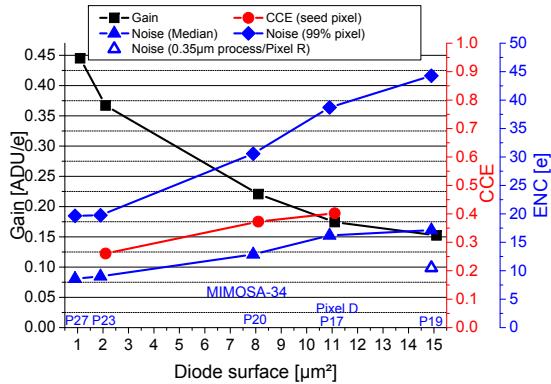


Figure 6. CCE, noise and gain of Pixel D as function of the diode surface. The noise of 99% of the pixels remain below the line indicating “Noise (99% pixel)”. See text.

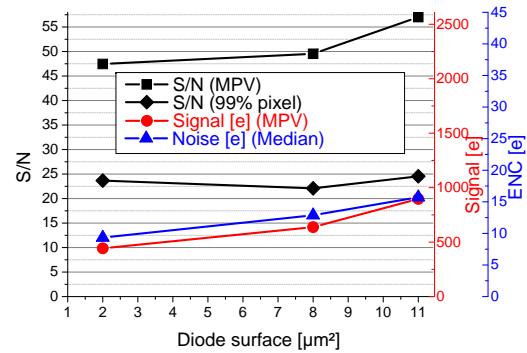


Figure 7. Most probable signal, median noise and S/N as function of diode size. The S/N of 99% of all pixels remains above the line indicating “Signal to Noise (99% pixel)”. See text.

pixel of a cluster as measured with a ^{55}Fe -source). The CCE shown is restricted to the subset of pixels with $22\text{ }\mu\text{m} \times 33\text{ }\mu\text{m}$ pitch. This choice was done to obtain comparable results. It reflects the fact that the gain and the noise of non-irradiated pixels depends in first order on the properties of the diodes only, while the CCE is strongly pitch dependent.

One observes that the gain is strongly reduced with increasing diode size and the capacitive noise of the pixels raises accordingly. However, this effect comes with an increase in terms of charge collection efficiency, which raises the signal. This is shown in figure 7, which shows the noise, the most probable signal and the S/N as recorded once the sensor was illuminated by β -rays from a ^{90}Sr -source. One observes that the S/N (MPV), which is defined as the most probable signal in the seed pixel divided by the median of the noise distribution, is about 50. Once propagating the “99%-noise” to the S/N, one finds that 99% of all pixels exceeds 22 and no significant impact of the diode surface is observed. Note that this S/N is sufficient for reliable MIP-detection and remains fairly above the average S/N of the early successful prototypes like MIMOSA-2.

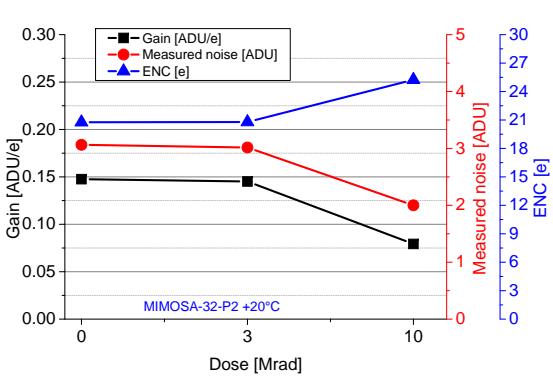


Figure 8. Noise and gain of the pixel P2 of MIMOSA-32 as function of the radiation dose

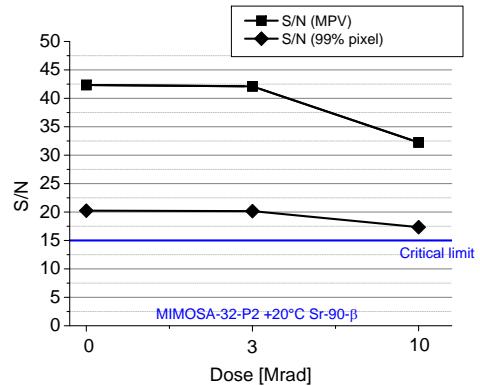


Figure 9. S/N of the pixel P2 of MIMOSA-32 as function of the radiation dose (see text)

3 Radiation tolerance

In the next step, we studied the performances of irradiated sensors. In a first exploratory study, we irradiated some MIMOSA-32 sensors at CERN with X-rays of a dose of up to 10 Mrad and tested them hereafter. The dosimetry is considered to have a 10% absolute precision and the sensors were powered during irradiation. The sensors were operated at $T = +20^\circ\text{C}$. The tests were carried out with a number of different pixel designs showing similar behavior. The preliminary results of one pixel type are discussed in the following.

After an irradiation dose of up to 3 Mrad, we do not observe significant changes in the pixel performance. After a dose of 10 Mrad, the gain of the sensor drops by a factor of two (figure 8). The origin of this effect is under investigation. Despite the drop, the sensor remains operational and the median noise increases only moderately from ~ 20 e to ~ 25 e. Evaluating the signal to noise ratio of the pixels by means of β -rays of a ${}^{90}\text{Sr}$ -source, one observes a good signal to noise ratio (MPV) of 42, which drops to 33 due to the noise increase (figure 9). Accounting for the width of the distribution, the radiation effect becomes small: 99% of all pixels show a satisfactory S/N above 20 before and above 17 after irradiation. Again, the noise appears to be dominated by RTS-noise and a solid quantitative understanding of the radiation effects on the noise might require sensors, which are optimized for low RTS. However, the results provide an encouraging first evidence that the manufacturing process and our sensor concept is suited to reach the ambitioned tolerance to some Mrad.

4 Summary and conclusion

Aiming at applications like the vertex detectors of CBM and ALICE, we are evaluating radiation tolerant large scale sensors with an integration time of $\lesssim 30 \mu\text{s}$. An $0.18 \mu\text{m}$ CMOS process providing a high-resistivity epitaxial layer, deep P- and N-wells and potentially a high tolerance to ionizing radiation is considered as a well suited technology for manufacturing those sensors. The process was explored by means of sensor prototypes hosting numerous pixel types, which were varied in different key parameters.

Guided by observations made previously in the field of optical imaging, we studied the relation between sensor capacitance and the RTS - 1/f noise. We find that the use of sensor gates with a length close to the minimum feature size introduces significant RTS-noise into some of the pixels. As even a moderate amount of noisy pixels determines the threshold settings on future particle sensor, the advantages of the small gates in terms of reduced capacitance and therefore the improved gain cannot be exploited. We observe, however, that a very good S/N is reached with diode surfaces scaling from $2 \mu\text{m}^2$ to $11 \mu\text{m}^2$. The increase of the diode size increases both, the noise and the CCE by about the same amount. Therefore, no reliable conclusion concerning the optimal diode size can be drawn. This holds in particular, as the optimum may still change once further progresses in reducing the RTS - 1/f noise are made.

Concerning the tolerance to ionizing radiation, we observe that the devices stand a dose of 3 Mrad without significant losses in the signal to noise ratio for β -rays. For a dose of 10 Mrad, a tolerable drop of the gain of the pixels was observed. The origin of this finding is currently under investigation. In any case, the S/N of the device remains satisfactory (above 17 for 99% of all pixels for the pixel type discussed in this work), which is considered as sufficient for a reliable sensor operation.

Over all, we conclude that the lower feature size of the $0.18 \mu\text{m}$ -process under study cannot be fully exploited to reduce the capacitive noise of the pixels. This is as the smaller transistors show an RTS - 1/f noise, which dominates the capacitive noise. Knowing this effect, it should be possible to reduce the noise of the above presented sensors by means of optimizing the layout of the few relevant transistors. Apart from this issue, the $0.18 \mu\text{m}$ -process studied appears well suited for building CMOS sensors for particle detection: already the non-optimized pixels show a quite satisfactory S/N. This holds in even after irradiating the sensor to a dose of 10 Mrad, which extends the tolerance of MAPS of the MIMOSA-family by one order of magnitude and allows for matching the requirements of the vertex detectors of both, ALICE and CBM in this field.

Acknowledgments

This work has been supported by BMBF (05P12RFFC7), HIC for FAIR and GSI.

References

- [1] D. Doering et al., *Pitch dependence of the tolerance of CMOS monolithic active pixel sensors to non-ionizing radiation*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **730** (2013) 111.
- [2] L. Greiner et al., *Sensor development and readout prototyping for the STAR Pixel detector*, [2009 JINST 4 P03008](#).
- [3] M. Deveaux et al., *Design considerations for the Micro Vertex Detector of the Compressed Baryonic Matter experiment*, [PoS\(VERTEX2008\)028](#).
- [4] ILD Concept Group, *The ILD Letter of Intent*, DESY 2009-87 (2009).
- [5] L. Musa, *Conceptual Design Report for the Upgrade of the ALICE ITS*, [CERN-LHCC-2012-005](#).
- [6] A. Dorokhov et al., *Improved radiation tolerance of MAPS using a depleted epitaxial layer*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **624** (2010) 432.

- [7] M. Deveaux et al., *Radiation Tolerance of CMOS Monolithic Active Pixel Sensors with Self-Biased Pixels*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **624** (2010) 428 [[arXiv:0908.4202](https://arxiv.org/abs/0908.4202)].
- [8] M. Deveaux, *Development of fast and radiation hard Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) optimized for D⁰ detection with the CBM - vertex detector*, IKF Frankfurt (2007).
- [9] M. Deveaux et al., *Charge collection properties of X-ray irradiated monolithic active pixel sensors*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **552** (2005) 0168.
- [10] M. Deveaux et al., *Random Telegraph Signal in Monolithic Active Pixel Sensors*, *Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.* (2008) 3098.
- [11] P. Martin-Gonthier and P. Magnan, *RTS Noise Impact in CMOS Image Sensors Readout Circuit*, *IEEE Int. Conf. Electron. Circ. Sys.* (2010) 928 [ISBN: 978-1-4244-5090-9].
- [12] X. Wang et al., *Random Telegraph Signal in CMOS Image Sensor Pixels*, *Electron Devices Meeting, IEDM '06*, 11-13 Dec. (2006).
- [13] S. Senyukov et al., *Charged particle detection performances of CMOS pixel sensors produced in a 0.18 μm process with a high resistivity epitaxial layer*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **730** (2013) 115 [[arXiv:1301.0515](https://arxiv.org/abs/1301.0515)].

Literaturverzeichnis

- [Aad12] G. Aad et al. Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector. *Phys.Rev.*, C86:014907, 2012.
- [Aam11] K. Aamodt et al. Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys.Lett.*, B696:30–39, 2011.
- [Ada05] J. Adams et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl.Phys.*, A757:102–183, 2005.
- [Adc05] K. Adcox et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration. *Nuclear Physics A*, 757(1-2):184 – 283, 2005. First Three Years of Operation of RHIC.
- [And08] A. Andronic et al. Charmonium and open charm production in nuclear collisions at SPS/FAIR energies and the possible influence of a hot hadronic medium. *Physics Letters B*, 659(1-2):149 – 155, 2008.
- [And10] A. Andronic et al. Hadron production in ultra-relativistic nuclear collisions: Quarkyonic matter and a triple point in the phase diagram of QCD. *Nuclear Physics A*, 837(1-2):65 – 86, 2010.
- [AY07] S. Amar-Youcef. Aufbau eines Testsystems zur Qualifizierung von Monolithic Active Pixel Sensoren und Messungen zur Strahlenhärt e an Prototypen. Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2007.
- [AY12] S. Amar-Youcef. *Design and performance studies of the Micro-Vertex-Detector for the CBM experiment at FAIR*. Dissertation, Goethe Universität Frankfurt, 2012.
- [Büd08] A. Büdenbender. Systematische Untersuchung der Strahlentoleranz optimierter Monolithic Active Pixel Sensoren gegen nicht-ionisierende Strahlung. Bachelorarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2008.

- [Bet30] H. Bethe. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, 397(3):325–400, 1930.
- [Blu12] C. Blume. Kernphysik 4. *Vorlesungsskript*, SS 2012.
- [Bra11] N. Brambilla. Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities. *The European Physical Journal C*, 71(2):1–178, 2011.
- [Cas01] W. Cassing et al. Open charm production in relativistic nucleus-nucleus collisions. *Nuclear Physics A*, 691(3-4):753 – 778, 2001.
- [Cha11] S. Chatrchyan et al. Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV. *Phys.Rev.*, C84:024906, 2011.
- [Cho74] A. Chodos et al. Baryon structure in the bag theory. *Phys. Rev. D*, 10:2599–2604, 1974.
- [Dep02] G. Deptuch. *A New Generation of Monolithic Active Pixel Sensors for Charged Particle Detection*. Dissertation, IPHC Strasbourg, 2002.
- [Dev03] M. Deveaux. Untersuchungen zur Strahlenhärte von Monolithic Active Pixel Sensoren. Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern, 2003.
- [Dev05] M. Deveaux et al. Charge collection properties of X-ray irradiated Monolithic Active Pixel Sensors. *Nuclear Instruments and Methods A*, 552(1-2):118 – 123, 2005. Proceedings of the 5th International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials, Detectors and Devices.
- [Dev07a] M. Deveaux. *Development of fast and radiation hard Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) optimized for D^0 detection with the CBM - vertex detector*. Dissertation, Goethe Universität Frankfurt, 2007.
- [Dev07b] M. Deveaux. *Verteidigung: Development of fast and radiation hard Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) optimized for D^0 detection with the CBM - vertex detector*. Verteidigung, Goethe Universität Frankfurt, 2007.
- [Dev07c] M. Deveaux et al. Charge collection properties of Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) irradiated with non-ionising radiation. *Nuclear Instruments and Methods A*, 583(1):134 – 138, 2007. Proceedings of the 6th International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials, Detectors and Devices - RESMDD 2006.
- [Dev08] M. Deveaux, D. Doering et al. Random Telegraph Signal in Monolithic Active Pixel Sensors. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008. NSS '08. IEEE*, pages 3098–3105, 2008.

- [Dev09] M. Deveaux et al. Design considerations for the Micro Vertex Detector of the Compressed Baryonic Matter experiment. *ArXiv e-prints*, 2009.
- [Dev11] M. Deveaux, D. Doering et al. Radiation tolerance of a column parallel CMOS sensor with partially depleted sensitive volume. *Journal of Instrumentation*, 6(02):C02004, 2011.
- [Doe08] D. Doering. Random Telegraph Signal in Monolithic Active Pixel Sensoren. Bachelorarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2008.
- [Doe10] D. Doering. Eine Ausheilstudie an bestrahlten Monolithic Active Pixel Sensoren. Masterarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2010.
- [Doe11] D. Doering et al. Annealing studies on X-ray and neutron irradiated CMOS Monolithic Active Pixel Sensors . *Nuclear Instruments and Methods A*, 658(1):133 – 136, 2011. RESMDD 2010.
- [Doe13] D. Doering et al. Pitch dependence of the tolerance of CMOS Monolithic Active Pixel Sensors to non-ionizing radiation. *Nuclear Instruments and Methods A*, 730:111–114, 2013.
- [Doe14] D. Doering et al. Noise performance and ionizing radiation tolerance of CMOS Monolithic Active Pixel Sensors using the 0.18 µm CMOS process. *Journal of Instrumentation*, 9(05):C0551, 2014.
- [Doe15] D. Doering et al. CMOS sensors for energy resolved X-ray imaging. *Contribution to the 17th International Workshop on Radiation Imaging Detectors*, 2015.
- [Dor10] A. Dorokhov et al. Improved radiation tolerance of MAPS using a depleted epitaxial layer. *Nuclear Instruments and Methods A*, 624(2):432 – 436, 2010.
- [Dri11] C. Dritsa. *Design of the Micro Vertex Detector of the CBM experiment: Development of a detector response model and feasibility studies of open charm measurement*. Dissertation, IPHC Strasbourg/Goethe Universität Frankfurt, 2011.
- [End11] G. Endrodi et al. The QCD phase diagram at nonzero quark density. *Journal of High Energy Physics*, 2011(4):1–14, 2011.
- [Eve93] L. Evensen et al. Guard ring design for high voltage operation of silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods A*, 337(1):44 – 52, 1993.
- [FAI06] FAIR - Baseline Technical Report. Accelerator and Scientific Infrastructure. *Volume 2*, 2006.
- [FK02] Z. Fodor and S.D. Katz. A new method to study lattice QCD at finite temperature and chemical potential. *Physics Letters B*, 534(1-4):87 – 92, 2002.

- [FK04] Z. Fodor and S. D. Katz. Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses. *Journal of High Energy Physics*, 2004(04):050, 2004.
- [Fri10] B. Friman et al. *CBM Physic Book*. Springer, 2010.
- [Gal09] T. Galatyuk. *Di-electron spectroscopy in HADES and CBM: from p + p and n + p collisions at GSI to Au + Au collisions at FAIR*. Dissertation, Goethe Universität Frankfurt, 2009.
- [GC13] M. Goffe and G. Claus. Persönliches Gespräch, 2013.
- [HA93] M. Huhtinen and P.A. Aarnio. Pion induced displacement damage in silicon devices. *Nuclear Instruments and Methods A*, 335(3):580 – 582, 1993.
- [Hub14] Huber Kältemaschinenbau GmbH. Huber hochgenau temperieren in Labor, Technikum und Produktion, Katalog 2014/2015, 2014.
- [JTA13] JTAG Boundary Scan Architecture - Standard Test Access and Boundary Scan Architecture WG P1149.1. 1149.1-2013 - IEEE Standard for Test Access Port and Boundary-Scan Architecture. *IEEE Computer Society*, 2013.
- [Koz11] M. Koziel. *Development of radiation hardened pixel sensors for charged particle detection*. Dissertation, IPHC Strasbourg, 2011.
- [Koz13] M. Koziel et al. The prototype of the Micro Vertex Detector of the CBM Experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 732:515 – 518, 2013. Vienna Conference on Instrumentation 2013.
- [Kre16] E. Krebs. Dissertation in Vorbereitung, 2016. Goethe Universität Frankfurt.
- [Laz87] M.S. Lazo et al. Silicon and silicon dioxide neutron damage functions. In *Proc. Fast Burt React. Workshop, 1986. Dandia National Laboratories, 1987*, 1(SAND,SAND87-0098):85–103, 1987.
- [Ler07] C. Leroy et al. Particle interaction and displacement damage in silicon devices operated in radiation environments. *Reports on Progress in Physics*, 70(4):493, 2007.
- [Li15] Q. Li. *Implementation of the FPGA-based cluster finder for the CBM-MVD*. Dissertation in Vorbereitung, Goethe Universität Frankfurt, 2015.
- [Lin16] B. Linnik. Dissertation in Vorbereitung, 2016. Goethe Universität Frankfurt.
- [Lut01] G. Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors*. Springer, 2001.
- [Mar09] P. Martin-Gonthier et al. RTS noise impact in CMOS image sensors readout circuit. In *Electronics, Circuits, and Systems, 2009. ICECS 2009. 16th IEEE International Conference on*, pages 928–931, 2009.

- [Mit06] M. K. Mitrovski and the NA49 Collaboration. Strangeness production at SPS energies from NA49. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 32(12):S43, 2006.
- [Mol99] M. Moll. *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*. Dissertation, Universität Hamburg, 1999.
- [Mor14] F. Morel et al. MISTRAL & ASTRAL: two CMOS Pixel Sensor architectures suited to the Inner Tracking System of the ALICE experiment. *Journal of Instrumentation*, 9(01):C01026, 2014.
- [MS86] T. Matsui and H. Satz. J/ Ψ suppression by quark-gluon plasma formation. *Physics Letters B*, 178(4):416 – 422, 1986.
- [Old03] T.R. Oldham. Total ionizing dose effects in mos oxides and devices. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 50(3):483–499, 2003.
- [Ott10] S. Ottersbach. Messungen zur Überprüfung der Strahlentoleranz von MAPS. Bachelorarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2010.
- [PDG12] Particle Data Group. Particle Data Booklet. *Phys. Rev. D86*, 010001, 2012.
- [Sch18] W. Schottky. Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern. *Annalen der Physik*, 362(23):541–567, 1918.
- [Sch13] P. Scharrer. Interpretation von Strahlenschäden an hoch neutronenbestrahlten Monolithic Active Pixel Sensoren. Masterarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2013.
- [Sen12] P. Senger et al. Nuclear Matter Physics at SIS-100, 2012.
- [Sen14] S. Senyukov et al. Development of CMOS pixel sensors for tracking and vertexing in high energy physics experiments. *Journal of Instrumentation*, 2014.
- [Shu05] E. Shuryak. What RHIC experiments and theory tell us about properties of quark-gluon plasma? . *Nuclear Physics A*, 750(1):64 – 83, 2005.
- [Str14] S. Strohauer. Strahlenhärt e eines hochohmigen CMOS Monolithic Active Pixel Sensors mit bis zu 80 μm Pixelpitch gegen nicht-ionisierende Strahlung. Bachelorarbeit, Goethe Universität Frankfurt, 2014.
- [Vas97] A. Vasilescu. The NIEL scaling hypothesis applied to neutron spectra of irradiation facilities and in the ATLAS and CMS SCT. *ROSE/TN-97/2*, 1997. ROSE Internal Note.
- [Wan06] X. Wang et al. Random Telegraph Signal in CMOS Image Sensor Pixels. In *Electron Devices Meeting, 2006. IEDM '06. International*, pages 1–4, 2006.

- [Win14] M. Winter. CMOS Pixel Sensors Developed for the ALICE-ITS Upgrade. In *Workshop on CMOS Active Pixel Sensors for Particle Tracking (CPIX) Bonn*, 16.09. 2014.
- [Won94] C. Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. World Scientific Publishing, 1994.
- [Wun01] R. Wunstorf. Radiation tolerant sensors for the ATLAS pixel detector. *Nuclear Instruments and Methods A*, 466(2):327 – 334, 2001. 4th Int. Symp. on Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors.
- [Xu14] N. Xu. STAR Overview. In *Quark Matter Conference Darmstadt*, page 22.05.2014 9:00, 2014.
- [ZR11] X. Zhao and R. Rapp. Medium modifications and production of charmonia at LHC. *Nuclear Physics A*, 859(1):114 – 125, 2011.

Danksagung

Mein außerordentlicher Dank geht an all jene, die durch ihre fachliche und persönliche Unterstützung zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Joachim Stroth für die Möglichkeit, nach der Bachelorarbeit und Masterarbeit auch meine Dissertation in seiner Arbeitsgruppe schreiben zu können. Auch für die konstruktiven Vorschläge und Anregungen insbesondere zu Vorträgen und Publikationen möchte ich danken. Für nicht selbstverständlich sehe ich es an, dass es mir ermöglicht wurde, bereits als Doktorand auf Konferenzen meine Arbeit vorzustellen und Publikationen zu veröffentlichen.

Herrn Professor Christoph Blume möchte ich für seine Teilnahme an meinen PHD-Komitees danken. Danke auch für die Kernphysik-4-Vorlesung im Sommersemester 2009 und die eindrückliche Herleitung des QCD-Phasendiagramms mit dem Bagmodell, welche mich zu meiner Einleitung inspiriert hat.

Bei der gesamten Arbeitsgruppe möchte ich mich für die Unterstützung bedanken, ebenso dem IPHC Straßburg für die Möglichkeit sich an der Entwicklung ihrer CMOS-Sensoren beteiligen zu können.

Besonders betonen möchte ich meinen Dank für Michael Deveaux für seine persönliche Betreuung. Du warst mir für alle Probleme der erste Ansprechpartner. Besonders für deine Geduld bei den vielen Iterationsschritten und für deine kritische Korrekturen, die nicht nur diese Arbeit, sondern auch die von mir gehaltenen Vorträge letztlich auf ein ganz anderes Niveau gehoben haben, bin ich dir unendlich dankbar.

Danken möchte ich Christian Müntz für die Unterstützung. Danke für die scheinbar einfachen Fragen während der Meetings, die mich immer zum intensiven Nachdenken angeleitet haben. Thank you, Michal Koziel for our nice discussions and in particular for your support. Danke auch an Marc Winter, Mathieu Goffe und Gille Claus vom IPHC Straßburg. Mein großer Dank geht an die mittlerweile große Zahl an Studenten, die ich anleiten durfte. Melissa Domachowski, Paul Scharrer, Stefan Strohauer und Benjamin Linnik. Ihr wart und seid Teil der Strahlenhärtegruppe Frankfurt. Danken möchte ich meinen PHD-Kollegen Tobias Tischler und Qiyan Li; ebenso Samir Amar-Youcef, und Jan Michel für die Beantwortung meiner vielen Linuxfragen. Ein ganz besonderes Dankeschön an Christian Trageser. Danke, dass der Kontakt trotz des Wechsels nicht abgebrochen ist.

Mein besonderer Dank geht an all jene, die diese Arbeit Korrektur gelesen haben. Namentlich nennen möchte ich Michael Deveaux, Samir Amar-Youcef, Christian Trageser, Melissa Domachowski und Kristin Gümpel.

Dankbar bin ich für die Möglichkeiten, die mir die Graduiertenschule HGS-HIRE eröffnete und darüber hinaus mit einem HIC for FAIR-Stipendium promovieren zu können. Danke ebenso an die feinmechanische Werkstatt für die Herstellung der Quellenhalterungen sowie Rainer Novotny (II. Physikalisches Institut Gießen) und Franz Wagner (FRM II München) für die Bestrahlungen.

Zum Schluss richtet sich vor allem mein Dank an all die vielen Personen, deren einzelner Beitrag zu dieser Arbeit nicht genau zu benennen ist, deren Relevanz in ihrer Gesamtheit aber sicherlich die der namentlich genannten Personen übersteigt.

Lebenslauf

Name Dennis Doering
Adresse Theodor-Fontane-Str.1
61194 Niddatal
doering@physik.uni-frankfurt.de
Geburtsdatum 29.03.1986 in Frankfurt am Main
Nationalität Deutsch



Bildung

- 01.08.1992-31.08.1996 Grundschule Geschwister-Scholl-Schule Assenheim
01.09.1996-31.07.2005 Gymnasium St. Lioba-Schule Bad Nauheim
Allgemeine Hochschulreife Ø 1,5
- 01.10.2005-30.09.2008 Physik (Bachelor) Ø 1,1
Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Prof. Dr. J. Stroth
Bachelorarbeit "Random Telegraph Signal in MAPS"
- 01.10.2008-30.11.2010 Physik (Master) Ø 1,0
Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Prof. Dr. J. Stroth
Masterarbeit "Eine Ausheilstudie an bestrahlten MAPS"
- 01.01.2011-31.03.2015 Physik (Promotion)
Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Prof. Dr. J. Stroth
Dissertation "Strahlenharte CMOS-Sensoren für Vertexdetektoren"

Auszeichnungen

1. Platz "8. Bundesweiter Physikwettbewerb 2001/2002"
Michael-Loulakis-Preis 2008 "Guter Studienbeginn"
Michael-Loulakis-Preis 2011 "Hervorragende Masterarbeit"

Publikationsliste

- Erstautor
- 1) "Annealing studies on X-ray and neutron irradiated CMOS MAPS",
NIM-A 658-1-133-136 2011
 - 2) "Pitch dependence of the tolerance of CMOS MAPS
to non-ionizing radiation", NIM-A 730-111-114 2013
 - 3) "Noise performance and ionizing radiation tolerance of CMOS MAPS
using the 0.18 µm CMOS process", 2014 JINST 9 C05051
- Bedeutender Beitrag
- 1) "Random Telegraph Signal in Monolithic Active Pixel Sensors",
M. Deveaux, D. Doering et al., IEEE NSS 08
 - 2) "Radiation tolerance of a column parallel CMOS sensor with high
resistivity epitaxial layer", M. Deveaux, D. Doering et al.,
2011 JINST 6 C02004