

REPORT DOCUMENTATION PAGE

Form Approved OMB No. 0704-0188

Public reporting burden for this collection of information is estimated to average 1 hour per response, including the time for reviewing instructions, searching existing data sources, gathering and maintaining the data needed, and completing and reviewing the collection of information. Send comments regarding this burden estimate or any other aspect of this collection of information, including suggestions for reducing this burden to Washington Headquarters Services, Directorate for Information Operations and Reports, 1215 Jefferson Davis Highway, Suite 1204, Arlington, VA 22202-4302, and to the Office of Management and Budget, Paperwork Reduction Project (0704-0188), Washington, DC 20503.

1. AGENCY USE ONLY (Leave blank)		2. REPORT DATE 24 Apr 2015	3. REPORT TYPE AND DATES COVERED Dissertation	
4. TITLE AND SUBTITLE Mikromechanische Verfahren zur Optimierung von Silizium Photomultipliern (Micromechanical method for optimizing silicon photomultipliers)			5. FUNDING NUMBERS	
6. AUTHOR(S) Christoph Dietzinger				
7. PERFORMING ORGANIZATION NAME(S) AND ADDRESS(ES) UNIBW			8. PERFORMING ORGANIZATION REPORT NUMBER	
9. SPONSORING/MONITORING AGENCY NAME(S) AND ADDRESS(ES) Universität für der Bundeswehr München Werner-Heisenberg-Weg 39 D-85577 Neubiberg Germany			10. SPONSORING/MONITORING AGENCY REPORT NUMBER	
11. SUPPLEMENTARY NOTES Text in German.				
12a. DISTRIBUTION/AVAILABILITY STATEMENT Public release. Copyrighted. (1 and 20)			12b. DISTRIBUTION CODE	
<p>ABSTRACT (Maximum 200 words)</p> <p>The development of the first photomultiplier Silicon by Z. Sadygov and V. Golovin laid the foundation stone for the replacement of the photomultiplier tube (engl: photomultiplier tube, PMT) through the Silicon photomultipliers. The detection of low amounts of light in the visible range up to the counting of individual photons is necessary in many medical fields. Among other things, several applications in the measurement of fluorescent lighting are to name a few, the Positron Emission Tomography (PET) and the Cytometry measurement of components in the blood. There are numerous applications in particle - and Astrophysics, such as for example the measurement of Cerenkov radiation. Scintillators used to shift the energy of the incoming photons in the range measurable for detectors in the PET, as well as the measurement of Cerenkov radiation.</p> <p>Currently, there are some companies that deal with the topic of Silicon photomultipliers. The best known are Hamamatsu, SensL, AdvanSiD, Photonique, Excelitas technologies, Zecotek photonics, amplification technologies, STMicroelectronics, radiation monitoring devices and KETEK in addition to universities and institutes.</p> <p>The main differences of the SiPMs are the cell sizes, the affect the capacity and impact on the gain. The technology to read the signal, the chip size, as well as the structure of the detector, p to n or n to p, which determines the breakthrough - and the operating voltage are other differences of existing SiPM. The main parameters are listed in table 1.1.</p> <p>The objective of this work is the reduction of additional noise and increasing the sensitivity of silicon technology-based detectors by micro-mechanical methods of application in particular in medical technology.</p> <p>In the following, a brief overview of the chapters of this work is given.</p> <p>The detection of light and the structure and the functioning of Silicon photomultipliers will be explained in Chapter 2. These include the electrical equivalent circuit, the photon detection efficiency, as well as the noise factors in addition to the static behavior.</p> <p>Chapter 3 discusses the technology basics. The focus in this Section is located on dry chemical and wet chemical etching process for Silicon.</p> <p>The concept and the realisation of a barrier between the individual cells of the optical crosstalk reduction is discussed in Chapter 4. This includes the evaluation of technology by measurements of the current-voltage characteristic, the impact on the shape of the pulse, the dark count rate and the determination of the optical crosstalk. Another important aspect is the reliability of the technology.</p> <p>Chapter 5 deals with the thin dry chemical the SiPM from the back. Following the concept and the technology integration, indirect optical crosstalk is examined by reflection of secondary photons on the back.</p> <p>Chapter 6 contains the Through Silicon via Technology. The focus is the development of technology, in particular on the realization of the vias for leakage current behavior and capability, as well as the required lithography for high topologies. A design of experiment (DoE) for the development of the spray coating process is also used for lithography. Also examines a photosensitive, alkali resistive negative varnish as etching mask for the TMAH-etch. The characterization of the technology also takes place through the current-voltage behavior, determining the noise behaviour and the examination of the pulse shape.</p> <p>The study of the sensitivity and the shift of the maximum sensitivity to higher wavelengths by back radiation is covered in Chapter 7. This explains the technology concept and realized as well as create a model that is used for the simulation of the sensitivity run depending on the wavelength. The simulation and measurement results are evaluated in the last section of this chapter.</p> <p>The summary of the featured and examined micro-mechanical process of for Silicon-based optical detectors and a brief glimpse of Chapter 8 complete this work.</p> <p>Machine assisted translation.</p>				
14. SUBJECT TERMS UNIBW, German, micromechanical, silicon photomultipliers, silicon, technology, wavelengths			15. NUMBER OF PAGES	
17. SECURITY CLASSIFICATION OF REPORT UNCLASSIFIED			16. PRICE CODE	
18. SECURITY CLASSIFICATION OF THIS PAGE UNCLASSIFIED		19. SECURITY CLASSIFICATION OF ABSTRACT UNCLASSIFIED		20. LIMITATION OF ABSTRACT UL

UNIVERSITÄT DER BUNDESWEHR MÜNCHEN
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Mikromechanische Verfahren zur Optimierung von Silizium Photomultipliern

Christoph Dietzinger

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität der Bundeswehr München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

- | | |
|---|---|
| 1. Gutachter: | Prof. Dr.-Ing. Walter Hansch |
| 2. Gutachter: | Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Helmut Seidel |
| Vorsitzender des Promotionsausschusses: | Prof. Dr. rer. nat. Christoph Kutter |

Die Dissertation wurde am 24.04.2015 bei der
Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik am 29.12.2015 angenommen.

Die mündliche Prüfung fand am 29.04.2016 statt.

Zusammenfassung

Die Detektion von Licht wird in vielen Bereichen und Anwendungen benötigt. Angefangen bei der Spektroskopie, Lidar-Systemen und Kameras, bis hin zur Detektion von geringen Lichtmengen bei Experimenten in der Hochenergiephysik sowie in der Medizintechnik und der optischen Kommunikationstechnik zur Datenübertragung mit Hilfe von pin-Dioden und Lawinenphotodioden. Sogenannte pin-Dioden bestehen aus einem p-, einem intrinsischen i- und einem n-Gebiet. Lawinenphotodioden (engl.: *Avalanche Photodiodes*, APD) sind ähnlich aufgebaut, nur dass eine hochdotierte Schicht mit eingebaut ist, z.B. p^+ipn^+ . Somit ergibt sich beim Anlegen einer Sperrspannung ein Bereich, der frei von Ladungsträgern ist (Raumladungszone). Hierbei tritt bei den vorliegenden elektrischen Feldstärken die sogenannte Stoßionisation auf, bei der die Elektronen und bei entsprechend hohen Feldstärken auch Löcher weitere Ladungsträger ionisieren und so eine Lawine an Ladungsträgern entsteht.

Durch Parallelschaltung vieler einzelner Lawinenphotodioden, prozessiert auf Siliziumsubstraten, entsteht hieraus der sogenannte Silizium Photomultiplier (SiPM). Betrieben werden diese einzelnen Dioden im Geiger-Modus, d.h. oberhalb der Durchbruchspannung. Aus diesem Grund muss jeder Zelle ein Widerstand vorgeschaltet sein, damit nach Auslösen einer Zelle diese wieder regenerieren kann. Die Schaltzeiten eines SiPMs sind um ein Vielfaches geringer im Vergleich zu APDs. Weiterhin ist die benötigte Spannung und die aufgenommene Leistung geringer. Der Geiger-Modus ermöglicht es, einzelne Photonen zu zählen oder auch kurze Lichtpulse zu messen. Hierfür gibt es in den verschiedensten Bereichen Anwendungen, wie die Positronen-Emissions-Tomographie (PET), die Zytometrie, die Fluoreszenzanalyse sowie Applikationen in der Astrophysik.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit mikromechanischen technologischen Verfahren und ihrer Anwendung auf hochsensible optische Detektoren wie den Silizium Photomultiplier, bezüglich der Beeinflussung des Rauschverhaltens und der Sensitivität.

Der erste Teil der Arbeit behandelt die Reduzierung des optischen Übersprechens zwischen den einzelnen Zellen des SiPMs durch Integration einer Trenchtechnologie. Hierfür werden verschiedene Konzepte evaluiert und in die SiPM-Prozessierung integriert. Unter anderem werden trockenchemische Ätzmethoden, diverse Möglichkeiten der Trenchfüllung wie z.B. poly-Silizium, Abscheideoxide und leitende Materialien wie Aluminium und Titanitrid sowie einer Kombination daraus untersucht. Demnach besteht die erste These darin, das optische Übersprechen durch Integration einer optischen sowie elektrischen Trennung der einzelnen Dioden zu reduzieren, ohne dabei die Ausbeute pro Wafer und andere Parameter des Sensors negativ zu beeinflussen.

Das optische Übersprechen findet nicht nur zwischen den Zellen statt, sondern wird auch durch Reflexion auf der Bauteilrückseite durch Photonen mit höherer Wellenlänge verursacht. Dieser Effekt wird im zweiten Teil der Arbeit untersucht durch Dünnen der Rückseite des Detektors mit einem *Deep Reactive Ion Etching* (DRIE) Prozess.

Die Photonennachweiseffizienz von SiPMs hängt von der Quanteneffizienz, der Geiger-Effizienz sowie vom geometrischen Füllfaktor ab. Letzterer wird maßgeblich durch das Layout, konkret die Metallebene, dem Quenchresistor und dem Abstand der Zellen zueinander, definiert. Der Füllfaktor ist folglich das Verhältnis der aktiven Fläche zur gesamten Fläche des Detektors, wobei bei genauerer Betrachtung und Array-Bildung von mehreren Bauteilen die Aufbau- und Verbindungstechnik mit einfließt, da der Rahmen (z.B. Keramikträger mit Bondpads) ebenfalls als nicht aktive Fläche betrachtet wird. Die Kontaktierung durch das Substrat auf die Rückseite ermöglicht eine deutliche Steigerung der geometrischen Effizienz, wobei der Effekt bei großflächigen Detektorsystemen stark zum Tragen kommt. Der Schwerpunkt der sogenannten Through Silicon Via (TSV) Technologie ist die Herstellung der Vias sowie der Lithographie aufgrund der hohen Topologie. Hierfür werden verschiedene Konzepte diskutiert und durch Voruntersuchungen ein Prozessablauf entwickelt, der in den SiPM integriert wird. Diese Technologie soll die Ausbeute sowie andere Parameter des Detektors nicht negativ beeinflussen.

Der letzte Teil der Arbeit besteht darin, die maximale Sensitivität des SiPMs zu höheren Wellenlängen zu verschieben. Die Standardtechnologie ist die Bestrahlung des Bauteils von der Vorderseite. Hierbei ist das Eintrittsfenster durch Oxid- und Nitridschichten für die meisten Anwendungen auf eine Wellenlänge von 420nm optimiert (Emissionswellenlänge einiger Szintillatoren), wobei der metallurgische pn-Übergang durch das Dotierprofil (durch Ionenimplantationen sowie Ausheil- und Temperschritte) definiert ist. Die maximale Sensitivität wird zu höheren Wellenlängen verschoben, in dem die Bauteile von der Rückseite bestrahlt werden, da so der pn-Übergang tiefer im Silizium liegt. Hierfür werden die SiPM auf *Silicon on Insulator* (SOI) Substraten prozessiert. Die Rückseite der Bauteile wird mit TMAH geätzt, wobei das vergrabene Oxid als Ätzstopp dient. Somit haben die Bauteile eine Gesamtdicke von einigen Mikrometern und können von der Vorder- sowie Rückseite bestrahlt werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Detektorgrundlagen	5
2.1	Physikalische Grundlagen	5
2.1.1	pn-Übergang mit angelegter Spannung	5
2.1.2	Elektrische Feldstärke in der Raumladungzone	5
2.1.3	Ladungsträgervielfachung	6
2.2	Silizium Photomultiplier	8
2.2.1	Aufbau und Funktionsweise	8
2.2.2	Statisches Verhalten	9
2.2.3	Elektrisches Ersatzschaltbild	9
2.2.4	Photonennachweffizienz	16
2.2.5	Rauschfaktoren	17
2.2.5.1	Thermisch generierte Ladungsträger	17
2.2.5.2	Nachpulsen durch verspätete Ladungsträger	18
2.2.5.3	Emission von Sekundärphotonen durch Rekombination	18
3	Ausgewählte Technologiegrundlagen	19
3.1	Trockenätzverfahren	19
3.2	Nasschemische Ätzverfahren	21
4	Optische Barriere zur Reduzierung des Zusatzrauschens	23
4.1	Konzept der Trenchtechnologie	23
4.2	Technologische Realisierung	24
4.2.1	Substratvorbereitung	24
4.2.2	Trench First	25
4.2.3	Trench Last	27
4.2.4	Technologieintegration	29
4.3	Bewertung der Trenchtechnologie	29
4.3.1	Messaufbau	30
4.3.2	Stromdichte-Spannungs-Verhalten	31
4.3.3	Auswirkung der Trenchtechnologie auf die Pulsform	32
4.3.4	Dunkelzählrate als Funktion der Überspannung	33
4.3.5	Optisches Übersprechen als Funktion der Überspannung	35
4.3.5.1	Messmethode	35
4.3.5.2	Messergebnisse	37

4.3.6	Technologiezuverlässigkeit	39
4.4	Zusammenfassung	40
5	Untersuchung des optischen Übersprechens von der Bauteilrückseite	41
5.1	Technologiekonzept	41
5.2	Technologieintegration	41
5.3	Tiefenätzprozess	42
5.4	Charakterisierung gedünnter Detektoren	43
5.5	Zusammenfassung	46
6	Integration einer TSV-Technologie für optimale geometrische Effizienz	47
6.1	Technologieauswahl	47
6.2	Gesamtprozess	48
6.3	Substratvorbereitung	50
6.4	Herstellung der Vias	51
6.4.1	Ätzung mit TMAH und KOH	51
6.4.2	Unterätzung	51
6.4.3	Grenzfläche zwischen Ätzmaskierung und Silizium	52
6.5	Konzept 1 - Ungedünnte Substrate	53
6.5.1	Ätzergebnis	53
6.5.2	Rückätzung der Ätzmaskierung	54
6.5.3	Dünnen der Substrate	54
6.6	Konzept 2 - Alkali-resistenter photosensitiver Negativlack	55
6.6.1	Lithographie	55
6.6.1.1	Haftvermittler	55
6.6.1.2	Aufschleudern des Lacks	55
6.6.1.3	Belichtung des Negativlacks	55
6.6.1.4	Entwicklung mit Ethyllactat	55
6.6.2	Ätzergebnis	56
6.7	Passivierung der Vias	57
6.8	Lithographie	58
6.8.1	Sprühbelackung	58
6.8.2	Belichtung	62
6.8.3	Entwicklung	63
6.9	Realisierung der Durchkontaktierung	63
6.9.1	Kontaktlochöffnung und Metallisierung	63
6.9.2	Strukturierung der Metallebene	64
6.9.3	Metallpassivierung und Kontaktöffnung	64
6.10	Charakterisierung der TSV-Technologie	65
6.10.1	Elektrische Messung des Kontaktwiderstands	65
6.10.2	Durchbruchfestigkeit der Passivierung	68
6.10.3	Kapazität der Vias	68
6.10.3.1	Messmethode	68
6.10.3.2	Messergebnisse	69
6.10.4	Elektrische Isolation zum Substrat	73
6.10.5	Technologiezuverlässigkeit	73

6.10.6	Technologieintegration und Einfluss auf die Pulsform eines SiPMs	74
6.11	Zusammenfassung	76
7	Verschiebung der maximalen Sensitivität zu höheren Wellenlängen	79
7.1	Technologiekonzept	79
7.2	Modell zur Simulation der Detektorsensitivität	81
7.2.1	Reflexion an dünnen Schichten	81
7.2.2	Dotierprofil	82
7.2.3	Verlauf der elektrischen Feldstärke	82
7.2.4	Mathematische Beschreibung der Sensitivität	83
7.3	Charakterisierung der Detektorsensitivität	85
7.3.1	Messmethode	85
7.3.2	Bestrahlung der Detektorvorderseite ohne Rückätzung	85
7.3.3	Sensitivität von rückseitig gedünnten Detektoren	88
7.4	Zusammenfassung	89
8	Zusammenfassung und Ausblick	91
8.1	Trenchtechnologie und opake Materialien	91
8.2	Tiefenätzung der Bauteilrückseite	92
8.3	TSV-Technologie	92
8.4	Verschiebung der maximalen Sensitivität	94
A	Berechnung der optimalen Schichtdicken einer Antireflexionsschicht	95
B	Anwendung der Diffusionsgleichung auf die thermische Oxidation	97
C	Stress in dünnen Schichten	99
D	Schleuderkurve des Negativlacks	101
E	Absorptionskoeffizient und Brechungsindex für Silizium	103
F	Prozessparameter	105
G	Symbole und Abkürzungen	109
H	Liste der Publikationen	113
H.1	Veröffentlichungen	113
H.2	Konferenzbeiträge	113
	Literaturverzeichnis	115
	Danksagung	123

Kapitel 1

Einleitung

Die Entwicklung des ersten Photomultipliers auf Siliziumbasis von Z. Sadygov und V. Golovin legte den Grundstein für den Ersatz der Photomultiplier Röhre (engl.: *Photomultiplier Tube*, PMT) durch den Silizium Photomultiplier [1]. Die Detektion von geringen Lichtmengen im sichtbaren Bereich bis hin zur Zählung von einzelnen Photonen ist in vielen medizinischen Bereichen notwendig [2]. Unter anderem sind hier verschiedene Anwendungen in der Messung von fluoreszierendem Licht zu nennen, die Positronen-Emissions-Tomographie (PET) und die Zytometrie zur Messung von Bestandteilen im Blut [3], [4], [5]. Weiterhin gibt es zahlreiche Anwendungen in der Partikel- und der Astrophysik, wie z.B. die Messung von Cherenkov-Strahlung. Bei der PET sowie der Messung von Cherenkov-Strahlung werden Szintillatoren¹ eingesetzt um die Energie der ankommenden Photonen in den für Detektoren messbaren Bereich zu verschieben [6].

Derzeit gibt es einige Firmen, die sich mit dem Thema Silizium Photomultiplier auseinandersetzen. Die bekanntesten sind neben Universitäten und Instituten Hamamatsu, SensL, AdvanSiD, Photonique, Excelitas Technologies, Zecotek Photonics, Amplification Technologies, STMicroelectronics, Radiation Monitoring Devices und KETEK.

Die Hauptunterschiede der SiPMs sind die Zellgrößen, die sich auf die Kapazität und auf die Verstärkung auswirkt. Die Technologie zum Auslesen des Signals, die Chipgröße sowie die Struktur des Detektors, p auf n oder n auf p, die die Durchbruch- und die Betriebsspannung bestimmt, sind weitere Unterschiede existierender SiPM. Die wesentlichen Parameter sind in Tabelle 1.1 aufgelistet [7], [8], [9], [10].

Das Ziel dieser Arbeit ist die Reduzierung des Zusatzrauschens und die Erhöhung der Sensitivität der auf Siliziumtechnologie basierenden Detektoren durch mikromechanische Verfahren zur Anwendung insbesondere in der Medizintechnik [11], [12].

¹Szintillatoren sind Stoffe, die durch energiereiche Photonen angeregt werden und diese Energie als Photonen im sichtbaren Bereich abgeben.

Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die Kapitel dieser Arbeit gegeben.

In **Kapitel 2** wird die Detektion von Licht sowie der Aufbau und die Funktionsweise von Silizium Photomultipliern dargelegt. Hierzu gehören neben dem statischen Verhalten das elektrische Ersatzschaltbild, die Photonennachweisschichteffizienz sowie die Rauschfaktoren.

In **Kapitel 3** werden die Technologiegrundlagen behandelt. Das Augenmerk in diesem Abschnitt liegt auf trockenchemischen sowie nasschemischen Ätzverfahren für Silizium.

Das Konzept und die Realisierung einer Barriere zwischen den einzelnen Zellen zur Reduzierung des optischen Übersprechens wird in **Kapitel 4** behandelt. Hierzu gehört die Bewertung der Technologie durch Messungen der Strom-Spannungs-Charakteristik, die Auswirkung auf die Pulsform, die Dunkelzählrate und die Bestimmung des optischen Übersprechens. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Technologiezuverlässigkeit.

Kapitel 5 befasst sich mit dem trockenchemischen Dünnen der SiPM von der Rückseite. Im Anschluss an das Konzept und die Technologieintegration wird das indirekte optische Übersprechen durch Reflexion von Sekundärphotonen auf der Rückseite untersucht.

Kapitel 6 beinhaltet die Through Silicon Via Technologie. Der Schwerpunkt liegt bei der Technologieentwicklung, vor allem auf der Realisierung der Vias bezüglich Leckstromverhalten und Durchbruchfestigkeit sowie der benötigten Lithographie für hohe Topologien. Für die Lithographie wird zudem ein *Design of Experiment* (DoE) für die Entwicklung des Sprühbelackungsprozesses angewendet. Ebenfalls wird ein photosensitiver, alkaliresistiver Negativlack als Ätzmaskierung für die TMAH-Ätzung untersucht. Die Charakterisierung der Technologie erfolgt ebenfalls durch das Strom-Spannungs-Verhalten, der Bestimmung des Rauschverhaltens und die Untersuchung der Pulsform.

Die Untersuchung der Sensitivität und die Verschiebung der maximalen Sensitivität zu höheren Wellenlängen durch Rückseitenbestrahlung wird in **Kapitel 7** behandelt. Hierfür wird das Technologiekonzept erläutert und realisiert sowie ein Modell erstellt, das zur Simulation des Sensitivitätsverlaufs in Abhängigkeit von der Wellenlänge dient. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden die Simulations- und Messergebnisse ausgewertet.

Die Zusammenfassung der vorgestellten und untersuchten mikromechanischen Verfahren bezüglich siliziumbasierter optischer Detektoren und ein kurzer Ausblick in **Kapitel 8** schließen diese Arbeit ab.

Bezeichnung	Beschreibung	Typischer Wert
Leckstrom	Der Leckstrom unterhalb des Durchbruchs dient zur Qualifizierung der verwendeten Technologie.	$0.1 \dots 10 \frac{nA}{cm^2}$
Durchbruchspannung	Ab dieser Spannung arbeitet der Detektor im Geiger-Modus.	20...75V
Quenchwiderstand	Der Quenchwiderstand dient zum Spannungsabfall beim Auslösen einer Zelle, sodass diese neu beladen werden kann.	100...500k Ω
Dunkelzählrate	Entspricht dem Auslösen von Zellen ohne Absorption von Photonen.	30...300 $\frac{kHz}{mm^2}$
Optisches Übersprechen	Das Auslösen von Nachbarzellen durch Emission von Sekundärphotonen während des Durchbruchs.	5...50%
Verstärkung	Entspricht dem Faktor, wie viele Ladungsträger aus einem Elektron-Loch-Paar generiert werden.	$10^5 \dots 10^7$
Zeitauflösung	Aufgrund der unterschiedlichen Signalwege der einzelnen Zellen ist die Pulsform sowie die Signallaufzeitschwankung von großer Bedeutung, insbesondere bei <i>Time of Light (ToF)</i> -Anwendungen.	50...300ps
Photonennachweiss-effizienz	Dieser Faktor beschreibt, wie viele ankommende Photonen detektiert werden.	20...70%

Tabelle 1.1: Aktueller Stand der Technik von Silizium Photomultipliern.

Kapitel 2

Detektorgrundlagen

Dieses Kapitel behandelt die Grundlagen zur Detektion von Licht sowie die Anwendung in Form des Silizium Photomultipliers als Array von Lawinenphotodioden. Weiterhin werden die wichtigsten Parameter erläutert und das für viele Anwendungen wichtige Kriterium, das Rauschen, vorgestellt.

2.1 Physikalische Grundlagen

2.1.1 pn-Übergang mit angelegter Spannung

Eine Sperrschicht oder Raumladungszone, hat die Eigenschaft, thermisch oder durch Photonenabsorption generierte Elektron-Loch-Paare zu trennen. Dies wird erreicht, wenn ein p-dotiertes und ein n-dotiertes Gebiet zusammengebracht werden und eine äußere Spannung in Sperrichtung angelegt wird. Je nach Dotierung und Größe der angelegten Spannung bildet sich hierbei eine Raumladungszone aus, welche frei von Ladungsträgern ist. Erreicht ein Photon diesen Bereich und wird dort absorbiert, entsteht ein Elektron-Loch-Paar, das aufgrund der dort vorherrschenden elektrischen Felder getrennt wird. Diese Ladungstrennung führt zu einem Stromfluss. Zur Berechnung und Dimensionierung von pn-Übergängen und pin-Strukturen mit einer intrinsischen Schicht zwischen p- und n-Gebiet wird auf [13] und [14] verwiesen. Die Weite der Raumladungszone wird mit dem Modell des einseitig abrupten pn-Übergangs mit [15]

$$w_{RLZ} = \sqrt{\frac{2\epsilon_{r,Si}\epsilon_0}{e} (V_{bias} - V_{diff}) \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)} \quad (2.1.1)$$

berechnet, wobei N_A und N_D die Konzentration an Akzeptoren und Donatoren, $\epsilon_{r,Si} \approx 11,7$ die Permeabilität von Silizium, $\epsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$ die dielektrische Leitfähigkeit im Vakuum, V_{bias} die angelegte Spannung und V_{diff} die Diffusionspannung von Silizium darstellen.

2.1.2 Elektrische Feldstärke in der Raumladungszone

Die Weite der Raumladungszone breitet sich in das n- sowie in das p-Gebiet aus, wobei diese Weite von der Dotierung und der angelegten Spannung abhängt. Weiterhin

folgen die Weiten x_n und x_p , der Verlauf der Energiebänder sowie der Verlauf der elektrischen Feldstärke aus der eindimensionalen Poisson-Gleichung. Die elektrische Feldstärke ist durch die Integration der Ladungsträgerdichten im n- und p-Gebiet bestimmt, wobei aufgrund der Stetigkeit $E_{pn-} = E_{pn+}$ gilt. Die maximale elektrische Feldstärke tritt am metallurgischen pn-Übergang auf [13]:

$$E_{max} = \frac{-eN_D}{\epsilon_0\epsilon_r} (x_n - x) = \frac{-eN_A}{\epsilon_0\epsilon_r} (x_p + x) \quad (2.1.2)$$

Die Durchbruchspannung tritt bei Überschreitung der kritischen Feldstärke auf, welche für Silizium $2...8 \cdot 10^5 \frac{V}{cm}$ [15] beträgt. Ab dieser elektrischen Feldstärke werden generierte Elektronen so stark beschleunigt, dass diese wiederum Elektron-Loch-Paare generieren. Bei weiterer Erhöhung der elektrischen Feldstärke können auch Löcher neue Elektron-Loch-Paare generieren. Mit dem Modell des einseitig abrupten pn-Übergangs kann die Durchbruchspannung mit [15]

$$V_{bd} \approx \frac{E_{bd}w_{RLZ}}{2} \quad (2.1.3)$$

abgeschätzt werden, wobei für die Durchbruchfeldstärke gilt:

$$E_{bd} = \sqrt{\frac{2e}{\epsilon_0\epsilon_r} (V_{diff} + V_{bd}) \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}} \quad (2.1.4)$$

2.1.3 Ladungsträgervervielfachung

In der Raumladungszone sind keine freien Ladungsträger vorhanden. In diesem Bereich werden durch thermisch generierte Ladungsträger oder auch durch Absorption von Photonen generierte Elektron-Loch-Paare getrennt und beschleunigt. Diese Beschleunigung ist je nach angelegter Sperrspannung ausreichend hoch, um weitere Ladungsträger zu ionisieren. Dieser Vorgang wird als Stoßionisation bezeichnet. Für diesen Vorgang sind die Stoßionisationskoeffizienten der Elektronen α_n und der Löcher α_p verantwortlich. Diese beschreiben die Anzahl an Stößen pro Längeneinheit, daher auch die Einheit cm^{-1} . Nach dem Modell von R. van Overstraeten und H. De Man können diese Koeffizienten, die dem Gesetz von Chynoweth folgen [16], in Abhängigkeit von der vorliegenden elektrischen Feldstärke mit

$$\alpha_n = \alpha_{n\infty} \exp\left(-\frac{b}{|E|}\right) \quad (2.1.5)$$

beziehungsweise mit

$$\alpha_p = \alpha_{p\infty} \exp\left(-\frac{b}{|E|}\right) \quad (2.1.6)$$

berechnet werden. Die Parameter für Elektronen und Löcher sind in Tabelle 2.1 aufgelistet [17], [18], [19], [20].

In Abbildung 2.1 sind die Stoßionisationskoeffizienten in Abhängigkeit von der reziproken elektrischen Feldstärke dargestellt. Das Diagramm zeigt, dass bei hohen Feldstärken die Stoßionisationskoeffizienten annähernd gleich sind.

El. Feldstärke, $[10^5 \frac{V}{cm}]$	Elektronen	Löcher	Löcher
$1.75 \leq E \leq 6.0$	$1.75 \leq E \leq 6.0$	$1.75 \leq E \leq 4.0$	$4.0 < E \leq 6.0$
$\alpha_{n\infty}$ bzw. $\alpha_{p\infty}$, $[10^5 \frac{1}{cm}]$	7.03	15.82	6.71
b , $[10^6 \frac{V}{cm}]$	1.231	2.036	1.693

Tabelle 2.1: Parameter der Stoßionisationskoeffizienten.

Die Verstärkung, d.h. wieviel Ladungsträger aus einem Elektron-Loch-Paar durch Stoßionisation generiert werden, wird durch die Integration über die Raumladungszone w_{RLZ} , unter Berücksichtigung der Stoßionisationskoeffizienten [13], bestimmt. Mit dem Verhältnis der Stoßionisationskoeffizienten $k = \frac{\alpha_p}{\alpha_n}$ ergibt sich für die Verstärkung [13]

$$G = \frac{(1-k) \exp(\alpha_n w_{RLZ} (1-k))}{1-k \exp(\alpha_n w_{RLZ} (1-k))}. \quad (2.1.7)$$

Falls sich bei genügend hoher Feldstärke die Stoßionisationskoeffizienten für Elektronen und Löcher annähern oder bei Halbleitern wie GaP $k = 1$ ist, kann die Regel von L'Hospital auf die Gleichung 2.1.7 angewendet werden und es ergibt sich somit für die Verstärkung der vereinfachte Ausdruck [17]

$$G = \frac{1}{1 - \alpha w_{RLZ}}. \quad (2.1.8)$$

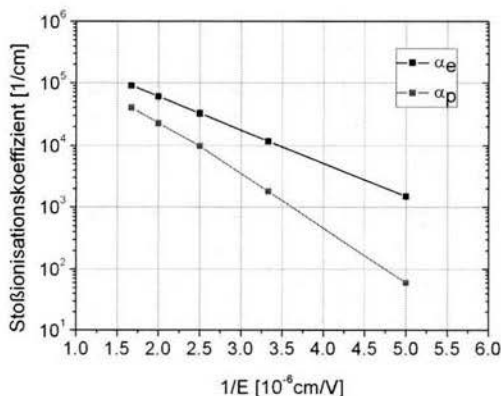


Abbildung 2.1: Die Stoßionisationskoeffizienten in Abhängigkeit von der reziproken elektrischen Feldstärke.

2.2 Silizium Photomultiplier

Der Silizium Photomultiplier (SiPM) wird anders als bei einer Photomultiplier Tube (PMT), welche aus einer Photokathode und Dynoden als Elektronenquelle besteht [21], auf Siliziumsubstrate prozessiert. Aufgrund des planaren Aufbaus ist der Pfad der Ladungsträger im Festkörper gering. Dies ermöglicht den Einsatz der SiPMs in hohen Magnetfeldern [22], [23]. Ein weiterer Vorteil ist die geringe Betriebsspannung aufgrund der kurzen Beschleunigungsstrecke in der Hochfeldzone, welche bei einigen 10 Volt, anstatt einigen tausend Volt bei PMTs liegt. In den nächsten Teilkapiteln werden der Aufbau sowie die Funktionsweise des Detektors vorgestellt.

2.2.1 Aufbau und Funktionsweise

Der SiPM besteht aus einer Parallelschaltung von Lawinphotodioden (Mikrozellen) [24]. Dieses Array ermöglicht es, das Bauteil mit nur zwei Pins zu betreiben: einem Anschluss für die Betriebsspannung und einem für den Signalabgriff. Das ausgelesene analoge Signal entsteht durch die Superposition aller zum gleichen Zeitpunkt ausgelösten Zellen, dadurch ist die Pulshöhe ein ganzzahliges Vielfaches eines Einzelpulses. Durch dieses Superpositionsprinzip haben alle Mikrozellen am Signalabgriff das gleiche Potential.

Der Betriebsmodus des SiPMs ist oberhalb der Durchbruchspannung, dem sogenannten Geiger-Modus. In diesem Betriebsmodus ist die Ladungsträgerbeschleunigung durch das elektrische Feld groß genug, und die Absorption eines einzelnen Photons genügt, um eine Wolke an Ladungsträgern zu erzeugen. Aus diesem Grund können thermisch generierte Ladungsträger eine Mikrozelle auslösen (siehe Kapitel 2.2.5). Aufgrund des hohen Stromflusses während der Entstehung der Ladungsträgerlawine, muss jeder Zelle ein Quenchwiderstand vorgeschaltet werden. Dieser erzeugt bei einem Stromfluss einen Spannungsabfall, sodass die angelegte Spannung an der Zelle unterhalb des Durchbruchs fällt und diese regenerieren kann, d.h. die Zelle wird neu beladen. Das Bauteil weist einen hohen Verstärkungsfaktor auf, $G \approx 10^5 \dots 10^7$, und gilt daher als semi-digital [2]. Das Auslösen einer Mikrozelle kann in drei Schritte unterteilt werden:

1. Anlegen einer Betriebsspannung oberhalb des Durchbruchs.
2. Durch Auslösen einer Zelle fließt kurzzeitig ein hoher Strom, was zu einem Spannungsabfall über den Quenchwiderstand führt.
3. Beladen der Zelle.

Ein Querschnitt einer einzelnen Mikrozelle ist in Abbildung 2.2 (links) dargestellt. In diesem Bild sind die wesentlichen Punkte wie der Kontakt zur Versorgungsspannung, der Quenchwiderstand, die Antireflexionsschicht (*Anti Reflective Coating*, ARC), der pn-Übergang, die Hochfeldzone (Lawinenbereich), Isolatoren (grüne Flächen) und der Signalabgriff gekennzeichnet. Die Mikroskopaufnahme einzelner Mikrozellen ist in Abbildung 2.2 (rechts) dargestellt.

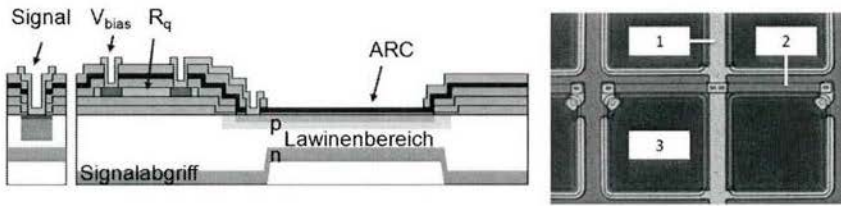


Abbildung 2.2: (links) Der Querschnitt einer SiPM-Zelle. Die Größe einer einzelnen Zelle beträgt typischerweise $15\mu\text{m}$ bis $100\mu\text{m}$. (rechts) Mikroskopaufnahme von einzelnen Mikrozellen mit der Biasleitung (1), dem Quenchwiderstand (2) und der aktiven Fläche (3).

2.2.2 Statisches Verhalten

Die Stromdichte-Spannungs-Charakteristik ergibt sich durch die Messung des Stromflusses als zeitlicher Mittelwert bezogen auf die Detektorfläche. Unterhalb des Durchbruchs findet aufgrund der geringeren Feldstärke kein Geiger-Durchbruch statt, sodass nur Leckströme gemessen werden. Dieser Wert wird zur Beurteilung der Technologie verwendet. Ab der Durchbruchspannung V_{bd} steigt der Strom stark an. Der Dunkelstrom im Arbeitsbereich setzt sich aus der Dunkelzählrate, dem optischen Übersprechen und dem Afterpulsing zusammen. Somit ist die Steigung oberhalb des Durchbruchs ein Indiz für die Qualität des Detektors (siehe Kapitel 2.2.5). Ein Stromdichte-Spannungs-Diagramm eines Silizium Photomultipliers der Firma KETEK GmbH ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Gekennzeichnet ist hier der Leckstrom von $\approx 0.2 \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2}$, die Durchbruchspannung von $V_{bd} \approx 23\text{V}$ und der Arbeitsbereich, je nach Wahl des Quenchwiderstandes. Ist der Wert dieses Widerstands zu gering, kann die Zelle bei höheren Betriebsspannungen nicht mehr regenerieren, da der Spannungsabfall über den Widerstand zu niedrig ist. Hieraus folgt ein relativ kleiner Arbeitsbereich, der in Abbildung 2.3 mit der roten Kurve dargestellt ist. Je höher der Quenchwiderstand ist, desto länger werden die Zeitkonstanten (siehe Kapitel 2.2.3). Bei geeigneter Wahl des Widerstandes ergibt sich ein Arbeitsbereich von $\approx 26\text{V} \dots 32\text{V}$.

2.2.3 Elektrisches Ersatzschaltbild

Eine einzelne Mikrozele besteht aus dem Quenchwiderstand und dessen parasitärer Kapazität ($R_q, C_{q,par}$) sowie der Diodenkapazität (C_d). Ein SiPM besteht aus einem Array vieler dieser einzelnen Zellen, die parallel geschaltet sind [25]. Weiterhin ist zu beachten, dass durch Zuleitungen und Effekte zwischen den Zellen weitere parasitäre Kapazitäten entstehen, die mit $C_{par,ges}$ definiert werden. Je größer die Anzahl der Mikrozele des SiPMs und somit die Chipgröße, desto höher ist die gesamte parasitäre Kapazität [26]. Diese Mikrozele löst durch ein eintreffendes Photon oder durch thermisch generierte Ladungsträger aus und es fließt ein kurzer Strompuls, was in Abbildung 2.4 als Stromquelle¹ I_{pulse} gekennzeichnet ist.

¹Der Strompuls ist eine steigende Exponentialfunktion mit einer Anstiegszeit von $\approx 100\text{ps}$ und einer Abfallzeit von ebenfalls $\approx 100\text{ps}$.

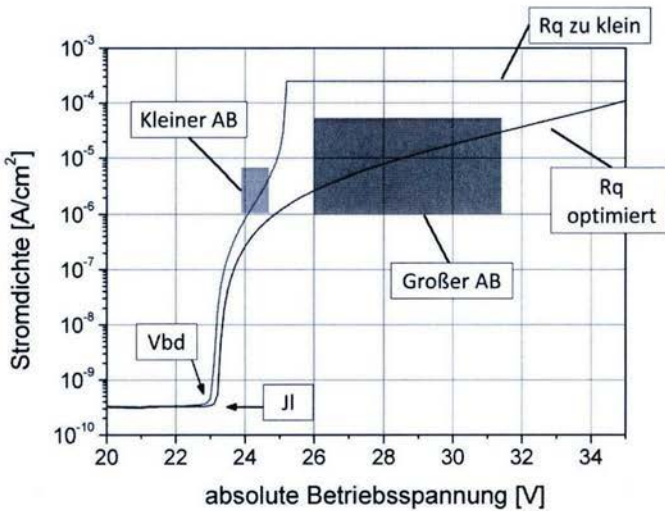


Abbildung 2.3: Typischer Stromdichte-Spannungs-Verlauf eines SiPMs. Die rote Kurve ergibt sich durch einen zu kleinen Quenchwiderstand und dadurch geringen Arbeitsbereich, wobei bei richtiger Wahl des Widerstandes der Arbeitsbereich von $\approx 26\text{V}\dots 32\text{V}$ möglich ist (blaue Kurve).

Alle passiven Mikrozellen können aufgrund der Parallelschaltung zu $R_q/(N-1)$, $C_{qN,par}(N-1)$ und $C_{dN}(N - N_{fired})$ mit N_{fired} als Anzahl der ausgelösten Zellen zusammengefasst werden. Der Serienwiderstand, parallel zum Signal, ist im Bereich von $R_s \approx 20\Omega$ [25]. Aus dem in Abbildung 2.4 dargestellten Ersatzschaltbild lässt sich die Übertragungsfunktion des Silizium Photomultipliers aufstellen, aus dem sich eine Abschätzung folgender Größen durchführen lässt:

- Diodenkapazität
- Kapazität der parasitären Effekte
- Ladungsmenge einer Lawine
- Verstärkung
- Durchbruchspannung
- Zeitkonstanten

Die Übertragungsfunktion eines Silizium Photomultipliers ergibt sich nach dem Ersatzschaltbild in Abbildung 2.4 zu [27]

$$Z(\omega)^{-1} = \frac{1}{\left[\left(\frac{R_q}{N} \parallel \frac{1}{i\omega C_{qN,par}N} + \frac{1}{i\omega C_{dN}N} \right) \parallel \frac{1}{i\omega C_{par,ges}} \right]}. \quad (2.2.1)$$

Hieraus lassen sich die Diodenkapazität und die gesamte parasitäre Kapazität mit folgenden Beziehungen extrahieren [27]:

$$C_d = \sqrt{\frac{1 + \omega^2 (C_d + C_q)^2 R_q^2}{\omega^2 N R_q}} G_\omega \quad (2.2.2)$$

$$C_{par,ges} = C_\omega - N C_d + \frac{\omega^2 C_d^2 R_q^2 N (C_d + C_q)}{1 + \omega^2 R_q^2 (C_d + C_q)^2} \quad (2.2.3)$$

In Gleichung 2.2.1, 2.2.2 und 2.2.3 wird eine einzelne Zelle als ausgelöst betrachtet, wodurch N die Anzahl passiver Zellen beschreibt. Aus diesem Ersatzschaltbild lassen sich weiterhin die Zeitkonstanten folgendermaßen abschätzen [3], [4], [25], [28]: Die Anstiegszeit, welche hauptsächlich vom Lawineneffekt resultiert, beträgt [25], [29], [30]

$$\tau_{rise} \approx R_d (C_q + C_d), \quad (2.2.4)$$

wobei R_d der Diodenwiderstand und C_q die parasitäre Kapazität des Quenchresistors ist. Die schnelle Komponente der Abstiegszeit hängt vom Eingangswiderstand R_{in} und der Gesamtkapazität C_{total} ab, welche z.B. auch die Zuleitung berücksichtigt,

$$\tau_{fast} \approx R_{in} C_{total}. \quad (2.2.5)$$

Die langsame Komponente der Abstiegszeit hängt vom Quenchresistor ab, da dieser den Beladevorgang der ausgelösten Zelle beeinflusst,

$$\tau_{slow} \approx R_q (C_d + C_q). \quad (2.2.6)$$

Die Verstärkung beschreibt aufgrund der vorliegenden elektrischen Feldstärke die Beschleunigung von Elektronen und Löcher und die hieraus resultierende Generierung weiterer Ladungsträger durch Stoßionisation im Bereich oberhalb der Durchbruchspannung. Je höher der Wert G ist, umso mehr Ladungsträger werden generiert. Wenn eine Zelle auslöst, wird eine Ladungsmenge Q_{gen} generiert, welche sich nach dem Ersatzschaltbild des SiPMs aus [27], [31]

$$Q_{gen} = \frac{R_q}{R_q + R_d} (V_{bias} - V_{bd}) (C_d + C_q) \quad (2.2.7)$$

ergibt. Mit der Annahme, dass der Diodenwiderstand bezogen auf den Quenchwiderstand vernachlässigbar ist ($R_d \ll R_q$), wird hieraus

$$Q_{gen} \approx (V_{bias} - V_{bd}) (C_d + C_q). \quad (2.2.8)$$

Die Verstärkung berechnet sich aus dem Verhältnis von generierter Ladung zur Elementarladung, was zu einem Verstärkungsfaktor von

$$G = \frac{Q_{gen}}{e} = \frac{(C_d + C_q) \Delta V}{e} \quad (2.2.9)$$

führt. ΔV ist definiert als die Spannung oberhalb des Durchbruchs. Diese Beziehungen ermöglichen eine Abschätzung der Durchbruchspannung des Detektors durch Extrapolation der Verstärkungs-Spannungs-Charakteristik.

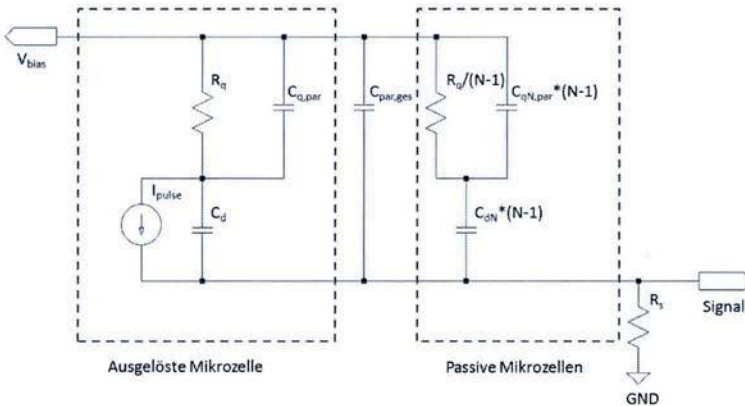


Abbildung 2.4: Ersatzschaltbild eines SiPMs.

Aus der Systemtheorie ist bekannt, dass die Übertragungsfunktion im Frequenzbereich berechnet werden kann, indem die Stromquelle als Eingangssignal und der Signalabgriff als Ausgangssignal gewählt wird. Somit wird nach diesem Schema das Eingangssignal $u_e(t)$ durch die Stromquelle, also die auslösende Zelle, bestimmt. Das darauf folgende Netzwerk

aus Widerständen und Kondensatoren kann beliebig detailliert in Bezug auf den technologischen Aufbau erweitert werden. Die Pulsform wird aus der Übertragungsfunktion dieses Netzwerks vorab simuliert.

Die Feldplattenkapazität, welche parallel zum Quenchwiderstand liegt, dient dazu, die entstandenen Ladungsträger vom pn-Übergang durch das angelegte Potential zum n-Gebiet zu bewegen und erzeugt somit eine Pulsform, deren Großteil der Ladung in kürzerer Zeit abfließen kann. In Abbildung 2.5 ist das Übertragungsnetzwerk und in Abbildung 2.6 ist die simulierte Pulsform sowie die gemessene Pulsform eines $3 \times 3 \text{ mm}^2$ -SiPMs mit $50 \mu\text{m}$ großen Zellen dargestellt. Die für die Simulation verwendeten Parameter sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Die Diodenkapazität wird wie ein Plattenkondensator betrachtet und beträgt

$$C_d = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{w_{RLZ}} \approx 185 \text{ fF}. \quad (2.2.10)$$

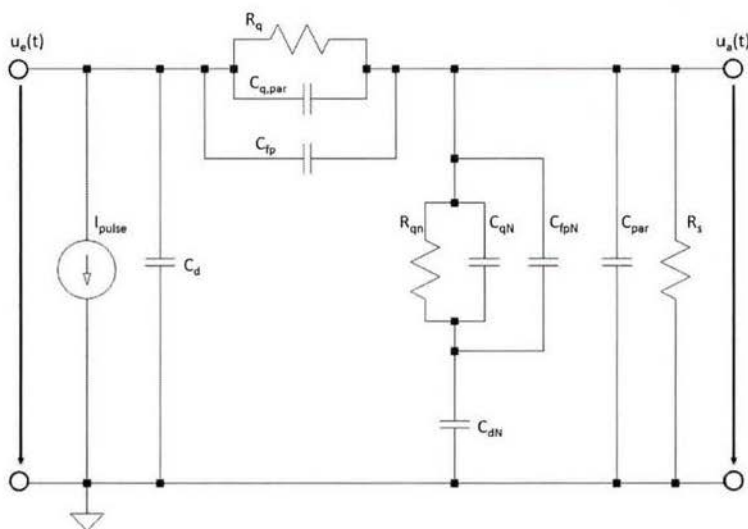


Abbildung 2.5: Netzwerk des SiPMs mit Eingangssignal $u_e(t)$ und Ausgangssignal $u_a(t)$.

Die Simulation von verschiedenen Pulsformen durch Variation der Detektorparameter verdeutlicht die oben dargestellten Zeitkonstanten. Den größten Einfluss haben der Quenchwiderstand sowie die Zellkapazität. Der Wert des Quenchwiderstandes sollte $200 \text{ k}\Omega$ bis $500 \text{ k}\Omega$ betragen, da der Arbeitsbereich des Detektors größtmöglich, sowie das Verhältnis von langsamer und schneller Zeitkomponente optimal ist. Die Diodenkapazität hat Einfluss auf den Verstärkungsfaktor aufgrund der generierten Ladungsmenge beim Auslösen der Zelle und somit auf die lange Zeitkonstante.

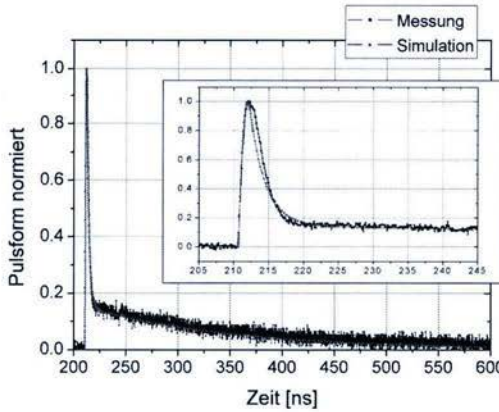


Abbildung 2.6: Der gemessene Puls eines $3 \times 3 \text{ mm}^2$ SiPMs und der simulierte Puls, zusätzlich als Zoom.

SiPM-Element	Symbol	Wert
Quenchwiderstand	R_q	$425 \text{ k}\Omega$
Parasitäre Kapazität des Widerstands	C_q	15 fF
Diodenkapazität	C_d	185 fF
Anzahl Mikrozellen	N	3600
Parasitäre Kapazität gesamt	$C_{\text{par.ges}}$	50 pF
Kapazität der Feldplatte	C_{fp}	20 fF
Serienwiderstand	R_s	20Ω

Tabelle 2.2: Verwendete Parameter für die Simulation einer Mikrozelle mit Feldplatte [Quelle: Datenblatt von www.ketek.biz/products/sipm, Zugriff 15.01.2015], [32], [29].

In Abbildung 2.7 ist (links) die Variation des Quenchwiderstandes im Bereich von $50\text{k}\Omega$ bis $750\text{k}\Omega$ sowie (rechts) die Variation der Zellkapazität im Bereich von 50fF bis 285fF dargestellt.

Einen geringeren Einfluss hingegen haben die parasitären Kapazitäten sowie die Feldplattenkapazität. In Abbildung 2.8 (links) ist die Variation der parasitären Kapazitäten im Bereich von 5pF bis 75pF dargestellt, sowie die Variation der Feldplattenkapazität im Bereich von 5fF bis 30fF mit zusätzlicher Darstellung des Pulses ohne Feldplatte auf der rechten Seite.

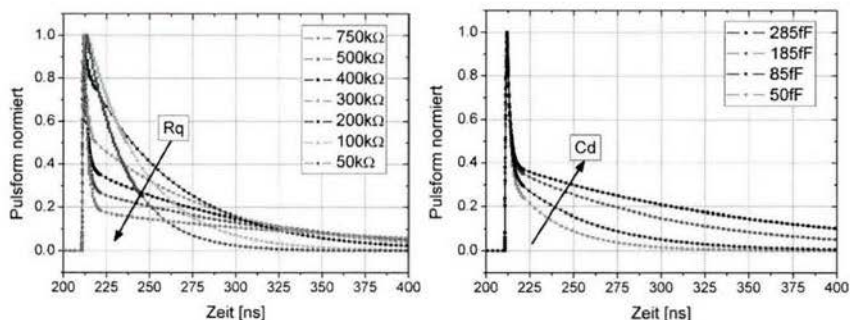


Abbildung 2.7: (links) Variation des Quenchwiderstandes von $50\text{k}\Omega$ bis $750\text{k}\Omega$. (rechts) Veränderung der Pulsform durch Variation der Diodenkapazität von 50fF bis 285fF .

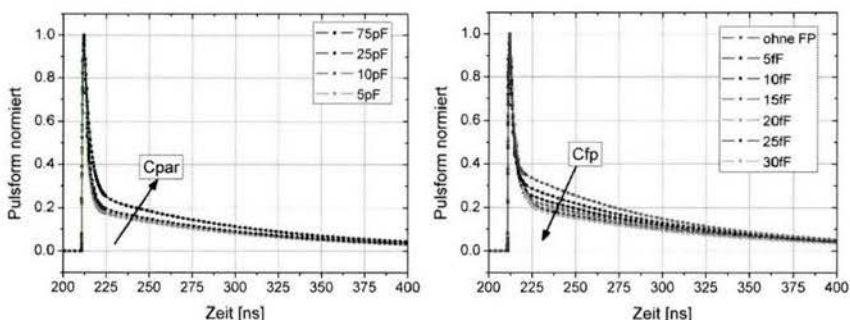


Abbildung 2.8: (links) Variation der parasitären Kapazitäten von 5pF bis 75pF . (rechts) Simulierte Pulsform ohne Feldplatte sowie im Bereich von 5fF bis 30fF .

2.2.4 Photonennachweiseffizienz

Die Sensitivität von pin-Photodioden, deren interne Verstärkung $G = 1$ beträgt, wird durch die Effizienz η mit [33]

$$S = \frac{\eta e}{hc} \lambda \quad (2.2.11)$$

beschrieben, wobei e die Elementarladung, h das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit und λ die Wellenlänge beschreiben. Ausgehend von der Effizienz werden aus der Anzahl N_p ankommender Photonen eine Anzahl an Elektronen N_e freigesetzt: $N_e = \eta N_p$. Die Anzahl der generierten Elektronen hängt direkt mit dem Photostrom, bezogen auf die Elementarladung, zusammen. Weiterhin ist die Anzahl ankommender Photonen mit der Lichtleistung, bezogen auf deren Energie, bestimmt. Der Photostrom errechnet sich demnach mit [33]

$$I_{ph} = \frac{\eta e}{hf} P_{opt}. \quad (2.2.12)$$

Die Empfindlichkeit eines Detektors wird durch den Photostrom und die ankommende Lichtleistung mit der Einheit $\left[\frac{A}{W}\right]$ mit [33]

$$S = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \quad (2.2.13)$$

berechnet. Diese Gleichung gilt für Detektoren mit einer internen Verstärkung von $G = 1$. Somit wird für Lawinenphotodioden eine um den Faktor G erhöhte Sensitivität gemessen. Mit dieser Grundlage lässt sich die Verstärkung im Lawinenbetrieb durch das Verhältnis der Empfindlichkeiten bei einer Betriebsspannung am Durchbruch zu geringen Betriebsspannungen bestimmen:

$$G = \frac{S(V_{bias} \approx V_{bd})}{S(V_{bias} \ll V_{bd})} \quad (2.2.14)$$

Diese eben erläuterten Zusammenhänge der Sensitivität sind im Betrieb unterhalb der Durchbruchspannung gültig, da Lawinenphotodioden meist aus großflächigen einzelnen Zellen bestehen und für größere optische Leistungen ausgelegt sind. Durch Erhöhung der Betriebsspannung oberhalb des Durchbruchs in den Geiger-Modus, besteht aufgrund der hohen elektrischen Feldstärke die Möglichkeit, einzelne Photonen zu zählen. Aus diesem Grund wird hier der Begriff der Photonennachweiseffizienz eingeführt.

Die Photonennachweiseffizienz (engl.: *Photon Detection Efficiency, PDE*) ist das Verhältnis von ausgelösten Zellen durch Photonenabsorption und der Anzahl an eingetroffenen Photonen. Hieraus wird deutlich, dass die auftretenden Rauscheffekte (siehe Kapitel 2.2.5) zu einer verfälschten Überhöhung des tatsächlichen Wertes führen und bei der Messung der PDE vom gemessenen Wert extrahiert werden müssen. Dies kann mit Hilfe des Einzel-Photonen-Spektrums durchgeführt werden [10]. Die Photonennachweiseffizienz kann mit [23]

$$PDE = \epsilon_{QE} \cdot \epsilon_G \cdot \epsilon_f \quad (2.2.15)$$

berechnet werden, wobei ϵ_{QE} die Quanteneffizienz, ϵ_G die Geigereffizienz und ϵ_f die geometrische Effizienz beschreibt. Die Quanteneffizienz gibt die Wahrscheinlichkeit wieder, ob ein Photon tatsächlich ein Elektron-Loch-Paar im aktiven Gebiet erzeugt. Diese Größe ist Wellenlängen- und Temperaturabhängig und hängt wiederum von zwei Parametern

ab: Der Transmissionseffizienz durch die Antireflexionsschicht (engl.: *Anti Reflecting Coating, ARC*) auf der Oberseite des Detektors und der internen Quanteneffizienz, also der Absorptionseffizienz. Zur Berechnung und Optimierung der Reflexion einer AR-Schicht wird auf den Anhang A verwiesen. Die Geigereffizienz beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein generiertes Elektron-Loch-Paar eine Lawine in einer Mikrozele auslöst. Der stark limitierende Faktor der PDE ist die geometrische Effizienz, die je nach Design der Mikrozele bis zu 80% erreicht. Diese lässt sich weiterhin aus [23], [34],

$$\epsilon_f = \frac{A_a}{A_{ges}} = 1 - 4a \frac{x - a}{x^2} \quad (2.2.16)$$

berechnen, wobei A_a die aktive Fläche und A_{ges} die gesamte Fläche ist. Die aktive Fläche ist aufgrund des Quenchwiderstandes und der Metallebene kleiner als die gesamte Fläche. In der oben genannten Gleichung beschreibt x die gesamte Größe der Zelle (engl.: *Pitch*) und a den nicht aktiven Rahmen der Zelle (es gilt: $x > 2a$). Je nach Layout der einzelnen Mikrozele wird deutlich, dass bei größeren Zellen auch der geometrische Füllfaktor größer wird.

2.2.5 Rauschfaktoren

Die Rauschfaktoren von verstärkenden optischen Detektoren sind ausschlaggebend für die Übertragung von Signalen aber auch für die Auflösung bei bildgebenden Verfahren wie z.B. bei der Positronen-Emission-Tomographie (PET). Aus diesem Grund werden die drei hauptsächlichen Rauschfaktoren von SiPMs, thermisch generierte Ladungsträger, Nachpulsen durch verspätete Ladungsträger und Emission von Sekundärphotonen durch Rekombination im Folgenden beschrieben.

2.2.5.1 Thermisch generierte Ladungsträger

Aufgrund der hohen Verstärkung des SiPMs während des Betriebs oberhalb der Durchbruchspannung ist ein Rauschfaktor das Auslösen von Zellen, ohne dass Photonen absorbiert werden. Hierzu gehört die temperaturabhängige Wahrscheinlichkeit von thermisch generierten Ladungsträgern in der Hochfeldzone. Diese hängt von der Ionisierungsenergie der Defekte und Störstellen ($E_c - E_T$) des Substrats sowie einer Proportionalitätskonstante C ab, welche empirisch ermittelt werden kann [24], [35], [36], [37]

$$n(T) \propto CT^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{(E_c - E_T)}{2k_B T}}, \quad (2.2.17)$$

wobei $k_B \approx 8.617 \cdot 10^{-5} \frac{eV}{K}$ die Boltzmannkonstante ist. Effekte wie das Trappen von Ladungsträgern können zu einer Abweichung des oben genannten Zusammenhangs führen. Die temperatur- und spannungsabhängige Dunkelzählrate kann mit Hilfe von statischen IV-Messungen abgeschätzt werden, indem der gemessene Stromwert oberhalb der Durchbruchspannung durch die interne Verstärkung, die aktive Fläche und die Elementarladung dividiert wird [38], [35]:

$$DR'(V, T) \approx \frac{I(V, T)}{G(V, T) A_a e} \quad (2.2.18)$$

Die Dunkelzählrate halbiert sich nach der Faustformel alle 10 Grad Celsius [35], [39].

2.2.5.2 Nachpulsen durch verspätete Ladungsträger

Die zeitverzögerte Reemission von getrappten Ladungsträgern löst Mikrozellen aus und führt somit zu einem erhöhten Rauschverhalten. Dies lässt sich durch Haftstellen in der Verarmungszone erklären, welche das Trappen von Ladungsträgern ermöglichen, indem ein Energieniveau zwischen dem Valenz- und Leitungsband generiert wird. Diese Ladungsträger werden zeitverzögert reemittiert und können einen weiteren Durchbruch der Zelle hervorrufen. Der Effekt der *Afterpulses* hängt von der Konzentration an Defekten und Kontaminationen in der Verarmungszone ab [40].

2.2.5.3 Emission von Sekundärphotonen durch Rekombination

Das Auslösen einer Mikrozelle durch Photonenabsorption oder durch thermisch generierte Ladungsträger kann zur Folge haben, dass Ladungsträger der entstehenden Ladungsträgerlawine rekombinieren und Photonen emittieren. Diese reemittierten Photonen werden Sekundärphotonen genannt und können Nachbarzellen des Detektors auslösen. Dieser Effekt wird als optisches Übersprechen bezeichnet. Alle 10^5 Elektronen werden etwa 3 Photonen im Wellenlängenbereich von 300nm bis 1100nm ungerichtet und ohne Vorzugsrichtung emittiert [41], [42]. Bei einer Verstärkung von typischerweise $G \approx 10^6$ werden demnach 30 Photonen pro Puls emittiert. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

Es werden drei Pfade unterschieden: Direktes Übersprechen zwischen benachbarten Zellen (Abb. 2.9 (1)), Absorption der Photonen und anschließendes Driften der Ladungsträger in die Hochfeldzone (Abb. 2.9 (2)), indirektes optisches Übersprechen durch Reflexion auf der Unterseite des Bauelements (Abb. 2.9 (3a)) und auf der gehäuteten Seite (Abb. 2.9 (3b)), hochtransparentes Epoxidharz, [43], [44].

Die Verstärkung entspricht der entstehenden Ladung bezogen auf die Elementarladung (siehe Gleichung 2.2.9) und hängt direkt mit der Diodenkapazität und der Überspannung zusammen [45]. Hieraus wird deutlich, dass bei größeren aktiven Flächen (entspricht eine größere Diodenkapazität) sowie bei höheren Spannungen (entspricht einer höheren Feldstärke und dadurch erhöhten Anzahl an generierten Ladungsträgern) das optische Übersprechen zunimmt. Das Model, dass aus [46], [47], [48] und [49] hervorgeht, besagt ein Maximum an emittierten Photonen im Bereich von $\approx 600\text{nm}$.

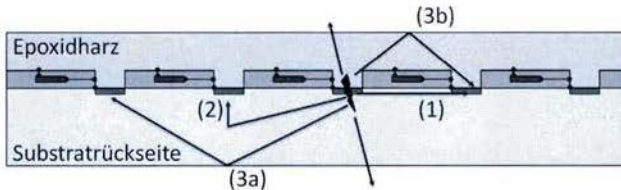


Abbildung 2.9: Der Querschnitt eines Silizium Photomultipliers von fünf Zellen schematisch dargestellt. Die mittlere Zelle löst aus und emittiert Sekundärphotonen.

Kapitel 3

Ausgewählte Technologiegrundlagen

Die in dieser Arbeit verwendeten mikromechanischen Verfahren lassen sich in zwei Gruppen einteilen: Die Trockenätztechnik und die nasschemische Bearbeitung von Substraten. Die Substrate werden bei trockenchemischen Verfahren in einer Vakuumkammer diversen Prozessgasen ausgesetzt, welche durch Bildung von gerichteten Radikalen und Ionen den Abtrag eines bestimmten Materials mit einer gewissen Selektivität zu anderen Schichten sicherstellt. Die vorgestellten nasschemischen Verfahren beinhalten die Ätzung von Silizium mit anorganischen und organischen Lösungen, insbesondere mit TMAH und KOH.

3.1 Trockenätzverfahren

Grundlegend wird für trockenchemische Prozesse eine Vakuumkammer benötigt. Der Druck p in dieser Kammer liegt während des Prozesses in der Größenordnung von typischerweise $10\text{mTorr} \dots 200\text{mTorr}$, was zu einer mittleren freien Weglänge λ im Bereich von einigen Millimetern führt. In der Kammer wird zur Energieeinkopplung ein RF-Generator mit einer Frequenz von 13.56MHz verwendet. Die Anzahl der im Plasma erzeugten Teilchen n (Ionen, Radikale, Elektronen) hängt von der eingespeisten Leistung und dem Kammerdruck ab. Die Beschleunigung der im Plasma erzeugten Teilchen auf die Substratoberfläche erfolgt über ein Potential, das sich über Elektrode und Anode in Abhängigkeit der Spannung einstellt. Der Materialabtrag des zu prozessierenden Wafers erfolgt durch Wechselwirkung der im Plasma erzeugten Teilchen mit der Oberfläche. Es gibt drei Arten an Gasen und generierten Teilchen im Plasma [50], [51]:

- Aktive Radikale (z.B. O_2 , O^*)
- Inerte Gase und Ionen (z.B. Ar , Ar^+)
- Aktive Gase und Ionen (z.B. SF_6 , F^-)

Diese Gase und Teilchen unterliegen drei Prozessen, die im Plasma stattfinden: Fragmentierung, d.h. Generierung von neutralen oder reaktiven Molekülen, Ionisierung, d.h. Generierung von Ionen und Elektronen, und Anregung, d.h. Generierung von angeregten Molekülen mit zusätzlicher Emission von Licht [50].

Im Folgenden werden der Basisprozess Reactive Ion Etching (RIE) sowie Deep Reactive Ion Etching (DRIE) erläutert. Der Unterschied zwischen diesen beiden Ätzprozessen ist,

dass es bei RIE nur einen Ätzschritt gibt und der Prozess DRIE eine Abfolge aus Passivierung und Ätzung beinhaltet. Aufgrund dieser Alternation ist es möglich, tiefer ins Substrat zu ätzen, wohingegen es bei RIE zum Zusammenlaufen der glatten Ätzflanken kommt, d.h. positiv geneigte Flanken entstehen. Abbildung 3.1 (links) zeigt einen mit RIE geätzten Graben, der diesen Sachverhalt veranschaulicht. Der Einzelwaferprozess für eine Tiefe von $\approx 3\mu\text{m}$ dauert $\approx 20\text{min}$, was bei einer großen Waferanzahl zu hohen Prozesskosten führt. Die Ätzgase sind Bromchlorid $B\text{Cl}_2$ und Chlorid Cl_2 . Anders als beim RIE-Prozess dauert die Ätzung eines gleich tiefen Grabens mit dem DRIE-Prozess nur etwa eine Minute. Es entstehen hierbei steile Flanken mit sogenannten Scallops, welche durch die Alternation von Ätzung und Passivierung entstehen, siehe Abbildung 3.1 (rechts).

Die Prozessparameter für einen RIE-Prozess finden sich im Anhang F in Tabelle F.1 und für einen DRIE-Prozess in Tabelle F.2.

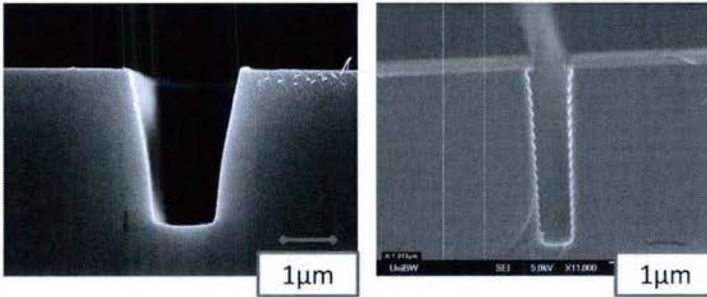


Abbildung 3.1: (links) Trockenchemisch (RIE) geätzter Trench. Die Ätzflanken sind glatt und positiv geneigt. (rechts) Ein DRIE geätzter Graben mit den entstehenden Scallops. Als Maskierschicht wird strukturiertes Oxid verwendet. Die Tiefe beider Gräben beträgt $\approx 3\mu\text{m}$.

Die Prozessgase des DRIE-Prozesses sind Schwefelhexafluorid SF_6 zum Ätzen und Perfluorocyclobutan C_4F_8 zur Passivierung. Durch Aufspaltung einer Doppelbindung von C_4F_8 entsteht Polytetrafluorethylen, PTFE, $[\text{C}_2\text{F}_4]_n$. Der DRIE-Prozess (schematische Darstellung in Abbildung 3.2) beginnt mit einer Plasmapolymerschichtabscheidung, welche durch Fragmentierung von C_4F_8 entsteht. Hierbei entsteht eine einige nm dicke Schicht aus PTFE (Abb. 3.2 (a)). Im Anschluss findet ein rein physikalischer Materialabtrag an der Oberfläche statt, welcher eine geringe Selektivität aufweist [52], [53] (Abb. 3.2 (b)).

Der darauf folgende isotrope Ätzschritt mit Schwefelhexafluorid ist ein rein chemischer Vorgang mit hoher Selektivität. Durch die Generierung von Radikalen im Plasma entstehen so auch Ionen, welchen den Ätzprozess begünstigen. Dieser Vorgang ist in Abbildung 3.2 (c) dargestellt. Im Anschluss an den Ätzschritt erfolgt eine Passivierung, was in Bild 3.2 (d) schematisch gezeigt wird. In Abbildung 3.2 (e) sind bereits zwei Scallops dargestellt. Die Anzahl der Zyklen, bestehend aus Ätzung und Passivierung, sowie die jeweilige

Dauer dieser Schritte definieren die Tiefe des Grabens und die Höhe der Scallops (Abb. 3.2 (f)). Der letzte Teil des Prozesses ist eine Ätzung, damit die Passivierung entfernt wird. Ein Scallop hat mit den Prozessparameter aus Tabelle F.2 eine Höhe von $\approx 200\text{nm}$.

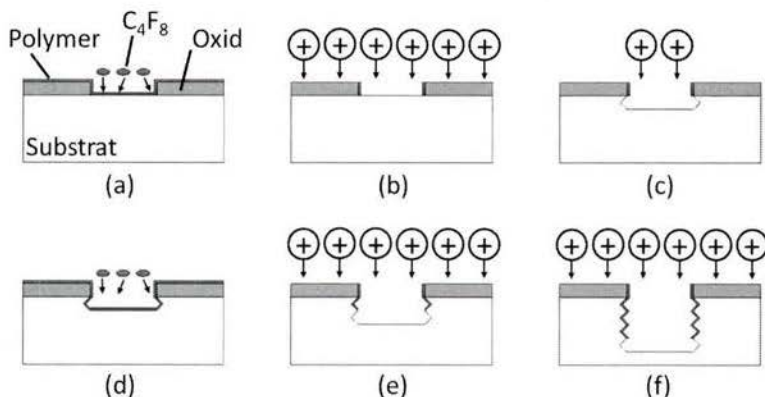


Abbildung 3.2: Ablauf des Bosch-Ätzprozesses: Alternation aus Passivierung und Ätzung.

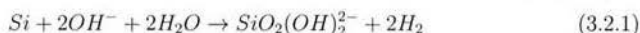
3.2 Nasschemische Ätzverfahren

Die nasschemische Ätzung von Schichten erfolgt bei nahezu allen Verfahren isotrop. Um eine Anisotropie beim nasschemischen Ätzen von monokristallinem Silizium zu erreichen, werden spezielle Ätzlösungen verwendet, die das Material entlang bestimmter Kristallebenen abtragen. Die in der Industrie eingesetzten Ätzlösungen zur Strukturierung von Silizium sind Tabelle 3.1 aufgelistet [54].

Anorganisch	KOH, NaOH, CsOH, NH ₃ , N ₂ H ₄
Organisch	N(CH ₃) ₄ OH (TMAH), C ₂ H ₈ N ₂ -C ₆ H ₆ O ₂ (EDP)

Tabelle 3.1: Anorganische und organische Ätzlösungen.

Die Ätzung von Silizium mit anorganischen Ätzlösungen, insbesondere der mit Kaliumhydroxid (KOH), ist bei der Prozessierung CMOS-tauglicher Bauelemente aufgrund der Kaliumionen kritisch. Hingegen ist die Ätzlösung TMAH als CMOS-tauglich deklariert. Der Vorgang beim nasschemischen Ätzen von Silizium mit TMAH wird mit [54], [55],



beschrieben. Hieraus wird deutlich, dass die OH-Gruppen für den Materialabtrag verantwortlich sind.

Die Ätzrate für Siliziumoxid ist aufgrund der starken Bindung sehr gering, was der Grund dafür ist, dass Siliziumoxid bei der Ätzung mit TMAH als Ätzmaske verwendet wird. Anders als bei der Ätzung mit TMAH wird bei KOH Siliziumnitrid als Ätzmaske verwendet. Die verwendeten Substrate haben eine $\{100\}$ -Kristallausrichtung. Die entstehenden Ebenen der Ätzflanken sind in die $\{111\}$ -Ebene ausgerichtet. Das Verhältnis der Ätzraten ist in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Ätzlösung	Konzentration	Temperatur	Verhältnis, $R_{\{100\}}/R_{\{111\}}$
TMAH	25%	80°	35
KOH	30%	70°	160

Tabelle 3.2: Ätzratenverhältnis für TMAH und KOH in die $\{111\}$ -Ebene.

Die Ätzrate von Silizium hängt von der Konzentration und der Temperatur der Ätzlösung ab. Die charakteristischen Flanken besitzen einen Neigungswinkel von $\alpha \approx 54.74^\circ$, der mit [55], [56]

$$\tan(\alpha') = \frac{\sqrt{2}}{2} \rightarrow \alpha' \approx 35.26^\circ, \quad (3.2.2)$$

zu $\alpha \approx 54.74^\circ$ an der unteren Kante führt. Der Querschnitt des Wafers nach der naschemischen Ätzung ist schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Unterätzung, die $\{100\}$ -Ebene, die entstehende $\{111\}$ -Ebene sowie der Winkel zwischen der $\{100\}$ - und $\{111\}$ -Ebene sind in diesem Querschnitt eingezeichnet.

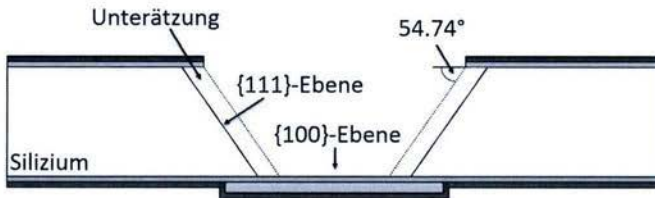


Abbildung 3.3: Der schematisch dargestellte Wafer nach der Ätzung mit TMAH (grün/braun: Oxidpassivierung, weiß: Siliziumsubstrat, grau: Metallebene).

Kapitel 4

Optische Barriere zur Reduzierung des Zusatzrauschens

Der Silizium Photomultiplier weist aufgrund der hohen Verstärkung im Geiger-Modus ein Zusatzrauschen auf, das durch die Reemission von Sekundärphotonen hervorgerufen wird. Eine Möglichkeit zur Reduzierung von diesem Effekt ist die Integration einer optischen Barriere zwischen den einzelnen Mikrozellen des Detektors. Im ersten Teil dieses Kapitels wird das Konzept der Trenchtechnologie vorgestellt. Sowohl die *Trench First* als auch die *Trench Last* Variante werden realisiert und in einen Silizium Photomultiplier integriert. Die Bewertung dieser Technologie erfolgt nach Beschreibung des Messaufbaus mit Hilfe der Strom-Spannungs-Charakteristik. Die Auswirkung auf das Ersatzschaltbild und auf die Dunkelzählrate werden ebenfalls untersucht. Zusätzlich wird ein Messverfahren zur Bestimmung des optischen Übersprechens vorgestellt und auf Trench-Bauteile angewendet. Die Technologiezuverlässigkeit sowie die Zusammenfassung bilden den Abschluss des Kapitels.

4.1 Konzept der Trenchtechnologie

Wie in Kapitel 2.2.5.3 beschrieben, können durch Reemission von Photonen, die während des Durchbruchs generiert werden, durch direktes Übersprechen zur Nachbarzelle weitere Zellen auslösen. Dieses zusätzliche Rauschen kann durch elektrische und optische Trennung der jeweiligen benachbarten Zellen reduziert werden. Aufgrund des geringen Zellenabstands von $\approx 6...9\mu\text{m}$ wird die trockenchemische Ätzung der Gräben dem nasschemischen Ätzen vorgezogen. Die *Trench First* Technologie zielt darauf ab, die Gräben zu Beginn des SiPM-Prozessflusses zu integrieren. Hierbei wird deutlich, dass die Füllung der Gräben darauf folgenden Temperaturschritten wie Oxidationen oder Temperungen standhalten muss. Die *Trench Last* Variante wird zum Ende des SiPM-Prozessflusses integriert. Diese Variante erlaubt eine Füllung des Trenches mit einem metallischen Material, da keine weiteren Temperaturschritte erfolgen.

In Tabelle 4.1 ist die Nomenklatur der verschiedenen Trenchtypen deklariert und in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt. Wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, erfolgt der Signalabruf lateral über ein implantiertes Siliziumgebiet. Die maximale Dotierstoffkonzentration

für den geringsten Anschlusskontakt befindet sich in einer Tiefe von $\approx 2.8\mu\text{m}$, sodass dieser Wert als Trenchtiefe definiert wird um das n-Gebiet zu kontaktieren und das Signal über den elektrisch leitfähigen Graben abzugreifen.

Bezeichnung	Beschreibung
TRFPOO	Trench First, poly-Silizium ohne Seitenwandoxid.
TRFPMO	Trench First, poly-Silizium mit Seitenwandoxid.
TRLA00	Trench Last, Aluminium ohne Seitenwandoxid.
TRLAMO	Trench Last, Aluminium mit Seitenwandoxid.
TRLAMT	Trench Last, Titanitrid und Aluminium mit Seitenwandoxid.

Tabelle 4.1: Nomenklatur der Trenchvarianten.

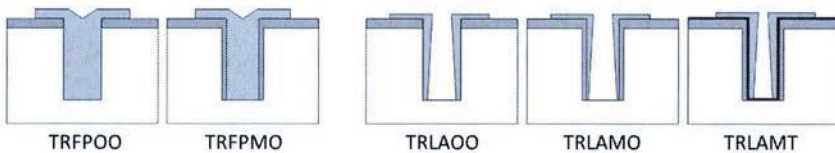


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung verschiedener Trenchtypen. (links) *Trench First*, (rechts) *Trench Last*. Weiß: Silizium, Grün: Thermisches Oxid, Grau: Aluminium, Dunkelgrau: Titanitrid.

4.2 Technologische Realisierung

4.2.1 Substratvorbereitung

Zu Beginn werden die Siliziumsubstrate thermisch oxidiert. Aufgrund der langsamen Wachstumsrate erreichen thermisch aufgewachsene Oxide eine sehr gute Homogenität. Die Trockenoxidation erreicht eine bessere Qualität und weist eine hohe kritische elektrische Feldstärke auf, sodass die trockene Oxidation meist für das Gateoxid bei MOS-Transistoren verwendet wird [57]. Aufgrund der höheren Wachstumsrate der Feuchtoxidation werden diese meist als Isolationsschichten verwendet [51], [58]. Um den Stress in den Schichten zu minimieren, wird die Temperatur nur langsam erhöht und der Sauerstofffluss bei Erreichen der Oxidationstemperatur gestartet. Die Kristallorientierung und die Dotierung des Substrats sowie der Partialdruck des Sauerstoffs beeinflussen die Wachstumsrate der Oxidschicht. Je höher die Dotierung, desto höher ist die Wachstumsrate. Das Verhältnis der Oxiddicke bei thermischen Oxidationen und der Dicke des dafür verbrauchten Siliziums beträgt 2.27 : 1. Die Oxiddicke beträgt $d_{ox} = 202.7\text{nm}$, $s = 0.94\%$, nach 52 Minuten bei einer Temperatur von 950°C .

Im Anschluss an die Oxidation folgt eine Lithographie. Das Lackaufschleudern von 10ml des ECI 3027 Lacks erfolgt bei 4100 Umdrehungen pro Minute und hat als Resultat eine Lackdicke von $d \approx 2\mu\text{m} \pm 0.1\mu\text{m}$. Die Belichtung des Positivlacks erfolgt durch einen Projektionsbelichter der Firma Canon bei der i-Linie des Quecksilbers, was einer Wellenlänge von 365nm entspricht. Die Belichtung bricht die langkettigen Moleküle des Lacks auf, sodass im Anschluss die Entwicklung mit einem AZ®726 MIF (Metallionenfrei) erfolgen kann.

Nach dieser Lithographie und der optischen Kontrolle am Mikroskop wird die Oxidschicht trockenchemisch bis auf Silizium geätzt. Dies erfolgt mit einer Centura der Firma Applied Materials. Die Prozessparameter sind der Tabelle F.8 zu entnehmen.

Im Anschluss an die Lackveraschung im Sauerstoffplasma erfolgt die Standardreinigung durch SC1, SC2 und einer Caroschen Säure zur Entfernung der organischen und anorganischen Verunreinigungen sowie Lackresten. Die Standardreinigung SC1 besteht aus Ammoniumhydroxid, Wasserstoffperoxid und DI-Wasser im Verhältnis 1:1:5 bis 1:2:7 zur Entfernung von Partikeln und organischen Verunreinigungen. Die Standardreinigung SC2 besteht aus Salzsäure, Wasserstoffperoxid und DI-Wasser im Verhältnis 1:1:6 bis 1:2:8 zur Entfernung metallischer Verunreinigungen [57].

Der DRIE-Prozess zur Ätzung des Grabens ist in Kapitel 3.1 beschrieben. Die Ätztiefe der geätzten Gräben beträgt nach 14 Zyklen $\approx 2.8\mu\text{m}$. Die Prozessparameter sind in Tabelle F.2 aufgelistet.

4.2.2 Trench First

Die Füllung des Grabens TRFPOO erfolgt mit einem Niederdruck-Abscheidungsverfahren (engl.: *Low Pressure Chemical Vapour Deposition*, LPCVD) mit Silan als Prekursor. Weiterhin wird während der Abscheidung Phosphin als Dotierstofflieferant beigefügt. Der spezifische Widerstand des *in situ* dotierten poly-Siliziums beträgt $\approx 0.25\Omega\text{cm}$ bei einer Schichtdicke von 750nm .

Das poly-Silizium wird trockenchemisch strukturiert. Die Schicht wird 550nm maskenlos mit dem Hauptätzprozess (siehe Tabelle F.4 ME) geätzt. Die verbleibenden 250nm werden im Anschluss an die Lithographie mit einem Ätzprozess, der in drei Stufen unterteilt ist geätzt. Der Hauptätzprozess weist eine hohe Ätzrate auf, die Landung auf dem Oxid erreicht eine höhere Selektivität zu Oxid und die Überätzung dient zur Sicherstellung der kompletten Entfernung des poly-Siliziums. Die Prozessparameter sind der Tabelle F.4 zu entnehmen.

Nach der Strukturierung des poly-Siliziums erfolgt die Lackveraschung im Sauerstoffplasma. Schwer zu entfernende Lackreste werden durch einen Dip in 1%-ige HF-Säure entfernt. Dieser Graben ist in Abbildung 4.2 (links) abgebildet, bei dem die raue Oberfläche des poly-Silizium erkennbar ist. Ebenfalls ist in Bild 4.2 (rechts) zu erkennen, dass die Scallops durch den Trockenätzprozess $\approx 200\text{nm}$ hoch sind. Das Restoxid beträgt nach der Strukturierung des poly-Siliziums aufgrund der Überätzung von 40s $\approx 190\text{nm}$.

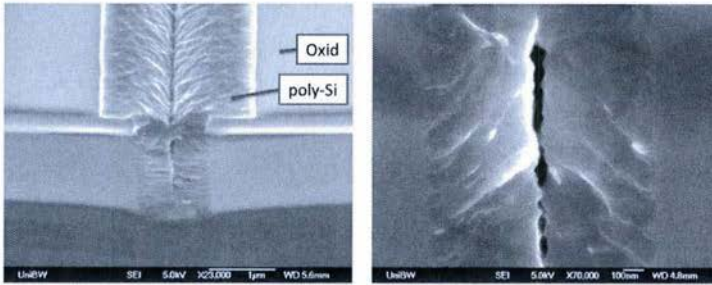


Abbildung 4.2: (links) *In situ* dotierter, mit poly-Silizium gefüllter Graben. (rechts) Öffnungslunker von $\approx 40\text{nm}$ durch Strukturübertragung der Scallops.

Der Unterschied zum Trench mit Seitenwandoxid ist eine zusätzliche Oxidation nach der DRIE-Ätzung sowie die maskenlose Strukturierung des Oxids, um den Trenchboden zu öffnen. Dies hat eine Abflachung der Scallop-Struktur zur Folge und führt bei anschließender Füllung mit einem *in situ* dotierten poly-Silizium zu geringeren Öffnungslunkern. Die Prozessparameter der trockenchemischen Oxidätzung sind der Tabelle F.8 zu entnehmen. Der schematische Ablauf ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

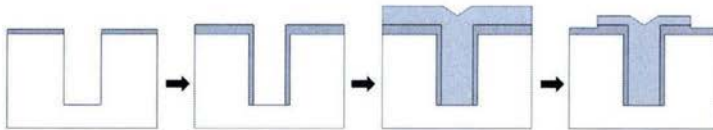


Abbildung 4.3: Schematischer Ablauf eines TRFPMO.

Das Restoxid auf der Substratoberfläche nach der maskenlosen Oxidätzung beträgt $\approx 195\text{nm}$, wobei das Oxid im Trench am Boden rückstandslos geätzt ist. Die Seitenwände sind durch diesen Ätzschritt glatter, da an den Spitzen der Scallops das Oxid aufgrund der gerichteten Ionen schneller geätzt wird. An der oberen Kante bleibt eine Oxidschicht mit $\approx 90\text{nm}$ stehen. Diese Schichtdicke genügt, um unerwünschte Durchbrüche zu verhindern. Aufgrund der geglätteten Seitenwände im Trench ist nach der Abscheidung von *in situ* dotiertem poly-Silizium der Öffnungslunker geringer und beträgt $\approx 20\text{nm}$. Die Trenchbreite ist aufgrund der zusätzlichen thermischen Oxidation um $\approx 100\text{nm}$ vergrößert. In Abbildung 4.4 ist das Ergebnis nach der Füllung mit poly-Silizium (links) und die Unterätzung des Oxids nach der Strukturierung auf der rechten Seite dargestellt.

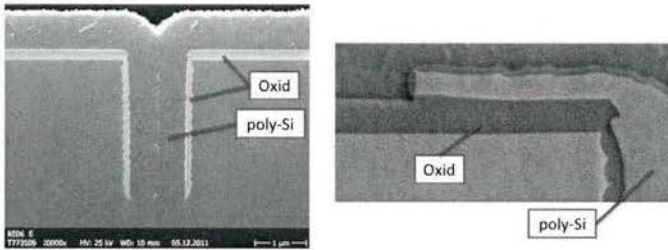


Abbildung 4.4: (links) Der Trench mit Seitenwandpassivierung, TRFPMO. (rechts) Die linke obere Kante des Trenches zeigt den Materialabtrag des Oxids sowie die geglätteten Seitenwände.

4.2.3 Trench Last

Die *Trench Last* Technologie bietet die Möglichkeit, opake Materialien zur Füllung des Grabens zu verwenden. Nach der Substratvorbereitung wird der Wafer mit Aluminium besputtert. Das Target in diesem Prozess ist mit einem Prozent Silizium versetzt. Die Abscheidung erfolgt bei 160°C und hat nach wenigen Minuten eine Schichtdicke von $\approx 700\text{nm}$ erreicht. In Abbildung 4.5 (links) ist das Ergebnis des Grabens dargestellt. Das Aluminium dünnt nach unten hin stark aus. Bei genauerer Betrachtung, wie es in Abbildung 4.5 (rechts) dargestellt ist, sind Aluminiumabrisse an den unteren Seiten der Scallops erkennbar. Dies führt zu erheblichen Problemen bei der elektrischen Kontaktierung.

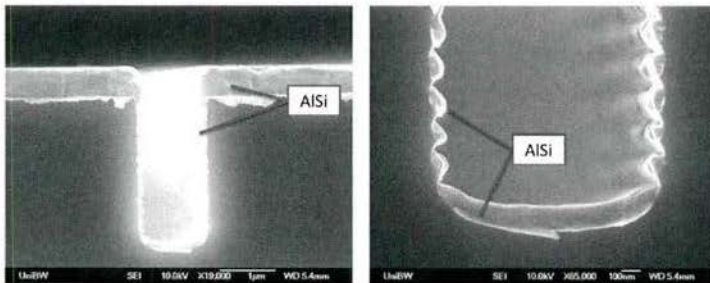


Abbildung 4.5: (links) Die gesputterte Aluminiumschicht verjüngt im Trench, sodass Aluminiumabrisse bei den unteren Scallops durch Abschattung auftreten (rechts). Die Dicke der Aluminiumschicht am Boden des Trenches beträgt $\approx 100\text{...}150\text{nm}$.

Durch Glättung der Seitenwände wird versucht, das Aluminium tiefer in den Trench zu sputtern, da keine Abschattung durch die Scallops auftreten. Als Seitenwandpassivierung dient das SACVD TEOS Oxid (engl.: *Sub Atmospheric CVD*), dass bei niedrigen Temperaturen (350°) abgeschieden wird. Aus diesem Grund wird der aggressive Oxidant Ozon (O_3) verwendet, der aus Sauerstoff gewonnen wird [59]. Die maximale Konzentration an Ozon liegt bei $10\text{mol}\%$, da ab Konzentrationen $> 12\text{mol}\%$ das Gasgemisch explosiv ist.

Die Vorteile der SACVD TEOS Oxidabscheidung sind die niedrige Temperatur während des Prozesses und die hohe Konformität trotz hoher Abscheiderate. Dem entgegen steht der höhere Stress des Oxids [51], [58], [59]. In Abbildung 4.6 (links) ist der Querschnitt des Trenches sowie die Oberfläche des Aluminiums dargestellt. Weiterhin dünnt das Aluminium stark aus, da aufgrund des $\approx 370\text{nm}$ dicken TEOS Oxids die Breite der Trenchöffnung und somit der Raumwinkel für den Sputterprozess verkleinert wird, Abbildung 4.6 (rechts). So ist der Aluminiumabriss bei einer Tiefe von $\approx 1\mu\text{m}$ erreicht. Wie erwartet, werden durch die Abscheidung des SACVD TEOS Oxids die Seitenwände geglättet, da anders als bei einer thermischen Oxidation, die Struktur der Scallops nicht übertragen wird.

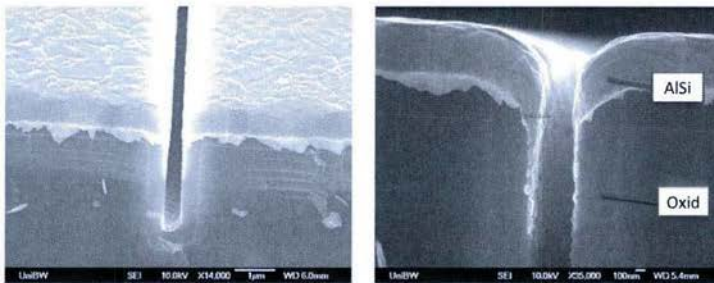


Abbildung 4.6: (links) Der mit SACVD TEOS Oxid passivierte Trench, TRLAOO. (rechts) Der Aluminiumabriss wird bei einer Tiefe von $\approx 1\mu\text{m}$ erreicht.

Die metallorganische Abscheidung aus der Gasphase (engl.: *Metal Organic CVD*, MOCVD) verwendet metallhaltige Gase, die während des Prozesses zersetzt werden. So wird Tetraakis(dimethylamino)Titanium (TDMAT) verwendet, um eine Titanitridschicht zu realisieren. Diese wird häufig als Diffusionsbarriere und als Antireflectionsschicht auf Aluminium eingesetzt. Für eine Kontaktierung über die Seitenwand des Trenches muss die Leitfähigkeit von Titanitrid berücksichtigt werden. Der spezifische Widerstand von TiN beträgt $20\mu\Omega\text{cm}$, hingegen der von Aluminium lediglich $2.5\mu\Omega\text{cm}$. Der schematische Ablauf des Trenches TRLAMT ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

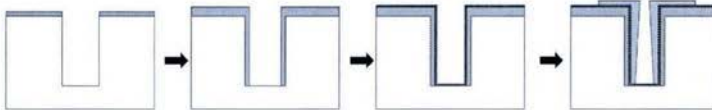


Abbildung 4.7: Schematischer Ablauf eines TRLAMT.

In Abbildung 4.8 ist der Querschnitt des Trenches mit einer Seitenwandpassivierung aus thermischen Oxid sowie einer Titanitridschicht ($\approx 40\text{nm}$) mit anschließender Sputterung von Aluminium dargestellt. Abbildung 4.8 (rechts) zeigt den unteren Teil des prozessierten

Grabens. Gut zu erkennen sind die Abrisse des Aluminiums, wobei die darunter liegende Titanitridschicht als elektrischer Kontakt bis zum Boden des Grabens dient.

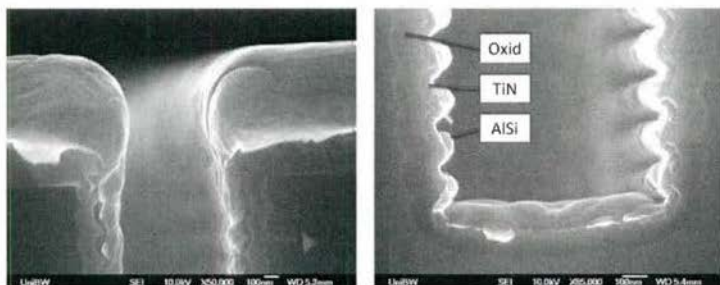


Abbildung 4.8: Trench TRLAMT mit thermischen Oxid sowie Titanitrid als Seitenwandpassivierung zur Überbrückung des Aluminiumabrisse.

4.2.4 Technologieintegration

Das Bild 4.9 zeigt schematisch den Querschnitt von fünf Mikrozellen mit integrierter Trenchtechnologie. Das direkte (1) und indirekte (2) optische Übersprechen wird bezüglich der emittierten Sekundärphotonen beeinflusst. Die Mikroskopaufnahmen von Mikrozellen eines Silizium Photomultipliers sind in Abbildung 4.10 ohne integrierten Trench auf der linken Seite bzw. mit zeilenweise integriertem Trench auf der rechten Seite dargestellt. Gekennzeichnet sind die Versorgungsleitung, der Quenchwiderstand, die aktive Fläche und der Trench.

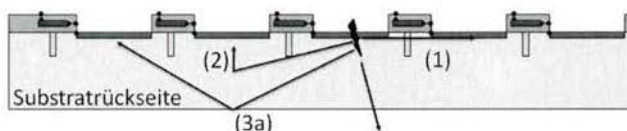


Abbildung 4.9: Der Querschnitt eines SiPMs mit fünf Mikrozellen schematisch dargestellt.

4.3 Bewertung der Trenchtechnologie

Dieses Kapitel beschreibt die Charakterisierung und die Bewertung der Ergebnisse von Silizium Photomultipliern mit und ohne integrierter Trenchtechnologie. Nach der Erklärung der Messaufbauten wird zu Beginn der Untersuchung die Stromdichte-Spannungskennlinie aufgenommen und interpretiert. Weiterhin werden die Kapazität und anschließend die dynamischen Eigenschaften wie die Pulsform, die Zeitkonstanten, die Dunkelzählrate und das optische Übersprechen des Bauteils untersucht. Zum Abschluss wird die Zuverlässigkeit der Trenchtechnologie analysiert.

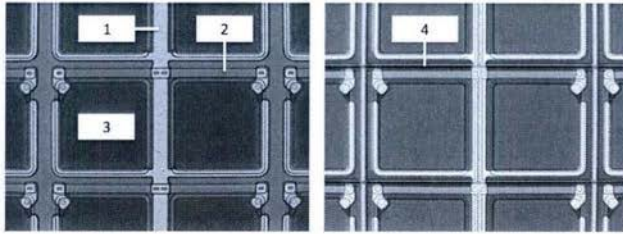


Abbildung 4.10: Die Mikroskopaufnahme einzelner Mikrozellen eines SiPMs ohne (links) und mit integriertem Trench (rechts). 1: Versorgungsleitung, 2: Quenchwiderstand, 3: aktive Fläche, 4: Trench.

4.3.1 Messaufbau

Die Untersuchung der Silizium Photomultiplier benötigt für die statischen Messungen neben einem lichtdichten Waferprober ein Keithley 4200 für die Messung der Strom-Spannungs-Kennlinien sowie ein Keithley 595 für die Messung der Kapazität. Für die dynamischen Messungen wird ein schnelles Oszilloskop der Firma LeCroy, ein Waverunner 64MXi mit einer hohen Abtastrate von $10 \frac{GS}{s}$ für eine gute Auflösung zur Messung der Zeitkonstanten und zur Bestimmung der Dunkelzählrate verwendet. Beide Messaufbauten sind in Abbildung 4.11 dargestellt.

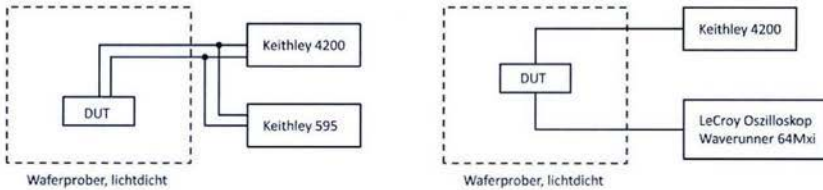


Abbildung 4.11: (links) Die spannungsabhängige Strommessung des zu untersuchenden Bauteils (engl.: *Device Under Test*, *DUT*) wird in einem lichtdichten Waferprober durchgeführt. Die Kontaktierung erfolgt über geschirmte HF-Messnadeln. (rechts) Für die Ermittlung der dynamischen Parameter wird ein Oszilloskop verwendet.

Die gemessenen Parameter der ersten Versuchsreihe von SiPM mit integriertem Trench sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die Hauptunterschiede der Ergebnisse sind der Leckstrom, der bei Typ TRFPMO am geringsten ist. Im Vergleich zum TRLAMT hat der SiPM des Typs TRFPMO eine wesentlich geringere Dunkelzählrate. Weiterhin ist zu bemerken, dass das optische Übersprechen eines TRFPMO im Vergleich zu TRFPOO stark reduziert ist, hingegen etwa gleich zum TRLAMT. Die elektrische Kontaktierung der beiden SiPM des Typs TRLA00 und TRLAMO ist aufgrund des Aluminiumabrisses im Trench nicht möglich. Aus diesem Grund konzentrieren sich die weiteren Untersuchungen auf den Typ TRFPMO im Vergleich zum SiPM ohne Trench.

Probe	I_d [nA]	V_{bd} [V]	R_q [k Ω]	DR [$\frac{MHz}{mm^2}$]	CT [%]	G [10 ⁶]	τ_{slow} [ns]
TRFPOO	1.1	22.7	430	0.34	25.9	0.35	123
TRFPMO	0.3	23.8	432	0.39	16.1	0.33	134
TRLA00	kein el. Kontakt						
TRLAMO	kein el. Kontakt						
TRLAMT	0.8	25.4	449	0.72	16.2	0.45	115

Tabelle 4.2: Messergebnisse verschiedener Trenchtypen, integriert bei $3 \times 3 \text{mm}^2$ -SiPMs mit $50 \mu\text{m}$ Zellgröße. Gemessen bei 20% Überspannung.

4.3.2 Stromdichte-Spannungs-Verhalten

Der Messbereich der Strom-Spannungs-Kennlinien des Silizium Photomultipliers liegt im negativen Spannungsbereich, da die Bauteile eine p- auf n-Struktur besitzen. Die Bauteile mit integrierter *Trench Last* Technologie weisen einen hohen Leckstrom sowie einen um zwei Dekaden höheren Strom oberhalb des Durchbruchs auf. Aus diesem Grund werden im Folgenden Bauteile mit zu Beginn des Prozessflusses integrierten Gräben untersucht. Um die Bauteile vor Schäden durch zu hohen Stromfluss zu schützen, wird eine Strombegrenzung auf $I_{max} = 250 \mu\text{A}$ eingestellt. Die angelegte Spannung reicht bis zu einem Wert von $V_{max} \approx -40\text{V}$. Die Durchbruchspannung ist die Spannung, ab der die elektrische Feldstärke groß genug ist um den Detektor im Geiger-Modus zu betreiben und dadurch die Absorption eines Photons oder die thermische Generation eines Ladungsträgers genügt, um eine ganze Lawine an Ladungsträgern durch Stoßionisation zu erzeugen. Dies hat einen Stromfluss zur Folge, was sich in der IV-Kennlinie deutlich bemerkbar macht. Unterhalb dieser Durchbruchspannung ist der gemessene Stromwert sehr gering und wird als Leckstrom bezeichnet. Dieser ist ein Kriterium für die Qualität der Silizium-Technologie (Defektdichte, Grenzflächenzustandsdichte) sowie ein Zeichen für ein gutes Diodenverhalten in Sperrichtung.

In Abbildung 4.12 sind zwei IV-Kennlinien von $3 \times 3 \text{mm}^2$ SiPMs dargestellt, mit und ohne integrierter Trenchtechnologie. Der gemessene Spannungsbereich reicht hier von $V_{bias} = -10\text{V} \dots -35\text{V}$. Die Durchbruchspannung liegt bei $V_{bd} \approx 22.8\text{V}$ für die Standardvariante und $V_{bd} \approx 23.5\text{V}$ für die Trenchvariante. Die geänderte Prozessführung und die dadurch bedingte Änderung des thermischen Budgets führen zu diesem Unterschied. Die hier dargestellten Kennlinien ergeben sich aus dem Mittelwert von jeweils 60 gemessenen Detektoren, wobei defekte Elemente besonders am Rand des Wafers nicht berücksichtigt werden. Die Leckstromdichten bei SiPMs ohne integrierte Trenchtechnologie liegt bei $J_{leak,oT} \approx 0.3 \frac{\text{nA}}{\text{cm}^2}$ und bei SiPMs mit integrierter Trenchtechnologie bei $J_{leak,mT} \approx 0.1 \frac{\text{nA}}{\text{cm}^2}$.

Die Steigung oberhalb der Durchbruchspannung für Bauteile mit Trenchtechnologie ist deutlich geringer und die Strombegrenzung bei höheren Spannungen erreicht. Dies lässt darauf schließen, dass die Dunkelzählrate sowie das optische Übersprechen geringer sind und bei höheren Spannungen einen geringeren Rauschanteil aufweisen. Der Arbeitspunkt

beider Varianten liegt bei etwa 20% oberhalb der Durchbruchspannung, d.h. bei einer Betriebsspannung von $V_{bias,op} \approx 27.4V$ bzw. $V_{bias,op} \approx 28.2V$. Ebenfalls ist in Diagramm 4.12 zu erkennen, dass eine Schwankung der Betriebsspannung um einige hundert mV aufgrund der geringen Steigung keinen großen Einfluss auf den Betriebsmodus hat.

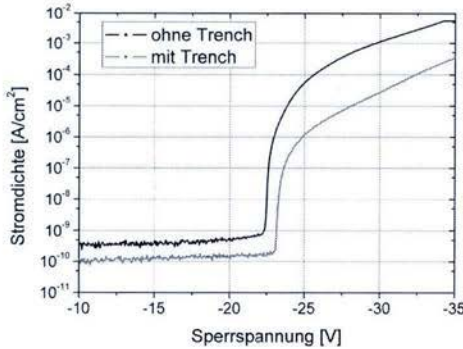


Abbildung 4.12: Die Strom-Spannungs-Kennlinie von je 60 gemessenen Silizium-Photomultipliern mit und ohne integrierte Trenchtechnologie.

Der Quenchwiderstand wird in Vorwärtsrichtung gemessen, da beim Anlegen einer positiven Spannung die Raumladungszone keinen Einfluss auf den Stromfluss hat. Zu beachten ist, dass sich die Kennlinie aus der Parallelschaltung vieler Lawinenphotodioden zusammensetzt, d.h. der Widerstandswert, der aus der Steigung der IV-Kennlinie oberhalb der Diffusionsspannung von Silizium bestimmt wird, mit der Anzahl an Mikrozellen multipliziert werden muss. Die Quenchwiderstände liegen bei beiden Varianten im Bereich von $R_q \approx 375k\Omega \dots 425k\Omega$.

4.3.3 Auswirkung der Trenchtechnologie auf die Pulsform

Die Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie ist eine Mittelwertbildung aller gleichzeitig auslösenden Mikrozellen durch Superposition, siehe Kapitel 2.2. Die dynamische Betrachtung des Bauteils ermöglicht die Analyse der Pulsform und somit die Extrahierung der Zeitkonstanten. Die Integration der Trenchtechnologie führt zu weiteren Widerständen und Kapazitäten: Die Seitenwandpassivierung bildet eine Kapazität bezüglich der Fläche und Dicke zum Substrat. Weiterhin werden Kontaktwiderstände zwischen dem vergrabenen n-Gebiet und dem *in situ* dotierten poly-Silizium sowie zwischen dem poly-Silizium und der Metallebene generiert. Das Ersatzschaltbild aus Kapitel 2.2.3 kann mit diesen Widerständen und Kapazitäten erweitert und so die Auswirkung simuliert werden. Die aus den gemessenen Pulsformen extrahierten Zeitkonstanten eines Standard- sowie eines Trenchbauteils sind im Folgenden aufgelistet.

Zeitkonstante	Standard	Trench	Verhältnis
τ_{rise} [ns]	0.88	0.91	1.034
τ_{fast} [ns]	2.8	2.6	0.929
τ_{slow} [ns]	172	159	0.924

Tabelle 4.3: Vergleich der Zeitkonstanten von SiPMs mit Standard- und Trenchtechnologie.

Aus Tabelle 4.3 wird ersichtlich, dass die Einführung eines Trenches mit Seitenwandpassivierung keine wesentlichen Änderungen bei den Zeitkonstanten hervorruft. Die Kapazität der Trenchseitenwand beträgt

$$C_{tr,ox} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d} \approx 95 fF \quad (4.3.1)$$

bei einer Zellgröße von $50 \mu m$ und einer Tiefe von $2.75 \mu m$ sowie einer Dicke des Oxids von $d \approx 100 nm$ für zeilenweise integrierte Gräben und

$$C_{tr,ox} \approx 190 fF \quad (4.3.2)$$

für Gräben um jede einzelne Mikrozelle. In Abbildung 4.13 sind die Pulsformen von zwei Detektoren ohne Feldplatte mit einer Chipgröße von $3 \times 3 mm^2$ bei 20% Überspannung ohne und mit integriertem Trench dargestellt, sowie die Anpassung der Messwerte an das elektrische Modell. Ebenfalls befindet sich in diesem Diagramm eine Vergrößerung der gemessenen und simulierten Verläufe. Die Parameter für die Simulation sind, abgesehen von der zusätzlichen Kapazität der Trenchseitenwand von $C_{tr,ox} = 95 fF$, in Tabelle 2.2 in Kapitel 2.2.3 aufgelistet.

Die Messung der Pulshöhe erlaubt die Bestimmung der Durchbruchspannung. Hierfür wird die Pulshöhe der Einzelpulse in Abhängigkeit von der angelegten Spannung aufgetragen. Je größer die Vorspannung, desto größer ist das elektrische Feld, was wiederum zu größeren Ladungswolken führt. Durch lineare Anpassung an die gemessenen Pulshöhen, kann durch Extrapolation dieser Geraden bis zum Schnitt mit der x-Achse die Durchbruchspannung aus der Steigung der Geradengleichung berechnet werden. Die Durchbruchspannung des $3 \times 3 mm^2$ SiPMs mit integrierter Trenchtechnologie beträgt $V_{bd} = 23.26 V$. Diese Art der Messung ist in Abbildung 4.14 dargestellt.

4.3.4 Dunkelzählrate als Funktion der Überspannung

Die Messung der Dunkelzählrate erfolgt in einem lichtdichten Waferprober. Dementsprechend werden die Mikrozellen nur durch thermisch generierte Ladungsträger ausgelöst. Die Dunkelzählrate, definiert durch Gleichung 2.2.17, wird im Labor bei $20^\circ C$ gemessen. Weiterhin werden Detektoren mit unterschiedlichen Zellgrößen untersucht. Die Dunkelzählrate wird in $\frac{kHz}{mm^2}$ angegeben, sodass ein direkter Vergleich verschiedener Detektorflächen möglich ist.

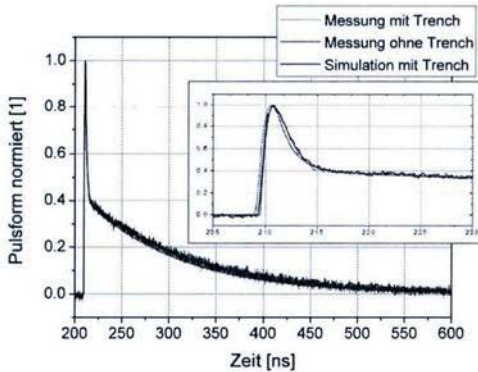


Abbildung 4.13: Die gemessenen Pulsformen von SiPM mit einer Chipfläche von jeweils $3 \times 3 \text{ mm}^2$ mit (rot) und ohne integrierte Trenchtechnologie (schwarz). Die blaue Kurve ergibt sich durch Simulation des Modells mit den im Text erwähnten Bauteilparametern.

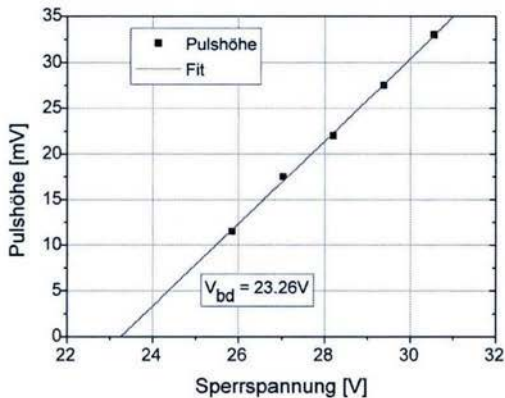


Abbildung 4.14: Die Pulshöhe in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Die Durchbruchspannung beträgt mit integrierter Trenchtechnologie $V_{bd} = 23.26 \text{ V}$.

In Abbildung 4.15 sind die Dunkelzählraten von zwei $3 \times 3 \text{ mm}^2$ Detektoren in Abhängigkeit von der Überspannung dargestellt. Zusätzlich sind die Anpassungskurven an die Messwerte mit Extrapolation zum Nullpunkt im Diagramm integriert, da bei niedrigen Feldstärken die Bauteile nicht im Geiger-Modus arbeiten und somit die Dunkelzählrate gegen Null geht. Im typischen Arbeitsbereich bei 20% oberhalb der Durchbruchspannung, ist die Dunkelzählrate um den Faktor ≈ 2 kleiner. Zum einen fließt das optische Übersprechen mit in diese Messung ein, wobei dieser Rauschfaktor für Trenchbauteile geringer ist. Zum anderen begünstigt die Füllung des Trenches mit poly-Silizium die Dunkelzählrate durch einen Gettereffekt [60], [61]. Es werden Dunkelzählraten von $DR_{\text{notr}} \approx 450 \frac{\text{kHz}}{\text{mm}^2}$ sowie $DR_{\text{tr}} \approx 230 \frac{\text{kHz}}{\text{mm}^2}$ bei 20% Überspannung erreicht.

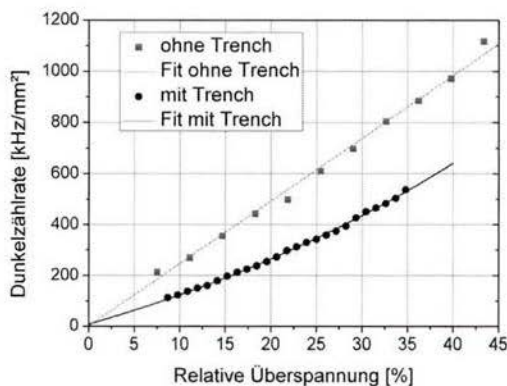


Abbildung 4.15: Die auf die Fläche normierte Dunkelzählrate in Abhängigkeit von der relativen Überspannung eines Standard- und eines Trenchbauteils.

4.3.5 Optisches Übersprechen als Funktion der Überspannung

4.3.5.1 Messmethode

Das optische Übersprechen wird bestimmt, indem die Dunkelzählrate in Abhängigkeit von einer Schwellenspannung (engl.: *Threshold*) gemessen wird. Wie in Kapitel 2.2.5.3 diskutiert, werden pro Lawinenprozess einer Mikrozele alle 10^5 Elektronen im Mittel 3 Photonen im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 1100 nm mit Maximum bei 600 nm ungerichtet reemittiert [41], [42]. Je höher die angelegte Betriebsspannung, desto größer ist das elektrische Feld und somit die Wahrscheinlichkeit für optisches Übersprechen.

Die Bestimmung der Verstärkung erfolgt durch Messung der Ladungsmenge, indem die Pulse integriert und als Histogramm dargestellt werden, d.h. je nach Anzahl an gleichzeitig ausgelösten Zellen ist die Fläche unter dem Puls größer. Alternativ kann die Pulshöhe statt der Fläche verwendet werden. Es werden auf der y-Achse die Anzahl an Events aufgetragen und auf der x-Achse die Fläche bzw. die Pulshöhe.

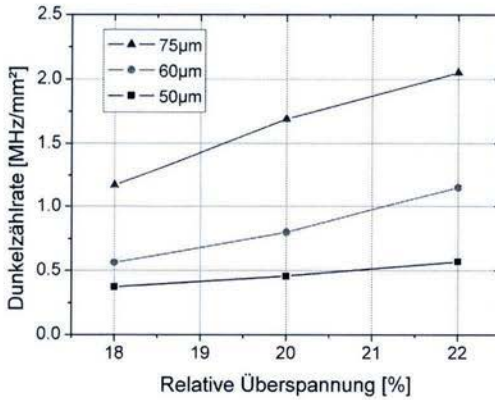


Abbildung 4.16: Die Dunkelzählrate in Abhängigkeit von der relativen Überspannung für verschiedene Größen der Mikrozele: $50\mu\text{m}$, $60\mu\text{m}$ und $75\mu\text{m}$.

In Abbildung 4.17 ist ein Histogramm eines $3 \times 3 \text{mm}^2$ SiPMs mit integrierter Trenchtechnologie bei einer Überspannung von 20% dargestellt. Die erste Gauß-Verteilung (linker Peak in Diagramm 4.17) entspricht der Anzahl an Ereignissen von Einzelpulsen, der zweite Peak entspricht der Anzahl an zwei gleichzeitig auslösenden Zellen. Äquidistant hierzu entspricht der dritte Peak drei gleichzeitig auslösenden Mikrozellen. Die Verstärkung berechnet sich aus

$$G = \frac{\Delta P}{eRG_{amp}}, \quad (4.3.3)$$

wobei ΔP der Abstand zwischen den Peaks, e die Elementarladung, R die Eingangsimpedanz des Signalabgriffs (typischerweise 50Ω) und G_{amp} den Signalverstärkungsfaktor durch den Aufbau bezeichnen.

Die Wahrscheinlichkeit, dass zwei oder mehrere Mikrozellen gleichzeitig auslösen, ist sehr gering [62]. Aus diesem Grund wird die Dunkelzählrate gemessen, wobei eine Schwellenspannung von der Hälfte der Höhe eines Einzelpulses eingestellt wird. Demnach beinhaltet dieser Wert alle Rauschquellen. Durch Erhöhung der Schwellenspannung auf das 1.5-fache eines Einzelpulses ($1.5p.e.$), werden nur Doppel- und Mehrfachpulse gezählt, es entsteht eine Stufe in diesem Diagramm. Die Schwellenspannung wird dann während dieser Messung auf $2.5p.e.$, $3.5p.e.$, usw. erhöht. Das in Abbildung 4.18 dargestellte Diagramm beinhaltet die Messung der Dunkelzählrate in Abhängigkeit von dieser Schwellenspannung eines $3 \times 3 \text{mm}^2$ SiPMs bei verschiedenen Überspannungen: 10%, 15%, 20% und 25%. Durch Erhöhung der Überspannung wird die Dunkelzählrate höher, sowie die Pulshöhe, d.h. der Graph verschiebt sich für höhere Spannungen nach oben und nach rechts.

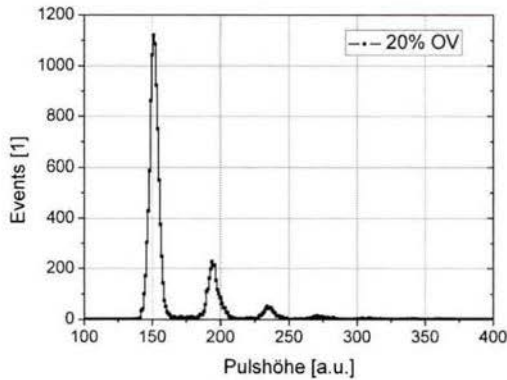


Abbildung 4.17: Das Histogramm eines $3 \times 3 \text{ mm}^2$ SiPMs mit integrierter Trenchtechnologie bei 20% Überspannung entspricht der Verteilung, wie häufig Einzelpulse, Doppelpulse und Mehrfachpulse auftreten. Je geringer das Rauschen des Detektors, desto geringer ist die Breite der Gaußkurven.

Die Wahrscheinlichkeit für optisches Übersprechen wird mit [62]

$$CT = \frac{DR(2.5PE)}{DR(1.5PE)} \quad (4.3.4)$$

berechnet. Diese Stufen sind in Abbildung 4.18 gekennzeichnet. Alternativ kann das Histogramm verwendet werden, indem die Anzahl N an Ereignissen oberhalb des 1.5-fachen bzw. des 2.5-fachen eines Einzelpulses integriert wird ($CT = \frac{N_{>2.5p.e.}}{N_{>1.5p.e.}}$).

4.3.5.2 Messergebnisse

Der Vergleich von SiPMs ohne und mit integrierter Trenchtechnologie wird im Bereich von 8% bis 37% oberhalb des Durchbruchs gemessen. Die Kurven der Auswertung sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Im typischen Arbeitsbereich bei 20% Überspannung beträgt die Wahrscheinlichkeit für optisches Übersprechen $CT_{notr} \approx 25\%$ und $CT_{tr} \approx 10\%$, d.h. durch die Integration eines mit poly-Silizium gefüllten Trenches wird das optische Übersprechen um 60% reduziert.

Die Größe der einzelnen Mikrozellen haben einen Einfluss auf das optische Übersprechen. Dies liegt daran, dass die Diodenkapazität direkt proportional zur aktiven Fläche und somit zur Verstärkung ist. Je größer die Zellkapazität und somit die Verstärkung, umso mehr Ladungsträger werden pro Lawineneffekt generiert. Die Wahrscheinlichkeit des optischen Übersprechens in Abhängigkeit von der Überspannung für verschiedene Zellgrößen ist in Abbildung 4.20 dargestellt.

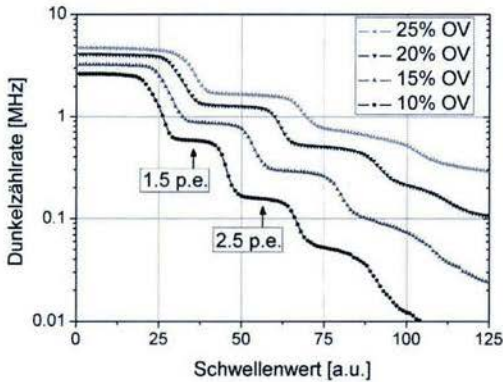


Abbildung 4.18: Die Dunkelzählrate eines $3 \times 3 \text{ mm}^2$ SiPMs mit integrierter Trenchtechnologie in Abhängigkeit von der Schwellenspannung für verschiedene Überspannungen. Gekennzeichnet sind die Stufen bei einer Schwelle von $1.5 p.e.$ und $2.5 p.e.$.

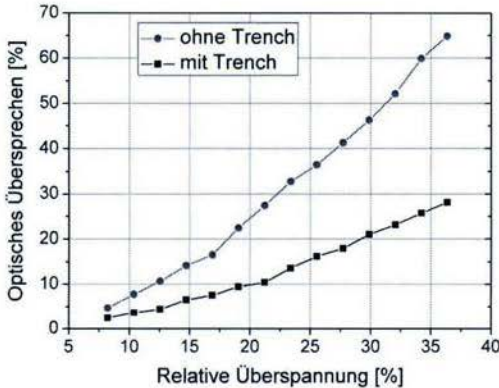


Abbildung 4.19: Das optische Übersprechen in Abhängigkeit von der relativen Überspannung im Bereich von 8% bis 37%. Im typischen Arbeitspunkt bei 20% Überspannung ergeben sich für $3 \times 3 \text{ mm}^2$ Bauteile Werte von $CT_{notr} \approx 25\%$ und $CT_{tr} \approx 10\%$.

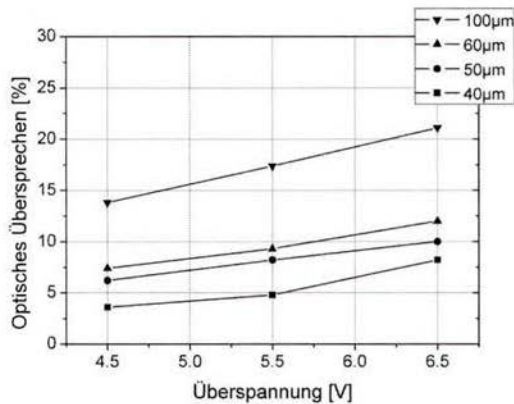


Abbildung 4.20: Das optische Übersprechen in Abhängigkeit von der Zellgröße.

4.3.6 Technologiezuverlässigkeit

Die vorherigen Abschnitte zeigen eine deutliche Verbesserung der Silizium Photomultiplier bezüglich der Dunkelzählrate und des optischen Übersprechens, ohne dabei einen Einfluss auf die Zeitkonstanten zu haben. Ein weiterer Aspekt ist die Technologiezuverlässigkeit, d.h. die Ausbeute pro Wafer, die nicht reduziert werden soll. Die Schwankungen der Bauteilparameter müssen bei Integration einer neuen Technologie ebenfalls untersucht werden. Hierfür werden zwei Kriterien zur Beurteilung der Bauteile eingeführt.

Ein Kriterium beurteilt den Stromfluss im Arbeitspunkt bei 20% oberhalb des Durchbruchs. Dieser Wert spiegelt alle Rauschquellen wieder. Je niedriger dieser Wert ist, desto geringer ist das Rauschverhalten. Hinzu kommt hier die Streuung über einen gesamten Wafer sowie die Ausbeute der Bauteile pro Wafer. Das zweite Kriterium bewertet die Steigung des Stromflusses im Bereich von 15% bis 30% oberhalb des Durchbruchs. Je höher diese Steigung ist, desto schneller steigen die Rauschkomponenten für höhere Spannungen. Auch hier wird die Streuung pro Wafer betrachtet.

Die Messung des Dunkelstroms oberhalb der Durchbruchspannung sowie die Streuung des Wertes sind im Box-Whisker-Diagramm 4.21 (links) dargestellt. Hierfür sind 100 Bauteile eines Wafers gemessen, wobei auf dem untersuchten Substrat Bauteile mit und ohne integrierter Trenchtechnologie vorhanden sind. Sowohl der Wert des Dunkelstroms als auch die Streuung sind für Bauteile mit integrierter Trenchtechnologie geringer.

Die Untersuchung der Bauteile bezüglich des Stromflusses im Arbeitspunkt ist in Diagramm 4.21 (rechts) dargestellt. Die Untersuchung von 100 Silizium Photomultipliern ergab eine deutlichen Reduzierung der Steigung im Bereich von 15% bis 30% oberhalb des Durchbruchs. Der Dunkelstrom hängt von thermisch generierten Ladungsträgern sowie der Überspannung und Diodenkapazität ab. Die Steigung oberhalb des Durchbruchs

hingegen ist eine Funktion der Rauscheffekte wie Dunkelzählrate, optisches Übersprechen und verspätetes Auslösen der Zellen durch getrappte Ladungsträger. Die Einführung der Trenchtechnologie führt, wie in Diagramm 4.21 (rechts) dargestellt, zu einer deutlich geringeren Steigung und zeigt somit die Funktionalität des mit *in situ* dotierten poly-Silizium gefüllten Trenches.

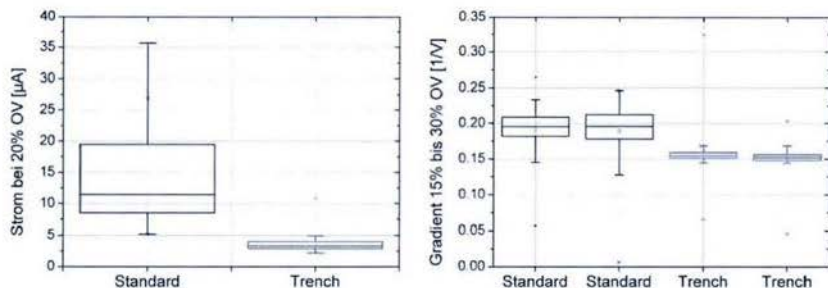


Abbildung 4.21: (links) Die Streuung sowie der Wert des Dunkelstroms bei 20% Überspannung sind geringer bei SiPMs mit integrierter Trenchtechnologie. (rechts) Die Steigung der Strom-Spannungs-Charakteristik im Bereich von 15% bis 30% oberhalb der Durchbruchspannung und die Streuung von Bauteilen mit integrierter Trenchtechnologie sind geringer im Vergleich zu Standardbauteilen.

4.4 Zusammenfassung

Die Technologieintegration von optischen Barrieren bringt Vorteile bezüglich des Arbeitsbereichs sowie die Reduzierung der Rauschfaktoren. Die Dunkelzählrate kann so von $\approx 450 \frac{kHz}{mm^2}$ auf $\approx 230 \frac{kHz}{mm^2}$ bei 20% Überspannung gesenkt werden, ohne die Ausbeute pro Wafer zu beeinflussen. Die Reduzierung der Rauscheffekte führt zu einer Erhöhung der Bauteilsensitivität. Weiterhin wird bei der dynamischen Betrachtung des Bauteils das Ersatzschaltbild aufgrund der kleinen Widerstände und Kapazitäten, die sich durch die Geometrie und die Art der Materialien des Trenches ergeben, unwesentlich beeinflusst. Die Integration von passivierten Seitenwänden durch eine thermische Oxidation bringt eine Verschiebung der Durchbruchspannung von $\approx 0.8V$ mit sich. Dies wird durch das geänderte Temperaturbudget verursacht. Von Nachteil sind die zusätzlichen Lithographieebenen sowie Ofen- und Ätzprozesse, weil sie zu erhöhten Prozesskosten und längeren Durchlaufzeiten führen.

Dennoch ist zu bemerken, dass trotz der Integration von optischen Barrieren eine Wahrscheinlichkeit für optisches Übersprechen durch indirekte Pfade besteht, z.B. durch Absorption von Sekundärphotonen und anschließender Drift in eine Hochfeldzone oder durch Reflexion auf der Bauteilrückseite bei Sekundärphotonen mit höheren Wellenlängen. Eine Möglichkeit diese Effekte zu untersuchen, ist die trockenchemische Rückdünnung der Bauteilrückseite, die in Kapitel 5 betrachtet wird.

Kapitel 5

Untersuchung des optischen Übersprechens von der Bauteilrückseite

Die Integration der Trenchtechnologie in den Silizium Photomultiplier ergab eine Reduzierung sowohl der Dunkelzählrate als auch des optischen Übersprechens. Dieses mikromechanische Verfahren berücksichtigt nicht das indirekte optische Übersprechen, z.B. durch Reflexion an der Bauteilrückseite. Aus diesem Grund wird untersucht, wie dieser Effekt durch einen trockenchemischen Ätzprozess (siehe Kapitel 3.1) auf der Bauteilrückseite beeinflusst wird. Es wird zunächst das Technologiekonzept in Kapitel 5.1 vorgestellt. Die Technologieintegration wird in Kapitel 5.2 dargelegt, gefolgt vom Tiefenätzprozess in Kapitel 5.3. Die Charakterisierung erfolgt durch Untersuchung der Strom-Spannungskennlinien sowie der Bestimmung des optischen Übersprechens in Abhängigkeit von der Ätztiefe in Kapitel 5.4. Die Zusammenfassung schließt dieses Kapitel ab.

5.1 Technologiekonzept

Die Rückdünnung von Silizium erfolgt aufgrund der kürzeren Prozesszeit und der gewünschten Isotropie mit einem DRIE-Prozess. Die Depositions- und Ätzzeiten des bereits in Kapitel 3.1 vorgestellten Prozesses werden für hohe Scallops und Ätzraten angepasst. Diese Technologie wird bei $3 \times 3 \text{ mm}^2$ großen SiPM Chips integriert. Die geringen Aspektverhältnisse von $r \approx 0.23$ führen zu einer annähernd konstanten Ätzrate in die Tiefe. Weiterhin ist durch die Isotropie die Strukturübertragung gewährleistet. Der Querschnitt eines SiPMs mit rückgedünntem Substrat ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Restdicke der Membran beträgt $> 20 \mu\text{m}$.

5.2 Technologieintegration

Die Integration der Tiefenätzung erfordert eine Lithographieebene auf der Rückseite der Substrate. Hierfür wird diese mit einem positiven Photolack belackt. Dieser Prozess erfordert für eine homogene Schichtdicke eine spezielle Aufbringung des Lacks, dessen Parameter in Tabelle F.12 aufgelistet sind.

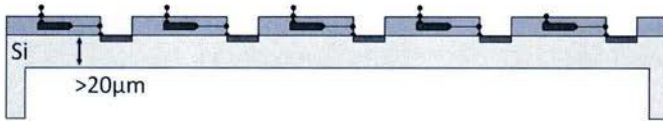


Abbildung 5.1: Querschnitt eines SiPMs mit rückgedünntem Bulkmaterial. Die Restdicke der Membran beträgt $> 20 \mu\text{m}$.

Die Dosis der Belichtung, welche auf die Vorderseite mit einem Kontaktbelichter justiert wird, beträgt aufgrund der Lackdicke $810 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$. Nach der Entwicklung (Prozessparameter wie bei der Entwicklung des Sprühlacks in Tabelle F.14) erfolgt die trockenchemische Ätzung von Oxid, Nitrid, poly-Silizium sowie einer weiteren Oxidschicht bis zum Silizium. Die Prozessparameter können den Tabellen F.7, F.6 und F.4 entnommen werden. Im Anschluss an diese Prozessfolge wird der Bosch-Ätz-Prozess durchgeführt.

5.3 Tiefenätzprozess

Die Zeit der Deposition beträgt 3s und die Ätzzeit 6s , somit beträgt die Dauer eines Zyklus 9s . Die Ätztiefe pro Zyklus beträgt $\approx 2.25 \frac{\mu\text{m}}{\text{Zyklus}}$. Die Ätztiefe im Allgemeinen sowie die Ätztiefe pro Zyklus in Abhängigkeit von der Anzahl der Zyklen ist in Bild 5.2 dargestellt. Hier ist ebenfalls die Dicke des Substrats mit $725 \mu\text{m}$ als maximale Ätztiefe gekennzeichnet. Die Ätztiefe pro Zyklus bleibt aufgrund der großen Struktur annähernd konstant.

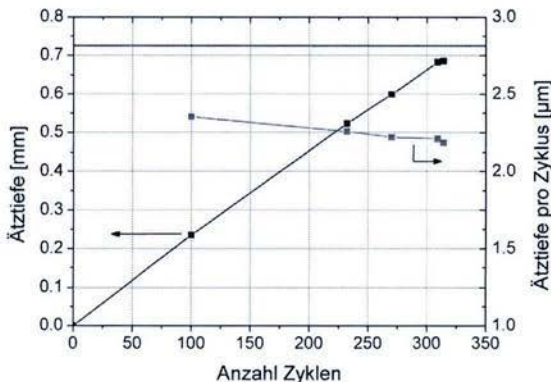


Abbildung 5.2: Die Ätztiefe hängt von der Anzahl an Deposition- und Ätzschritten ab. Aufgrund der großen Öffnung der Struktur von $3 \times 3 \text{mm}^2$ kommt es zu keiner deutlichen Reduzierung der Ätztiefe pro Zyklus.

In Abbildung 5.3 (links) ist das Ergebnis nach einer Ätzung von 314 Zyklen und einer Restmembrandicke von $\approx 25\mu\text{m}$ dargestellt. Die Neigung der Seitenwand beträgt $\approx 8.9^\circ$. Eine mögliche Erklärung hierfür sind die zum Substrat gerichteten Ionen und Radikale, die zum Materialabtrag beitragen. Die Ätzrate am Rand der Struktur verringert sich, da sich die Ionen und Radikale aufgrund der begrenzten mittleren freien Weglänge gegenseitig durch Stöße bremsen. In Abbildung 5.3 (rechts) ist eine Probe mit einer Membrandicke von $\approx 120\mu\text{m}$ gekippt dargestellt, sodass die Mikrozellen auf der Vorderseite sichtbar sind. In Abbildung 5.4 ist ein Detektor mit rückseitiger trockenchemischer Ätzung dargestellt.

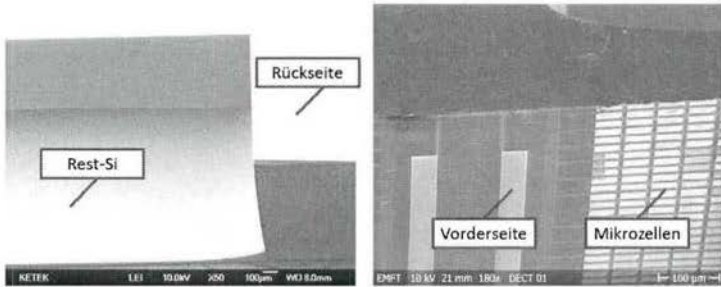


Abbildung 5.3: (links) REM-Aufnahme der Tiefenätzung nach 314 Zyklen. (rechts) Gekippte REM-Aufnahme nach 270 Zyklen. Die Mikrozellen auf der Bauteilvorderseite sind hier erkennbar.

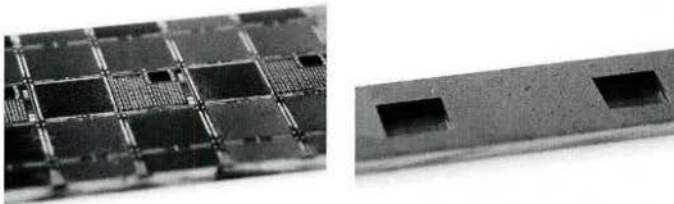


Abbildung 5.4: (links) Detektorvorderseite der untersuchten $3 \times 3 \text{ mm}^2$ SiPM. (rechts) Rückseite des Detektors mit trockenchemischer Tiefenätzung.

5.4 Charakterisierung gedünnter Detektoren

Im Anschluss an die Integration des Tiefenätzprozesses zur Untersuchung des indirekten optischen Übersprechens werden die Wafer gesägt und einzelne Bauteile auf eine Trägerplatte geklebt und mit Bonddrähten kontaktiert. Das optische Übersprechen wird dann durch Messen der Dunkelzählrate in Abhängigkeit von einer Schwellenspannung für verschiedene Ätztiefen von $0 \dots 600\mu\text{m}$ ermittelt.

Die Messung der Detektoren ohne integrierte Trenchtechnologie, die sich durch schlechteres Rauschverhalten und eine höhere Wahrscheinlichkeit für optisches Übersprechen auszeichnen, wird bei -18°C durchgeführt. Durch das Abkühlen der Detektoren ist die Dunkelzählrate im Vergleich zum Betrieb bei Raumtemperatur um den Faktor ≈ 16 geringer. Durch eine geringe Temperatur wird die Verstärkung reduziert, da durch die reduzierte Gitterschwingung auch die Wahrscheinlichkeit für Stoßionisation abnimmt. Aus diesem Grund ergibt sich eine geringere Wahrscheinlichkeit für die Reemission von Sekundärphotonen.

In Abbildung 5.5 sind zwei Strom-Spannungs-Kennlinien (Mittelwert aus 15 gemessenen Bauteilen) ohne und mit integrierter Ätzung dargestellt. Die Ätztiefe beträgt hier $\approx 425\mu\text{m}$. Es ist unterhalb des Durchbruchs ein höherer Leckstrom zu verzeichnen. Eine mögliche Ursache sind Strahlenschäden durch den Ätzprozess oder erhöhter Stress aufgrund der geringen Restdicke. Oberhalb des Durchbruchs steigt der Stromfluss in Abhängigkeit von der Ätztiefe an. Ein Anstieg oberhalb des Durchbruchs deutet auf erhöhtes Rauschverhalten im Geiger-Modus (Dunkelzählrate und optisches Übersprechen) hin.

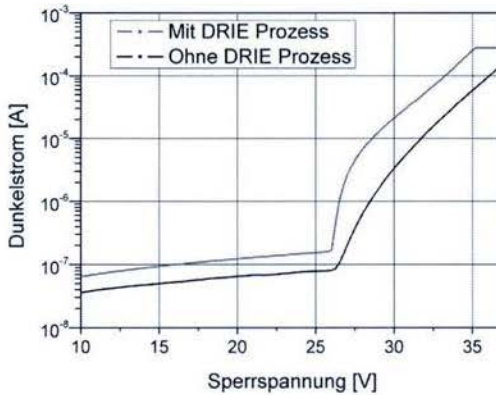


Abbildung 5.5: Strom-Spannungs-Charakteristik von Detektoren mit (rote Kennlinie) und ohne (schwarze Kennlinie) integrierte rückseitige Tiefenätzung.

Die Veränderung des optischen Übersprechens (ΔCT entspricht der Differenz zwischen dem gemessenen optischen Übersprechen vor und nach der rückseitigen Tiefenätzung) in Abhängigkeit von der restlichen Substratdicke für verschiedene Betriebsspannungen oberhalb des Durchbruchs ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Anpassung der Messwerte erfolgt aufgrund des Absorptionsgesetzes durch eine e-Funktion. Die Sekundärphotonen können auf der Bauteilrückseite reflektiert werden und direkt oder indirekt (Drift in die Hochfeldzone) eine Nachbarzelle auslösen. Aufgrund der Wellenlänge der emittierten Sekundärphotonen steigt die Wahrscheinlichkeit für diesen Effekt, wenn das Restsubstrat

dünnere wird. Der Verlauf der Veränderung des optischen Übersprechens folgt demnach einer Funktion, die mit

$$\Delta CT = Ae^{(-\frac{x}{t})} \quad (5.4.1)$$

definiert ist. A ist der Schnittpunkt mit der y-Achse bei einer theoretischen Restsubstratdicke von $x = 0\mu\text{m}$. Die Steigung der e-Funktion ist mit t definiert. Die Steigung des Fits hängt von der angelegten Spannung und der dadurch resultierenden Verstärkung des Bauteils ab, da die Wahrscheinlichkeit für die Reemission von Sekundärphotonen von der Anzahl der Ladungsträger abhängt. In Tabelle 5.1 sind die Parameter der Fitfunktion für verschiedene Betriebsspannungen angegeben. Das Bestimmtheitsmaß R^2 zeigt eine gute Übereinstimmung von Messdaten mit der gewählten Fitfunktion.

Betriebsspannung	A	t	R^2
29.0V	16.09	115.64	0.989
30.0V	24.75	111.01	0.989
31.0V	33.63	111.45	0.994

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Messdatenanpassung.

Die Reflexion auf der Rückseite ist diffus, da durch den Trockenätzprozess die Oberfläche rau ist. Weiterhin muss die Wellenlängenverteilung der emittierten Sekundärphotonen betrachtet werden [41], [42], [46], [47], [48], [49], wobei das Maximum bei 600nm liegt. Weiterhin werden bei dünnen Restsubstratdicken Mehrfachreflexionen möglich, sodass das optische Übersprechen weiter ansteigt. Bei einer Restsubstratdicke von $400\mu\text{m}$ beträgt die Änderung des optischen Übersprechens $\Delta CT(400\mu\text{m}) \approx 1\%$ bei einer angelegten Spannung bis $V_{\text{bias}} = 31\text{V}$.

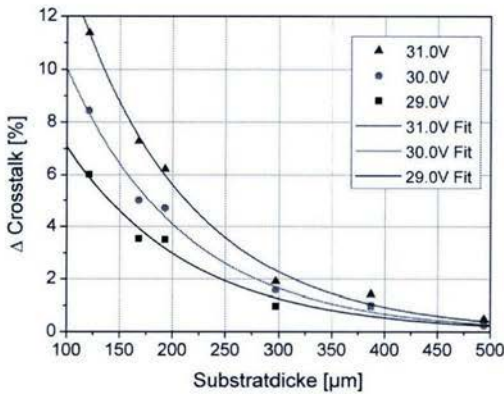


Abbildung 5.6: Änderung des optischen Übersprechens in Abhängigkeit von der Substratdicke für verschiedene Betriebsspannungen.

5.5 Zusammenfassung

Dieses Kapitel zeigt, dass eine rückseitige Trockenätzung des Substrats auf eine Restdicke von $\approx 400\mu\text{m}$ einen geringen Einfluss auf das Leckstromverhalten hat. Bei weiterer Rückdünnung des Substrats steigt die Differenz des optischen Übersprechens deutlich an, was mit dem Absorptionsgesetz und den emittierten Sekundärphotonen zu erklären ist. Die Reduzierung der Detektordicke auf $100\mu\text{m}$ resultiert in einer Erhöhung des optischen Übersprechens von $\approx 7\%$ bei $V_{bias} = 29.0\text{V}$, $\approx 10\%$ bei $V_{bias} = 30.0\text{V}$ und $\approx 14\%$ bei $V_{bias} = 31.0\text{V}$ für einen SiPM mit einer Chipfläche von $3 \times 3 \text{mm}^2$.

In Kapitel 2.2.5.3 wird aufgezeigt, dass die durch Absorption von Photonen unterhalb des aktiven Volumens generierten Ladungsträger in die Hochfeldzone driften und die Mikrozel­le auslösen können. Diese Problematik kann durch die Integration eines Trenches reduziert werden, der deutlich tiefer als das n-Gebiet der Mikrozel­le ist. Die Ankontaktierung über eine tiefe optische Barriere zwischen den Zellen müsste durch Voruntersuchungen getestet werden.

Kapitel 6

Integration einer TSV-Technologie für optimale geometrische Effizienz

6.1 Technologieauswahl

Großflächige Detektorsysteme werden durch Arraybildung mehrerer optischer Detektoren erzielt. Hierfür werden die Bauelemente auf eine Trägerplatte geklebt und kontaktiert oder direkt gelötet. Die Photonennachweiseffizienz von Silizium Photomultipliern ist stark von der geometrischen Effizienz abhängig [23], [63], [64], [65], [66] (siehe Kapitel 2.2.4). Um die nicht aktive Fläche, wie den Rahmen der Detektoren mit Bondpads, zu minimieren, wird ein Prozessablauf einer *Through Silicon Via*-Technologie (TSV) entwickelt und bei einem Silizium Photomultiplier integriert.

In Tabelle 6.1 werden drei Konzepte vorgestellt und die wesentlichen Parameter sowie Vor- und Nachteile verglichen. Trockengeätzte Vias haben vertikale Flanken, was dazu führt, dass die Metallisierung mit einem galvanischen Prozess durchgeführt werden muss [67], [68], [69]. Nasschemisch geätzte Vias besitzen je nach Kristallorientierung des Substrats geneigte Flanken [55]. Aus diesem Grund ist eine Metallisierung durch einen Sputter-Prozess möglich. Das *SILEX*-Konzept integriert die Vias zum Prozessbeginn. Hier wird trockenchemisch ein Ring um ein niederohmiges Silizium geätzt und mit einem Dielektrikum gefüllt [70]. Dieses Konzept ist in Abbildung 6.1 dargestellt.



Abbildung 6.1: Das SILEX-Konzept mit gefüllten runden Durchkontaktierungen. Die Verdrahtung und das Aufbringen der Lötugeln erfolgt am Ende der Prozesskette (Bild aus Quelle [70]).

	(1)	(2)	(3)
Kontaktwiderstand	+	+	<i>o</i>
Kapazität	+	+	<i>o</i>
Integrierbarkeit	-	+	-
Benötigte Fläche	+	-	+
Kosten	<i>o</i>	+	-
CMOS-Kompatibilität	-	+	+

Tabelle 6.1: TSV Konzepte. (1) Trockengeätzte Vias, (2) Nasschemisch geätzte Vias, (3) SILEX-Konzept. + ist ein Vor- und - ein Nachteil.

Die Signalform eines Silizium Photomultipliers ist ein wichtiges Kriterium bezüglich des Timings [9], [30], [64], [71], [72]. Aus diesem Grund muss der Kontaktwiderstand und die Kapazität möglichst gering sein. Weiterhin ist die Integrierbarkeit, d.h. der Entwicklungsaufwand der einzelnen Konzepte bezüglich Zeit und Kosten sowie die Verwendung von bestehenden Prozessen von Bedeutung. Eine nicht CMOS-kompatible Prozessführung beschränkt die Verwendung von Prozessanlagen im Reinraum. Aus der Tabelle 6.1 geht hervor, dass im Rahmen dieser Arbeit trotz des größeren Platzbedarfs ein Gesamtprozess mit nasschemisch geätzten Vias entwickelt wird.

6.2 Gesamtprozess

Der Gesamtprozess zur Integration der TSV-Technologie lässt sich in fünf Gruppen einteilen und ist im Folgenden aufgelistet.

1. Metallstrukturierung auf der Vorderseite: Diese Metallebene wird verwendet, um den Kontakt von der Rückseite zur Vorderseite herzustellen. Weiterhin werden Teststrukturen wie Kontaktlochketten für die Analyse des Kontaktwiderstands, aber auch für die Entwicklung des Lithographieprozesses realisiert. Ebenfalls sind in dieser Ebene Justagestrukturen enthalten.
2. Through Silicon Vias auf der Rückseite des Wafers: Diese Ebene wird nach der Passivierung der Rückseite auf die Metallebene der Vorderseite justiert.
3. Passivierung und Kontaktlochöffnung auf der Rückseite: Diese Ebene beschreibt die Passivierung der Vias und die Kontaktlochöffnung der Oxid- bzw. Nitridschichten bis zur Metallebene auf der Vorderseite.
4. Metallstrukturierung auf der Rückseite: Die Metallebene wird gesputtert und strukturiert. Die Größe der Metallflächen entlang der Flanken beeinflusst maßgeblich die Kapazität und somit auch die Signalform des SiPMs.
5. Kontaktlochöffnung (2) auf der Rückseite: Nach der Passivierung der strukturierten Metallschicht werden die Pads als elektrischer Kontakt trockenchemisch frei geätzt.

Die Dünnung der Substrate erfolgt zur Reduzierung der Kapazität (geringere Viafläche) und zur besseren Belichtung (Topologie im Via). Der Gesamtprozess der zwei untersuchten Konzepte ist schematisch in Abbildung 6.2 dargestellt. Der Unterschied besteht in der Reihenfolge von Via-Ätzung und Dünnen der Substrate.

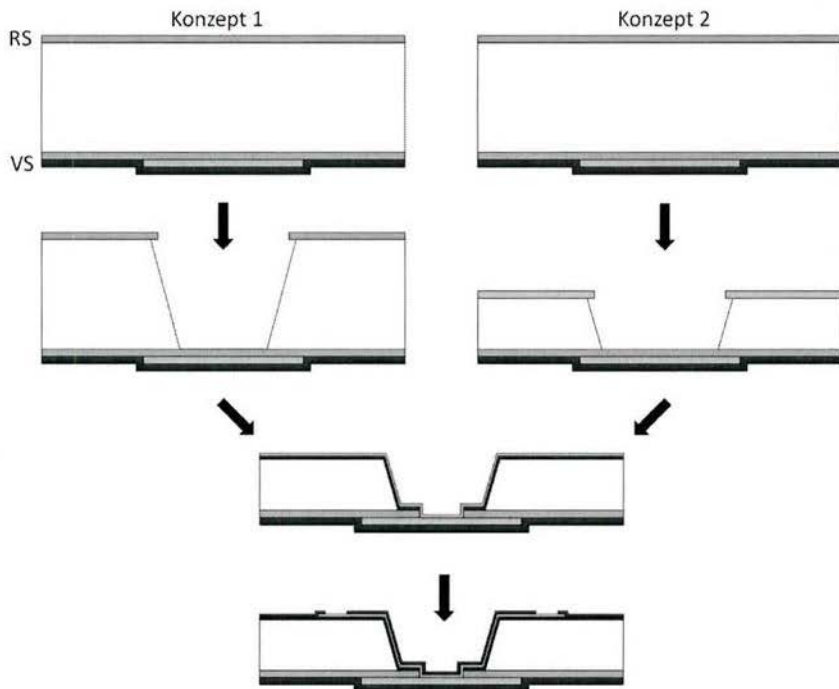


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der zwei Konzepte. (links) Die Vias werden bei einer Substratdicke von $725\mu\text{m}$ integriert und die Substrate anschließend gedünnt. (rechts) Die Vias werden nach Dünnung der Substrate integriert. Bei beiden Konzepten folgt die Passivierung, das Kontaktloch und die Metallisierung. (RS: Rückseite. VS: Vorderseite. Grau: Metallebene. Grün/braun: thermisches Oxid, Abscheideoxid oder Abscheidenitrid. Lila: Photolack.)

6.3 Substratvorbereitung

Die Substratvorbereitung der Teststrukturen beinhaltet die folgend aufgelisteten Prozesse:

1. Feuchtoxidation nach Einschleusen der Testwafer in den Reinraum. Dicke des thermischen Oxids ist $\approx 300nm$.
2. Metallisierung der Substratvorderseite. Es wird ein $\approx 700nm$ dickes Aluminium, versetzt mit 1% Silizium gesputtert.
3. Lithographie zur nasschemischen Strukturierung der Metallebene. Die Strukturierung erfolgt mit einem Gemisch aus Phosphorsäure, Wasser und Salpetersäure (PWS).
4. Passivierung der strukturierten Metallebene.
5. Abscheidung einer Ätzmaske auf der Rückseite der Substrate.
6. Lithographie auf der Rückseite mit Justage auf die Metallebene der Vorderseite mit anschließendem Trockenätzprozess.

Der Prozess für die Lithographie ist der Tabelle F.11 zu entnehmen. Die nasschemische Ätzung des Aluminiums erfolgt mit einer Mischung aus Phosphorsäure, Wasser und Salpetersäure (PWS). Die Oberfläche wird bei dieser Ätzung rau, da das vorhandene Silizium in der Metallebene mit dieser Lösung nicht geätzt wird und als Rückstand auf der Oxidoberfläche verbleibt.

Für die Ätzmaskierung muss der Stress in den Schichten berücksichtigt werden. Verwendet werden neben der thermischen Oxidation plasmaunterstützte Abscheidungen von Oxid und Nitrid. Für die Bestimmung von Stress in dünnen Schichten wird auf den Anhang C verwiesen. Die Kombination aus kompressivem Stress (Oxid) und tensilem Stress (Nitrid) kann zu einem stresskompensierten Schichtstapel (*Oxide-Nitride-Oxide*, *ONO*) führen.

In Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse der Stressuntersuchung einer Oxidschicht, einer Oxid-Nitrid-Schicht und einer Oxid-Nitrid-Oxid-Schicht, jeweils aus der Gasphase von TEOS oder Silan und die daraus resultierende Stressänderung $\Delta\sigma$ aufgeführt. Für diesen Wert wird das Maximum der Verbiegung in x- oder y-Richtung verwendet. Ebenfalls angegeben sind die jeweiligen Schichtdicken. Aufgrund dieser Ergebnisse wird für die Ätzmaskierung ein ONO-Schichtstapel gewählt. Hierbei beträgt die Stressänderung $136.7MPa$.

Im Anschluss an die Abscheideprozesse mit gleichen Schichtstapeln auf der Vorder- und Rückseite erfolgt eine Lithographie zur Strukturierung der Ätzmaskierung auf der Substratrückseite. Die Prozessparameter sind in der Tabelle F.11 aufgelistet. Für die Kontrolle der Justage von der TSV-Öffnung zu den Metallpads der Vorderseite wird ein Infrarotmikroskop verwendet. Hierbei werden die Bilder der Vorder- und Rückseite überlagert. Die Justagegenauigkeit des Kontaktbelichters beträgt $\approx 1.5...2.5\mu m$.

Nach der Spülung mit DI-Wasser folgt die trockenchemische Ätzung der Ätzmaskierung.

Schichtstapel	Präkursor	Schichtdicken, [nm]	Stressänderung, [MPa]
Pox	TEOS	1000	248.2
Pox+Pn	Silan	300 + 550	191.1
Pox+Pn+Pox	Silan	300 + 550 + 1000	136.7

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Stressuntersuchung für Plasmaoxid (Pox) sowie Plasmanitrid (Pn), abgedungen aus der Gasphase von TEOS oder Silan.

Die Prozessparameter sind in den Tabellen F.7 und F.6 aufgelistet. Nach der Kontrolle der Oxidreste auf der Siliziumoberfläche wird der Photolack im Sauerstoffplasma entfernt (Prozessparameter siehe Tabelle F.15). Der Querschnitt der Wafer nach den eben genannten Prozessen ist schematisch in Abbildung 6.3 dargestellt.

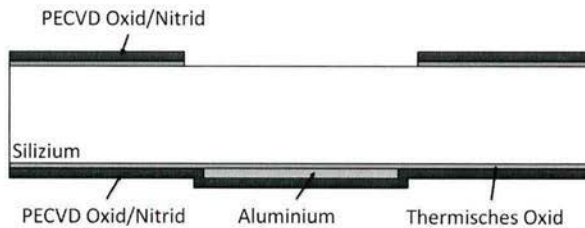


Abbildung 6.3: Schematischer Querschnitt mit strukturierter Ätzmaskierung sowie strukturierter und passivierter Metallebene.

6.4 Herstellung der Vias

6.4.1 Ätzung mit TMAH und KOH

Die Testätzung mit KOH sowie TMAH zeigt die Lichtmikroskopaufnahme in Abbildung 6.4. Die Parameter der Ätzung sind der Tabelle 3.2 in Kapitel 3.2 zu entnehmen. In beiden Fällen erscheinen die Flanken glatt. Abbildung 6.4 (rechts) zeigt Restsilizium auf der Membran, das durch die Kanten pyramidenförmig erscheint (111-Ebenen). Die Ursache ist ein fehlender HF-Dip vor der TMAH-Ätzung. Die Durchführung eines kurzen HF-Dips (in 1%-iger HF-Säure für 30s) vor der Ätzung führt zu rückstandsfrei geätzten Membranen. Nachdem KOH eine höhere Ätzrate für Oxid aufweist, tritt dieser Effekt nicht auf. Aufgrund der CMOS-Kompatibilität werden weitere Ätzungen mit TMAH durchgeführt.

6.4.2 Unterätzung

Als Unterätzung (engl.: *Undercut*) wird die Verbreiterung der ursprünglich gezeichneten Geometrie der TSV-Öffnung durch die nasschemische Ätzung bezeichnet. Mögliche Ursachen sind im Folgenden aufgelistet [54], [56]:

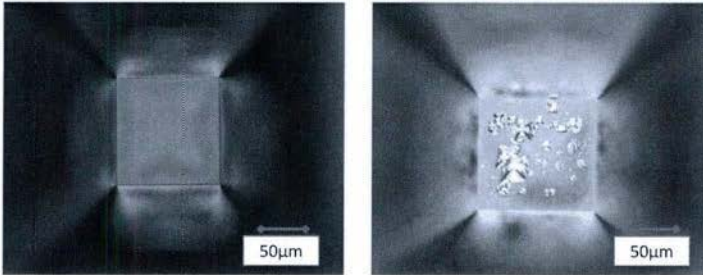


Abbildung 6.4: (links) Die Ätzung mit KOH ergibt saubere Ätzflanken und eine rückstandsfreie Membran. Die Membran hat eine Fläche von $\approx 75 \times 75 \mu\text{m}$. (rechts) Die Ätzung mit TMAH ohne vorherigem Dip in HF-Säure hinterlässt pyramidenförmige Siliziumreste auf der Membran.

- Ätzung in die 111-Ebene. Bei einem Ätzratenverhältnis von $r_{100} : r_{111} \approx 1 : 30$ ergibt sich bei einer Ätzung von $400 \mu\text{m}$ Tiefe eine Verbreiterung der Struktur von $\approx 15 \mu\text{m}$.
- Dejustage zur 100-Ebene. Die Dejustage von einigen Grad zur 100-Ebene bei der Lithographie führt zu einer Vergrößerung der TSV-Öffnung.
- Ätzung der Ätzmaschierschicht. Aufgrund der Ätzung der Oxid- bzw. Nitridschicht wird lateral geätzt.
- Durch eine hohe Grenzflächenzustandsdichte zwischen Ätzmaskierung und Silizium wird die Ätzung in lateraler Richtung begünstigt.

6.4.3 Grenzfläche zwischen Ätzmaskierung und Silizium

Die Grenzfläche zwischen der Ätzmaskierung und der Siliziumoberfläche ist ein wichtiges Kriterium bezüglich der nasschemischen Ätzung mit alkalischen Lösungen und die dadurch entstehende Unterätzung. Aus diesem Grund werden zwei Testwafer präpariert, deren Schichtstapel in Tabelle 6.3 aufgelistet sind.

Schichtstapel	Substrat 1	Substrat 2
Thermisches Oxid	300nm	–
Pox+Pn+Pox	300 + 550 + 1000nm	300 + 550 + 1000nm
Unterätzung	$\approx 30 \mu\text{m}$	$> 500 \mu\text{m}$

Tabelle 6.3: Entstehende Unterätzung bei unterschiedlicher Ätzmaskierung.

Der Unterschied der zwei eben aufgeführten Proben ist die thermische Oxidation zu Beginn des Prozesses. Aufgrund der guten Grenzfläche ist die Unterätzung während der

TMAH-Ätzung wesentlich kleiner (siehe Abb. 6.5 (links), $\approx 30\mu\text{m}$) als die Probe bei der das Plasmaoxid direkt auf Silizium abgeschieden wird (siehe Abb. 6.5 (mitte), $> 500\mu\text{m}$). Ein weiteres Problem der Plasmaabscheidung ist die Entstehung von sogenannten *Pinholes*, die durch Defekte an der Oberfläche oder während der Abscheidung in der Oxidschicht sowie durch Kontaminationen entstehen. Diese Pinholes können sich durch die gesamte abgeschiedene Schicht ziehen und ein Eindringen der Ätzlösung in die darunter liegenden Schichten nach sich ziehen, z.B. bei der Passivierung von Aluminium mit einem Plasmaoxid, wie in Abbildung 6.5 (rechts) dargestellt ist.

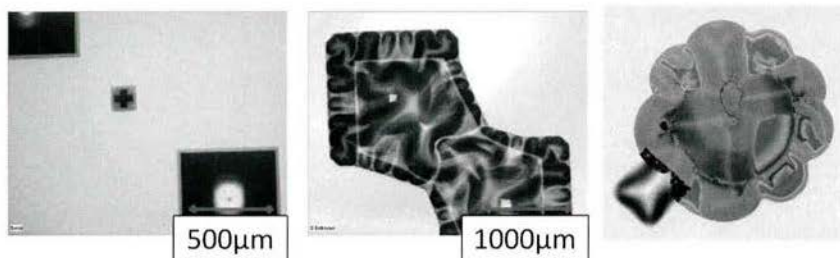


Abbildung 6.5: (links) Probe 1, deren erste Schicht ein thermisches Oxid ist. (mitte) Erhebliche Unterätzung der Probe 2, deren erste Schicht ein Plasmaoxid ist. (rechts) Ein Pinhole im Oxid nach der Ätzung mit TMAH.

6.5 Konzept 1 - Ungedünnte Substrate

Die Rückseite der Wafer wird bei der Detektorprozessierung nicht gezielt bearbeitet, d.h. dass die Schichten der Ofenprozesse auf der Substratrückseite verbleiben. Aus diesem Grund ist auch die erste thermische Oxidation mit einer Dicke von 300nm vorhanden. Dieses thermische Oxid wird aufgrund der Ergebnisse aus Kapitel 6.4.3 als erste Schicht der Ätzmaskierung verwendet und der Schichtstapel aus Plasmaoxid und -nitrid abgeschieden.

6.5.1 Ätzergebnis

Im Anschluss an die trockenchemische Strukturierung (Prozessparameter in Tabelle F.6 sowie F.7) der Ätzmaskierung erfolgt die Ätzung des $725\mu\text{m}$ dicken Siliziums in TMAH. Die Dauer der Ätzung beträgt mit einer Überätzung von 5% 33h . Das Maskendesign ist auf die Dicke der Substrate und die resultierende Unterätzung angepasst. Die TSV-Öffnung beträgt $980 \times 980\mu\text{m}^2$. Die Unterätzung beträgt $\approx 107\mu\text{m} \pm 5\mu\text{m}$. Die Membranöffnung auf der Vorderseite der Substrate hat eine Größe von $48 \times 48\mu\text{m} \pm 5\mu\text{m}$.

6.5.2 Rückätzung der Ätzmaskierung

Die Ätzmaskierung wird maskenlos trockenchemisch geätzt. Das Verhältnis der Ätzrate von Oxid zu Silizium beträgt $\approx 1 : 30$, d.h. dass bei dieser Ätzung eine kleine Stufe von $\approx 60\text{nm}$ an der oberen Kante der Flanke entsteht. Die Prozessparameter können den Tabellen F.6 sowie F.7 entnommen werden.

In Abbildung 6.6 (links) ist der Zustand des Wafers nach der nasschemischen Ätzung mit TMAH dargestellt. Die Dicken der Ätzmaskierung werden vor und nach der Ätzung mit einem IR-Reflektometer bestimmt. Abbildung 6.6 (rechts) zeigt schematisch den Querschnitt eines Vias nach der maskenlosen Rückätzung der Ätzmaskierschicht. Der Trockenätzprozess hat eine hohe Selektivität zu Aluminium, die auch als Ätzstopp verwendet wird.

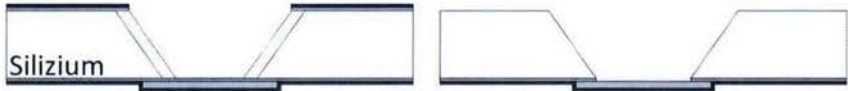


Abbildung 6.6: (links) Der Querschnitt des nasschemisch geätzten Vias mit Ätzmaske. (rechts) Die Ätzmaskierschicht wird maskenlos trockenchemisch entfernt.

6.5.3 Dünnen der Substrate

Das Dünnen der Wafer erfolgt durch mechanisches Abtragen (engl.: *Chemical Mechanical Polishing, CMP*) von Silizium. Der Wafer wird vorher auf eine Temperaturfolie geklebt, um ein Verkratzen der Vorderseite und eine mögliche Partikelbelastung zu verhindern. Die Folie wird im Anschluss an den Prozess auf $\approx 110^\circ\text{C}$ erhitzt, sodass die Klebekraft vollständig aufgehoben und diese abgezogen werden kann. Die zu bearbeitende Seite wird während des Schleifprozesses mit Wasser gespült, um Partikel zu entfernen sowie die Oberfläche zu kühlen.

Gedünnt wird von $725\mu\text{m}$ auf $420\mu\text{m}$. Die Abtragsrate beträgt $9.2\frac{\mu\text{m}}{\text{min}}$. Weiterhin wird die automatische Höhenerkennung des CMP-Prozesses aufgrund der großen offenen Fläche der Vias deaktiviert. Dies führt zu einer größeren Toleranz der Uniformität von $\pm 5\mu\text{m}$.

Das mechanische Abtragen von Silizium hat durch das beschädigte Kristallgitter an der Oberfläche erhöhten Stress zur Folge. Aus diesem Grund wird ein RIE-Prozess eingesetzt, um $20\mu\text{m}$ Silizium zu ätzen und die Zieldicke von $400\mu\text{m}$ zu erreichen. Die Ätzrate des Prozesses beträgt $2.25\frac{\mu\text{m}}{\text{min}}$. Die Parameter des Prozesses sind in Tabelle F.3 aufgelistet.

6.6 Konzept 2 - Alkaliresistenter photosensitiver Negativlack

Die Ergebnisse aus Kapitel 6.4.3 zeigen, dass nach der Dünnung der Substrate das Plasmaoxid nicht als Ätzmaskierung verwendet werden kann. Aus diesem Grund kommt ein alkaliresistenter photosensitiver Negativlack zum Einsatz (Brewer Science®/ProTEK® PSB+). Die Oxid- und Nitridschichten auf der Rückseite der Wafer werden mit trockenchemischen Ätzprozessen entfernt (Prozessparameter können Tabellen F.6 sowie F.7 entnommen werden) und der Wafer auf $420\mu\text{m}$ mit einem CMP-Prozess gedünnt (siehe Kapitel 6.5.3). Anders als bei Konzept 1 wird eine nasschemische Ätzung von $20\mu\text{m}$ zur Reduzierung des Stresses durchgeführt. Diese besteht aus einem Gemisch aus Salpetersäure, Phosphorsäure und Flußsäure und führt zu einer Ätzrate von $22.17\frac{\mu\text{m}}{\text{min}}$.

6.6.1 Lithographie

6.6.1.1 Haftvermittler

Bevor der Wafer mit dem Haftvermittler (engl.: *Primer*) benetzt wird, erfolgt eine Dehydratation. Dies hat ein Aufbrechen der an der Oberfläche befindlichen Wasserstoffverbindungen zur Folge. Der Prozess dauert 10min bei einer Temperatur von 130°C . Der Primer wird auf das Substrat verteilt und bei 1000rpm für 60s abgeschleudert.

Der Wafer wird im Anschluss mit PGMEA (AZ®/EBR, Propylenglykolmonomethylätheracetat) gespült. Der Primer ist nach diesem Prozess einige Atomlagen dick und die Oberfläche wird dadurch stark hydrophil, was eine gute Haftung des Lacks auf dieser Oberfläche zur Folge hat.

6.6.1.2 Aufschleudern des Lacks

Die gewünschte Lackdicke für eine $400\mu\text{m}$ tiefe Ätzung beträgt $3.5\mu\text{m}$ bis $4.0\mu\text{m}$. Hierfür wird die Drehzahl auf 1300rpm eingestellt, was zu einer Dicke von $\approx 3.8\mu\text{m}$ in der Mitte des Wafers führt. Die Lackdicke in Abhängigkeit von der Umdrehungsgeschwindigkeit ist in Kapitel D erläutert.

6.6.1.3 Belichtung des Negativlacks

Die Struktur des Negativlacks wird durch eine Belichtung (i-Linie oder breitbandig) langkettig, d.h. belichtete Bereiche werden nicht entwickelt. Die Belichtung erfolgt mit einem Kontaktbelichter. Die Dosis der Belichtung beträgt $800\frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$. Bei zu hoher Dosis wird der Lack spröde und kann während der weiteren Prozessierung abplatzen. Wird die Dosis zu gering gewählt, dringt das Licht nicht durch die komplette Lackschicht und wird bei der Entwicklung unterätzt und abgetragen.

6.6.1.4 Entwicklung mit Ethyllactat

Die Entwicklung erfolgt mit Ethyllactat, d.h. mit einem Milchsäureethyl-ester. Die Dauer des Entwicklungsprozesses beträgt 2min und erfolgt in einer Kristallisierschale. In Tabelle 6.4 ist der gesamte Prozessablauf sowie die Temperaturen und Zeiten für die Ausheizschritte aufgelistet. Wichtig ist die Ausheilung nach der Entwicklung bei 220° für 180s , da der

Lack mit diesem Prozess ausgehärtet und stabilisiert wird, vor allem an den Randbereichen der belichteten Strukturen. Abbildung 6.7 zeigt (links) die offene Fläche vor und (rechts) nach dem finalen Ausheizschritt.

Prozess	Temperatur, [°C]	Dauer, [s]
Aufschleudern Haftvermittler		
<i>First Bake</i>	100	60
Spülen mit PGMEA		
<i>Second Bake</i>	220	300
Lackaufschleudern		
<i>Precoating Bake</i>	110	120
Belichtung		
<i>Postexposure Bake</i>	110	120
Entwicklung		
<i>Final Bake</i>	220	180

Tabelle 6.4: Prozessfolge der Lithographie.

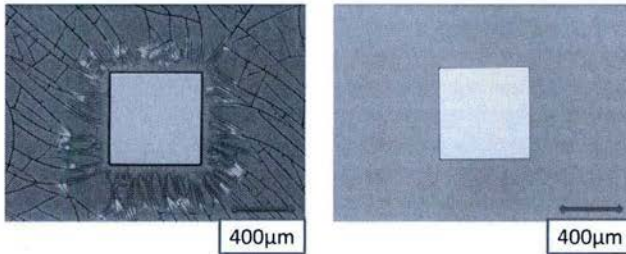


Abbildung 6.7: Die Struktur nach der Entwicklung vor (links) und nach dem letzten Ausheizschritt (rechts). Die Strukturgröße beträgt $\approx 650 \times 650 \mu\text{m}^2$.

6.6.2 Ätzergebnis

Die Ätzung in TMAH für 18h mit dem Lack als Ätzmaskierung erzielt eine Unterätzung von $\approx 135 \mu\text{m}$, d.h. $\approx 67.5 \mu\text{m}$ in jede Richtung. Im Vergleich zum thermischen Oxid ist diese Unterätzung höher, liegt aber aufgrund der guten Homogenität über den Wafer und dadurch homogenen Größe der Membran im Rahmen. Der Vorteil von diesem Konzept ist das vorherige Dünnen des Wafers mit ganzflächiger nasschemischer Reduzierung des Stresses.

Die Lackentfernung im Anschluss an die Ätzung erfolgt rückstandsfrei trockenchemisch im Sauerstoffplasma. Die Parameter für diese Lackveraschung sind in Tabelle F.15 aufgelistet.

6.7 Passivierung der Vias

Die Passivierung der Vias erfolgt unter Berücksichtigung der Temperatur des Abscheidungsprozesses, des Stresses in den Schichten, und der Materialeigenschaften. Die Schichtdicke bestimmt neben der Fläche unter der Metallebene die entstehende Kapazität:

$$C_{Via} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A_{met}}{d_{pass}} \quad (6.7.1)$$

Hierbei ist d_{pass} die Dicke der Passivierung unter der Metallfläche A_{met} und ϵ_r die Dielektrizitätskonstante der Schicht. Ein weiterer Aspekt ist die Kantenbedeckung und die Schichtdicke an den Flanken, insbesondere in einer Tiefe von $400\mu m$. Aufgrund dieser Anforderungen wird für die Passivierung der Vias die plasmaunterstützte Abscheidung von Oxid und Nitrid gewählt und verschiedene Schichtstapel in Kapitel 6.9.1 analysiert.

Im Anschluss an die maskenlose trockenchemische Ätzung zur Reduzierung des Stresses nach der Dünnung der Substrate, wird ein Prozess im Sauerstoffplasma durchgeführt (Prozessparameter siehe Tabelle F.15), um die Polymerbildung aus Kohlenstoff und Fluor durch die Ätzgase auf der Siliziumoberfläche aufzubrechen [73], [74], [75].

In Abbildung 6.8 (links) ist die obere Kante eines Vias mit Passivierung (300nm Plasmaoxid und 550nm Plasmanitrid) ohne den Prozess im Sauerstoffplasma dargestellt. Eine mögliche Ursache für die schlechte Bedeckung an der Kante ist der Stress der ersten Oxidschicht sowie die Haftung auf der Siliziumoberfläche. Die Passivierung ist zusätzlich mit Photolack bedeckt.

In Abbildung 6.8 (rechts) ist die obere Kante eines passivierten Vias dargestellt, die durch das CMP-Verfahren einen Ausbruch des Siliziums aufweist.

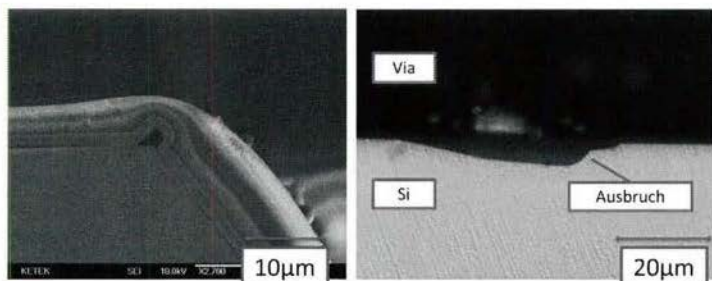


Abbildung 6.8: (links) Schlechte Kantenbedeckung an der oberen Kante des Vias. (rechts) Ausbruch des Siliziums durch den CMP-Prozess. Im unteren Teil des Bildes sind die Schleifspuren auf der Siliziumoberfläche zu erkennen.

6.8 Lithographie

Für die $400\mu\text{m}$ tiefen Vias wird eine Sprühbelackung verwendet, da ein Lackaufschleudern nicht möglich ist. Im Folgenden wird ein Prozess entwickelt, um eine homogene Lackdicke entlang der nasschemisch geätzten Flanken zu realisieren. Im Anschluss wird die Belichtung mit *Large Gap Optics* durchgeführt, der eine Entwicklung folgt.

6.8.1 Sprühbelackung

Es existieren für die Sprühbelackung neun Parameter, die in drei Hauptgruppen aufgeteilt und in Tabelle 6.5 aufgelistet sind.

Einstellung der Düse	Düsenhöhe
	Lackfluss
	Stickstofffluss
Sprühgang	Armgeschwindigkeit
	Bahnabstand
	Anzahl der Bahnen
Sekundäre Einstellungen	Temperatur des Chucks
	Lack (AZ®4999)
	<i>Softbake</i> (90° , 90s)

Tabelle 6.5: Parameter der Sprühbelackung.

In Abbildung 6.9 sind (links) die Einstellungen der Düsenhöhe sowie (rechts) des Sprühvorgangs veranschaulicht. Es werden insgesamt vier Bahnen durchlaufen, wobei der Wafer nach jeder Bahn um 90° gedreht wird. Dies resultiert aus dem mechanischen Aufbau der Düse, da nicht gewährleistet werden kann, dass in jede Raumrichtung die gleiche Menge an Lack gesprüht wird.

Um mit möglichst wenig Versuchen eine gute Aussage über den Einfluss der Parameter zu machen, wird ein *Design of Experiment* durchgeführt. Hierfür wird ein $\frac{1}{2}$ teilfaktorierter Versuchsplan der Kategorie Siebplan mit fünf Zentrumsunkten erstellt. Ein Wirkungsfächenplan kann hier nicht angewendet werden, da aufgrund der hohen unteren und oberen Grenzen der einzelnen Faktoren negative Größen z.B. des Lackflusses auftreten würden. Je mehr Zentrumsunkte gewählt werden, desto genauer kann das Modell an die Versuchsergebnisse angepasst werden.

Zur Reduzierung der Lackmenge und der Prozesszeiten der Versuche, werden 4cm^2 große Testchips verwendet, auf einen CMOS-tauglichen Wafer geklebt und diese Fläche sprühbelackt. Die Testchips haben eine Dicke von $725\mu\text{m}$ und besitzen nasschemisch geätzte Strukturen mit einer Tiefe von $400\mu\text{m}$. Die Parameter für diese Versuchsreihe sind in Tabelle 6.6 aufgelistet.

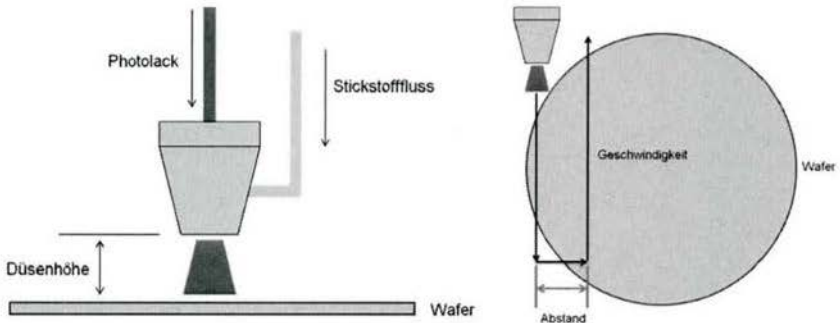


Abbildung 6.9: (links) Die Einstellung der Düse für die Sprühlackbelackung. (rechts) Insgesamt gehören drei Parameter zur Einstellung des Meanders.

Parameter	Beschreibung	Einheit	U. G.	O. G.
A	Lackfluss	$\frac{ml}{min}$	0.5	2.0
B	Düsenhöhe	mm	12	25
C	Stickstofffluss	bar	1.0	1.2
D	Geschwindigkeit des Arms	$\frac{mm}{sec}$	60	120
E	Temperatur des Chucks	$^{\circ}C$	60	80

Tabelle 6.6: Parameter des Sprühlackbelackungsprozesses für das *Design of Experiment* mit den unteren (U.G.) und oberen Grenzen (O.G.).

Für die Untersuchung werden 16 Versuche mit fünf Zentrumsunkten durchgeführt, was zu einer Auflösung von V führt. Das bedeutet, dass eine Überlagerung von Hauptfaktoren mit 4-fach Wechselwirkungen (ABCD) und 2-fach Wechselwirkung (AB) mit 3-fach Wechselwirkungen (ABC) stattfindet.

Insgesamt werden neun Zielfaktoren definiert, wobei sieben davon die Lackdicken an verschiedenen Positionen des Vias beschreiben, siehe Abbildung 6.10. Die kritischen Positionen sind aufgrund des großen Raumwinkels (2) wegen möglichen Lackabrisses sowie (6) wegen möglichen dicken Lackschichten. Weitere Zielgrößen des Versuchs sind die Rauigkeit des Lacks und die Konformität über den Wafer. Die Rauigkeit entsteht durch das Zerstäuben des Lacks, das Auftreffen der Tröpfchen auf die Substratoberfläche sowie durch die Temperatur des Chucks, die die Änderung der Viskosität bestimmt. Die Konformität kann bei der Belackung eines kompletten Substrats untersucht werden. Die konstanten Parameter sind die Zusammensetzung des Lacks, der Abstand der Meander und deren Anzahl.

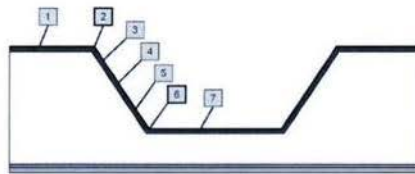


Abbildung 6.10: Der schematische Querschnitt des passivierten (braun) Testchips. Insgesamt werden für das *DoE* sieben Positionen als Zielgröße definiert, (1)-(7).

Die Rauigkeit wird mit dem quadratischen Mittenrauwert bestimmt. Gemessen wird über eine Strecke von 1mm mit einem Veeco Dektak und ist von großer Bedeutung, wenn dünne Lackschichten benötigt werden. Nach der Durchführung der 21 Versuche wird eine sogenannte Wunschfunktion erstellt. Diese beschreibt das Modell des Prozesses und liefert die Parameter für benötigte Lackdicken. In Abbildung 6.11 ist diese Funktion mit kontinuierlich gefärbten Bereichen für eine Düsenhöhe von $18,5\text{mm}$, einem Stickstofffluss von $27,5 \frac{\text{l}}{\text{min}}$ und einer Chuck Temperatur von 70°C dargestellt. Je höher der Wert der Wunschfunktion, desto genauer passen die erzielten zu den gewünschten Lackdicken. Je steiler die Farbübergänge, desto instabiler wird der Prozess.

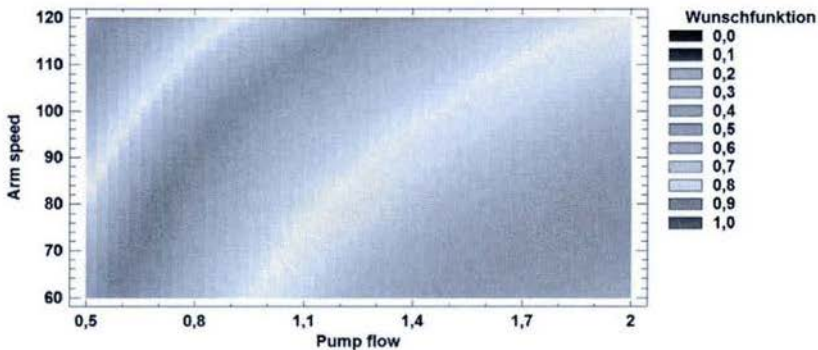


Abbildung 6.11: Die Wunschfunktion in Abhängigkeit von der Armgeschwindigkeit und vom Lackfluss. Die roten Bereiche entsprechen einem Ergebnis nahe 1. Gut zu erkennen ist hier ein Wertebereich von Lackfluss und Armgeschwindigkeit, bei dem die Lackdicken zu einem hohen Prozentanteil dem entsprechen, was als Ergebnis der Sprühbelackung gewünscht wird.

Nach Abschluss der Versuche wird das *DoE* ausgewertet und eine Zielvorgabe definiert. Als Ergebnis für die Auswertung der Versuche können sogenannte Pareto-Diagramme herangezogen werden, um den Einfluss der Faktoren auf die Lackdicken zu bestimmen. Bei dieser statistischen Auswertung gibt es eine Schwelle, ab dem der Einfluss eines Parameters als vernachlässigbar klein angenommen wird (siehe Abbildung 6.12 blaue Linie).

In Abbildung 6.12 ist das standardisierte Pareto-Diagramm für die Dicke auf der Oberfläche dargestellt. Aus diesem Diagramm sind die Einflüsse des Lackflusses, der Armgeschwindigkeit und der Temperatur des Chucks als maßgebliche Faktoren zu erkennen. Als irrelevant sind die Düsenhöhe, der Stickstofffluss durch die Düse sowie alle Wechselwirkungen zu betrachten. Die Auswertung der anderen Zielgrößen und der Lackdickenverhältnisse, z.B. das Verhältnis der Lackdicke auf der oberen zur unteren Seite ist ebenfalls möglich, wird aber nicht weiter betrachtet.

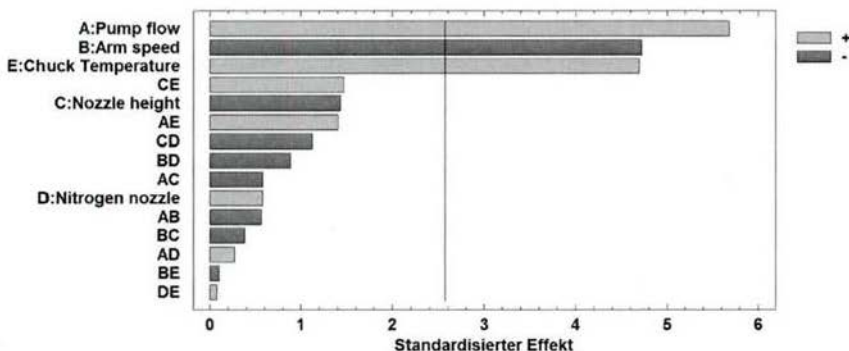


Abbildung 6.12: Das standardisierte Pareto-Diagramm für die Dicke des Lacks auf der oberen Seite. Den größten Einfluss hat der Lackfluss: Je mehr Lackfluss, desto größer die Lackdicke an dieser Position.

Abbildung 6.13 (links) und 6.13 (rechts) zeigt zwei Ergebnisse der Verifizierung des DoEs. Diese zwei Bilder beinhalten die gemessenen Lackdicken an verschiedenen Positionen. Auffällig ist die geringe Lackdicke an der oberen Kante und die hohe Lackdicke an der unteren Kante. Dies entspricht aber den Vorstellungen des Prozesses des Sprühbelackens, da an der oberen Kante der Raumwinkel wesentlich größer ist als an der unteren Kante. Somit wird für die untere Kante immer eine höhere Lackdicke als an der oberen Kante erzielt. Die Verifizierung ergab eine Abweichung von nur $\approx 3\%$ von den theoretisch ermittelten Werten.

Die Lackdicke der unteren Ecke beträgt $\approx 8.5\mu\text{m}$, die auf der unteren Flanke $\approx 4.0\mu\text{m}$ und die auf der unteren Seite $\approx 3.0\mu\text{m}$. Die Lackdicken an der oberen Kante liegen im Bereich von $\approx 4.0\mu\text{m}$ an der oberen Seite sowie $\approx 3\mu\text{m}$ an der oberen Kante, somit tritt kein Lackabriss auf. An der oberen Hälfte der Flanke beträgt die Lackdicke zwischen $\approx 6.5\text{...}7.7\mu\text{m}$ (siehe Abbildung 6.13 (rechts)).

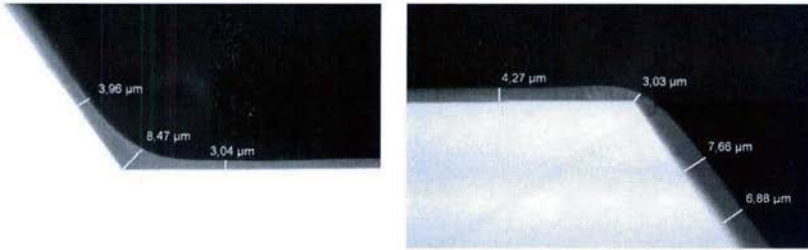


Abbildung 6.13: Die Lichtmikroskopaufnahmen zeigen die untere Kante des Vias (links) sowie an der oberen Kante (rechts) mit den Lackdicken an verschiedenen Positionen.

6.8.2 Belichtung

Die Belichtung der Substrate mit Justage von der Vorderseite auf die Rückseite erfolgt mit einem Kontaktbelichter. Für die Viahöhe von $400\mu\text{m}$ werden *LGOs* (engl.: *Large Gap Optics*) verwendet und in den Strahlengang integriert, um planparalleles Licht bis in eine Tiefe von $\approx 230\mu\text{m}$ zu gewährleisten. Die verwendete Lochblende fungiert wie ein optischer Tiefpass, der alle in einem bestimmtem Winkel laufenden Strahlen absorbiert. Der Winkel der Strahlenaufweitung beträgt ohne der LGO $\approx 3^\circ$.

In Abbildung 6.14 ist das Ergebnis einer Testlithographie dargestellt. Das Maskendesign besteht aus einem Kreis mit $20\mu\text{m}$ Durchmesser. Die Belichtungs Dosen betragen 70, 80, 100, 120 und $140\frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$ bei einem Abstand von $450\mu\text{m}$ (dies entspricht der Tiefe des Vias von $400\mu\text{m}$ und zusätzlich der Abstand (engl.: *Proximity*) von Maske zum Substrat während der Belichtung von $50\mu\text{m}$). Geringe Dosen führen zu geneigten Kanten, die besonders bei einer Dosis von $70\frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$ durch Newtonringe am Randbereich der Struktur sichtbar werden. Ab einer Dosis von $80\frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$ besitzt das Kontaktloch einen Durchmesser von $\approx 10\mu\text{m}$ und ist reproduzierbar.

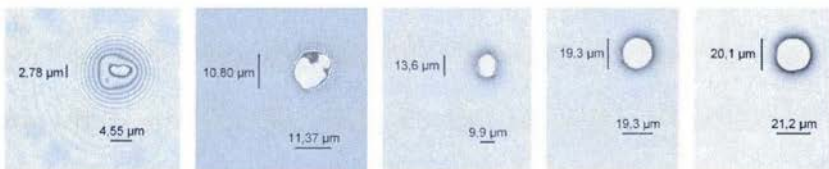


Abbildung 6.14: Ergebnis der Kontaktloch lithographie für verschiedene Dosen: 70, 80, 100, 120, $140\frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$ (von links nach rechts).

6.8.3 Entwicklung

Im Anschluss an die Belichtung der Substrate wird der Lack mit einem AZ®826 MIF entwickelt. Die Entwicklung benötigt 4 min pro Wafer. Wichtig für die Entwicklung ist eine ständige Rotation, um den Entwickler in Bewegung zu halten. Die Prozessparameter für die Entwicklung sind in der Tabelle F.14 aufgelistet.

6.9 Realisierung der Durchkontaktierung

6.9.1 Kontaktlochöffnung und Metallisierung

Die Passivierung wird trockenchemisch nach der Entwicklung des Photolacks geätzt (Prozessparameter in Tabellen F.7 und F.6). Als Ätzstopp dient das Aluminium auf der Vorderseite. Das Ergebnis dieser Kontaktlochätzung nach der Entfernung des Photolacks (Prozessparameter siehe Tabelle F.15) ist als EDX-Analyse in Abbildung 6.15 (links) dargestellt. Der Photolack hält der trockenchemischen Ätzung nicht stand, sodass auch die Passivierung insbesondere in Richtung der Membran geätzt wird. An der unteren Seite der Flanken ist die Passivierung komplett entfernt. Hierfür gibt es die im Folgenden aufgelisteten möglichen Ursachen einer erhöhten Ätzrate:

- Der Verlauf des elektrischen Feldes, das sich in Bezug auf die Viaoberfläche nach unten in Richtung der Membran erhöht.
- Das Auftreffen von Ionen auf eine geneigte Oberfläche.
- Der größere Querschnitt geneigter Flächen bietet für Ionen eine größere Angriffsfläche.
- Durch Ionenreflexion an den Flanken kann Mehrfachimpulsübertragung von einem Ion ausgehen.

Aus diesen Grund werden die Dicken der Passivierung so gewählt, dass der Großteil davon nasschemisch mit HF-Säure geätzt werden kann. Als Ätzstopp dient das Plasmanitrid. Weiterhin wird als erste Schicht zur Bedeckung des Aluminiums eine Plasmaoxidschicht abgeschieden. Das Konzept sowie die Schichtdicken der Testsubstrate sind in Tabelle 6.7 aufgelistet. Im Anschluss an die nasschemische Ätzung des Oxids werden die Nitrid- und Oxidschicht trockenchemisch geätzt.

Wafer	Konzept	Pox/Pn/Pox, [nm]
1	2	100/100/500
2	2	100/100/800
3	2	150/200/800
4	2	150/200/800
5	1	100/100/800
6	1	150/200/800

Tabelle 6.7: Schichtdicken der Viapassivierung.

Das Ergebnis des Kontaktlochs ist in Abbildung 6.15 (rechts) dargestellt. Die Unterätzung der nasschemischen Bearbeitung ist durch den Ring um das Kontaktloch erkennbar. Die Vorderseite der Substrate muss für die Ätzung mit HF-Säure nicht geschützt werden, da diese mit einer ausreichend dicken Passivierung bedeckt ist. Nach Abschluss der Kontaktlochoffnung wird der Lack im Sauerstoffplasma entfernt (Prozessparameter sind in Tabelle F.15 aufgelistet).

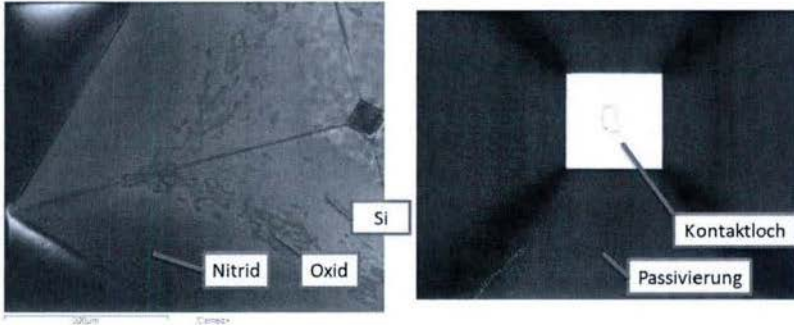


Abbildung 6.15: (links) EDX-Analyse der Oberfläche im Via. (rechts) Membran mit Kontaktloch und intakter Passivierung an den Flanken.

Die Metallisierung der Substrate erfolgt nach einem Rückspalterprozess, bei dem im Argonplasma einige *nm* natives Aluminiumoxid entfernt werden, das sich an der Sauerstoffatmosphäre bildet. Mit dieser Methode wird der Kontakt von Aluminium auf Aluminium sichergestellt und der Kontaktwiderstand minimiert. Die Aluminiumdicke beträgt 700nm .

6.9.2 Strukturierung der Metallebene

Die Lithographie zur Strukturierung der Metallebene erfolgt durch Sprübelackung (Prozessparameter in Tabelle F.13), der Belichtung mit einer Dosis von $250 \frac{\text{mJ}}{\text{cm}^2}$ und der Entwicklung mit einem AZ®826 MIF, siehe hierzu Tabelle F.14. Aufgrund des großen Anteils an freier Fläche wird die Dosis entsprechend hoch gewählt. Für die erste Versuchsreihe bleibt das Via komplett mit Aluminium bedeckt. Dies wirkt sich nachteilig auf die Kapazität aus. Die Ätzung erfolgt mit PWS, einer Ätzmischung aus Phosphorsäure, Wasser und Salpetersäure.

6.9.3 Metallpassivierung und Kontaktöffnung

Der letzte Abschnitt der Prozessierung beinhaltet eine Passivierung der strukturierten Metallebene (300nm Plasmaoxid und 550nm Plasmanitrid, Prozessparameter in Tabelle F.9 bzw. F.10) sowie die trockenchemische Öffnung der Kontaktpads (siehe F.7 und F.6) nach der Lithographie (siehe F.13 und F.14). Die Kontaktpads haben eine Fläche von

$600 \times 600 \mu\text{m}^2$. In Abbildung 6.16 sind die Vorder- und die Rückseite der Kontaktlochketten der Teststrukturen dargestellt.

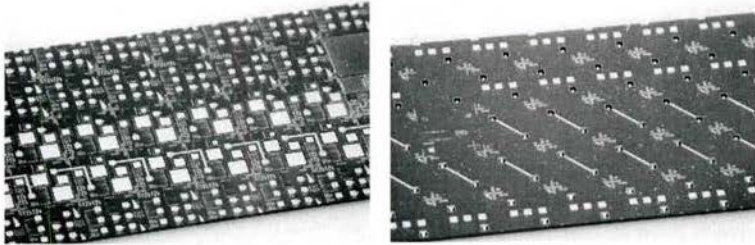


Abbildung 6.16: (links) Vorderseite der Substrate mit integrierten Kontaktlochketten, (rechts) Rückseite der Kontaktlochketten. Die Metallebene verbindet die Vias.

6.10 Charakterisierung der TSV-Technologie

In diesem Abschnitt werden die Messungen der Vias und der Kontaktlochketten analysiert. Beide Konzepte, ungedünnte Substrate sowie die Verwendung des alkaliresistenten Photolacks sind realisiert und werden bezüglich Kontaktwiderstand (Kapitel 6.10.1), Durchbruchfestigkeit der Passivierung (6.10.2), Viakapazität (6.10.3), elektrischer Isolation zum Substrat (6.10.4), sowie der Technologiezuverlässigkeit (6.10.5) untersucht. Weiterhin wird die TSV-Technologie in einen SiPM integriert und der Einfluss auf die Pulsform mit Bezug auf das Ersatzschaltbild (6.10.6) untersucht.

6.10.1 Elektrische Messung des Kontaktwiderstands

Der Querschnitt einer Kontaktlochkette, bestehend aus zwei Vias, ist in Abbildung 6.17 dargestellt. Gekennzeichnet sind hier die einzelnen Widerstände, die eine Reihenschaltung ergeben. Der gesamte Widerstand ergibt sich je nach Anzahl der in Reihe geschalteten Vias zu

$$R_{ges} = 2R_{Kon} + 2iR_{Al,Via} + 2iR_{Al,Al} + iR_{Al,Rs} + (i-1)R_{Al,Vs}, \quad (6.10.1)$$

wobei $i = 1, 2, \dots, n$ als ganze Zahl definiert ist. Nachdem der Abgriff nur auf der Oberseite erfolgt, beträgt die Anzahl der in Reihe geschalteten Vias $N = 2i$. Somit müssen bei der Messung einer längeren Kontaktlochkette die Verbindungen auf der Vorder- und Rückseite ($R_{Al,Vs}$ und $R_{Al,Rs}$) berücksichtigt werden. Die Beschreibung der einzelnen Widerstände sowie deren gemessene Werte sind in Tabelle 6.8 aufgelistet.

In Abbildung 6.18 ist die Messung einer Kontaktlochkette mit vier Vias von Wafer 2 dargestellt. Der Wert des Kontaktwiderstands R_{ges} kann im Plateau abgelesen werden und hat einen Wert etwa 6.2Ω . Hieraus ergibt sich der Widerstand des Vias und der Kontaktwiderstand von Aluminium zu Aluminium unter Berücksichtigung aller zusätzlichen Widerstände insgesamt zu $R_{Al,Via} + R_{Al,Al} \approx 0.4\Omega$.

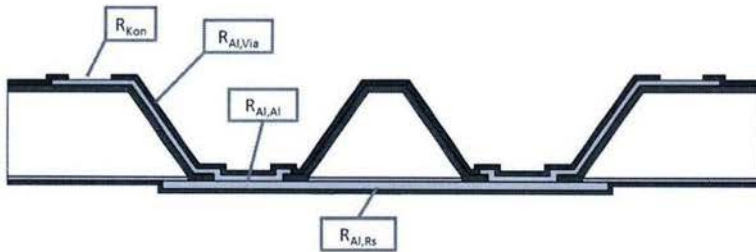


Abbildung 6.17: Schematische Darstellung des Querschnitts von zwei Vias für die Messung des Kontaktwiderstands.

Bezeichnung	Beschreibung
R_{Kon}	Kontaktwiderstand der Messnadel zum Messpaß.
$R_{Al,Rs}$	Aluminiumbahnwiderstand, der die Membrane auf der Rückseite (Rs) verbindet.
$R_{Al,Vs}$	Aluminiumbahnwiderstand, der die Membrane auf der Vorderseite (Vs) verbindet.
$R_{Al,Via} + R_{Al,Al}$	Aluminiumbahnwiderstand im Via sowie Aluminium-Aluminium Kontaktwiderstand.

Tabelle 6.8: Auftretende Widerstände einer Kontaktlochkette.

Das Box-Whisker-Diagramm von allen Wafern ist in Abbildung 6.19 dargestellt. Gemessen sind alle Chips pro Wafer, insgesamt 380. Die geringsten Kontaktwiderstände ergeben sich für Wafer 1 und 2, gefolgt von Wafer 4 und 5. Erhöhte Widerstände ergeben sich für Wafer 3 und 6. Weiterhin ist eine geringere Streuung für Wafer 2, aber auch für Wafer 4 und 5 erkennbar.

Eine mögliche Ursache für die erhöhten Widerstandswerte von Wafer 3 und 6 ist die dickere Passivierung der Vias. Aufgrund dessen entsteht am Kontaktloch im Via eine höhere Stufe, was zum Ausdünnen des Aluminiums beim Sputterprozess und somit zu einem erhöhten Widerstand und zu einer erhöhten Streuung führen kann. Das Konzept selbst hat keinen Einfluss auf dieses Ergebnis.

Der Unterschied von Wafer 1 zu allen anderen ist der Rücksputterprozess vor der Metallisierung, der um 4s kürzer ist und insgesamt 8s statt 12s beträgt. Die Prozessanlage benötigt ein paar Sekunden Zeit, bis der Rücksputterprozess stabil läuft. Wird der Prozess zu kurz gewählt, befindet sich die Kammer in der Prozesseinlaufphase, was zu einer erhöhten Streuung des Widerstands führen kann. Bei zu langer Prozesszeit für das Rücksputtern, wird zu viel von der Passivierung abgetragen.

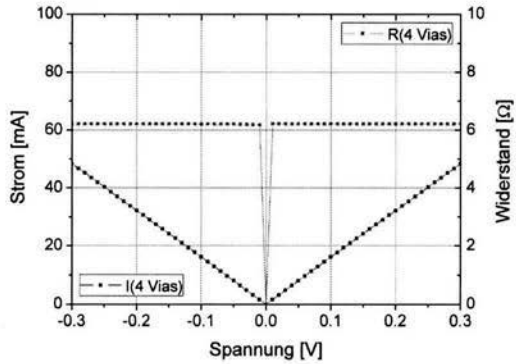


Abbildung 6.18: Messung einer Kontaktlochkette mit vier Vias von Wafer 2.

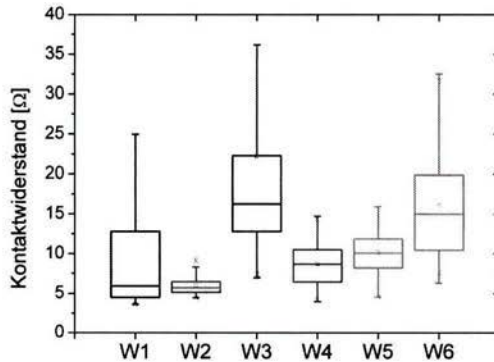


Abbildung 6.19: Box-Whisker-Diagramm aller Testwafer, dargestellt ist R_{ges} .

6.10.2 Durchbruchfestigkeit der Passivierung

Die Durchbruchfestigkeit ergibt sich aus der Dicke der Passivierung im Via. Die Durchbruchfeldstärke von Passivierungsoxiden sowie -nitriden durch Abscheidung aus der Gasphase von Silan ist geringer als die von thermischen Oxiden, die etwa $1 \frac{V}{nm}$ beträgt [13], [76], [77]. Die Messung der Durchbruchspannung lässt einen Rückschluss auf die dünnste Stelle der Passivierung zu. Es ergibt sich eine Durchbruchspannung von $\approx 185V$ für Wafer 1. Die Passivierung hat somit am Via unten eine Restdicke von etwa 25% der Dicke auf der oberen Seite des Substrats. Die restlichen Testwafer haben eine dickere Passivierung, die auch zu einer höheren Durchbruchspannung führt. Da das Messgerät maximal 210V liefert, können die Durchbruchspannungen der anderen Substrate nicht bestimmt werden.

Die Betriebsspannungen insbesondere von Silizium Photomultiplier betragen $< 100V$. Aus diesem Grund ist die Passivierung von Wafer 1 völlig ausreichend (siehe Tabelle 6.7).

6.10.3 Kapazität der Vias

6.10.3.1 Messmethode

Die Bestimmung der Kapazität erfolgt mit einer Kapazitäts-Spannungs-Messung. Hierbei wird ähnlich wie bei MOS-Strukturen eine Wechselfspannung mit $20mV_{pp}$ bei einer bestimmten Frequenz angelegt und die Kapazität in Abhängigkeit von der Spannung bestimmt. Die Kapazität wird in Akkumulation gemessen. Insgesamt treten bei einer C-V-Messung drei Bereiche auf: Akkumulation, Verarmung und Inversion [13]. Die Frequenz richtet sich nach Höhe der Dotierung. Für die Messung der Via-Kapazitäten wird eine Frequenz von $500kHz$ eingestellt. Der Spannungsbereich liegt bei $-25V$ bis $+20V$.

Die Substrate sind p-dotiert. Der Anschluss an das Substrat wird mit einer Ionenimplantation (p-Dotierung mit Bor) unterstützt, sodass der Kontaktwiderstand möglichst gering ist.

In Abbildung 6.20 ist der Querschnitt eines Vias schematisch dargestellt. Gekennzeichnet sind alle auftretenden Kapazitäten, die elektrisch betrachtet eine Parallelschaltung ergeben. Aus diesem Grund ergibt sich der gemessene Wert in Akkumulation aus der Summe aller Teilkapazitäten zu

$$C_{gem} = C_{Vs} + C_{Via} + C_{Rs}. \quad (6.10.2)$$

Hierbei ist C_{Vs} die Kapazität mit der Fläche der Metallisierung auf der Vorderseite (Vs), C_{Via} die Viakapazität und C_{Rs} die Kapazität mit der Fläche der Metallisierung auf der Rückseite (Rs). Die Kapazitäten werden weiterhin wie ein Plattenkondensator betrachtet und hängen von der Dielektrizitätskonstante sowie der Dicke der Passivierung zusammen.

Die Passivierung wird entlang der Flanke im Via dünner. Die Dicke in Abhängigkeit von der Tiefe wird mit einer linearen Abnahme definiert, sodass die Kapazität eines Vias mit

$$C_{Via} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A_{met}}{d_x} \quad (6.10.3)$$

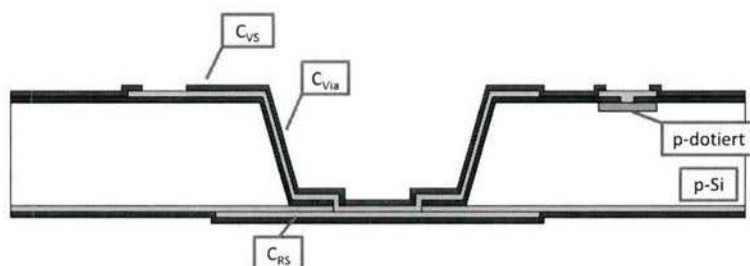


Abbildung 6.20: Querschnitt der Kapazitätsmessung schematisch dargestellt.

bestimmt wird, wobei A_{met} die Fläche der Metallisierung und d_x die positionsabhängige Dicke der Passivierung zwischen Aluminium und dem Substrat ist. Entsprechend der Dielektrizitätszahlen von Oxid und Nitrid ergibt ein Stapel aus Oxid-Nitrid-Oxid eine Reihenschaltung aus drei Kondensatoren.

6.10.3.2 Messergebnisse

Die Kapazität wird zunächst mit den bekannten Größen berechnet. Die Fläche des Vias als abgeschnittener Pyramidenstumpf, die Flächen des Kontakts auf der Vorder- und Rückseite sowie die berechnete Kapazität bezüglich der Metallfläche auf der Substratrückseite mit konstanter Oxiddicke als Dielektrikum sind in Tabelle 6.9 aufgelistet.

$A_{VS} = 0.030mm^2$	$A_{Via} = 0.529mm^2$
$A_{RS} = 0.248mm^2$	$C_{RS} = 13.54pF$

Tabelle 6.9: Die Flächen der Metallebene sowie die berechnete Kapazität auf der Waferückseite.

In Abbildung 6.21 ist exemplarisch eine Kapazitäts-Spannungs-Messung von einem Via von Wafer 3 dargestellt. Die gesamte gemessene Kapazität beträgt etwa $58pF$, was einer Viakapazität von etwa $37pF$ entspricht. Um die Pulsform eines SiPMs nur geringfügig zu beeinflussen ist es eine Anforderung, dass die Viakapazität weniger als 5% der gesamten Detektorkapazität beträgt.

Die quasistatische Messung der Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie eines KETEK SiPMs ergibt für Betriebsspannungen nahe der Durchbruchspannung eine Kapazität von $C_{SiPM} \approx 3.0nF$ bei einer Chipfläche von $5.3 \times 5.3mm^2$. In Tabelle 6.10 sind für alle Wafer das verwendete Konzept, die Schichtdicken der Viapassivierung, die berechneten Werte sowie die aus der Messung extrahierten Viakapazitäten und zudem das Verhältnis der gemessenen Viakapazität zur gesamten Detektorkapazität aufgelistet. Obwohl bei allen Testsubstraten das gesamte Via mit Aluminium bedeckt ist, wird die Vorgabe von $< 5\%$ erfüllt.

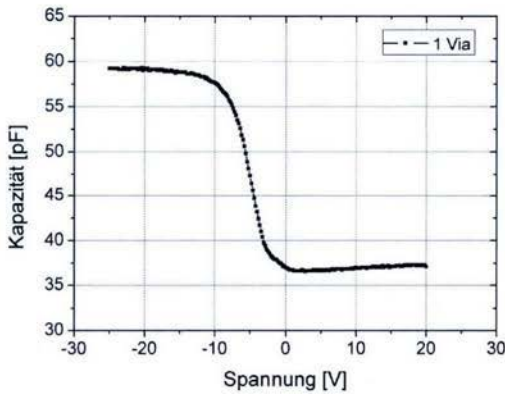


Abbildung 6.21: Kapazitäts-Spannungs-Messung eines Vias von Wafer 3.

Wafer	Konzept	Pox/Pn/Pox [nm]	$C_{Via,th}$ [pF]	$C_{Via,gem}$ [pF]	C_{Via}/C_{ges} [%]
1	2	100/100/500	59.1	66.7	2.2
2	2	100/100/800	40.5	46.5	1.6
3	2	150/200/800	36.6	39.4	1.3
4	2	150/200/800	36.6	38.2	1.3
5	1	100/100/800	40.5	46.5	1.6
6	1	150/200/800	36.6	43.4	1.5

Tabelle 6.10: Abschätzung und Messung der Via-Kapazität.

Die Histogramme der gemessenen Gesamtkapazitäten von Wafer 1, 2 und 3 sind in Abbildung 6.22 dargestellt. Aufgrund der Messzeit werden nicht alle Vias pro Wafer gemessen. Abgesehen von der größeren Viakapazität der Strukturen von Wafer 1, die aus der dünneren Passivierung hervorgeht, ist ebenfalls eine stärkere Streuung zu erkennen. Durch die hohe Abscheiderate des Plasmaprozesses ($r_{Pox} = 13.9 \frac{nm}{s}$ sowie $r_{Pn} = 13.4 \frac{nm}{s}$) und der dadurch bedingten geringen Prozesszeit, treten erhöhte Schwankungen der Schichtdicke über den Wafer auf. Diese Schwankungen spiegeln sich im Histogramm der Kapazität in der Verteilung über den Wafer wieder und erklären die höhere Abweichung von berechneter und gemessener Kapazität. Weiterhin ist die Streuung von Wafer 1 etwas geringer als bei Wafer 2, was wiederum auf die dickeren Passivierungsschichten zurückzuführen ist.

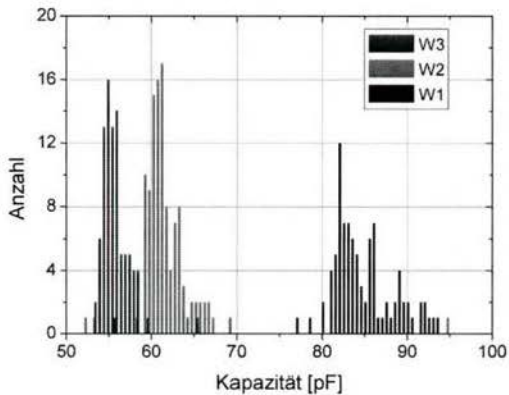


Abbildung 6.22: Histogramm der Viakapazitäten von Wafer 1, 2 und 3.

Das Diagramm in Abbildung 6.23 zeigt die Histogramme der gemessenen Viakapazitäten von Wafer 2, 3, 5 und 6. Trotz gleicher Passivierungsdicken von Wafer 2 und 5 sowie 3 und 6, liegen die Mittelwerte der Kapazitäten messbar auseinander. Eine mögliche Ursache ist das Dünnen der Substrate mit dem CMP-Prozess. Zur Reduzierung von Ausbrüchen auf dem Wafer mit geätzten Vias wird die automatische Höhenkontrolle deaktiviert. Dies hat eine größere Dickentoleranz des Substrats zur Folge. Hinzu kommt, dass die Restsubstratdicke im Mittel $\approx 5\mu\text{m}$ größer ist. Insgesamt kann es so zu einer Flächenänderung von bis 10% des Vias kommen.

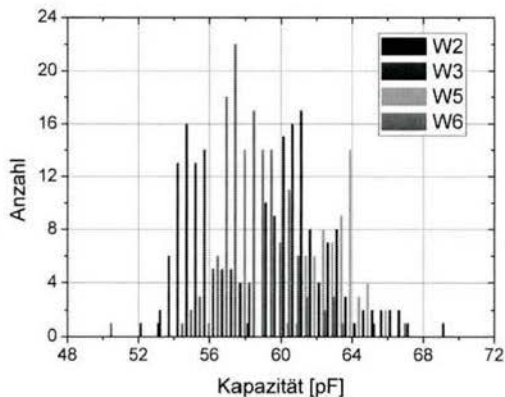


Abbildung 6.23: Histogramm der Viakapazitäten von Wafer 2, 3, 5 und 6.

Die Histogramme der Viakapazitäten von Wafer 2 und 5 sowie von Wafer 5 und 6 sind in Abbildung 6.24 (links) bzw. (rechts) dargestellt. Deutlich erkennbar ist eine breitere Verteilung der Kapazitäten bei Wafer 6, hingegen ist die Verteilung von Wafer 2 und 5 vergleichbar. Die unterschiedlichen Konzepte haben keinen Einfluss auf die Streuung der Kapazitätswerte.

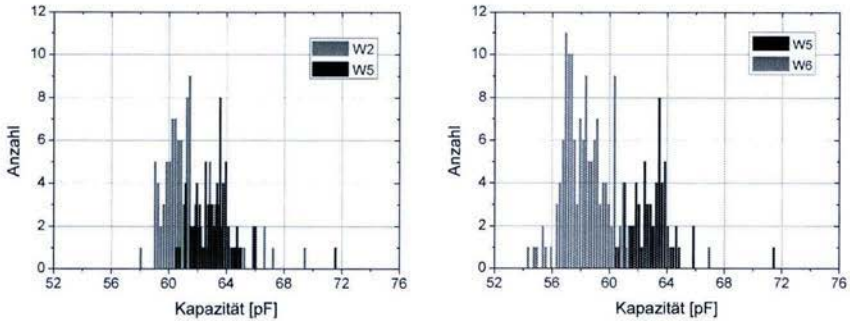


Abbildung 6.24: Histogramme der Viakapazitäten von Wafer 2 und 5 (links) sowie 5 und 6 (rechts).

Die Histogramme in Abbildung 6.25 zeigen, dass die Breite der Verteilung mit einer dickeren Passivierung und der Verwendung des Negativlacks als Ätzmaskierung (Konzept 2) reduziert wird, insbesondere zu sehen bei Wafer 3.

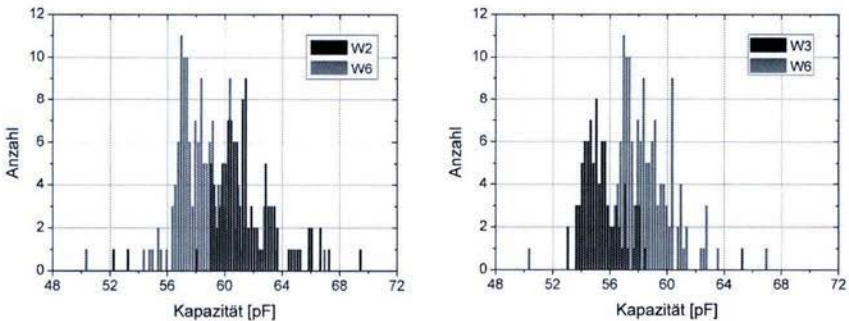


Abbildung 6.25: Histogramme der Viakapazitäten von Wafer 2 und 6 (links) sowie 3 und 6 (rechts).

6.10.4 Elektrische Isolation zum Substrat

Die Isolation zum Substrat wird mit Strom-Spannungs-Messungen durchgeführt. Es wird zur Messung des Leckstroms die gleiche Struktur wie bei der Kapazitätsmessung verwendet. Die Analyse des Leckstroms findet bei einer Spannung von 25V statt.

In Abbildung 6.26 ist das Box-Whisker-Diagramm des Leckstroms für alle Substrate dargestellt. Der durchschnittliche Wert liegt für Wafer 1, 2 und 6 im Bereich von 10pA. Für Wafer 3 und 4 liegt der Mittelwert bei etwa 40pA. Diese Werte sind um Größenordnungen niedriger als der Leckstrom von SiPM unterhalb der Durchbruchspannung. Weiterhin zeigt Abbildung 6.26, dass die meisten Vias von Wafer 5 einen deutlich erhöhten Leckstrom aufweisen, was auf Kurzschlüsse zum Substrat aufgrund der Ausbrüche hindeutet.

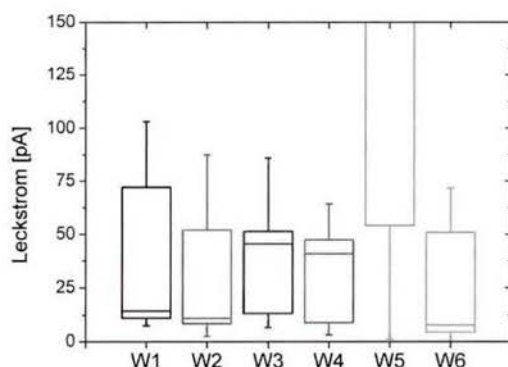


Abbildung 6.26: Box-Whisker-Diagramm des Leckstroms.

6.10.5 Technologiezuverlässigkeit

Die Technologiezuverlässigkeit ist, wie auch bei der Integration der Trenchtechnologie in Kapitel 4, von großer Bedeutung, da diese und die Ausbeute pro Wafer direkten Einfluss auf die Kosten pro Chip haben. Die Vias, die einen hohen Leckstrom aufweisen, können später nicht für die Arraybildung aus optischen Detektoren verwendet werden und sind als defekt zu betrachten.

In Abbildung 6.27 ist als Balkendiagramm die Ausbeute für alle Substrate dargestellt. Wie bereits in Kapitel 6.5.3 dargelegt, treten durch das CMP-Verfahren zum Dünnen der Substrate Ausbrüche an den Viakanten auf. Die anschließende Passivierung hat eine schlechte Haftung an der undefinierten Kante zur Folge und die folgende Metallisierung kann zu einem Kurzschluss zum Substrat führen, was sich bei Wafer 5 und 6 bemerkbar macht. Die Ausbeuten der Wafer betragen lediglich $\approx 20\%$ für Wafer 5 und $\approx 80\%$ für Wafer 6. Die Verwendung des alkaliresistenten Negativlacks als Ätzmaskierung führt zu deutlich höheren Ausbeuten von $> 95\%$ für Wafer 1, 2, 3 und 4.

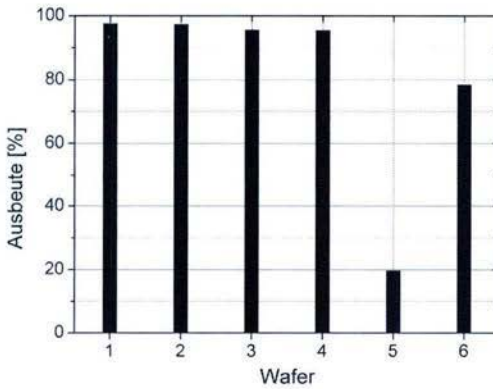


Abbildung 6.27: Ausbeute pro Wafer.

6.10.6 Technologieintegration und Einfluss auf die Pulsform eines SiPMs

In Abbildung 6.28 ist auf der linken Seite die Rückseite mit zwei Vias und auf der rechten Seite die Vorderseite eines SiPMs dargestellt. Erkennbar ist der geringe Abstand zum Chiprand. Durch Arraybildung mehrerer Detektoren können großflächige Messsysteme mit einer hohen geometrischen Effizienz aufgebaut werden. Die große Anzahl an runden und nicht kontaktierten Metallflächen führt zu einer höheren Stabilität nach Auflöten auf eine Trägerplatine.

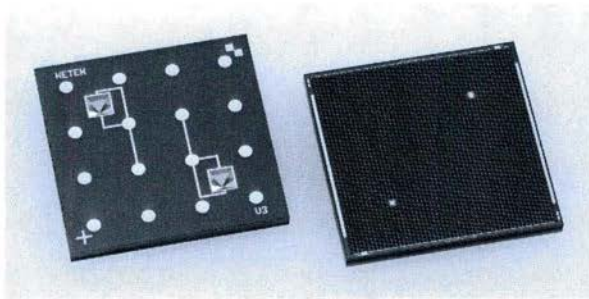


Abbildung 6.28: (links) Rückseite eines SiPMs mit integrierter TSV-Technologie. (rechts) Detektorvorderseite mit 11826 einzelnen Mikrozellen. Chipgröße ist 28.1mm^2 .

Die TSV-Technologie erzeugt, wie in den vorherigen Kapiteln aufgezeigt, durch den Kontaktwiderstand und die Kapazität des Vias eine weitere Zeitkonstante. Somit erweitert sich das Ersatzschaltbild aus Kapitel 2.2.3 durch zwei RC-Glieder an der Versorgungsleitung sowie vor dem Signalabgriff.

Aufgrund der großen Detektorfläche von $5.3 \times 5.3 \text{ mm}^2$ ist die Dunkelzählrate hoch, sodass die Aufnahme eines Einzelpulses nicht möglich ist. Aus diesem Grund wird mit einem gepulsten Laser bei 410 nm Wellenlänge, hoher Leistung und einer großen beleuchteten Fläche die Pulsform untersucht. Hier wird die Annahme getroffen, dass alle Mikrozellen des SiPMs auslösen, was zu einem vereinfachten Ersatzschaltbild mit nur auslösenden Zellen führt (siehe Bild 2.4 in Kapitel 2.2.3). Das Ergebnis der Simulation und der Messung ist in Abbildung 6.29 dargestellt. Für die Simulation werden die in Tabelle 2.2 aus Kapitel 2.2.3 aufgelisteten Parameter sowie 39 pF für die Viakapazität und 0.75Ω als Kontaktwiderstand verwendet. Die Anzahl der $50 \mu\text{m}$ großen Mikrozellen beträgt 11826. Eine mögliche Ursache für die lange Zeitkonstante ist ein ohmscher Kurzschluss zum Substrat aufgrund der Ausbrüche an den Viakanten.

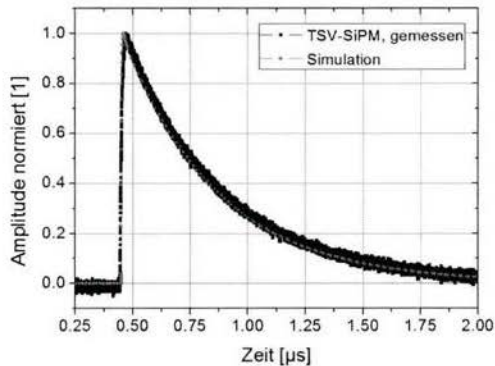


Abbildung 6.29: Gemessene und simulierte Pulsform eines SiPMs mit integrierter TSV-Technologie.

Der Vergleich eines Detektors ohne und mit integrierter TSV-Technologie ist simuliert in Abbildung 6.30 mit einem Zoom zur genaueren Betrachtung der Pulsspitze dargestellt. Die RC-Konstante der TSV-Technologie führt zu einer Abflachung der Pulsspitze sowie einer Verzögerung des Pulses um $50 \dots 75 \text{ ns}$. Diese Effekte lassen sich durch Reduzierung der Metallfläche zur Signalauslese minimieren. Die Anstiegsflanken weisen keinen merklichen Unterschied auf.

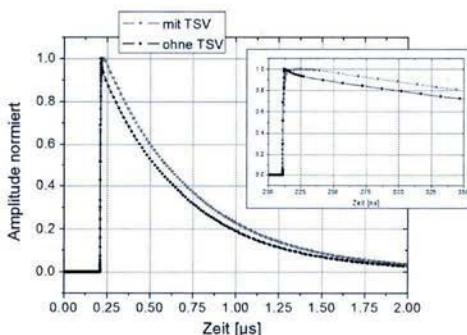


Abbildung 6.30: Simulation mit und ohne integrierter TSV-Technologie.

6.11 Zusammenfassung

Das Kapitel Integration der TSV-Technologie für optimale geometrische Effizienz beschäftigt sich mit der Prozessentwicklung auf Siliziumbasis. Hierfür sind nach nasschemischen Ätzungen mit TMAH und KOH zwei Konzepte vorgestellt. Das erste Konzept beschreibt die Verwendung von Wafern mit einer Dicke von $725\mu\text{m}$, bei denen die Vias durch das Substrat geätzt und im Anschluss die Substrate mit einem CMP-Verfahren auf $400\mu\text{m}$ gedünnt werden. Das zweite Konzept beinhaltet zuerst die Dünnung der Wafer mit anschließender Stressreduzierung. Im Anschluss an diesen Prozessablauf erfolgt die Ätzung der Vias, wobei als Ätzmaskierung ein alkaliresistenter photosensitiver Negativlack zum Einsatz kommt.

Die darauf folgenden Kapitel beleuchten die für die TSV-Technologie erforderlichen Prozesse, insbesondere die Passivierung der Vias, die Lithographie und die Realisierung der Durchkontaktierung, die die Kontaktlochöffnung sowie die Metallisierung auf der Substratrückseite beinhaltet.

Die Charakterisierung der TSV-Technologie erfolgt mit der elektrischen Messung des Kontaktwiderstands. Hierbei müssen dem Aufbau entsprechende Modelle aufgestellt werden, um den tatsächlichen Widerstand des Vias zu bestimmen. Dieser liegt im Bereich von 0.4Ω ... 3.0Ω . Des Weiteren ist die Durchbruchfestigkeit der Passivierung für die im Betrieb von optischen Detektoren angelegte Betriebsspannung von Bedeutung. Diese liegt im Bereich von etwa 185V für die dünnste realisierte Passivierung.

Die Messung der Kapazität ist neben dem Widerstand des Vias eine wichtige Größe, da sich diese direkt auf die Pulsform als weitere Zeitkonstante auswirkt. Alle realisierten Vias besitzen eine Kapazität, die kleiner als 5% der gesamten Kapazität der in diesem Kapitel untersuchten SiPM mit einer Fläche von $5.3 \times 5.3 \text{mm}^2$ ist.

Die Kapazitäten der Vias liegen im Bereich von $38pF$.. $67pF$, wobei als Metallisierungsfläche zunächst das komplette Via verwendet wird. Die optimalen Dicken der Passivierung im Via sind $150nm$ Oxid, $200nm$ Nitrid sowie $800nm$ Oxid. Diese Werte resultieren aus dem niedrigeren Wert und der geringeren Streuung der Kapazität.

Der Einfluss auf das elektrische Ersatzschaltbild des Detektors zeigt, dass die Spitze des Pulses abgeflacht wird, die Anstiegszeit sowie die Abfallzeit jedoch nicht wesentlich beeinflusst werden.

Die Darstellung der Isolation zum Substrat als Box-Whisker-Diagramm zeigt, dass die Integration der TSV-Technologie mit Konzept 1 riskant ist. Hier zeigt sich ein erhöhtes Leckstromverhalten bei einem von zwei Wafern, die zunächst mit TMAH geätzt und im Anschluss gedünnt werden. Dieses CMP-Verfahren verursacht Ausbrüche an den Viakannten, die dann zu schlechten und nicht reproduzierbaren Passivierungen und zu einem möglichen Kurzschluss zum Substrat bei der Metallisierung führen.

Die Technologiezuverlässigkeit als Box-Whisker-Diagramm zeigt, dass vor allem bei Wafer 5 und 6 eine hohe Anzahl der Vias erhöhten Leckstrom aufweisen. Aus diesem Grund wird Konzept 2 bevorzugt. Hier wird im Anschluss an das Dünnen der Substrate für die nasschemische Strukturierung des Siliziums ein alkaliresistenter Negativlack verwendet.

Die Erhöhung der geometrischen Effizienz mit Hilfe der TSV-Technologie kann bis zu 30% betragen und ist somit ein wichtiger Faktor zur Reduzierung der nicht aktiven Fläche insbesondere bei großflächigen Detektorsystemen.

Kapitel 7

Verschiebung der maximalen Sensitivität zu höheren Wellenlängen

In diesem Kapitel wird zunächst ein Konzept zur Verschiebung der maximalen Sensitivität zu höheren Wellenlängen entwickelt. In Kapitel 7.2 wird ein Modell zur Simulation der Sensitivität erstellt. Hierbei wird die Geometrie des Detektors, die Reflexion von Photonen an dünnen Schichten und Schichtstapeln sowie das Dotierprofil berücksichtigt. Die Charakterisierung erfolgt mit Hilfe eines Monochromators, der eine optische Lichtleistung im Wellenlängenbereich von 360nm bis 960nm liefert. Im Anschluss an die Analyse der Simulations- und Messergebnisse folgt eine kurze Zusammenfassung.

7.1 Technologiekonzept

Für diese Untersuchung werden Wafer mit einer abgeschlossenen SiPM-Prozessierung verwendet. Die Substrate sind SOI-Wafer, d.h. *Silicon on Insulator*. Die Dicke des Handlers beträgt $650\mu\text{m}$ und die des vergrabenen thermischen Oxids $1\mu\text{m} \pm 50\text{nm}$. Die Herstellung der Substrate erfolgt durch Bonden und Zurückätzen (engl.: *Bond and Etch Back Substrates*, BESOI). Der *Device Layer* besitzt eine Dicke von $3\mu\text{m} \pm 1\mu\text{m}$. Die Grundlage zur Verschiebung der maximalen Sensitivität besteht in der Bestrahlung der Detektoren von der Rückseite. Hierfür wird das Substrat mit TMAH geätzt und das vergrabene Oxid (engl.: *Buried Oxide*, Box) als Ätzstop verwendet. Der schematische Querschnitt ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Die Schichtdicken des Detektors werden mit einem IR-Reflektometer bestimmt:

- Antireflexionsschicht: 43nm Nitrid, 5nm Oxid
- Silizium: $2.52\mu\text{m}$
- Vergrabenes Oxid: 975nm

Die *Hardmask* auf der Rückseite besteht aus einem thermischen Oxid mit einer Dicke von 30nm sowie aus einem LPCVD TEOS Oxid mit einer Dicke von 230nm . Zusätzlich werden ein Plasmaoxid und ein Plasmanitrid abgeschieden (Prozessparameter siehe Tabelle F.9 bzw. F.10).

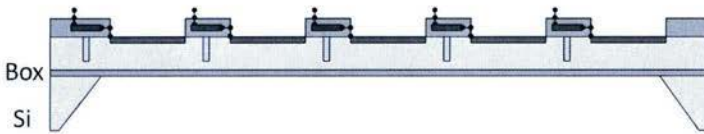


Abbildung 7.1: Schematischer Querschnitt des Silizium Photomultipliers, prozessiert auf einem SOI-Substrat.

Die Prozessparameter für die Lithographie sind Tabelle F.11 zu entnehmen. Die Parameter für die trockenchemische Ätzung von Oxid und Nitrid sind in Tabellen F.7 sowie F.6 aufgelistet. Nach der Lackverätzung im Sauerstoffplasma (Prozessparameter siehe Tabelle F.15) erfolgt die nasschemische Ätzung mit TMAH. Die Dauer von $\approx 18h$ erzeugt eine Unterätzung von $\approx 40\mu m$. Die Ätzung wird bei einzelnen Dioden mit einer Fläche von $1 \times 1 mm^2$ sowie bei Silizium Photomultipliern mit einer Fläche von $1 \times 1 mm^2$ und $3 \times 3 mm^2$ integriert.

In Abbildung 7.2 sind zwei REM-Aufnahmen eines SiPMs mit nasschemischer Ätzung bis zum vergrabenen Oxid dargestellt. Auf der linken Seite ist eine gekippte Aufnahme zur Darstellung der Mikrozellen und der entstehenden Flanken des Siliziums abgebildet. Die rechte Seite zeigt den Querschnitt mit dem vergrabenen Oxid genauer. In Abbildung 7.3 ist ein Detektor mit einer Chipfläche von $3 \times 3 mm^2$ mit rückseitiger Ätzung dargestellt.

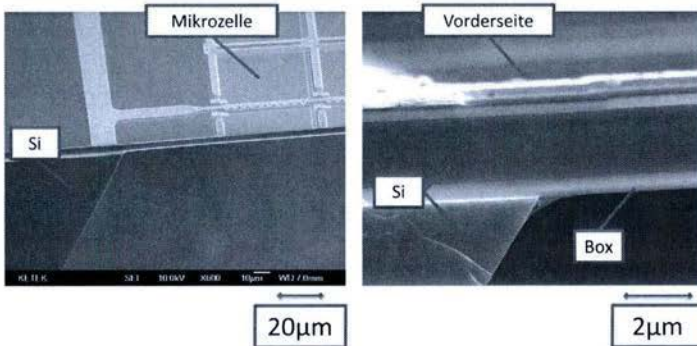


Abbildung 7.2: (links) Gekippte REM-Aufnahme mit den Mikrozellen auf der Detektorvorderseite. (rechts) Der Querschnitt verdeutlicht das vergrabene Oxid (Box).

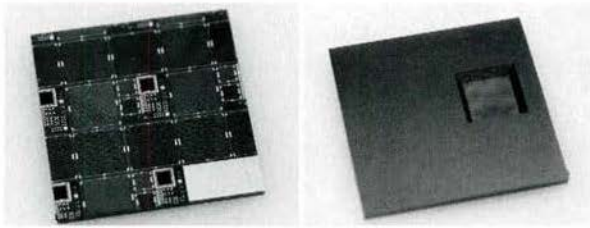


Abbildung 7.3: (links) Detektorvorderseite. (rechts) Freigeätzter Detektor mit einer Chipgröße von $3 \times 3 \text{mm}^2$.

7.2 Modell zur Simulation der Detektorsensitivität

7.2.1 Reflexion an dünnen Schichten

Die Modellierung einer Photodiode beinhaltet die Antireflexionsbeschichtung (engl.: *Anti Reflective Coating, ARC*), die je nach Anwendung und Spezifikation für bestimmte Wellenlängen optimiert ist. Zur Bestimmung des Reflexionskoeffizienten und somit der Transmissionseffizienz wird die Transfer-Matrix-Methode verwendet, anhand der jede Schicht mit einer charakteristischen Matrix beschrieben wird [78], [79], [80], [81]:

$$M_x = \begin{pmatrix} \cos(k_x n_x d_x) & j \cdot \sin(k_x n_x d_x) \cdot \frac{1}{n_x} \\ j \cdot \sin(k_x n_x d_x) \cdot n_x & \cos(k_x n_x d_x) \end{pmatrix} \quad (7.2.1)$$

Eine mathematische Beschreibung eines Schichtsystems mit dieser Methode ist in Anhang A zu finden (die Berechnungen wurden mit MathCad durchgeführt). Die Lawinenphotodioden besitzen einen Schichtstapel aus Oxid und Nitrid als AR-Schicht. In Abbildung 7.4 (links) ist der Reflexionskoeffizient in Abhängigkeit von der Wellenlänge von 360nm bis 960nm für einen Schichtstapel aus 5nm dickem thermischen Oxid und einem zwischen 41nm und 49nm dicken LPCVD Nitrid auf einem Siliziumsubstrat dargestellt. Gerade für niedrige Wellenlängen und Wellenlängen ab 500nm ist die Abhängigkeit von den Schichtdicken zu erkennen. Ebenfalls fällt die Verschiebung des Minimums auf.

Die Simulation eines 970nm bzw. 980nm dicken Oxids auf Silizium ist in Abbildung 7.4 (rechts) dargestellt. Dieser Schichtstapel ist bei den rückseitig nasschemisch gedünnten Bauteilen vorzufinden, da aufgrund der Überätzung die Oxiddicke abnimmt. In diesem Diagramm wird deutlich, dass aufgrund der dicken Oxidschicht mehrere lokale Maxima und Minima vorkommen, jedoch bei Variation der Oxiddicke von 10nm keine deutliche Verschiebung dieser stattfindet.

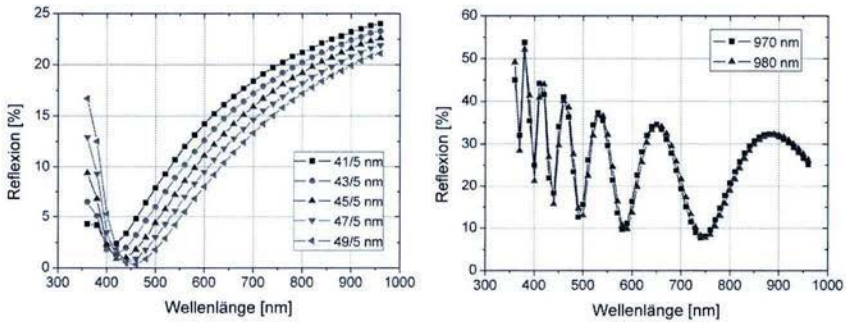


Abbildung 7.4: (links) Reflexion eines Zwei-Schicht-Systems aus 5nm thermischen Oxid und einem $41\dots49\text{nm}$ LPCVD Nitrid. (rechts) Reflexion von einem 970nm bzw. 980nm thermischen Oxid. Das Substratmaterial ist jeweils Silizium.

7.2.2 Dotierprofil

Das Dotierprofil von Lawinenphotodioden entsteht durch Ionenimplantationen und Temperaturschritte während der Prozessierung. Nach einer Ionenimplantation wird das Substrat bei hohen Temperaturen getempert, d.h. dass das durch die Impulsübertragung zerstörte Kristallgitter ausgeheilt wird und die Dotierstoffe auf den Gitterplätzen platziert werden. Ein solcher Temperaturschritt hat aufgrund des Dotierstoffgradienten und der auftretenden Diffusion eine Verbreiterung der Dotierstoffkonzentration zur Folge [50], [57].

In Abbildung 7.5 (links) ist ein Dotierprofil dargestellt, bei dem das Eintrittsfenster p-dotiert und das Gebiet für den Signalabgriff n-dotiert ist. Der metallurgische pn-Übergang dieser Simulation liegt in einer Tiefe von $\approx 500\text{nm}$. Im Falle des in Abbildung 7.5 dargestellten Dotierprofils wird die Dotierstoffverteilung integriert und in Abhängigkeit von der angelegten Spannung die Weite der Raumladungszone numerisch ermittelt.

7.2.3 Verlauf der elektrischen Feldstärke

Der Verlauf der elektrischen Feldstärke ist durch das Dotierprofil und der angelegten Spannung bestimmt. Die maximale elektrische Feldstärke ergibt sich am metallurgischen pn-Übergang [15]. In Abbildung 7.5 (rechts) ist schematisch der Verlauf der elektrischen Feldstärke über den Ort x dargestellt. Aufgrund der hohen Dotierstoffkonzentration im p-Gebiet ist die Weite der Raumladungszone gering im Vergleich zum n-Gebiet, da $w_{RLZ} \propto \sqrt{\frac{1}{N}}$ und $w_{RLZ} \propto \sqrt{V_{bias}}$ gilt.

Die maximale Feldstärke unterhalb der Durchbruchfeldstärke E_{bd} ist mit E_{m1} und oberhalb mit E_{m2} bezeichnet. Das Eintrittsfenster ist mit EF gekennzeichnet. Die Erhöhung der angelegten Spannung und dadurch Verbreiterung der Raumladungszone ist mit blauen Pfeilen dargestellt. Die Tiefe des pn-Übergangs wird durch Simulation der Prozessabfolge oder mit einer SIMS-Messung (Sekundärionen-Massenspektrometrie) bestimmt.

Durch Bestrahlung von der Detektorrückseite befindet sich das Eintrittsfenster auf der gegenüberliegenden Seite (siehe Bild 7.5 (rechts) grüner Bereich).

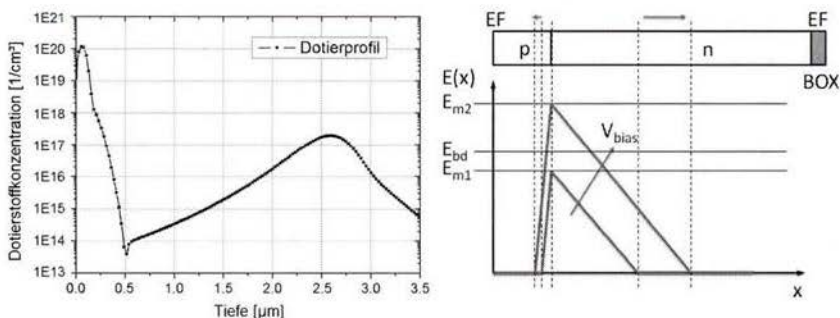


Abbildung 7.5: (links) Simulation eines Dotierprofils. (rechts) Schematischer Verlauf der elektrischen Feldstärke. Durch Erhöhung der angelegten Sperrspannung verbreitert sich die Raumladungszone und die elektrische Feldstärke steigt.

7.2.4 Mathematische Beschreibung der Sensitivität

Die mathematische Beschreibung der Sensitivität (Herleitung in Kapitel 2.2.4) berücksichtigt den Absorptionskoeffizienten von Silizium, die Transmissions-effizienz durch dünne Schichten, das Dotierprofil des Detektors und den Verlauf der elektrischen Feldstärke. Der Absorptionskoeffizient wird als unabhängig von der Dotierung betrachtet, da die maximale Dotierstoffkonzentration $\approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ beträgt. In Abbildung 7.6 ist der Aufbau eines Detektors schematisch dargestellt. Auf der linken Seite ist die Vorderseitenbestrahlung und auf der rechten Seite die Rückseitenbestrahlung abgebildet. Mit x_1 ist der Teil des Substrats vom Eintrittsfenster bis zur Raumladungszone (rot gestrichelte Linie) und mit x_2 der Bereich nach der Raumladungszone bezeichnet. Die Werte für diese Bereiche sind abhängig von der angelegten Sperrspannung. Die Weite der Raumladungszone ist mit w_{RLZ} beschrieben. Auf der Oberseite ist die Anti-Reflexions-Schicht gekennzeichnet. Weiterhin ist der Bereich des p- sowie des n-Siliziums, der pn-Übergang und das restliche Substrat gekennzeichnet. T und A bedeuten Transmission und Absorption.

Der 1. Term der Vorderseitenbestrahlung beinhaltet die Transmission durch die ARC-Schicht, die Transmission durch das Gebiet x_1 sowie die Absorption in der Raumladungszone. Der 2. Term beschreibt die Transmission der Photonen bis zur Bauteilrückseite, die Reflexion an dieser und nach der Transmission durch den Bereich T_2 die Absorption in der Raumladungszone.

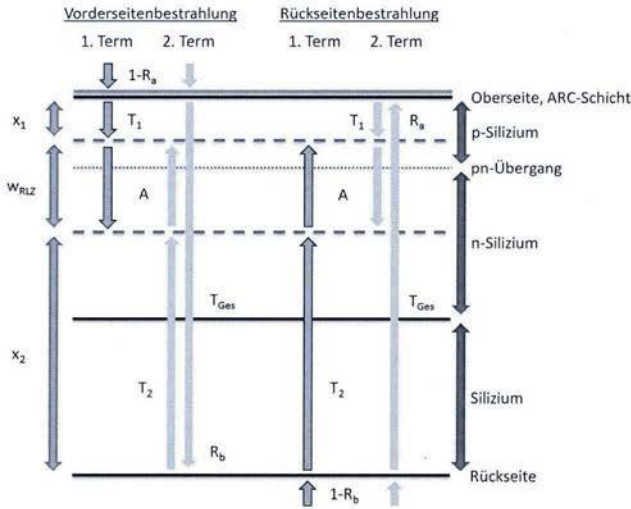


Abbildung 7.6: Schematische Darstellung eines Detektors. Vorderseitenbestrahlung links und Rückseitenbestrahlung rechts.

Somit ergibt sich für die Sensitivität eine Reihe, bei der alle Wahrscheinlichkeiten, auch die der Mehrfachreflexion, summiert werden (Vorderseite, vs):

$$S_{vs} = \frac{\eta e \lambda G}{hc} (1 - R_a) A \cdot \left[\sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^{i+1} + 1}{2} R_a^{\frac{i-1}{2}} T_1^i T_2^{i-1} T_3^{i-1} R_b^{\frac{i-1}{2}} + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i + 1}{2} R_a^{\frac{i}{2}-1} T_1^{i-1} T_2^{i-1} T_3^i R_b^{\frac{i}{2}} \right] \quad (7.2.2)$$

In dieser Gleichung ist i eine ganze Zahl, R_a ist der Reflexionskoeffizient von der AR-Schicht und R_b von der Rückseite. Die Transmission und die Absorption sind e-Funktionen, welche unter Berücksichtigung des Absorptionsgesetzes zustande kommen. Der Beitrag ab $i \geq 3$ ist vernachlässigbar klein, sodass sich die Funktion mit guter Näherung auf die ersten beiden Terme beschränkt:

$$S_{vs} = G \eta \frac{e \lambda}{hc} [(1 - R_a) T_1 A + (1 - R_a) T_{ges} R_b T_2 A] \quad (7.2.3)$$

Analog zu dem eben geschilderten Zusammenhang ändert sich die Sensitivität bei Bestrahlung der Detektorrückseite (rs) zu

$$S_{rs} = \frac{\eta e \lambda G}{hc} (1 - R_b) A \cdot \left[\sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^{i+1} + 1}{2} R_b^{\frac{i-1}{2}} T_3^i T_2^{i-1} T_1^{i-1} R_a^{\frac{i-1}{2}} + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i + 1}{2} R_b^{\frac{i}{2}-1} T_3^{i-1} T_2^{i-1} T_1^i R_a^{\frac{i}{2}} \right] \quad (7.2.4)$$

und für die gekürzte Funktion unter Berücksichtigung der ersten beiden Terme:

$$S_{rs} = G\eta \frac{e\lambda}{hc} [(1 - R_b) T_2 A + (1 - R_b) T_{ges} R_a T_1 A] \quad (7.2.5)$$

Dieses Modell wird weiter mit der Annahme vereinfacht, dass der Betrieb der Detektoren weit unterhalb des Durchbruchs stattfindet. Wird dieses Modell für höhere Spannungen verwendet, muss vorab die Verstärkung numerisch ermittelt werden (unter Berücksichtigung des Dotierprofils, der elektrischen Feldstärke, der Stoßionisationskoeffizienten sowie der Gleichung für die Ladungsträgervervielfachung aus Kapitel 2.1.3). Der Anteil an Photonen, die vor dem depletierten Gebiet absorbiert werden, ist nicht berücksichtigt.

7.3 Charakterisierung der Detektorsensitivität

7.3.1 Messmethode

Für die Charakterisierung der Detektorsensitivität werden die Bauteile vereinzelt. Im Anschluss werden diese auf eine Trägerplatine geklebt, die eine Bohrung für die Bestrahlung der Detektorrückseite besitzen. Die Kontakte werden durch Drahtbonden realisiert oder direkt durch Aufsetzen von Messnadeln in einem lichtdichten Waferprober.

Die Lichtquelle ist ein Monochromator, dessen Wellenlängenbereich von 360nm bis 960nm reicht. Das Licht wird durch einen Lichtwellenleiter in eine lichtdichte Box oder in den Waferprober eingekoppelt und auf das Bauteil justiert. Die optische Lichtleistung wird mit einer kalibrierten Photodiode bestimmt.

Die Sensitivität wird aus dem Verhältnis des generierten Photostroms zur einfallenden optischen Lichtleistung berechnet. Der Dunkelstrom wird vom gemessenen Photostrom subtrahiert. Die Strommessung erfolgt mit einem Keithley 6487, welches als Spannungsquelle dient und gleichzeitig die Strommessung durchführt. In den folgenden Kapiteln werden sowohl einzelne Dioden als auch Silizium Photomultiplier mit einer Fläche von $1 \times 1\text{mm}^2$ sowie $3 \times 3\text{mm}^2$ untersucht. Aufgrund der schwierigen Justage des Lichtwellenleiters auf die geringe Detektorfläche, ergeben sich bei der Angabe für quantitative Werte große Messungenauigkeiten. Daher werden insbesondere bei der Untersuchung von rückseitenbestrahlten Detektoren die Messungen normiert dargestellt.

7.3.2 Bestrahlung der Detektorvorderseite ohne Rückätzung

Die einzelne Lawinenphotodiode mit einer Fläche von $1 \times 1\text{mm}^2$ wird von der Vorderseite bei verschiedenen Betriebsspannungen von $V_{bias} = 25.5 \dots 26.0\text{V}$ bestrahlt und der Photostrom bestimmt. Es ergibt sich das in Abbildung 7.7 dargestellte Diagramm. Im Wellenlängenbereich von 360nm bis 800nm wird eine maximale Sensitivität bei $\lambda \approx 450\text{nm}$ ermittelt. Die Durchbruchspannung der untersuchten Struktur liegt bei $V_{bd} \approx 26.9\text{V}$. Die Sensitivität beträgt bei einer Sperrspannung von $26.0\text{V} \approx 480 \frac{\text{A}}{\text{W}}$ (nach bestmöglicher Justage des Lichtwellenleiters auf die Detektorfläche). Die Verstärkung steigt im Bereich des

Durchbruchs stark an, was den nichtlinearen Zusammenhang der Sensitivitätsänderung mit der Erhöhung der Sperrspannung erklärt.

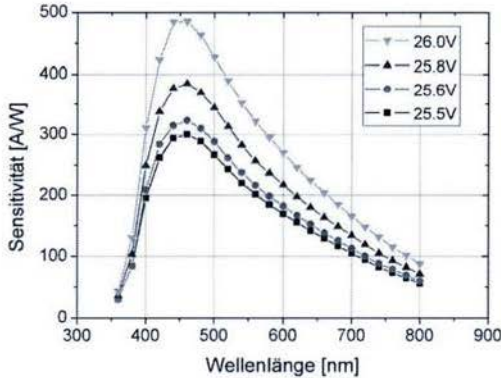


Abbildung 7.7: Sensitivität einer einzelnen Lawinenphotodiode mit einer Fläche von $1 \times 1 \text{ mm}^2$ bei Bestrahlung mit Licht im Bereich von 360 nm bis 800 nm .

Die Silizium Photomultiplier mit einer Chipfläche von $1 \times 1 \text{ mm}^2$ besitzen bei einer Zellengröße von $50 \mu\text{m}$ 400 einzelne Mikrozellen. In Diagramm 7.8 ist die Sensitivität für verschiedene Betriebsspannungen im Bereich von 10.0 V bis 28.0 V dargestellt. Die Durchbruchspannung liegt bei $V_{\text{bd}} \approx 25.3 \text{ V}$. Durch diese Darstellung wird deutlich, dass sich die maximale Sensitivität bei Erhöhung der angelegten Sperrspannung zu kleineren Wellenlängen verschiebt, was sich durch den Verlauf der elektrischen Feldstärke erklärt. Diese erhöht sich mit steigender Sperrspannung und durch Ausbreitung der Raumladungszone zum Eintrittsfenster hin, wodurch die Absorptionswahrscheinlichkeit von Photonen mit kleineren Wellenlängen steigt. Der Knick bei einer Wellenlänge von $\approx 700 \text{ nm}$, insbesondere bei geringen Sperrspannungen, resultiert durch eine Messbereichumschaltung des Strommessgeräts.

Zudem ist oberhalb des Durchbruchs eine wesentlich höhere Sensitivität im Bereich von 400 nm bis 420 nm zu erkennen. Der SiPM arbeitet oberhalb von $\approx 25.3 \text{ V}$ im Geiger-Modus, sodass einzelne generierte Ladungsträger eine große Ladungsträgerlawine erzeugen. Aus diesem Grund steigt die Sensitivität zwischen 25.2 V und 25.4 V um etwa zwei Dekaden.

In Abbildung 7.9 ist die Messung eines Silizium Photomultipliers mit einer Fläche von $1 \times 1 \text{ mm}^2$ bei einer Sperrspannung von $V_{\text{bias}} = 1 \text{ V}$ dargestellt (schwarze Kurve). Die maximale Sensitivität des Detektors liegt bei $\approx 510 \text{ nm}$. Im gleichen Diagramm ist die Simulation dargestellt, bei der die generierten Ladungsträger außerhalb des pn-Übergangs nicht berücksichtigt sind. Es ergibt sich eine Verschiebung der zwei Kurven, insbesondere im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 500 nm .

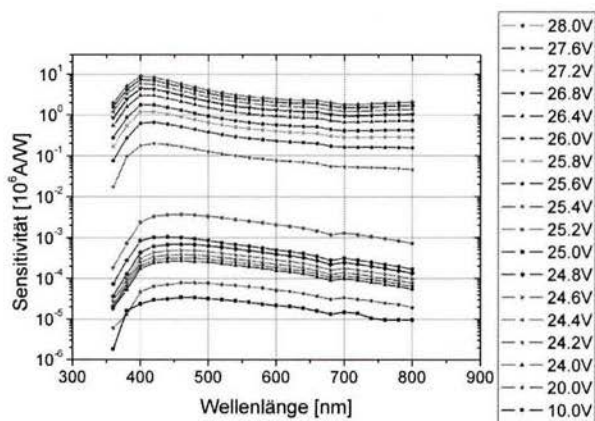


Abbildung 7.8: Die Sensitivität eines $1 \times 1 \text{mm}^2$ SiPMs in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene Sperrspannungen im Bereich von 10.0V bis 28.0V .

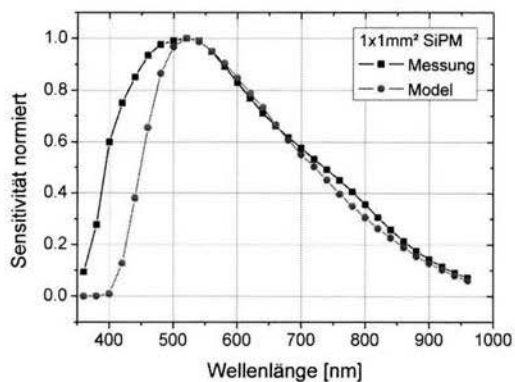


Abbildung 7.9: Gemessene und simulierte normierte Sensitivität eines Silizium Photomultipliers mit einer Chipfläche von $1 \times 1 \text{mm}^2$.

7.3.3 Sensitivität von rückseitig gedünnten Detektoren

Die Siliziumätzung verwendet, wie in Kapitel 7.1 beschrieben, das vergrabene Oxid als Ätzstopp. Die Tiefe des pn-Übergangs liegt bei den auf SOI-Substraten prozessierten Bauelementen bei $\approx 500\text{nm}$. In Abbildung 7.10 ist die gemessene und die simulierte Sensitivität normiert bei Bestrahlung der Vorderseite dargestellt. Die maximale Empfindlichkeit wird bei $\approx 480\text{nm}$ erreicht. Die angelegte Sperrspannung beträgt $V_{\text{bias}} = 1\text{V}$.

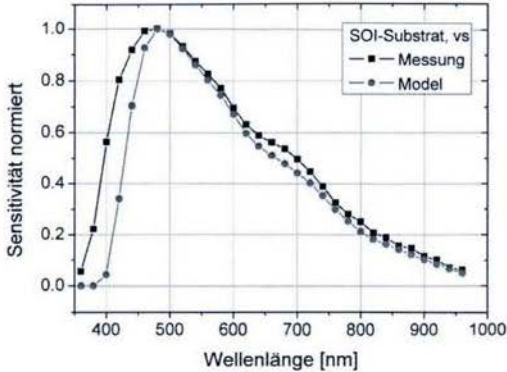


Abbildung 7.10: Bestrahlung der Detektorvorderseite. Gemessene und simulierte Sensitivität eines Silizium Photomultipliers mit einer Chipfläche von $3 \times 3\text{mm}^2$.

In Abbildung 7.11 ist die Sensitivität des gedünnten Detektors bei 1V Sperrspannung bei Rückseitenbestrahlung dargestellt. Die maximale Sensitivität liegt bei $\approx 625\text{nm}$. Die Ätzung mit TMAH führt aufgrund der Restsubstratdicke von einigen μm zu einer Absorption von Photonen mit geringer Wellenlänge vor dem pn-Übergang. Die geringe Empfindlichkeit im blauen Bereich kann ein Vorteil bei Anwendungen sein, wenn in diesem Wellenlängenbereich angeregt wird und z.B. die Fluoreszenz gemessen werden soll. Die Schultern des Sensitivitätsverlaufs sind auf die dicke Oxidschicht als Eintrittsfenster zurückzuführen (siehe Diagramm 7.4 (rechts)).

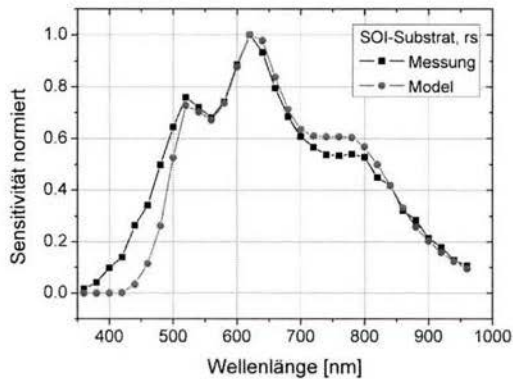


Abbildung 7.11: Gemessene und simulierte Sensitivität der gedünnten Detektoren bei Bestrahlung von der Rückseite.

7.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wird ein Konzept zur Verschiebung der maximalen Sensitivität von optischen Detektoren zu höheren Wellenlängen erläutert. Hierfür wird zunächst die Technologie erläutert, welche die rückseitige Dünnung der auf SOI-Substrate prozessierten Bauteile mit TMAH bis zum vergrabenen Oxid beinhaltet. Weiterhin wird ein Modell zur Simulation des Sensitivitätsverlaufs ausgearbeitet. In diesem Modell werden die Antireflexionsschicht, Mehrfachreflexionen, das Dotierprofil, die elektrische Feldstärke, aber nicht die Wahrscheinlichkeit des Beitrags von generierten Ladungsträgern außerhalb des pn-Übergangs (mit der Absorptionswahrscheinlichkeit, Rekombinationswahrscheinlichkeit und Driftgeschwindigkeit) und die Verstärkung bei höheren Sperrspannungen berücksichtigt.

Die Messung der Sensitivität von der Bauteilvorderseite ergibt keine Veränderung durch die Integration der rückseitigen nasschemischen Tiefenätzung. Jedoch macht sich die Reflexion am vergrabenen Oxid auf der Bauteilrückseite, welches als Ätzstopp für die TMAH-Lösung verwendet wird, für höhere Wellenlängen bemerkbar. Eine deutliche Verschiebung der maximalen Sensitivität ergibt sich bei Bestrahlung der Detektorrückseite von 480nm zu 625nm . Die absolute Sensitivität ist aufgrund des vor dem pn-Übergang befindlichen Siliziums geringer. Abhilfe kann hier ein größeres Absorptionsvolumen schaffen, in dem die Struktur von einem p- auf n- zu einem n- auf p-Detektor geändert wird. So kann der gesamte *Device Layer* als Absorptionsvolumen genutzt werden.

Dieses Konzept ermöglicht zudem die Kontaktierung der Detektorvorderseite auf eine Platine mit Auswerteelektronik durch Lötkegeln. Denkbar ist auch eine Integration der Ausleseelektronik direkt in den Chip durch die Einführung weiterer epitaktisch gewachsener Siliziumschichten.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Trenchtechnologie und opake Materialien

Die Wahrscheinlichkeit für optisches Übersprechen von Sekundärphotonen, die während eines Lawinendurchbruchs emittiert werden, wird durch die Integration einer optischen Barriere reduziert. Die Substrate werden nach der trockenchemischen Ätzung der Trenches oxidiert und maskenlos trockenchemisch geätzt. Hierdurch werden die Seitenwände geglättet und der Boden des Trenches geöffnet. Es entsteht durch die Oxidation eine weitere Grenzfläche, sodass emittierte Sekundärphotonen an dieser zum Teil reflektiert und durch die Form des Grabens ohne Vorzugsrichtung gestreut werden. Die Tiefe des Grabens ergibt sich aus dem Dotierprofil und der Tiefe der maximalen Dotierstoffkonzentration und dem daraus resultierenden geringsten Kontaktwiderstand für den Signalabgriff.

SIPM mit integriertem Trench erzielen ein niedriges Leckstromniveau von $\approx 0.1 \frac{nA}{cm^2}$. Weiterhin ist eine deutliche Reduzierung der Dunkelzählrate von $\approx 450 \frac{kHz}{mm^2}$ auf $\approx 230 \frac{kHz}{mm^2}$ zu verzeichnen. Dies hängt vor allem mit der Oxidation und der damit verbundenen guten Grenzfläche sowie mit dem Gettereffekt bei der Abscheidung des poly-Siliziums als Trenchfüllung zusammen. Das optische Übersprechen im Arbeitspunkt von 25% oberhalb der Durchbruchspannung kann um den Faktor ≈ 2.5 reduziert werden und beträgt $\approx 10\%$.

Eine weitere Möglichkeit für eine Reduzierung des optischen Übersprechens ergibt sich aus der Kombination der *Trench First* und der *Trench Last* Technologie. Diese Kombination ermöglicht die Füllung des oxidierten Trenches mit einem poly-Silizium sowie die weitere Öffnung nach Beendigung der Detektorprozessierung und Füllung mit einem opaken Material wie Aluminium oder Wolfram. Dadurch besteht die Möglichkeit den Abstand der einzelnen Mikrozellen aufgrund des möglichen niedrigen optischen Übersprechens weiter zu reduzieren, was den geometrischen Füllfaktor begünstigt.

Der indirekte Pfad des optischen Übersprechens durch Ladungsträgergeneration absorbierter Photonen unterhalb des aktiven Volumens und deren drift in die Hochfeldzone kann durch Integration von tiefer geätzten Trenches weiter reduziert werden. Die Schwierigkeit von tiefer geätzten Gräben besteht in der elektrischen Kontaktierung.

8.2 Tiefenätzung der Bauteilrückseite

Der Beitrag des optischen Übersprechens wird durch die Rückdünnung des Substrats mit einem Trockenätzprozess untersucht. Durch den Abtrag des Siliziums bis zu einer Restdicke von $400\mu\text{m}$ ergibt sich keine Änderung des optischen Übersprechens. Bei weiterer Dünnung des Substrats steigt das optische Übersprechen exponentiell an, was auf die höhere Wahrscheinlichkeit der diffusen Reflexion von Sekundärphotonen auf der Bauteilrückseite zurückzuführen ist.

Als weitere Möglichkeiten zur Reduzierung der Reflexion an der Bauteilrückseite gibt es einige Konzepte, wie z.B. die Integration eines Absorbers in Form von sogenanntem *Black Silicon*. Weiterhin kann durch Ionenimplantation mit hoher Dosis das Kristallgitter auf der Bauteilrückseite zerstört werden, was zu einer erhöhten Absorptionswahrscheinlichkeit führt. Diese Konzepte sind allerdings nur von Interesse, wenn dünne Detektoren ($< 400\mu\text{m}$ Dicke) notwendig sind.

8.3 TSV-Technologie

Die Photonennachweifeffizienz von Silizium Photomultipliern hängt stark vom geometrischen Füllfaktor ab. Zu diesem gehört zum einen das Layout der einzelnen Mikrozellen bezüglich des Zellabstands, des Quenchwiderstands und der Metallebene. Zum anderen muss der gesamte Chip mit Gehäuse, insbesondere der Pads zum Drahtbonden, und der Träger berücksichtigt werden. Dieser Rahmen des Chips ist ausschließlich nicht aktive Fläche. Die *Through Silicon Via* Technologie bietet die Möglichkeit, die Kontakte des Detektors durch das Substrat auf die Bauteilrückseite zu legen und somit den Füllfaktor deutlich zu erhöhen.

Der entwickelte Prozess beinhaltet sowohl die Realisierung der Vias durch eine nasschemische Ätzung mit TMAH als auch die Passivierung, die Lithographie durch Sprühbelackung, die Kontaktlochöffnung sowie die Metallisierung und Strukturierung dieser.

Die beiden in dieser Arbeit vorgestellten Konzepte verwenden thermisches Oxid und Abscheideoxid oder einen alkaliresistenten photosensitiven Negativlack als Ätzmaskierung. Aus diesem Grund ist der gesamte Prozessablauf CMOS-kompatibel.

Für die erste Versuchsreihe sind die Vias komplett mit Metall bedeckt, was zu einer höheren Kapazität führt. Für eine Strukturierung der Metallebene ist ein besonderes Maskendesign erforderlich. Die mit Aluminium bedeckten Flanken führen während der Belichtung zu Reflexionen und Mehrfachreflexionen, sodass die abgebildete Struktur der Maske deutlich verändert wird. Daher ist denkbar, dass die Metallbahn in Form von Streifen (kreuzförmig) mit einer Breite von $10\dots 20\mu\text{m}$ strukturiert wird.

Die Charakterisierung des Kontaktwiderstands wird mit Kontaktlochketten bestimmt. Die Aluminiumebene auf der Vorder- und Rückseite verbindet die Vias. Die Messungen ergeben Kontaktwiderstände im Bereich von $5...17\Omega$, wobei hier alle auftretenden Widerstände der Kontaktlochkette mit einfließen. Dieses Ergebnis entspricht den Anforderungen.

Die Durchbruchfestigkeit der Passivierung ergibt für den dünnsten Passivierungsstapel von $100nm/100nm/500nm$ (Pox/Pn/Pox) eine Durchbruchspannung von $\approx 185V$. Hieraus lässt sich die dünnste Stelle der Passivierung im Via abschätzen. Die Betriebsspannungen von KETEK SiPMs liegen typischerweise im Bereich von $25...35V$, sodass die Passivierung für die angelegten Sperrspannungen ausreicht.

Die Kapazitäten der Vias werden mit CV-Messungen in Akkumulation bestimmt. Diese können mit einem Model eines Plattenkondensators berechnet und mit den Messwerten verglichen werden. Hierbei werden alle auftretenden Metallflächen berücksichtigt. Die gemessenen Viakapazitäten betragen $\approx 38...66pF$. Die Gesamtkapazität eines SiPMs mit einer Chipfläche von $28mm^2$ beträgt $\approx 3.0nF$, sodass alle realisierten Vias weniger als 5% der Gesamtkapazität ausmachen.

Die weitere RC-Konstante durch den Kontaktwiderstand und die Kapazität hat einen geringen Einfluss auf die Signalform. Der Bereich zwischen der steigenden und fallenden Flanke des Pulses wird abgeflacht. Diese Beeinflussung kann durch Reduzierung der Aluminiumfläche (Streifen im Via statt ganzflächige Metallisierung) reduziert werden.

Die Isolation zum Substrat wird bei $25.0V$ gemessen. Zu unterschieden sind zwei realisierte Konzepte: ungedünnte Substrate und die Verwendung des alkaliresistenten, photosensitiven Negativlacks. Eines von zwei Substraten, die zuerst geätzt und im Anschluss auf $400\mu m$ gedünnt werden, weisen ein hohes Leckstromverhalten auf. Eine mögliche Ursache ist ein unerwünschter Kontakt zum Substratmaterial. Die Wafer, die zuerst gedünnt werden und mit einem Photolack als Ätzmaskierung geätzt werden, weisen alle eine Ausbeute von $> 95\%$ auf. Die optimale Passivierung bezüglich der Kapazität und der Streuung der Kapazitätswerte besteht aus $150/200/800nm$ (Pox/Pn/Pox).

Eine weitere Möglichkeit für die Kontaktierung durch Vias ist die Realisierung eines Langlochs mit einer Länge von $100\mu m$, welches zwei Aluminiumbahnen mit einem Abstand zueinander enthält. Mit dieser Methode kann ein SiPM mit nur einem Via kontaktiert und bei kleineren Chipgrößen als $1x1mm^2$ integriert werden.

8.4 Verschiebung der maximalen Sensitivität

Die Verschiebung der maximalen Sensitivität wird erreicht, indem die Lage des pn-Übergangs geändert wird. Das in dieser Arbeit vorgestellte Konzept basiert auf Detektoren, die auf *Silicon On Insulator* (SOI)-Substraten prozessiert wurden. Nach einer Lithographie auf der Substratrückseite wird das Silizium bis zum vergrabenen Oxid mit TMAH geätzt. Die restliche Dicke der Membran beträgt $2...4\mu\text{m}$.

Die Simulation der Sensitivität ergibt sich unter Berücksichtigung der Reflexion an dünnen Schichten, des Dotierprofils, des Verlaufs der elektrischen Feldstärke und Mehrfachreflexionen.

Die Charakterisierung der Detektoren erfolgt mit einem Monochromator, dessen Lichtleistung vorab mit einer kalibrierten pin-Photodiode bestimmt wird. Die maximale Sensitivität bei Bestrahlung der Vorderseite liegt bei 425nm bei Betriebsspannungen nahe des Durchbruchs. Bei geringeren angelegten Spannungen, die zu einer geringeren Raumladungszone führen, verschiebt sich die maximale Sensitivität zu höheren Wellenlängen bis zu 500nm .

Die Untersuchung der rückseitig geätzten Detektoren ergibt eine Verschiebung der maximalen Sensitivität zu $\approx 625\text{nm}$. Das Silizium, das vor dem pn-Übergang liegt, dient als eine Art Blaufilter, was dieses Konzept für biomedizinische Anwendungen interessant macht.

Um die Sensitivität zu erhöhen, kann die Struktur des Detektors umgedreht werden, um ein größeres Volumen zur Absorption sicher zu stellen.

Das Simulationsmodell kann erweitert werden, indem die Photonen, die vor und nach dem pn-Übergang absorbiert werden, berücksichtigt werden. Die so generierten Ladungsträger können in die Raumladungszone driften und zum Stromfluss beitragen. Die Rekombinationswahrscheinlichkeit, die Driftgeschwindigkeit, die Temperatur und das elektrische Feld sind für diese Erweiterung zu betrachten.

Anhang A

Berechnung der optimalen Schichtdicken einer Antireflexionsschicht

Die Berechnung eines Mehr-Schicht-Systems als Antireflexionsschicht zur Reduzierung der Reflexion von Photonen mit bestimmter Wellenlänge erfolgt mit Hilfe der Transfermatrixmethode. Hierbei wird jede einzelne Schicht in Form einer Matrix dargestellt [78], [79], [80], [81]. In Abhängigkeit von der Wellenzahl k , der Schichtdicke d sowie dem wellenlängenabhängigen Brechungsindex n , beschreibt

$$M_x = \begin{pmatrix} \cos(k_x n_x d_x) & j \cdot \sin(k_x n_x d_x) \cdot \frac{1}{n_x} \\ j \cdot \sin(k_x n_x d_x) \cdot n_x & \cos(k_x n_x d_x) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

die charakteristische Matrix der Schicht x , wobei j die komplexe Zahl ist. Die Wellenzahl ist mit

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{A.2})$$

definiert. Somit ergibt sich eine Matrix für das Mehr-Schicht-System, die sich durch Multiplikation der N charakteristischen Matrizen ergibt:

$$M_{ges} = \prod_{x=1}^N M_x \quad (\text{A.3})$$

Für ein Drei-Schicht-System, bei dem zwei Dicken mit i und k variiert werden, ergibt sich somit der Reflexionskoeffizient zu

$$r_{i,k} = \frac{n_4(M_{i,k})_{0,0} + n_4 n_{Si}(\lambda)(M_{i,k})_{0,1} - (M_{i,k})_{1,0} - n_{Si}(\lambda)(M_{i,k})_{1,1}}{n_4(M_{i,k})_{0,0} + n_4 n_{Si}(\lambda)(M_{i,k})_{0,1} + (M_{i,k})_{1,0} + n_{Si}(\lambda)(M_{i,k})_{1,1}}, \quad (\text{A.4})$$

wobei n_4 der Brechungsindex der obersten Schicht (hier Luft, $n_4 = 1$) und n_{Si} der von Silizium ist. Die Reflexion ergibt sich durch Multiplikation des komplexen Ausdrucks $r_{i,k}$ mit dessen konjugiert komplexem Ausdruck $\bar{r}_{i,k}$ zu

$$R_{i,k} = r_{i,k} \cdot \bar{r}_{i,k}. \quad (\text{A.5})$$

Dieser Ausdruck beschreibt eine Matrix mit i Spalten und k Zeilen, deren Minimum die Schichtdicken mit der geringsten Reflektivität durch die Zellenposition wiedergeben. Dieses Verfahren berücksichtigt nur den Einfall von Photonen mit 90° zur Schichtoberfläche.

Anhang B

Anwendung der Diffusionsgleichung auf die thermische Oxidation

Die drei wesentlichen Prozesse des Deal-Grove Modells sind der Gastransport zur Oberfläche, die Diffusion zur Grenzfläche von Oxid und Silizium sowie die Reaktion an der Siliziumoberfläche [82]. Die Gleichungen dieser Prozesse sind wie folgt definiert:

$$x_1 = h(C_G - C_O), \quad (\text{B.1})$$

wobei h der Massenübergangskoeffizient in $\left[\frac{\text{cm}}{\text{s}}\right]$, C_G die Konzentration des Gases und C_O die Konzentration an der Oxidoberfläche ist. Die Diffusion in Festkörpern wird mit dem Fick'schen Gesetz beschrieben,

$$x_2 = -D \frac{\partial C}{\partial x} \approx D \left(\frac{C_0 - C_i}{d_{ox}} \right), \quad (\text{B.2})$$

wobei D die Diffusionskonstante in $\left[\frac{\text{cm}^2}{\text{s}}\right]$ und $\frac{\partial C}{\partial x}$ der Konzentrationsgradient von der Oberfläche des Oxids (C_0) bis zur Grenzfläche von Oxid und Silizium (C_i) beschreibt. Mit der Oberflächenreaktionskonstanten k in $\left[\frac{\text{cm}}{\text{s}}\right]$ ist die Reaktion an der Siliziumoberfläche mit

$$x_3 = k \cdot C_i \quad (\text{B.3})$$

definiert. Unter Verwendung von Henrys Gesetz ($C_0 = H \cdot P_S$) sowie der Bedingung, dass $x_1 = x_2 = x_3$, entstehen so zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten, C_0 und C_i . Durch Umformung erhält man so

$$C_i = \frac{C_A}{1 + \frac{k}{h} + \frac{k d_{ox}}{D}} \quad (\text{B.4})$$

und

$$C_0 = C_i \left(1 + \frac{k d_{ox}}{D} \right). \quad (\text{B.5})$$

Die Funktion x wird in eine Wachstumsrate der Oxidation überführt, indem ein Zeitbereich Δt mit Wachsen einer Dicke Δd_{ox} betrachtet wird,

$$x = N \left(\frac{d}{dt} d_{ox} \right), \quad (\text{B.6})$$

wobei N der Anzahl an Molekülen entspricht, die notwendig sind, um eine Oxidschicht zu bilden. Demnach beträgt $N = 2.3 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-3}$ für die trockene Oxidation und $N = 4.6 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-3}$ für die Feuchtoxidation. Die Lösung der Differentialgleichung

$$x = N \left(\frac{d}{dt} d_{ox} \right) = \frac{kC_A}{1 + \frac{k}{h} + \frac{kd_{ox}}{D}} \quad (\text{B.7})$$

lautet mit den Randbedingungen, dass zur Zeit $t = 0$ die Dicke des Oxids $d_{ox} = d_i$ beträgt,

$$d_{ox}^2 + Ad_{ox} = B(t + \tau). \quad (\text{B.8})$$

$\frac{B}{A}$ ist als Lineare Wachstumsrate in $\left[\frac{\mu\text{m}}{h} \right]$ und B als parabolische Wachstumsrate in $\left[\frac{\mu\text{m}^2}{h} \right]$ definiert. Wird nun nach einer 300nm Oxidation bei einer Temperatur von 950°C und einer Dauer von 91min eine weitere Oxidation bei gleicher Temperatur für 18.75min durchgeführt, ergibt sich mit $B \approx 0.25 \frac{\mu\text{m}^2}{h}$ und $\frac{B}{A} \approx 0.25 \frac{\mu\text{m}}{h}$ eine Oxiddicke von $d_{ox} = 340.8 \text{nm}$.

Anhang C

Stress in dünnen Schichten

Der Stress in dünnen Schichten entsteht zum einen durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Materialien, der sogenannte thermische Stress, und zum anderen wegen der Mikrostruktur der abgeschiedenen Schicht, der sogenannte intrinsische Stress [83]. Der thermische Stress entsteht durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten vom Siliziumsubstrat und der abgeschiedenen Schicht. Der intrinsische Stress entsteht in der Schicht, wenn die Atome auf dem Substrat desorbieren. Je nach Biegung des Substrats wird zwischen zwei Arten von Stress unterschieden [83], [84]:

- Tensiler Stress als Ergebnis von Fehl- und Leerstellen in der Schicht.
- Kompressiver Stress, wenn Ionen oder Partikel auf die Schicht treffen und diese Schicht an dieser Stelle dichter gepackt wird.

In Abbildung C.1 ist auf der linken Seite eine Schicht mit tensilem Stress und auf der rechten Seite mit kompressivem Stress dargestellt. Die Bilder darunter zeigen die Auswirkung, falls der Stress zu groß wird. Die Schicht delaminiert oder platzt vom Substrat ab.

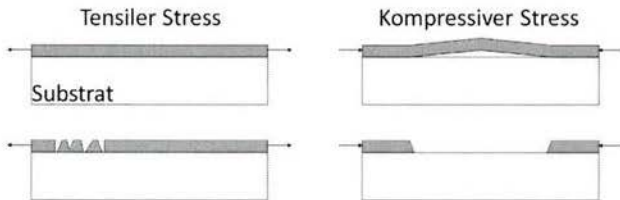


Abbildung C.1: (links) Tensiler Stress. Die Schicht wird gestreckt. Es kommt zu einer Delamination (links unten). (rechts) Kompressiver Stress. Die Schicht wird gestaucht. Die Folge von zu hohem kompressivem Stress ist ein Abplatzen der Schicht (rechts unten).

Die Verbiegung des Wafers wird mit einem $E\&H$ -Messgerät bestimmt. Dies erfolgt durch zwei festmontierte plan-parallele Platten, die kapazitive Abstandssensoren beinhalten. Der zu untersuchende Wafer wird zwischen diese Platten positioniert und die Waferdicke sowie die maximale Verbiegung in x- und y-Richtung gemessen. Sind die Messpunkte des Messgeräts bekannt, so kann der Biegeradius in x- und y-Richtung $R_{x,y}$ mit [83]

$$R_{x,y} = \frac{L_{x,y}}{8 \cdot B_{x,y}} \quad (\text{C.1})$$

berechnet werden, wobei $L_{x,y}$ der Abstand bis zum Messpunkt und $B_{x,y}$ die maximale Verbiegung in x- und y-Richtung darstellt. Die Stressänderung durch Abscheidung weiterer Schichten kann dann mit den Biegeradien vor (R_{vor}) und nach (R_{nach}) der Abscheidung mit [83]

$$\sigma_{x,y} = \frac{E_{Si}}{1 - \nu} \frac{h^2}{6t} \left(\frac{1}{R_{nach}} - \frac{1}{R_{vor}} \right) \quad (\text{C.2})$$

berechnet werden. Das E-Modul von $< 100 >$ -Silizium beträgt $E_{Si} \approx 1.3 \cdot 10^9 Pa$ und das Poisson-Verhältnis $\nu \approx 0.28$. Letzteres beschreibt das Verhältnis zwischen dem querlaufenden und dem axialen Stress, beziehungsweise zwischen der Kontraktion und der Dehnung. Die Höhe des Substrats ist mit h und die Schichtdicke mit t bezeichnet. Negative Werte für σ bedeuten kompressiven und positive Werte tensilen Stress. In Abbildung C.2 ist eine Delamination eines PECVD TEOS Oxids dargestellt.



Abbildung C.2: Ein Testwafer bei zu hohem tensilen Stress.

Anhang D

Schleuderkurve des Negativlacks

Die Lackdicke in Abhängigkeit von der Umdrehungsgeschwindigkeit des alkaliresistenten, photosensitiven Negativlacks ProTEK®PSB+ von Brewer Science® mit Anpassung aus dem Modell von [85], [86] und [87], ist in Abbildung D.1 dargestellt.

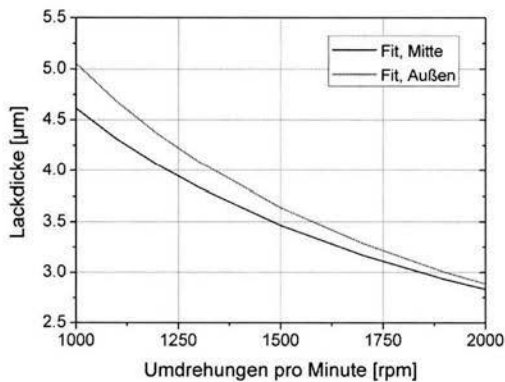


Abbildung D.1: Die Lackdicke in Abhängigkeit von der Winkelgeschwindigkeit. Bei $1300rpm$ und $1500rpm$ werden $\approx 3.8\mu m$ bzw. $\approx 3.5\mu m$ in der Mitte des Substrats erzielt. Die Lackdicken am Rand des Wafers sind höher.

Anhang E

Absorptionskoeffizient und Brechungsindex für Silizium

Die Anwendung des Absorptionsgesetzes zur Erstellung eines Sensitivitätsmodells erfordert die Kenntnis über die Materialeigenschaften. Zum einen wird der Absorptionskoeffizient und die entsprechende Eindringtiefe jeweils in Abhängigkeit von der Wellenlänge benötigt, was in Abbildung E.1 dargestellt ist. Zum anderen ist der Brechungsindex für die Simulation von Reflexionen erforderlich. Der Realteil sowie der Imaginärteil des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Abbildung E.2 dargestellt.

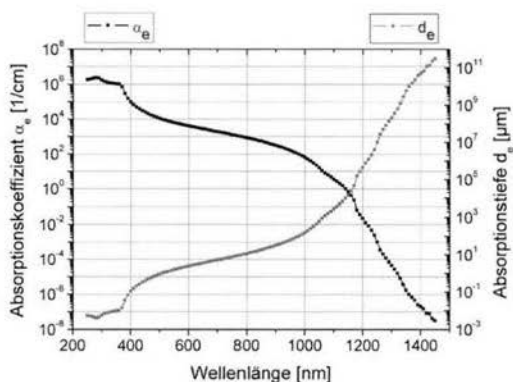


Abbildung E.1: Absorptionskoeffizient sowie Absorptionstiefe in Abhängigkeit von der Wellenlänge für Silizium [Quelle: www.pveducation.org, Zugriff 15.12.2014], [88], [89].

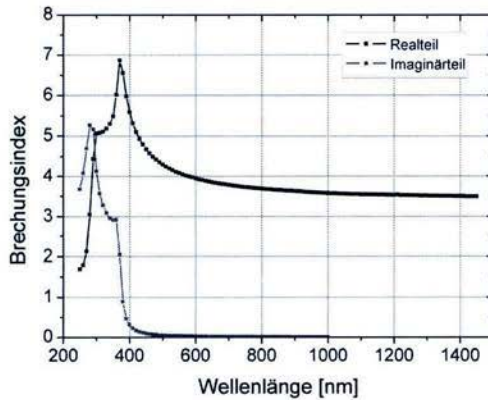


Abbildung E.2: Der Realteil sowie der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge für Silizium [Quelle: www.pveducation.org, Zugriff 15.12.2014], [88], [89].

Anhang F

Prozessparameter

Ätzrate $\frac{nm}{sec}$	He-Druck $mBar$	Druck μBar	Gase				Bias W	Source W
			CF ₄ $sccm$	HBr $sccm$	Cl ₂ $sccm$	HeO ₂ $sccm$		
2.29	13.3	13.3	80	475	25	100	60	50

Tabelle F.1: Trockenchemische Ätzung von Silizium, RIE-Prozess.

Zeit s	Ätzrate $\frac{nm}{Zyklus}$	He-Druck $mBar$	Druck μBar	Gase			Leistung W
				C ₄ F ₈ $sccm$	SF ₆ $sccm$	O ₂ $sccm$	
2.0/1.7	0/196.4	13.3/13.3	13.3/13.3	2000/3000	0/80	200/0	0/300
3.0/6.0	0/2254.3	13.3/13.3	13.3/13.3	2000/3000	0/80	200/0	0/300

Tabelle F.2: Trockenchemische Ätzung von Silizium, DRIE-Prozess (Deposition/Ätzung).

Ätzrate $\frac{\mu m}{min}$	He-Druck $mBar$	Druck μBar	Gase		RF-Leistung W	LF-Leistung W
			SF ₆ $sccm$	O ₂ $sccm$		
2.25	5.3	93.3	400	20	800	12

Tabelle F.3: Trockenchemische Ätzung von Silizium.

Ätzrate $\frac{nm}{sec}$	Temp. $^{\circ}C$	Gase				RF-Leistung W
		CF ₄ <i>sccm</i>	HBr <i>sccm</i>	Cl ₂ <i>sccm</i>	HeO ₂ <i>sccm</i>	
2.9/1.9/0.25	70	25/-/-	100/100/150	60/10/-	50/50/20	475/750/700

Tabelle F.4: Trockenchemische Ätzung von poly-Silizium (*Main Etch/Slow Landing/Over Etch*).

Ätzrate $\frac{nm}{min}$	Druck μBar	Gase				RF-Leistung W
		BCl ₃ <i>sccm</i>	Cl ₂ <i>sccm</i>	N ₂ <i>sccm</i>	CH ₄ <i>sccm</i>	
240	333.3/333.3/46.7	50/50/50	30/20/15	50/30/30	17/-/10	750/700/250

Tabelle F.5: Trockenchemische Ätzung von Aluminium (*Main Etch/Over Etch 1/Over Etch 2*).

Ätzrate $\frac{nm}{min}$	Temp. $^{\circ}C$	Druck μBar	Gase		He-Druck $mBar$	RF-Leistung W	Magnetfeld $Gauss$
			CHF ₃ <i>sccm</i>	N ₂ -O ₂ <i>sccm</i>			
180	250	73.3	25	45	6.7/13.3	220	10

Tabelle F.6: Trockenchemische Ätzung von Plasmanitrid.

Ätzrate $\frac{nm}{min}$	Temp. $^{\circ}C$	Druck μBar	Gase			He-Druck $mBar$	RF-Leistung W	Magnetfeld $Gauss$
			CHF ₃ <i>sccm</i>	CF ₄ <i>sccm</i>	Ar <i>sccm</i>			
250	250	93.3	50	10	120	6.7/13.3	800	50

Tabelle F.7: Trockenchemische Ätzung von Plasmaoxid.

Ätzrate $\frac{nm}{sec}$	He-Druck $mBar$	Magnetfeld $Gauss$	Gase			RF-Leistung W
			CHF ₃ <i>sccm</i>	CF ₄ <i>sccm</i>	Ar <i>sccm</i>	
6.7	13.3	25	50	10	150	900

Tabelle F.8: Trockenchemische Ätzung von thermischen Oxid.

Rate $\frac{nm}{sec}$	Temp. $^{\circ}C$	Druck $mBar$	Gase		RF-Leistung W
			SiH ₄ <i>sccm</i>	N ₂ O <i>sccm</i>	
13.9	400	3.7	90	1800	230

Tabelle F.9: Plasmaoxidabscheidung.

Rate	Temp.	Druck	Gase			RF-Leistung
			SiH ₄	NH ₃	N ₂	
$\frac{nm}{sec}$	$^{\circ}C$	<i>mBar</i>	<i>sccm</i>	<i>sccm</i>	<i>sccm</i>	<i>W</i>
13.4	400	6.0	275	100	4000	720

Tabelle F.10: Plasmanitridabscheidung.

Lackmenge	Temperatur	Beschleunigung	Endrotation	Schleuderzeit
<i>ml</i>	$^{\circ}C$	$\frac{rpm}{s}$	<i>rpm</i>	<i>s</i>
10	20	1000	4100	35

Tabelle F.11: Prozessparameter für die Belackung mit einer Dicke von $2\mu m$ (AZ®ECI 3027).

Lackmenge	Rotation	Armspeed	Beschleunigung	Endrotation
<i>ml</i>	<i>rpm</i>	$\frac{mm}{s}$	$\frac{rpm}{s}$	<i>rpm</i>
10	60/300	10/100	2000	4100

Tabelle F.12: Prozessparameter zur Belackung einer dicken Lackschicht (AZ®ECI 9260). Der zweite Wert wird eingestellt, wenn sich der Arm 20mm von der Wafermitte weg bewegt hat.

Lackfluss	Düsenhöhe	Stickstofffluss	Arm-Geschwindigkeit	Chucktemperatur
$\frac{ml}{min}$	<i>mm</i>	$\frac{l}{min}$	$\frac{mm}{sec}$	$^{\circ}C$
2.0	21.0	25.0	106	80

Tabelle F.13: Sprühbelackung mit AZ®4999.

Entwicklermenge	Rotation	Abschleuderrotation	Spülung DI-Wasser	Ausheizen
<i>ml</i>	<i>rpm</i>	<i>rpm</i>	$\frac{mm}{s}$	$^{\circ}C$
4x10	±20 (12x15s)	1000/500 (10s)	1000/500 (60s)	110 (90s)

Tabelle F.14: Entwicklung des Sprühlacks mit AZ®826 MIF (dazugehörige Dauer in Klammern). Gedünnte Substrate rotieren beim Abschleudern sowie beim Spülen langsamer.

Zeit	Temp.	Druck	Gase			He-Druck	RF-Leistung
			HeO ₂	O ₂	N ₂		
<i>s</i>	$^{\circ}C$	μBar	<i>sccm</i>	<i>sccm</i>	<i>sccm</i>	<i>mBar</i>	<i>W</i>
60	300	2.67	500	3500	200	2.67	1400

Tabelle F.15: Plasmaunterstützte trockenchemische Entfernung von Photolack.

Anhang G

Symbole und Abkürzungen

α	Winkel zwischen der Ätzflanke und der Substratoberfläche
α_e	Absorptionskoeffizient
$\alpha_{n,p}$	Stoßionisationskoeffizienten für Elektronen und Löcher
A	Fläche
A_a	Aktive Fläche
A_{ges}	Gesamte Fläche
A_{met}	Fläche der Metallschicht
APD	Lawinenphotodiode, <i>Avalanche Photodiode</i>
ARC	Antireflexionsschicht, <i>Anti Reflecting Coating</i>
$B_{x,y}$	Maximale Biegung eines Substrats in x- bzw. y-Richtung
BEOL	Back End Of Line
Box	Vergrabenes Oxid (engl: <i>Buried Oxide</i>) eines SOI-Wafers
c	Lichtgeschwindigkeit
C_d	Diodenkapazität
C_{fp}	Kapazität der Feldplatte
C_{gesamt}	Gesamte Kapazität
$C_{q,par}$	Parasitäre Kapazität des Quenchwiderstands
$C_{par,ges}$	Gesamte parasitäre Kapazität
C_{pass}	Kapazität der Passivierung
C_{RS} bzw. C_{VS}	Kapazität unter der Fläche der Vorderseiten- (VS) bzw. Rückseitenmetallisierung (RS)
C_{total}	Gesamtkapazität
$C_{tr,ox}$	Kapazität der Trenchseitenwand
C_{Via}, C_{TSV}	Viakapazität
$C_{Via,gem}, C_{Via,th}$	Gemessene bzw. theoretische Viakapazität
C_ω	Frequenzabhängige Kapazität
CMP	<i>Chemical Mechanical Polishing</i>
CT	Optisches Übersprechen, <i>Optical Crosstalk</i>

ΔCT	Änderung des optischen Übersprechens
ΔP	Abstand zwischen den Peaks im Histogramm
ΔV	Überspannung
d	Schichtdicke
d_{pass}	Dicke der Passivierung
d_e	Eindringtiefe
D	Diffusionskonstante
DoE	<i>Design of Experiment</i>
DTI	<i>Deep Trench Isolation</i>
DR	Dunkelzählrate
DRIE	<i>Deep Reactive Ion Etching</i>
DUT	<i>Device Under Test</i>
ϵ_f	Geometrische Effizienz
ϵ_G	Geigereffizienz
ϵ_{QE}	Quanteneffizienz
ϵ_r	Permittivität
ϵ_0	Dielektrizitätszahl im Vakuum
e	Elementarladung
E	Elektrische Feldstärke
E_{bd}	Durchbruchfeldstärke
E_c bzw. E_v	Energieniveau des Leitungs- bzw. Valenzband
E_g	Bandabstand
E_m, E_{max}	Maximale elektrische Feldstärke
E_{Si}	E-Modul von Silizium
E_T	Energieniveau von Defekten oder Fehlstellen
FEOL	<i>Front End Of Line</i>
FWHM	<i>Full Width Half Maximum</i>
G	Verstärkungsfaktor
G_{amp}	Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers
G_ω	Frequenzabhängiger Leitwert
h	Höhe des Substrats
I	Strom
I_0	Anfangsintensität
$I(x)$	Intensität am Ort x
I_d	Dunkelstrom
I_{leak}	Leckstrom
I_{ph}	Photostrom
J	Stromdichte

J_{leak}	Leckstromdichte
k	Imaginärteil des Brechungsindex
k_x	Wellenzahl
k_B	Boltzmann-Konstante
KOH	Kaliumhydroxid
λ	Wellenlänge
L	Diffusionslänge
LPCVD	<i>Low Pressure Chemical Vapour Deposition</i>
m	Steigung
M_x	Charakteristische Matrix der Schicht x
MOCVD	<i>Metal Organic Chemical Vapour Deposition</i>
η	Quanteneffizienz
$n(T)$	Anzahl an Ladungsträgern
n	Realteil des Brechungsindex
N	Anzahl an Mikrozellen pro Detektor
N_A	Akzeptorkonzentration
N_D	Donatorkonzentration
N_{fired}	Anzahl an ausgelösten Mikrozellen
N_{pixel}	Anzahl an Mikrozellen
P_{opt}	Optische Lichtleistung
PDE	Photonennachweiseffizienz, <i>Photon Detection Efficiency</i>
PECVD	<i>Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition</i>
PET	Positronen-Emissions-Tomograph
Pox	Plasmaoxid
Pn	Plasmanitrid
Q	Ladungsmenge
Q_{gen}	Generierte Ladungsmenge bei Auslösen einer Mikrozelle
r	Ätzrate
R	Widerstand
R_{vor} bzw. R_{nach}	Biegeradius vor bzw. nach Abscheideprozess
R_d	Diodenwiderstand
R_{in}	Eingangswiderstand
R_q	Quenchwiderstand
R_s	Serienwiderstand
$R_{x,y}$	Biegeradius in x- bzw. y-Richtung
RIE	<i>Reactive Ion Etching</i>

$\sigma_{x,y}$	Tensiler oder kompressiver Stress in x- bzw. y-Richtung
S	Sensitivität
SACVD	<i>Sub-Atmospheric Chemical Vapour Deposition</i>
<i>sccm</i>	Standardkubikzentimeter pro Minute
SiPM	<i>Silizium Photomultiplier</i>
<i>slm</i>	Standardliter pro Minute
SOI	<i>Silicon On Insulator</i>
τ	Zeitkonstante
τ_{fast}	Schnelle Zeitkonstante eines Pulses
τ_{rise}	Anstiegszeit
τ_{slow}	Langsame Zeitkonstante eines Pulses
t	Schichtdicke (bei Stressmessung)
T	Temperatur
TEOS	Tetraethylorthosilikat
ToF	<i>Time of Light</i>
TSV	<i>Through Silicon Via</i>
TMAH	Tetramethylammoniumhydroxid
$u_a(t)$	Ausgangssignal
$u_e(t)$	Eingangssignal
ν	Faktor der Poisson-Verteilung
V	Spannung
V_{bd}	Durchbruchspannung
V_{bias}	Betriebsspannung
V_{diff}	Diffusionsspannung
$V_{over}, \Delta V$	Überspannung, oberhalb des Durchbruchs
ω	Kreisfrequenz
w_{RLZ}	Weite der Raumladungszone
x_p bzw. x_n	Weite der Raumladungszone in das p- bzw. n-Gebiet
Z	Impedanz

Anhang H

Liste der Publikationen

H.1 Veröffentlichungen

- [1] Ch. Dietzinger, P. Iskra, Th. Ganka, T. Eggert, L. Höllt, A. Pahlke, N. Miyakawa, M. Fraczek, J. Knobloch, F. Wiest, W. Hansch, R. Fojt, *Reduction of Optical Crosstalk in Silicon Photomultipliers*, SPIE Optics and Photonics, San Diego, 2012.
- [2] P. Iskra, Ch. Dietzinger, T. Eggert, M. Fraczek, Th. Ganka, L. Höllt, J. Knobloch, N. Miyakawa, A. Pahlke, F. Wiest, R. Fojt, *Aspects of Chip and Cell Size of Silicon Photomultipliers*, SPIE Optics and Photonics, San Diego, 2012.
- [3] F. Wiest, Ch. Dietzinger, Th. Ganka, A. Marquez Seco, N. Miyakawa, P. Iskra, *Improved SiPM device performance by introduction of a new manufacturing technology*, SPIE Optics and Photonics, San Diego, 2013.
- [4] Th. Ganka, Ch. Dietzinger, P. Iskra, F. Wiest, W. Hansch, *Large Dynamic Range Silicon Photomultipliers for High Energy Physics Experiments*, SPIE Optics and Photonics, San Diego, 2013.
- [5] E. Engelmann, F. Wiest, Th. R. Ganka, Ch. Dietzinger, P. Iskra, W. M. Gebauer, S. Loebner, R. Fojt, *SiPM performance boost for scintillating fiber tracker at CERN LHCb*, IEEE Nuclear Science Symposium, Seattle, 2014.
- [6] Th. R. Ganka, Ch. Dietzinger, W. M. Gebauer, E. Engelmann, P. Iskra, F. Wiest, R. Fojt, W. Hansch, *Influence of Active Area and Different Read-Out Mechanisms on the Timing Performance of Silicon Photomultipliers*, IEEE Nuclear Science Symposium, Seattle, 2014.

H.2 Konferenzbeiträge

- [1] Ch. Dietzinger, Th. Ganka, P. Iskra, F. Wiest, W. Hansch, *Quenching Resistors for Silicon Photomultipliers*, DPG Tagung, Berlin, 2012.
- [2] Th. Ganka, Ch. Dietzinger, P. Iskra, F. Wiest, W. Hansch, *Spectroscopic characterization of silicon photomultipliers on wafer level*, DPG Tagung, Berlin, 2012.

- [3] F. Wiest, Ch. Dietzinger, Th. Ganka, W. Gebauer, N. Miyakawa, P. Iskra, F.R. Schneider, D. Renker, *Silicon Photomultipliers with enhanced blue-light sensitivity*, International Workshop on New Photon-Detectors - PhotoDet, Orsay, 2012.
- [4] Th. Ganka, Ch. Dietzinger, P. Iskra, F. Wiest, W. Hansch, A. Heering, Y. Musienko, *Large Dynamic Range Silicon Photomultipliers for the CERN CMS experiment*, IEEE Nuclear Science Symposium, Anaheim, 2012.
- [5] F. Wiest, P. Iskra, N. Miyakawa, W. Gebauer, Ch. Dietzinger, Th. Ganka, *Improved SiPM Device Performance by Introduction of a New Manufacturing Technology*, IEEE Nuclear Science Symposium, Anaheim, 2012.
- [6] W. Hartinger, Th. Ganka, Ch. Dietzinger, P. Iskra, F. Wiest, R. Fojt, W. Hansch, *Development of Large Dynamic Range Silicon Photomultipliers for High Energy Particle Calorimetry*, 16th iWoRiD International Workshop on Radiation Imaging Detectors 2014, Trieste, 2014.
- [7] Ch. Dietzinger, Th. Ganka, P. Iskra, W. Hartinger, F. Wiest, R. Fojt, W. Hansch, *Recent Enhancements of the KETEK SiPM Performance with regard to PDE, Cross Talk and CMOS compatibility*, NDIP 2014, Tours, 2014.
- [8] Th. Ganka, Ch. Dietzinger, P. Iskra, W. Hartinger, F. Wiest, R. Fojt, W. Hansch, *Silicon Photomultipliers for Neutron Detection*, Position Sensitive Neutron Detectors 2014 Workshop, Jülich, 2014.
- [9] Ch. Dietzinger, Th. Ganka, P. Iskra, F. Wiest, W. Hartinger, E. Lechner, J. Knobloch, M. Traue, R. Fojt, *Silicon Photomultipliers*, 22. Anwendertreffen Röntgenfluoreszenz- und Funkenemissionsspektrometrie, Münster, 2015.
- [10] Ch. Dietzinger, Th.R. Ganka, P. Iskra, E. Engelmann, S. Loebner, W. Gebauer, A. Marquez Seco, M. Hofmann, F. Duesberg, F. Wiest, W. Hartinger, J. Knobloch, R. Fojt, *Recent Enhancements of the KETEK SiPM Device Performance with regard to Timing, Cross Talk and CMOS Compatibility*, 17th iWoRiD International Workshop on Radiation Imaging Detectors, Hamburg, 2015.
- [11] M. Hofmann, M. Bachmann, Ch. Dietzinger, F. Duesberg, T. Eggert, R. Fojt, M. Fraczek, L. Hoell, P. Iskra, J. Knobloch, N. Miyakawa, A. Pahlke, S. Pahlke, J. Rumpff, O. Scheid, A. Simsek, R. Stoetter, I. Wennemuth, F. Wiest, *High-Performance Silicon Drift Detectors for High Throughput X-Ray Spectroscopy*, 17th iWoRiD International Workshop on Radiation Imaging Detectors, Hamburg, 2015.
- [12] M. Hofmann, M. Bachmann, Ch. Dietzinger, F. Duesberg, T. Eggert, R. Fojt, M. Fraczek, L. Hoell, P. Iskra, J. Knobloch, N. Miyakawa, A. Pahlke, S. Pahlke, J. Rumpff, O. Scheid, A. Simsek, R. Stoetter, I. Wennemuth, F. Wiest, *Large Area 7-Channel Silicon Drift Detector Array*, 17th iWoRiD International Workshop on Radiation Imaging Detectors, Hamburg, 2015.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Boscardin G. Collazuol F. Corsi G.F. Dalla Betta A. Del Guerra G. Llosa M. Ionica G. Levi S. Marcatili C. Marzocca C. Piemonte G. Pignatel A. Pozza L. Quadrani C. Sbarra N. Dinu, R. Battiston and N. Zorzi. Development of the first prototypes of silicon photomultiplier (SiPM) at ITC-irst. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 572(1):422–426, 2007.
- [2] P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, A. Ilyin, V. Kantzerov, V. Kaplin, A. Karakash, F. Kayumov, S. Klemm, E. Popova, and S. Smirnov. Silicon photomultiplier and its possible applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 504(1-3):48–52, May 2003.
- [3] F. Powolny, E. Auffray, S. E. Brunner, E. Garutti, M. Goettlich, H. Hillemanns, P. Jarron, P. Lecoq, T. Meyer, H. C. Schultz-Coulon, W. Shen, and M. C. S. Williams. Time-based readout of a silicon photomultiplier (SiPM) for time of flight positron emission tomography (TOF-PET). *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 58(3):597–604, June 2011.
- [4] G. Mashlum N. Pavlov and D. Meier. Gamma spectroscopy using a silicon photomultiplier and a scintillator. *IEEE - Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 173–180, 2005.
- [5] J. Hose S. Klemm E. Lorenz G. Lutz R. Mirzoyan E. Popova R.H. Richter L.W.J. Struder A.N. Otte, B. Dolgoshein and M. Teshima. Prospects of using silicon photomultipliers for the astroparticle physics experiments EUSO and MAGIC. *IEEE - Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 1044–1048, 2004.
- [6] G. Drake P. DeLurgio Y. Dong Chin-Tu Chen Q. Xie, R.G. Wagner and Chien-Min Kao. Performance evaluation of multi-pixel photon counters for PET imaging. *IEEE - Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 969–974, 2007.
- [7] G. Ambrosi P. Azzarello R. Battiston M. Ionica A. Papi G.U. Pignatel M. Petasecca, B. Alpat and S. Haino. Thermal and electrical characterization of silicon photomultiplier. *IEEE - Transactions on Nuclear Science*, 55(3):1686–1690, 2008.
- [8] M. Boscardin G.-F.D. Betta A.D. Guerra N. Dinu A. Pozza C. Piemonte, R. Battiston and N. Zorzi. Characterization of the first prototypes of silicon photomultiplier fabricated at ITC-irst. *IEEE - Transactions on Nuclear Science*, 54(1):236–244, 2007.

- [9] G. Maehlum D.J. Wagenaar M. Szawlowski, D. Meier and B.E. Patt. Spectroscopy and timing with multi-pixel photon counters (MPPC) and LYSO scintillators. *IEEE - Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 4591–4596, 2007.
- [10] A. Ronzhin, M. Albrow, K. Byrum, M. Demarteau, S. Los, E. May, E. Ramberg, J. Va vra, and A. Zatserklyaniy. Tests of timing properties of silicon photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 616(1):38–44, April 2010.
- [11] Y. Lu, K. Yang, K. Zhou, Q. Zhang, B. Pang, and Q. Ren. Development of a sipm-based pet imaging system for small animals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 743:30–38, 2014.
- [12] G. Adamo, A. Parisi, S. Stivala, A. Tomasino, D. Agro, L. Curcio, G.C. Giaconia, A. Busacca, and G. Fallica. Silicon photomultipliers signal-to-noise ratio in the continuous wave regime. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 20, 2014.
- [13] S.M. Sze and K.K. Ng. Physics of Semiconductor Devices. *John Wiley and Sons*, 2006.
- [14] A.S. Grove. Physics and Technology of Semiconductor Devices. *John Wiley and Sons*, 1967.
- [15] G.W. Neudeck. The pn Junction Diode. *Addison-Wesley Publishing Company*, 1989.
- [16] R. Van Overstraeten and H. De Man. Measurement of the ionization rates in diffused silicon p-n junctions. *Solid-State Electronics*, 13(5):583–608, 1970.
- [17] G. Winstel and C. Weyrich. Halbleiter-Elektronik 11 - Optoelektronik II. *Springer-Verlag*, 1986.
- [18] M. S. Tyagi. Zener and avalanche breakdown in silicon alloyed p-n junctions - i. *Solid-State-Electronics*, 11:99–115, 1968.
- [19] M. Putignano A. Intermite and C.P. Welsch. Study of the response of silicon photomultipliers in presence of strong cross-talk noise. *Proceedings of IPAC2011*, C110904:1389–1391, 2011.
- [20] N. Serra, G. Giacomini, A. Piazza, C. Piemonte, A. Tarolli, and N. Zorzi. Experimental and TCAD study of breakdown voltage temperature behavior in n^+/p SiPMs. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 58(3):1233–1240, June 2011.
- [21] D. Green. The Physics of Particle Detectors. *Cambridge University Press*, 2000.
- [22] S.J. Bellis D.J. Herbert P.J. Hughes A. G. Stewart, V. Saveliev and J.C. Jackson. Performance of 1 – mm² silicon photomultiplier. *IEEE - Journal of Quantum Electronics*, 44(2):157–164, 2008.

- [23] M.G. Bisogni M. Boscardin G. Collazuol F. Corsi G.-F.D. Betta A.D. Guerra N. Dinu G. Levi S. Marcatili S. Moehrs C. Marzocca C. Piemonte A. Pozza C. Sbarra L. Quadrani G. Llosa, R. Battiston and L.B. Pontecorvo. Novel silicon photomultipliers for PET applications. *IEEE - Transactions on Nuclear Science*, 55(3):877–881, 2008.
- [24] H.-G. Moser. Silicon photomultipliers, a new device for low light level photon detection. *Academic Journal, AIP Conference Proceedings*, 867(1):98, 2006.
- [25] Ch. Kim K.A. Wangerin, G.-Ch. Wang and Y. Danon. Passive electrical model of silicon photomultiplier. *IEEE - Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 4906–4913, 2008.
- [26] F. Corsi, A. Dragone, C. Marzocca, A. Del Guerra, P. Delizia, N. Dinu, C. Piemonte, M. Boscardin, and G.F. Dalla Betta. Modelling a silicon photomultiplier (SiPM) as a signal source for optimum front-end design. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 572(1):416–418, March 2007.
- [27] S. Seifert, H.T. van Dam, J. Huizenga, R. Vinke, P. Dendooven, H. Lohner, and D.R. Schaart. Simulation of silicon photomultiplier signals. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(6):3726–3733, December 2009.
- [28] G.-Ch. Wang. Timing optimization of solid-state photomultiplier based PET detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57(1):25–30, February 2010.
- [29] R. Vinke P. Dendooven H. Lohner F.J. Beekman H.T. van Dam, S. Seifert and D.R. Schaart. A comprehensive model of the response of silicon photomultipliers. *IEEE - Transactions on Nuclear Science*, 57(4):2254–2266, 2010.
- [30] P. Avella, A. De Santo, A. Lohstroh, M.T. Sajjad, and P.J. Sellin. A study of timing properties of silicon photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2011.
- [31] A.K. Jha, H.T. van Dam, M.A. Kupinski, and E. Clarkson. Simulating silicon photomultiplier response to scintillation light. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 60(1):336–351, February 2013.
- [32] D. Marano, M. Belluso, G. Bonanno, S. Billotta, A. Grillo, S. Garozzo, and G. Romeo. Accurate analytical single-photoelectron response of silicon photomultipliers. *IEEE Sensors Journal*, 14(8):2749–2754, 2014.
- [33] B.E.A. Saleh and M.C. Teich. Fundamentals of Photonics. *John Wiley and Sons*, 2007.
- [34] P. Iskra, Ch. Dietzinger, T. Eggert, M. Fraczek, Th. Ganka, L. Höllt, J. Knobloch, N. Miyakawa, A. Pahlke, F. Wiest, and R. Fojt. Aspects of chip and cell size of silicon photomultipliers. *SPIE Optics and Photonics, San Diego*, 2012.

- [35] R. Pagano, S. Lombardo, S. Libertino, G. Valvo, G. Condorelli, B. Carbone, D.N. Sanfilippo, and G. Fallica. Understanding dark current in pixels of silicon photomultipliers. *Solid-State Device Research Conference (ESSDERC), 2010 Proceedings of the European*, pages 265–268, 2010.
- [36] G. Valvo, A. Russo, D. Sanfilippo, G. Condorelli, C. Di Martino, B. Carbone, P. Fallica, R. Pagano, S. Libertino, and S. Lombardo. Statistical analysis of dark current in silicon photomultipliers. *SENSORDEVICES The Second International Conference on Sensor Device Technologies and Applications*, pages 109–112, 2011.
- [37] Marco Ramilli. Characterization of SiPM: temperature dependencies. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 2467–2470, 2008.
- [38] Roberto Pagano, Domenico Corso, Salvatore Lombardo, Giuseppina Valvo, Delfo Nunzio Sanfilippo, Gioglio Fallica, and Sebania Libertino. Dark current in silicon photomultiplier pixels: Data and model. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 59(9):2410–2416, September 2012.
- [39] M. Petasecca, B. Alpat, G. Ambrosi, P. Azzarello, R. Battiston, M. Ionica, A. Papi, G. U. Pignatelli, and S. Haino. Thermal and electrical characterization of silicon photomultiplier. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(3):1686–1690, June 2008.
- [40] W.J. Kindt and H.W. Van Zeijl. Modelling and fabrication of geiger mode avalanche photodiodes. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 45(3):715–719, June 1998.
- [41] A. Chynoweth and K. McKay. Photon emission from avalanche breakdown in silicon. *Physical Review*, 102(2):369–376, April 1956.
- [42] T. Huang. Photon emission characteristics of avalanche photodiodes. *Optical Engineering*, 44(7):074001, July 2005.
- [43] N. Akil, S.E. Kerns, D.V. Kerns, A. Hoffmann, and J.-P. Charles. A multimechanism model for photon generation by silicon junctions in avalanche breakdown. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 46(5):1022–1028, 1999.
- [44] V.I. Blynskii, A.Yu. Kulikov, S.Yu. Rakhley, and V.I. Osinskii. Photoelectric crosstalk between silicon photoelements. *Physica Status Solidi*, 121(1):227–233, 1990.
- [45] G. Mashlum N. Pavlov and D. Meier. Gamma spectroscopy using a silicon photomultiplier and a scintillator. *IEEE - Nuclear Science Symposium Conference Record*, 1:173–180.
- [46] A. Nepomuk Otte. On the efficiency of photon emission during electrical breakdown in silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 610:105–109, 2009.
- [47] S. E. Kerns N. Akil and D. V. Kerns. Photon generation by silicon diodes in avalanche breakdown. *Applied physics letters*, 73(7):871–872, 1998.
- [48] W. S. Khokle D. K. Gautam and K. B. Garg. Photon emission from reverse-biased silicon p-n junctions. *Solid-State Electronics*, 31(2):219–222, 1988.

- [49] F. Retiere Y. Du. After-pulsing and cross-talk in multi-pixel photon counters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 596:396–401, 2008.
- [50] B. Hoppe. *Mikroelektronik 2. Vogel Fachbuch*, 1998.
- [51] Hans-Günther Wagemann, Tim Schönauer. *Silizium-Planartechnologie. Teubner*, 2003.
- [52] U. Mescheder. *Mikrosystemtechnik. Vieweg und Teubner*, 2004.
- [53] W. Dötzel G. Gerlach. *Einführung in die Mikrosystemtechnik. Hanser*, 2006.
- [54] J. Frühauf. *Shape and Functional Elements of the Bulk Silicon Microtechnique: A Manual of Wet-Etched Silicon Structures. Springer Verlag*, 2005.
- [55] H. Seidel, L. Csepregi, A. Heuberger, and H. Baumgärtel. Anisotropic etching of crystalline silicon in alkaline solutions i. orientation dependence and behavior of passivation layers. *Journal of the electrochemical society*, 137(11):3612–3626, 1990.
- [56] J. Laconte, D. Flandre, and J.-P. Raskin. *Micromachined Thin-Film Sensors for SOI-CMOS Co-Integration. Springer Verlag*, 2006.
- [57] B. Hoppe. *Mikroelektronik 1. Vogel Fachbuch*, 1997.
- [58] S. Wolf and R.N. Tauber. *Silicon Processing. Lattice Press*, 1986.
- [59] M. Anderle W.N. Gill J. Cotte I.A. Shareef, G.W. Rubloff and D.H. Kim. Subatmospheric chemical vapor deposition ozone/TEOS process for SiO₂ trench filling. *Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 13(4):1888–1892, 1995.
- [60] P.J. Barton. *Dissertation: Silicon Photomultipliers for Scintillation Detection Systems. University of Michigan - Nuclear Engineering and Radiological Sciences*, 2011.
- [61] K. Ishisaka, H. Tanaka, and T. Nakashizu. Gettering properties of silicon wafer covered by polysilicon. *Nippon Steel Technical Report*, (59):11–13, 1993.
- [62] P. Eckert, H.-Ch. Schultz-Coulon, W. Shen, R. Stamen, and A. Tadday. Characterisation studies of silicon photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 620:217–226, 2010.
- [63] A.N. Otte, J. Hose, R. Mirzoyan, A. Romaszkiwicz, M. Teshima, and A. Thea. A measurement of the photon detection efficiency of silicon photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, pages 360–363, 2006.
- [64] Ch. Merck, R. Eckhardt, R. Hartmann, P. Holl, Ch. Koitsch, R. Mirzoyan, H.-G. Moser, J. Ninkovic, R.H. Richter, G. Schaller, F. Schopper, H. Soltau, L. Struder, M. Teshima, and G. Valceanu. Back illuminated drift silicon photomultiplier as novel detector for single photon counting. pages 1562–1565, 2006.

- [65] W.-S. Choong and S.E. Holland. Back-side readout silicon photomultiplier. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 59(8):2187–2191, August 2012.
- [66] W. Zhao, A.R. Lubinsky, J. Chen, D. Zheng, K. Zhao, R. Shafiqi, X. Clairardin, M. Asghari, C.C. Kung, J. Fong, A. Reznik, J.A. Rowlands, and V. Saveliev. Development of a back-contact, scalable silicon photomultiplier array for PET. *IEEE*, pages 4891–4894, October 2008.
- [67] R. Beica, C. Sharbono, and T. Ritzdorf. Through silicon via copper electrodeposition for 3D integration. *IEEE - Electronic Components and Technology Conference*, pages 577–583, 2008.
- [68] S. Ngansso and P. Fischer. TSV through silicon via technology for 3D-integration.
- [69] A.C. Fischer, N.Roxhed, T. Haraldsson, N. Heinig, G. Stemme, and F. Niklaus. Fabrication of high aspect ratio through silicon vias (TSVs) by magnetic assembly of nickel wires. *IEEE MEMS*, pages 37–40, 2011.
- [70] T. Bauer. High density through wafer via technology. *NSTI-Nanotech*, 3:116–119, 2007.
- [71] D. Sanfilippo G. Valvo B. Carbone A. Piana G. Fallica A. Ronzhin M. Demarteau S. Los E. Ramberg M. Mazzillo, G. Condorelli. Timing performances of large area silicon photomultipliers fabricated at smicroelectronics. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57(4):2273–2279, 2010.
- [72] S. Seifert, H.T. van Dam, R. Vinke, P. Dendooven, H. Lohner, F.J. Beekman, and D.R. Schaart. A comprehensive model to predict the timing resolution of SiPM-Based scintillation detectors: Theory and experimental validation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 59(1):190–204, February 2012.
- [73] B.E.E. Kastenmeier, P.J. Matsuo, J.J. Beulens, and G.S. Oehrlein. Chemical dry etching of silicon nitride and silicon dioxide using $\text{CF}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$ gas mixtures. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 14(5):2802–2813, 1996.
- [74] C. Reyes-Betanzo, S.A. Moshkalyov, M.A. Cotta, M.A. Pavanello, A.C.S. Ramos, and J.W. Swart. Plasma etching of silicon nitride with high selectivity over silicon oxide and silicon in fluorine containing plasmas. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 17(6):3179–3184, 1999.
- [75] N. Miki, H. Kikuyama, I. Kawanabe, M. Miyashita, and T. Ohmi. Gas-phase selective etching of native oxide. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 37(1):107–115, 1990.
- [76] J.F. Verweij and J.H. Klootwijk. Dielectric breakdown I: A review of oxide breakdown. *Microelectronics Journal*, 27:611–622, 1996.
- [77] M.-K. Sohn, J.-H. Lee, K.-H. Kim, S.-G. Yang, and K.-S. Seo. Remote PECVD silicon nitride films with improved electrical properties for gaas p-hemt passivation. *Journal of the Korean Physical Society*, 33:379–382, 1998.

- [78] V.A. Kheraj, C.J. Panchal, M.S. Desai, and V. Potbhare. Simulation of reflectivity spectrum for non-absorbing multilayer optical thin films. *Pramana - Journal of Physics*, 72(6):1011–1022, 2009.
- [79] D.M. Topasna and G.A. Topasna. Numerical modeling of thin film optical filters. *Conference Paper: Education and training in optics and photonics*, 2009.
- [80] M.S. Vasconcelos, E.L. Albuquerque, and A.M. Mariz. Optical spectra of a cantor superlattice. *Brazilian Journal of Physics*, 26(1):376–380, 1996.
- [81] D. Bouhafs. Design and simulation of antireflection coating systems for optoelectronic devices: Application to silicon solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 52(1-2):79–93, March 1998.
- [82] B.E. Deal and A.S. Grove. General relationship for the thermal oxidation of silicon. *Journal of Applied Physics*, 36, 1965.
- [83] L.B. Freund and S. Suresh. *Thin Film Materials - Stress, Defect Formation and Surface Evolution*. Cambridge University Press, 2006.
- [84] J. Laconte, D. Flandre, and J.-P. Raskin. *Micromachined Thin-Film Sensors for SOI-CMOS Co-Integration*. Springer Verlag, 2004.
- [85] X.-G. Feng and L.-Ch. Sun. Mathematical model of spin-coated photoresist on a spherical substrate. *Optics Express*, 13(18):7070–7075, 2005.
- [86] D. Meyerhofer. Characteristics of resist films produced by spinning. *J. Appl. Phys.*, 49(7):3993–3997, 1978.
- [87] N. Sahu, B. Parija, and S. Panigrahi. Fundamental understanding and modeling of spin coating process: A review. *Indian Journal of Physics*, 83(4):493–502, 2009.
- [88] M.A. Green and M.J. Keevers. Optical properties of intrinsic silicon at 300k. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, pages 189–192, 1995.
- [89] M.A. Green. Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300k including temperature coefficients. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 92(11):1305–1310, 2008.

Danksagung

Zu guter letzt möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die diese Arbeit möglich gemacht und mich bei der Durchführung unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Walter Hansch danke ich für die Betreuung dieser Arbeit seitens der Universität der Bundeswehr München. In zahlreichen persönlichen Gesprächen gab er mir stets Anregungen im Bereich der Siliziumtechnologie und Halbleiterbauelemente.

Herrn Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Helmut Seidel danke ich für die Betreuung seitens der Universität des Saarlandes vom Lehrstuhl für Mikromechanik und Mikrofluidik.

Vielen Dank an die Firma KETEK GmbH, insbesondere an Silvia Wallner und Reinhard Fojt, die mir diese Arbeit ermöglicht haben.

Herrn Dr. Florian Wiest und Herrn Dr. Peter Iskra danke ich für die unzähligen Diskussionen über Möglichkeiten in der (Silizium-)Technologie. Bei allen Fragen rund um den Silizium Photomultiplier standen Sie mir jederzeit zur Seite.

Im Reinraum, in dem ich die letzten Jahre sehr viel Zeit verbracht habe, erhielt ich tatkräftige Unterstützung von Mitarbeitern der Firma KETEK GmbH: Anna-Theresia Sturm, Torsten Bötzwow, Van Ngoc Bui und Uwe Weichert danke ich für die Unterstützung in der Lithographie und bei nasschemischen Prozessen. Weiterhin danke ich Anke Heller für diverse, teils sehr herausfordernde Sägearbeiten an der Universität der Bundeswehr München. Weiterhin danke ich allen beteiligten Kollegen und Kolleginnen der KETEK GmbH.

Besonderer Dank gilt den Mitarbeitern vom Reinraum der Fraunhofer Einrichtung für modulare Festkörpertechnologien, EMFT: Armin Klumpp danke ich für zahlreiche teils sehr spezielle Diskussionen über Technologie, Robert Wieland bezüglich Ofentechnik und Trockenätztechnik, Erwin Hacker im Themengebiet der Lithographie, Karl-Reinhard Merkel, Martin Heigl, Ulrich Schaber, Andreas Drost, Martin König und Imma Dinkel bin ich ebenfalls zu Dank verpflichtet.

Für die tatkräftige Unterstützung bei der nasschemischen Ätzung von Silizium möchte ich mich bei Herrn Robert Szwarc von der Universität Erlangen vom Lehrstuhl für elektronische Bauelemente bedanken.

Im Bereich der Messtechnik bedanke ich mich bei Thomas Ganka, Hannes Wachter, Alicia Marquez Seco und Fabian Geisenhof.

Bei den Mitarbeitern der Universität der Bundeswehr München, Dr. Josef Biba, Dr. Torsten Sulima, Dr. Tanja Stimpel-Lindner und Karin Bächle möchte ich mich recht herzlich für die gute Zusammenarbeit bedanken. Den ehemaligen Doktoranden, Dr. Daniel Beckmeier, Dr. Stefan Simon und Fabian Florek danke ich für die schöne Zeit am Institut. Den aktuellen Doktoranden wünsche ich weiterhin viel Erfolg bei Ihrer Arbeit: Eugen Engelmann, Sabrina Löbner, Wolfgang Gebauer und Eva Schober.

Ich möchte an dieser Stelle Personen aus meinem privaten Umfeld danken, die mich stets unterstützt und zur richtigen Zeit auf andere Gedanken gebracht haben.

Vielen Dank an meine Eltern Renate und Günther Dietzinger sowie an meinen Bruder Tobias Dietzinger für die langjährige Unterstützung.

Für die Geduld, das stets offene Ohr, die andauernde Unterstützung sowie den festen Glauben an meiner Arbeit danke ich meiner Freundin Anna-Theresia Sturm. Mein Dank gilt auch der Familie Sturm für Ihre Unterstützung.

Vielen Dank Euch allen.