

**Entwicklung eines Back-End-Prozesses für eine
vollständig CMOS-kompatible Integration
nanoskaliger Drucksensoren**

genehmigte
Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
(Dr.-Ing.)

vorgelegt von
Dipl.-Inf. Christopher Kontis

aus Bergisch Gladbach

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Horst L. Fiedler

Prof. Dr.-Ing. habil. John T. Horstmann

Vorgelegt am: 8. Dezember 2017

Tag der mündlichen Prüfung: 8. Juni 2018

Technische Universität Dortmund

Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme

Es irrt der Mensch, solange er strebt.
Aus Goethes Faust

Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme an der Technischen Universität Dortmund entstanden.

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. Horst Fiedler sowohl für die Betreuung dieser Arbeit als auch für die gegebenen Rahmenbedingungen an seinem Lehrstuhl. Herrn Professor Dr.-Ing. habil. John Horstmann danke ich für die freundliche Übernahme Korreferates und die damit nicht unerhebliche verbundene Mühe. Ebenso möchte ich Herrn Dr.-Ing. Klaus Kallis für die Betreuung aus technologischer Sicht und für die Findung des interessanten Themas meinen großen Dank aussprechen.

Für die gute Arbeitsatmosphäre, die anregenden Diskussionen und für die gute Zusammenarbeit möchte ich mich bei allen Kolleginnen und Kollegen, namentlich Herrn M.Sc. Philipp Czyba, Frau Dipl.-Phys. Friederike Giebel, Frau Karola Kolander, Herrn Marko Kremer, Herrn Dipl.-Ing. Achim Wiggershaus und Herrn Jakob Zimmermann, danken. Gleiches gilt für alle Studentinnen und Studenten, die im Rahmen ihrer Abschlussarbeiten wertvolle Ergebnisse und Erkenntnisse zum Gelingen dieser Arbeit beigesteuert haben.

Besonders möchte ich an dieser Stelle den Herren Dr.-Ing. Stephan Brabender und Dr.-Ing. Remigius Poloczek für eine wundervolle Zeit und die freundschaftliche Zusammenarbeit danken. Eure Motivation hat wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Frau Ulrike Lippe danke ich herzlichst für ihr Engagement im organisatorischen und im administrativen Bereich.

Meinen Eltern danke ich von ganzen Herzen, die mich nicht nur während des Studiums sondern auch darüber hinaus während meiner Promotionszeit mit allen Kräften unterstützt haben und immer ein offenes Ohr für mich hatten.

Mein größter Dank gilt jedoch meiner lieben Frau Julia für ihre unermüdliche Geduld, die sie mir zuteil werden ließ und für ihre niemals endende moralische Unterstützung.

Gevelsberg, Juni 2018

Christopher Kontis

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	iii
Abkürzungsverzeichnis	vii
Liste der verwendeten Formelzeichen	ix
Abbildungsverzeichnis	xvi
Tabellenverzeichnis	xxii
1. Einleitung	1
2. Mikromechanische Drucksensoren	5
2.1. Drucksensortypen	6
2.2. Herstellungsverfahren in der Mikromechanik	8
2.2.1. Volumenmikromechanik	14
2.2.2. Oberflächenmikromechanik	17
2.3. Konventionelle Wandlungsverfahren	20
2.3.1. Wandlung mittels des piezoresistiven Effekts	20
2.3.2. Wandlung mittels veränderlicher Kapazitäten	30
2.3.3. Alternative Wandlungsverfahren	32
3. MOS-Feldeffekttransistoren	37
3.1. MOS-Feldeffekttransistor	37
3.1.1. MOS-Kondensator	37
3.1.2. Funktionsweise eines Mosfets	42
3.2. Effekte eines nicht idealen MOS-Transistors	46
3.2.1. Das Prinzip der ähnlichen Skalierung	46
3.2.2. Kanallängenmodulation	49
3.2.3. Drain-Induced-Barrier-Lowering	51
3.2.4. Punch-Through	53
3.2.5. Lawinendurchbruch und Heiße Elektronen	54
3.2.6. Unterschwellenspannungsstrom	56
3.3. Funktionsweise eines Pseudo-Mosfets	57

4. Entwurf eines Back-End-Prozesses	61
4.1. Konzeptvorstellung	61
4.2. Rechnergestützte Optimierung mittels der Finite-Elemente-Methode	67
4.2.1. Einführung in die Finite-Elemente-Methode	67
4.2.2. Modellbildung und Randbedingungen	70
4.2.3. Optimierung des Sensorelements	72
5. Prozessentwicklung und Herstellung des Drucksensors	77
5.1. Optimierung der amorphen CVD-Siliziumabscheidung	77
5.2. Erzeugung der Kavität und Membran	82
5.3. Herstellung der piezoresistiven Widerstände als Wandlerelement	89
5.3.1. Vorbereitung des erforderlichen Substrats	89
5.3.2. Implantation der piezoresistiven Widerstände	91
5.3.3. Metallisierung und Verdrahtung	92
5.3.4. Elektrische Charakterisierung	95
5.4. Herstellung der MOS-Transistoren als Wandlerelement	98
5.4.1. Strukturierung der Source-Drain-Hantelstruktur	98
5.4.2. Strukturierung der Gateelektrode	99
5.4.3. Definition der n^+ -Aktivgebiete	104
5.4.4. Prozessierung der Kontaktpads	105
5.4.5. Elektrische Charakterisierung	109
5.5. Herstellung eines Pseudo-Mosfets als Wandlerelement	111
5.5.1. Integration eines Pseudo-Mosfets mit vergrabener Gateelektrode	112
5.5.2. Integration des Wandlerelements auf amorphem CVD-Silizium	115
5.5.3. Elektrische Charakterisierung	118
5.6. Vergleich mit Drucksensoren anderer Forschergruppen	122
6. Zusammenfassung und Ausblick	127
A. Betreute Abschlussarbeiten	131
A.1. Bachelorarbeiten	131
A.2. Masterarbeiten	131
Literaturverzeichnis	140

Abkürzungsverzeichnis

APDL	Ansys Parametric Design Language
BOX	Buried Oxide
CAD	Computer-Aided Design
CE	Constant Electric Field Scaling Theory
CF₄	Tetrafluormethan
CH₄	Methan
Cl	Chlor
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
CO₂	Kohlenstoffdioxid
CsOH	Caesiumhydroxid
CV	Constant Voltage Scaling
CVD	Chemical Vapour Deposition
DIBL	Drain-Induced-Barrier-Lowering
DRIE	Deep-RIE
EDP	Ethylendiaminpyrocatechol
FEM	Finite-Elemente-Methode
GS	Generalized Scaling Theory
HF	Flusssäure
HMDS	Hexamethyldisilazan
HNO₃	Salpetersäure
IGES	Initial Graphics Exchange Specification
IPA	Isopropanol
KOH	Kaliumhydroxid
LDD	Lightly Doped Drain
LiOH	Lithiumhydroxid
LPCVD	Low Pressure Chemical Vapour Deposition
MEMS	Mikro-Elektronisches-Mechanisches-System
MOS	Metal-Oxide-Semiconductor
Mosfet	Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor

MIS	Metall-Isolator-Halbleiter
NaOH	Natriumhydroxid
N₂H₄	Hydrazin
OH⁻	Hydroxylion
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition
PMMA	Polymethylmethacrylat
Pressfet	Pressure-sensitive Field effect Transistor
PSIGFet	Pressure-sensitive Insulated Gate Field effect transistor
PSFet	Pressure Sensitive Field effect transistor
RbOH	Rubidiumhydroxid
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
RIE	Reaktives Ionenätzen
R.I.T	Rochester Institute of Technology
SF₆	Schwefelhexafluorid
Si	Silizium
SiCl₄	Siliziumtetrachlorid
SiH₄	Silan
Si₃N₄	Siliziumnitrid
SiP	System-In-Package
SiO₂	Siliziumdioxid
SoC	System-On-Chip
SOI	Silicon On Insulator
SoT	System-On-Top
SRIM	The Stopping and Range of Ions in Matter
Ti	Titan
TMAH	Tetramethylammoniumhydroxid
TiN	Titannitrid
TiSi₂	Titandisilicid
VE	Voll entsalzt
QCV	Quasi-Constant Voltage Scaling

Liste der verwendeten Formelzeichen

Symbol	Bedeutung	Einheit
A	Fläche	m^2
ΔA	Flächenänderung	m^2
\tilde{A}	Anisotropiegrad	-
C_0	Kapazität	F
ΔC	Kapazitätsänderung	F
$C(p)$	druckabhängige Kapazität	F
C'_D	auf die Fläche normierte Kapazität der Verarmungsschicht	F/m^2
C'_{it}	auf die Fläche normierte Kapazität der Grenzschichtstellen	F/m^2
C_{Ox}	Gateoxidkapazität	F
C'_{Ox}	auf die Fläche normierte Gateoxidkapazität	F/m^2
C_{Ref}	Referenzkapazität	F
d	Dicke / Tiefe	m
d_0	Abstand	m
d_{Bal}	Dicke eines Balken	m
d_M	Dicke einer Membran	m
d_{Ox}	Dicke einer Oxidschicht	m
d_W	Dicke eines Wafers	m
D	Durchmesser	m
ΔD	Änderung des Durchmessers	m
D_k	Diffusionskoeffizient	m^2/s
\vec{E}	elektrische Feldstärke	V/m

E_{ae}	Aktivierungsenergie der Elektronen	J/mol
$E_{F,p}$	Energie des Fermi-niveaus im p-dotierten Halbleiter	eV
$E_{F,n}$	Energie des Fermi-niveaus im n-dotierten Halbleiter	eV
E_{FG}	Energie des Fermi-niveaus in der Gateelektrode	eV
E_G	Energie der Bandlücke in einem Halbleiter	eV
E_i	Energie des Fermi-niveaus in einem intrinsischen Halbleiter	eV
E_L	Energie der Unterkante des Leitungsbandes im Halbleiter	eV
E_{Mod}	Elastizitätsmodul	N/m ²
\tilde{F}	empirischer Korrekturfaktor	-
F	Kraft	N
F_{Adh}	Adhäsionskraft	N
F_G	Kanalgeometriefaktor	-
F_N	Normalkraft	N
F_T	Tangentialkraft	N
\hbar	reduziertes plancksches Wirkungsquantum	J·s
I_0	technologieabhängiger Strom zur Modellierung des Unterschwellesspannungsstromes	A
I_D	Drainstrom	A
$I_{D,Sub}$	Drainstrom im Unterschwellenspannungsbereich	A
$I_{G,Tun}$	Gatetunnelstrom	A
\vec{j}	elektrische Stromdichte	A/m ²
\vec{j}_i	Komponente i der elektrischen Stromdichte	A/m ²
\tilde{k}	Gauge-Faktor für Metalle	-
\tilde{K}	Gauge-Faktor für Halbleiter	-

k	Wellenvektor im k -Raum	-
K	Steifigkeit	-
k_B	Boltzmann-Konstante	J/K
l	Länge allgemein	m
Δl	Längenänderung	m
L	Kanallänge eines MOS-Transistors	m
ΔL	Kanallängenänderung eines MOS-Transistors	m
L_D	Debye-Länge	m
L_{eff}	effektive Kanallänge eines MOS-Transistors	m
L_{krit}	kritische Länge	m
m	Streufaktor	-
m^*	effektive Masse	kg
m_0	Elektronenruhemasse	kg
n	Dotierstoffkonzentration	m^{-3}
N_A	Akzeptorkonzentration	m^{-3}
N_D	Donatorkonzentration	m^{-3}
N_V	Zustandsdichte im Valenzband bei verspanntem Si	$eV^{-1} \cdot cm^{-3}$
N_{V0}	Zustandsdichte im Valenzband bei unverspanntem Si	$eV^{-1} \cdot cm^{-3}$
p	Druck	Bar
P	Verlustleistung	W
P'	Verlustleistungsdichte	W/m ²
q	Elementarladung	C
Q_M	Gesamtladung der beweglichen Ionenladungen	A·s
Q_n	Gesamtladung der beweglichen Elektronen unter dem Gate	A·s

Q_{Si}	Gesamtladung an der Grenzfläche zwischen Isolator und Silizium	A·s
r	Radius	m
r_1	Radius der Drainstruktur	m
r_2	Radius der Sourcestruktur	m
\tilde{R}	Radius einer Membran	m
R	Widerstand	Ω
R_{lat}	laterale Ätzrate	m/s
R_{vert}	vertikale Ätzrate	m/s
R_i	Ätzrate von Material i	m/s
\tilde{S}	Selektivität	-
S	Neigung im Unterschwellenspannungsbereich	V/Dekade
$t_{d,Gate}$	Gate-Verzögerungszeit	s
u	Verschiebung	m
U_{aus}	Ausgangsspannung	V
U_B	Versorgungsspannung	V
U_D	Diffusionsspannung am pn-Übergang	V
U_{DS}	Drain-Source-Spannung eines MOS-Transistors	V
U_{DSS}	Drain-Source-Sättigungsspannung eines MOS-Transistors	V
U_{FB}	Flachbandspannung	V
U_{GB}	Gate-Bulk-Spannung eines MOS-Transistors	V
U_{GS}	Gate-Source-Spannung eines MOS-Transistors	V
U_{PT}	Punch-Through-Spannung	V
U_{R_i}	Spannung an Widerstand i	V
U_{SB}	Source-Bulk-Spannung eines MOS-Transistors	V

U_T	Temperaturspannung	V
U_{Th}	Schwellenspannung eines MOS-Transistors	V
v	Bodenkantenlänge eines V-Grabens	m
w	Maskenkantenlänge eines V-Grabens	m
w_D	Ausdehnung der Raumladungszone in das Draingebiet	m
w_S	Ausdehnung der Raumladungszone vom Sourcegebiet in den Kanalbereich	m
W	Kanalweite eines MOS-Transistors	m
W_{eff}	effektive Kanalweite eines MOS-Transistors	m
x_d	Tiefe der Verarmungszone des MOS-Transistorkanals	m
$x_{d,Polys}$	Tiefe der Verarmungszone in der Polysilizium-Gateelektrode	m
E_L	Energie der Oberkante des Valenzbandes im Halbleiter	eV
α	Skalierungsfaktor	-
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante im Vakuum	F/m
ϵ_r	Relative Permittivitätszahl	F/m
ϵ_{Si}	Relative Permittivitätszahl von Silizium	F/m
ϵ_m	Dehnung	-
ϵ_l	Dehnung in Längsrichtung	-
ϵ_q	Dehnung in Querrichtung	-
γ_{ta}	Oberflächenspannung	N·m ⁻²
λ	Kanallängenmodulationsfaktor	V ⁻¹
λ_s	Wellenlänge	m
μ_0	Elektronenbeweglichkeit	m ² ·V ⁻¹ ·s ⁻¹
μ_l	Longitudinale Elektronenbeweglichkeit	m ² ·V ⁻¹ ·s ⁻¹

Formelverzeichnis

μ_t	Transversale Elektronenbeweglichkeit	$\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
ν	Poisson'sche Querkontraktionszahl	-
$\underline{\underline{\pi}}$	Pi-Tensor	-
π_{ij}	Komponente ij des Pi-Tensors	-
π_L	piezoresistiver Longitudinalkoeffizient	-
π_T	piezoresistiver Transversalkoeffizient	-
ρ	spezifischer Widerstand	$\Omega \cdot \text{cm}$
$\Delta\rho$	spezifische Widerstandsänderung	$\Omega \cdot \text{cm}$
$\Delta\rho_T$	transversale spezifische Widerstandsänderung	$\Omega \cdot \text{cm}$
σ_{1-3}	Normalspannungen	N/m^2
σ_L	Longitudinalspannung	N/m^2
σ_m	mechanische Spannung	N/m^2
σ_T	Transversalspannung	N/m^2
σ_v	Von-Mises-Vergleichspannung	N/m^2
τ	freie mittlere Weglänge	m
$\tau_{i,j}$	Scherspannungen	N/m^2
$q\Phi_F$	Fermipotential	V
$q\Phi_{MS}$	Austrittsarbeitsdifferenz zwischen Metall und Halbleiter	eV
$q\Phi_{MV}$	Austrittsarbeit bei Metall	eV
$q\Phi_{SF}$	Bandverbiegung des Ferminiveaus	eV
$q\Phi_{Si}$	Austrittsarbeit bei Silizium	eV
θ	Adhäsionswinkel	Grad
$\tilde{\Phi}$	Reduktion der Ladungsträgerbeweglichkeit	-
χ	Elektronenaffinität	eV

Liste der verwendeten Formelzeichen

χ_{Ox}	Elektronenaffinität von Siliziumdioxid	eV
χ_{Si}	Elektronenaffinität von Silizium	eV

Abbildungsverzeichnis

1.1. Barometer nach E. Torricelli	1
1.2. Fortschreitend platzsparende Integrationsmöglichkeiten des Sensorelements und Auswerteelektronik	3
2.1. Schematische Darstellung unterschiedlicher Druckmessungen	7
2.2. Darstellung der Gitterstruktur von Silizium. Links: Kubisch flächenzentriertes an Position (0 0 0) (gelbe Atome) und um $\frac{1}{4}$ der Raumdiagonalen (graue Atome) versetztes Gitter. Rechts: Silizium-Einheitszelle.	9
2.3. Darstellung der für Silizium relevanten Miller'schen Indizes	9
2.4. Schematische Darstellung vor dem Ätzangriff (a) und bei einer isotropen (b) beziehungsweise einer anisotropen (c) Ätzwirkung	10
2.5. Schematische Darstellung eines Barrel-Reaktors zum trockenchemischen Ätzen	12
2.6. Schematischer Aufbau einer reaktiven Ionenätzanlage	13
2.7. Nasschemisches anisotropes Ätzen von (100)-Silizium mit Kaliumhydroxid entlang der (111)-Ebene. Links: Vollständiges Ätzen, bis sich die gegenüberliegenden Ebenen schneiden. Rechts: Zeitlich begrenztes Ätzen.	16
2.8. Prozessablauf zum Erhalt eines freischwebenden Balkens unter Verwendung der Opferschichttechnik	18
2.9. Optimale Anordnung der piezoresistiven Widerstände auf einer rechteckigen Siliziummembran	26
2.10. Verschaltung der piezoresistiven Widerstände zu einer Wheatstone-schen Brückenschaltung zur simultanen Erfassung von Zug- und Druckspannung	27
2.11. Schematische Darstellung eines kapazitiven Drucksensors	30
2.12. Operationsverstärkerschaltung zum Linearisieren der Kennlinie einer druckabhängigen Ausgangsspannung	31
2.13. Schematische Darstellung eines Pressfets	32
2.14. Schematische Darstellung eines PSIGFets	33

2.15. (a) Schematische Darstellung eines mithilfe der Volumenmikromechanik gefertigten Drucksensors mit zwei p-Kanal MOS-Transistoren und zwei piezoresistiven Widerständen als Wandlerelement (b) Verschaltung der Transistoren und der Widerstände zu einer Wheatstoneschen Brücke	34
3.1. Schematischer Aufbau eines MOS-Kondensators	38
3.2. Bänderdiagramm von Metall, Siliziumdioxid und p-Silizium mit den entsprechenden Austrittsarbeiten	39
3.3. Bandverlauf einer MOS-Struktur auf p-Silizium im Flachbandabfall (idealisiert)	39
3.4. Bandverlauf (links) und Ladungsverteilung (rechts) einer MOS-Struktur auf p-Silizium im Zustand der Anreicherung	40
3.5. Bandverlauf (links) und Ladungsverteilung (rechts) einer MOS-Struktur auf p-Silizium im Zustand der Verarmung	41
3.6. Bandverlauf (links) und Ladungsverteilung (rechts) einer MOS-Struktur auf p-Silizium im Zustand der Inversion	42
3.7. Schematische Darstellung eines n-Kanal MOS-Feldeffekttransistors im Anlaufbereich. Mit: $U_{GS} > U_{Th}$ und $U_{DS} < U_{DSS}$	43
3.8. Schematische Darstellung eines n-Kanal MOS-Feldeffekttransistors im Übergangspunkt vom Anlaufbereich zum Sättigungsbereich mit abgeschnürtem Kanal. Mit: $U_{GS} > U_{Th}$ und $U_{DS} = U_{DSS}$	44
3.9. Schematische Darstellung eines n-Kanal MOS-Feldeffekttransistors im Sättigungsbereich mit abgeschnürtem Kanal. Mit: $U_{GS} > U_{Th}$ und $U_{DS} > U_{DSS}$	44
3.10. Ausgangskennlinienfeld eines idealen n-Kanal MOS-Feldeffekttransistors nach [Sah64]	45
3.11. Ausgangskennlinienfeld eines n-Kanal MOS-Feldeffekttransistors unter Berücksichtigung der Kanallängenmodulation	50
3.12. Auswirkungen des DIBL-Effekts auf das Oberflächenpotential ϕ_S entlang des Kanals eines Kurz- und Langkanal Mosfets für unterschiedliche Drain-Source-Spannungen mit $U_{DS1} < U_{DS2}$ nach [Kal09] und [Tro79]	52
3.13. Auswirkungen des Punch-Throughs auf den Drainstrom I_D schematisch dargestellt im Ausgangskennlinienfeld eines nicht idealen Transistors	54

3.14. Veranschaulichung des Lawinendurchbruchs und der Entstehung Hei- ßer Elektronen an einem n-Kanal MOS-Feldeffekttransistor im Sätti- gungsbereich	55
3.15. Realisierung eines Pseudo-Mosfets auf Silicon On Insulator (SOI)- Substrat	58
3.16. Transferkennlinienfeld (links) und Ausgangskennlinienfeld (rechts) ei- nes auf SOI-Substrat prozessierten Pseudo-Mosfets mit den Radien r_1 $= 790 \mu\text{m}$ und $r_2 = 1280 \mu\text{m}$	59
4.1. Schematische Darstellung eines CMOS-kompatiblen Prozessablaufes für den Erhalt einer Membran unter Verwendung von Chemical Va- pour Deposition (CVD)-SOI-Substrat	63
4.2. Schematischer Prozessablauf für die Integration der implantierten Wi- derstände in einer n-dotierten Siliziummembran	64
4.3. Schematische Darstellung des zur Integration des MOS-Transistors notwendigen Prozessablaufs	65
4.4. Schematische Prozessdarstellung zur Integration eines Ψ -Mosfets auf amorphem Silizium	66
4.5. Gedanklicher Schnitt durch einen Zugstab zur schematischen Darstel- lung der Normalspannungen $\sigma_{1,2,3}$ und der Schubspannungen τ_{ij}	68
4.6. Ablauf einer FE-Analyse mittels der FE-Methode	70
4.7. Modellbildung und Vernetzung der Sensorgeometrie	71
4.8. Vergleich von Verformung und Verspannung einer rechteckigen Silizi- ummembran (links) und einer kreisförmigen Siliziummembran (rechts) bei 1 Bar Druckeinwirkung	74
4.9. Verformung und Verspannung der Membran in Abhängigkeit der Ka- vitätsgröße bei einem Druck von 5 bar. Oben: Reine Siliziummem- bran. Unten: Siliziummembran mit Passivierungsschichten	75
5.1. Bestimmung der CVD-Silizium-Depositions- und Ätzrate in Abhän- gigkeit des SiH_4/Ar -Gasflusses	79
5.2. Atomare Struktur von (a) kristallinem, (b) amorphem, und (c) hy- drogeniertem amorphem Silizium	81
5.3. Bestimmung des Ätzwinkels einer Silizium-Ätzkante	83
5.4. Bestimmung des Ätzwinkels einer Siliziumdioxid-Ätzkante	86
5.5. Querschnitt (links) und Draufsicht (rechts) einer Kavität mit einer 5-Loch-Anordnung nach einer Ätzzeit von 40 min	87

5.6. Bestimmung der optimalen Anordnung und der minimalen Anzahl an 200×200 nm großen Ätzöffnungen bei einem 60-minütigen Ätzangriff in 5%iger Flusssäure	87
5.7. Optimierte 4-Loch-Anordnung nach 60-(links) und 75-(rechts) minütigen Ätzangriff in 5%iger Flusssäure	88
5.8. Bestimmung der Eindringtiefe (links) und Verteilung (rechts) der implantierten Phosphorionen (250 keV) innerhalb des verwendeten SOI-Substrats	90
5.9. Maskensatz (links) und strukturierte Siliziumschicht (rechts) der Justiermarker im optischen Mikroskop	90
5.10. Maskensatz (links) und strukturierte PMMA-Maske auf Silizium (rechts) zur Implantation der piezoresistiven Widerstände	91
5.11. Maskensatz zur Strukturierung der Metallisierungsebene	92
5.12. Schematische Darstellung des Lift-Off-Verfahrens zur Strukturierung der Metallisierungsebene	93
5.13. Optimierter Maskensatz zur Herstellung des piezoresistiven Sensorelements (links) und Implantationsmaske auf einer Siliziummembran (rechts)	94
5.14. Voll integrierbarer piezoresistiver Drucksensor, hergestellt in einem CMOS-kompatiblen Prozessablauf	94
5.15. Elektrische Charakterisierung der Widerstände, die zu einer Wheatstoneschen Brücke verschaltet sind	95
5.16. Ermittlung der Spannungsabhängigkeit der Widerstände	96
5.17. Brückenausgangsspannung aufgezeichnet über einen Zeitraum von 10 Sekunden bei einer Betriebsspannung von +5 V	97
5.18. Maskensatz zur Strukturierung der Source-Drain-Hantelstruktur (rot schraffiert) im oberen Randbereich der Kavität (blau schraffiert)	98
5.19. REM-Aufnahme einer rund 110 nm breiten Drain-Source-Hantelstruktur im Bereich der Verjüngung in Richtung Aktivgebiet	100
5.20. Maskensatz zur Strukturierung der Source-Drain-Hantelstruktur und Gateelektrode (rot schraffiert) im oberen Randbereich der Kavität (blau schraffiert)	100
5.21. Bruchkante eines Siliziumstegs	101
5.22. Unerwünschte Siliziumreste innerhalb der Hantelstruktur	102
5.23. Bestimmung der CVD-Siliziumätzrate in TMAH (25 %, 30°C)	103

5.24. Bestimmung der Eindringtiefe (links) und Verteilung (rechts) der implantierten Arsenionen (90 keV) in das Streuoxid und Silizium	105
5.25. Bestimmung der Eindringtiefe (links) und Verteilung (rechts) der implantierten Arsenionen (90 keV) in das Streu- und maskierende Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition (PECVD)-Oxid	106
5.26. Ausbildung von Aluminium-Spikes (links) und dessen Verhinderung durch eine Diffusionsbarriere (rechts)	107
5.27. Maskensatz zur Strukturierung der Kontaktlöcher und der Metallisierungskontaktierung	108
5.28. Aufnahme des fertig gestellten Drucksensors in einem optischen Mikroskop. Als wandelndes Element findet ein n-Kanal MOS-Transistor Anwendung	110
5.29. Schematische Darstellung eines Pseudo-Mosfets mit vergrabener Gateelektrode als elektro-mechanisches Wandlerelement	111
5.30. Schematische Prozessabfolge zur technologischen Realisierung eines Pseudo-Mosfets in einem On-the-Top-Prozesses	113
5.31. Atomare Struktur von Titanitrid (links) und dessen Umwandlung zu Titanoxid (rechts) durch die Einwirkung eines 150°C heißen Sauerstoffplasmas	113
5.32. Transfer- und Ausgangskennlinienfeld eines im Back-End-Prozess gefertigten Pseudo-Mosfets mit vergrabener Titanitrid-Gateelektrode und den Radien $r_1 = 300 \mu\text{m}$ und $r_2 = 850 \mu\text{m}$	114
5.33. Schematischer Prozessablauf zur Integration eines Ψ -Mosfets auf amorphem Silizium	115
5.34. Maskensatz zur Integration eines Ψ -Mosfets als Wandlerelement	116
5.35. Lichtmikroskopaufnahme einer Membran aus amorphem Silizium	116
5.36. Lichtmikroskopaufnahme einer Mesastruktur	117
5.37. Lichtmikroskopaufnahme der Metallisierungsebene: Oben vor und unten nach dem Lift-Off-Verfahren	118
5.38. Transferkennlinienfeld des unbelasteten Ψ -Mosfets, gefertigt in einem Back-End-Prozess	119
5.39. Ausgangskennlinienfeld des unbelasteten Ψ -Mosfets, gefertigt in einem Back-End-Prozess	120
5.40. Druckabhängige Transferkennlinienschar, aufgenommen bei einer konstanten Drain-Source-Spannung von 2 Volt	121

5.41. Druckabhängigkeit des Drainstroms von einem einwirkenden Überdruck bei $U_{DS} = 2 \text{ V}$ und bei $U_{GS} = -20 \text{ V}$	122
5.42. Schematische Darstellung des in [Hyn+99] vorgestellten Drucksensors	124
5.43. In [Hyn+99] erzielten Messergebnisse bei einer Gate-Source-Spannung von 13 Volt bei einem Druckbereich von 0 bis 5,6 Bar Überdruck . .	125
5.44. Schematische Darstellung des in [Dai+08] vorgestellten Drucksensors	126

Tabellenverzeichnis

2.1. Definitionen der unterschiedlichen Druckeinheiten	6
2.2. Übersicht der Druckbereiche	8
2.3. Spezifischer Widerstand und piezoresistive Koeffizienten von Silizium bei Raumtemperatur nach [Smi54; Kha94]	23
3.1. Vergleich der Skalierungsgesetze unterschiedlicher Parameter eines MOS-Feldeffekttransistors nach [BWD84]	49
4.1. Ausgewählte Werkstoffparameter für Silizium, Polysilizium, Silizium- dioxid, Siliziumnitrid, Titan, Titannitrid und Aluminium	73
5.1. Verwendeter Parametersatz zur PECVD-Abscheidung von Silizium bei variierendem Gasfluss	78
5.2. Vergleich der PECVD-Siliziumabscheidung und -eigenschaften vor und nach der erfolgten Optimierung	80
5.3. Verwendeter Parametersatz zur trockenchemischen Strukturierung von Polysilizium	82
5.4. Verwendeter Parametersatz für den Positivlack PMMA 950k	84
5.5. Verwendeter Parametersatz zur trockenchemischen Strukturierung von Siliziumdioxid	84
5.6. E-Beam Parametersatz für das Schreiben der Ätzlöcher	85
5.7. Verwendeter Parametersatz zur PECVD-Abscheidung von Silizium- dioxid, Siliziumnitrid und Silizium	99
5.8. Verwendeter Parametersatz für den Negativlack AR-N 7520	101
5.9. Übersicht der nasschemischen Ätzlösungen für Silizium [VZ06]	104
5.10. Verwendeter Parametersatz zur trockenchemischen Strukturierung des Metallisierungs-Schichtenstapels	109
5.11. Verwendeter Parametersatz zur Abscheidung von Titan, Titannitrid und Aluminium durch reaktive Kathodenzerstäubung	109
5.12. E-Beam Parametersatz für das Schreiben der Mesa- und Metallstruk- turen	117

5.13. Zusammenfassender Vergleich zwischen [Hyn+99], [Dai+08] und dem
hier vorgestellten Drucksensor 126

1. Einleitung

Das Wissen um die Existenz eines umgebenden Luftdrucks und der somit verknüpften Folgerung eines leeren Raumes geht auf die Untersuchungen von Evangelista Torricelli und Otto von Guericke aus den Jahren 1630 bis 1663 zurück. Seit der Antike herrschte bis zu diesem Jahr die Auffassung, dass es keinen luftleeren Raum geben könnte. Schon Aristoteles stellte sich die Frage wie etwas im Nichts existieren könne. Er vertrat die Auffassung, dass die Natur selbst eine Abscheu vor dem Leeren hätte. Dieser als *horror vacui* bekannte Lehrsatz galt lange bis ins Mittelalter.

Im Jahr 1630 wurde Galileo Galilei von Brunnenbauern auf das Problem aufmerksam gemacht, dass mit Hilfe ihrer Pumpen Wasser aus bis zu einer Tiefe von lediglich 10 m befördert werden konnte. Die Untersuchung des Problems vertraute er seinem Schüler Evangelista Torricelli an. Torricelli experimentierte daraufhin mit einseitig geschlossenen Glasrohren, in die er aufgrund der höheren Dichte Quecksilber anstelle von Wasser füllte. Hierbei entdeckte er, dass beim Umdrehen eines solchen Rohres bei gleichzeitigem Eintauchen der Öffnung in Quecksilber die sogenannte Quecksilbersäule so weit sank, bis sie nur noch eine Länge von rund 760 mm aufwies (vgl. Abb. 1.1).

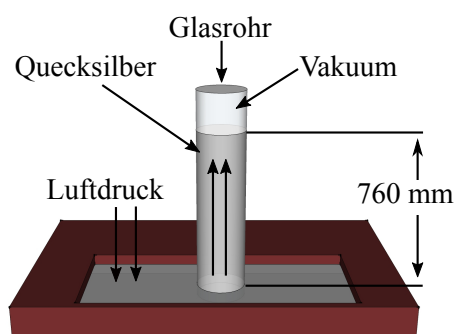


Abbildung 1.1.: Barometer nach E. Torricelli

Er stellte die damals sehr umstrittene Behauptung auf, dass das Quecksilber nicht durch das Vakuum in das Glasrohr gezogen wird, sondern dass die Quecksilbersäule durch einen von außen wirkenden Druck in das Glasrohr gedrückt wird. Auch wenn

René Descartes der Meinung war, dass ein Vakuum allenfalls in Torricellis Kopf anzutreffen sei, konnte Blaise Pascal im Jahr 1647 durch sein Experiment mit dem Titel *Leere in der Leere* Torricellis Hypothese weitestgehend unterstützen. Pascal stellte mit Hilfe Torricellis Aufbauten als Erster Luftdruckschwankungen fest und folgerte korrekterweise, dass der ermittelte Luftdruck auf das Gewicht von Luft zurück zu führen sei. Demnach muss der Luftdruck mit steigender Höhe stetig abnehmen. Diese These konnte er im Jahr 1648 gemeinsam mit seinem Schwager Florin Perier in Clermont beweisen.

Unabhängig von Torricelli und Pascal arbeitete Otto von Guericke mit Pumpen und erfand die erste Luftpumpe. Er beschäftigte sich mit der Frage nach der Existenz eines luftleeren Raumes. Um solch einen Raum zu zeigen, füllte er zunächst ein Fass vollständig mit Wasser, welches er anschließend wieder abpumpte. Seiner Auffassung nach müsste das Wasser die Luft verdrängen und durch das Abpumpen des Wassers sich im Fass ein Vakuum bilden. Problematisch war hierbei die Undichtigkeit des Fasses, sodass Luft durch die Ritzen wieder ins Fass eindringen konnte. Auch die Verwendung einer zwar luftdichten, aber dünnwandigen Kugel brachte nicht den erwünschten Erfolg. Diese wurde durch den wirkenden Luftdruck zerquetscht. Erst eine stabile Konstruktion aus massiven Halbkugeln hielt dem enormen Druck stand. Er brachte die Halbkugeln zusammen, dichtete sie mit Leder und Wachs luftdicht ab und konnte anschließend mit seiner entwickelten Luftpumpe das Innere der Kugel evakuieren. Um die enorme Auswirkung des Luftdrucks zu demonstrieren, ließ er an jeder Halbkugel acht Pferde anbinden und ziehen. Selbst diese waren nicht in der Lage den Luftdruck zu überwinden und die Halbkugeln zu trennen. Für sein im Jahr 1654 durchgeführtes Experiment *Magdeburger Halbkugeln* hat er weltweite Berühmtheit erlangt. Der Glaube an *horror vacui* wurde somit endgültig widerlegt. [Jou12]

Mit fortschreitender Industrialisierung und dem Bedarf weiterer Druckmessungen, die über das Medium Luft hinausgehen, wie beispielsweise der Messung des Drucks von Wasserdampf oder die Erfassung des Blutdrucks, wurden stetig neue Messverfahren entwickelt um diese Bedürfnisse zu befriedigen. Heutige Sensoren werden zumeist durch ein sogenanntes Mikro-Elektronisches-Mechanisches-System (MEMS) realisiert. Hierbei handelt es sich um ein im Mikrometerbereich hergestelltes System, welches die mechanische und die elektrische Komponente in einem System vereint. Durch die Wahl von Silizium als Basis-Substrat ist es möglich solche Systeme mittels der etablierten Silizium-Halbleitertechnologie zu fertigen. Hierbei kann auf das Wissen und auf die Analogentechnik der Mikroelektronik zurückgegriffen werden,

wodurch eine kostengünstige Massenproduktion solcher Systeme ermöglicht wird. Durch die stetige Verkleinerung der geometrischen Abmessungen bis in den sub-Mikrometerbereich erschließen sich außerdem völlig neue Einsatzgebiete, vor allem in der Medizintechnik. Als einer der wichtigsten Vertreter eines MEMS ist neben dem Trägheitssensor der Drucksensor zu nennen. Selbst im militärischen Bereich ist die Detektion eines erwünschten Überdrucks nicht weg zu denken. Mit einem definierten Überdruck in beispielsweise einem Bunker oder einem Panzerfahrzeug wird sichergestellt, dass keine gasförmigen Kampfstoffe in einen geschlossenen Raum eindringen können. Dasselbe Prinzip wird bei Reinräumen angewandt, um dem Eindringen von Partikeln effizient entgegenwirken zu können. Im medizinischen Bereich finden Drucksensoren neben der Bestimmung des Blutdrucks auch beispielsweise bei der Messung vom Augeninnendruck oder Blasendruck Anwendung.

Konventionell hergestellte Drucksensoren werden flächenintensiv auf zwei unterschiedlichen Substraten gefertigt. Auf dem einen Substrat wird die drucksensitive Einheit (Sensorelement) hergestellt, während das zweite Substrat der Integration der Auswerteelektronik dient. Beide Einheiten werden in einem gemeinsamen Gehäuse zu einem kompletten System elektrisch miteinander verbunden. Dieser Ansatz wird auch als System-In-Package (SiP) bezeichnet. Eine fortschrittlichere Prozessführung erlaubt es beide Einheiten auf einem gemeinsamen Substrat nebeneinander zu integrieren, wodurch der kostenintensive Flächenbedarf gesenkt werden kann. Diese Form der Integration ist als System-On-Chip (SoC) bekannt. Eine Möglichkeit den Flächenbedarf noch einmal drastisch zu reduzieren, stellt die vertikale Integration des Sensorelements auf der Auswerteelektronik dar und wird im Rahmen dieser Arbeit als System-On-Top (SoT) bezeichnet. Die drei Integrationsmöglichkeiten sind in Abb. 1.2 schematisch dargestellt.

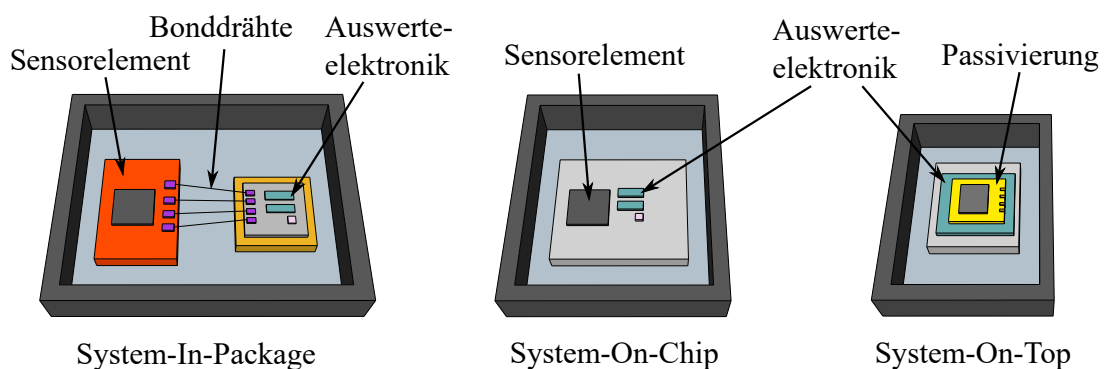


Abbildung 1.2.: Fortschreitend platzsparende Integrationsmöglichkeiten des Sensorelements und Auswerteelektronik

Im Rahmen dieser Arbeit wird die technologische Realisierbarkeit eines Back-End-Prozesses untersucht, mit dessen Hilfe das Konzept des System-On-Top realisiert werden kann. Daher steht insbesondere die Flächenoptimierung gegenüber konventioneller Drucksensoren im Vordergrund. Die Grundlage hierzu bildet die sogenannte SOI-Technologie, welche durch den Schichtenaufbau Silizium - Siliziumdioxid - Silizium charakterisiert ist. Die Integrierbarkeit eines Drucksensors in einem Back-End-Prozess ist jedoch nur dann möglich, wenn alle hierzu notwendigen Prozessschritte in Niedertemperaturverfahren (max 450°C) machbar sind. Um die Messgröße Druck in ein elektrisches Signal zu wandeln, werden verschiedene Wandlermöglichkeiten aufgezeigt und auf deren Realisierbarkeit hin untersucht.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst wird in Kapitel 2 eine Übersicht bezüglich der Herstellungsverfahren und der konventionellen Wandlungsverfahren mikromechanischer Drucksensoren gegeben. Kapitel 3 erläutert die allgemeine Funktionsweise der MOS-Feldeffekttransistoren und zeigt die auftretenden Effekte nicht idealer Transistoren auf. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung eines sogenannten Pseudo-Mosfets ab. Der Entwurf des neuartigen Sensorkonzept wird in Kapitel 4 vorgestellt. Insbesondere erfolgt in diesem Kapitel zunächst die rechnergestützte Optimierung des Sensors mittels der Finite-Elemente-Methode (FEM). Die technologische Prozessentwicklung der verschiedenen Wandlermöglichkeiten wird in Kapitel 5 vorgestellt und diskutiert. Die Arbeit schließt mit Kapitel 6 in Form einer Zusammenfassung und eines Ausblicks ab.

2. Mikromechanische Drucksensoren

Dieses Kapitel befasst sich zunächst mit den Grundlagen der Sensorik. Anschließend werden sowohl die Herstellungs- als auch Auslesemöglichkeiten von mikromechanischen Drucksensoren vorgestellt.

Unter einem Sensor (von lateinisch *sentire*, zu deutsch: *fühlen*, *empfinden*) ist im Allgemeinen eine Einrichtung zur Erfassung von physikalischen oder chemischen Umweltgrößen mittels einer Energiewandlung zu verstehen. Diese Umweltgrößen können beispielsweise aus den Bereichen der Temperatur, Feuchtigkeit, Beschleunigung, elektromagnetischen Strahlung, Strömung oder Druck stammen. Sensoren lassen sich hierbei nach den verschiedenen Aspekten einteilen:

- ▶ Art des Verwendungszwecks
- ▶ Art der Fertigungstechnik
- ▶ Art des Wandlungsverfahrens

Je nach Verwendungszweck und nach zu wandelnden Messgrößen finden verschiedene Typen von Sensoren Anwendung, die sich sowohl in der Fertigungstechnik als auch in den Wandlungsverfahren unterscheiden. Mithilfe eines Wandlerelementes wird eine nichtelektrische Größe in ein elektrisches Signal gewandelt. Hierzu bieten sich sowohl alle physikalischen Effekte der Energieumwandlung in elektrische Energie (passive Sensoren) als auch die Modulation eines elektrischen Energieflusses (aktive Sensoren) an. Folglich erhalten passive Sensoren keine zusätzliche Energiezufuhr und nutzen das Prinzip des Energieerhaltungssatzes aus, wobei durch interne Verluste die Ausgangsleistung stets geringer ausfällt als die eingekoppelte Energie. Als Beispiel für einen passiven Sensor sei der Temperatursensor genannt. Hier wird ein Teil der thermischen Energie in elektrische Energie gewandelt. Bei aktiven Sensoren wird ein aktiv eingekoppeltes, konstantes elektrisches Signal durch eine nichtelektrische Größe entsprechend moduliert. Ein Beispiel für einen aktiven Sensor ist der Drucksensor. In aller Regel sind aktive Sensoren den passiven Sensoren in Bezug auf

Messgenauigkeit überlegen. [Glü05] Aufgrund der Überlegenheit der aktiven Sensoren gegenüber den passiven beschäftigt sich die vorliegende Arbeit ausschließlich mit aktiven Wandler-elementen.

2.1. Drucksensortypen

Bevor die verschiedenen Drucksensortypen vorgestellt werden, erfolgt eine Definition der physikalischen Größe Druck p . Dieser ist gemäß Gleichung (2.1) als skalarer Quotient aus Kraft \vec{F} und Fläche \vec{A} definiert.

$$p = \frac{\vec{F}}{\vec{A}} \quad (2.1)$$

Dabei wirkt die Kraft stets senkrecht auf die entsprechende Bezugsfläche. Üblicherweise wird der Druck in seiner SI-Einheit Pascal (Pa) angegeben [BIP06], benannt nach Blaise Pascal. Jedoch existieren, je nach Anwendungsfall, weitere Einheiten. Diese sind wie in Tabelle 2.1 definiert:

Tabelle 2.1.: Definitionen der unterschiedlichen Druckeinheiten

Einheitenzeichen	Bezeichnung	Umrechnung
bar	Bar	1 bar = $1 \cdot 10^5$ Pa
mbar	Millibar	1 mbar = 100 Pa
torr	Torr	1 torr = 133,332 Pa
atm	Technische Atmosphäre	1 atm = $1,013 \cdot 10^5$ Pa
at	Physikalische Atmosphäre	1 at = $9,807 \cdot 10^4$ Pa
mWS	Meter Wassersäule	1 mWS = $9,807 \cdot 10^3$ Pa
mmHg	Millimeter-Quecksilbersäule	1 mmHG = 133,332 Pa

Im technischen Bereich finden vorwiegend die Einheiten Bar und Torr Verwendung. Die Medizin hingegen verwendet die Einheit Millimeter-Quecksilbersäule bei der Druckangabe von Körperflüssigkeiten wie beispielsweise dem Blutdruck. Um Druck messtechnisch erfassen zu können, besitzen Drucksensoren eine elastische Membran, die zwei Bereiche unterschiedlichen Drucks räumlich voneinander trennt. Die durch einen anliegenden Druck ausgeübte Kraft auf die Membran führt zu einer Verbiegung dieser. Diese wiederum bewirkt eine mechanische Verspannung im verwendeten Material, welche sich mithilfe einer aktiven Wandlung in ein elektrisch auswertbares Signal überführen lässt. Die verschiedenen Verfahren hierzu werden in Abschnitt 2.3 vorgestellt und im Detail beschrieben.

Anhand des jeweiligen Bezugsdrucks wird das entsprechende Bezugssystem festgelegt, wodurch sich die folgende Gliederung ergibt:

- ▶ Differenzdruckmessung
- ▶ Relativdruckmessung

Während sich die Relativdruckmessung auf den Atmosphärendruck bezieht, wird bei der Differenzdruckmessung die Differenz zweier Druckniveaus bestimmt. Eine Absolutdruckmessung erfolgt, sofern die Druckdifferenz zu einem Vakuum ermittelt wird. Schematisch wird der Unterschied der Methoden zur Druckerfassung in Abb. 2.1 illustriert.

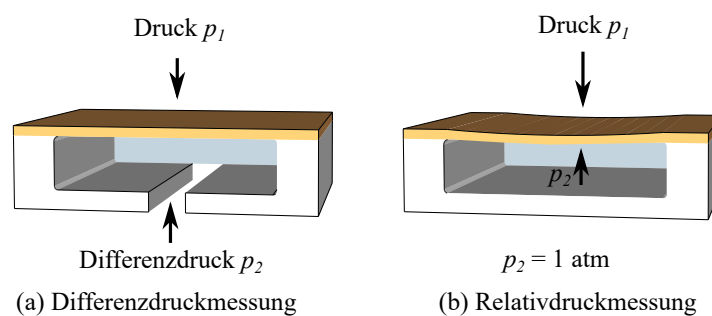


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung unterschiedlicher Druckmessungen

Eine weitere Charakterisierung der Drucksensoren ist durch den zu erfassenden Bereich gegeben. Als Bezug wird hierbei ein Umgebungsdruck von 1 atm festgelegt. Dies entspricht circa einem Bar. Hierdurch wird zwischen Unter- und Überdruck unterschieden. Der Begriff Überdruck bezeichnet dementsprechend einen Druck, der relativ zum Atmosphärendruck gesehen, einen höheren Wert als 1 bar annimmt. Ein Druck von über 100 bar wird als Hochdruck definiert. Ein Druck, der einen Wert kleiner als 1 bar annimmt, wird als Unterdruck bezeichnet. Dieser wird, je nach Druckbereich, in verschiedene Klassen eingeteilt: Einfacher Unterdruck, Grobvakuum, Feinvakuum, Hochvakuum (HV), Ultrahochvakuum (UHV), extrem hohes Vakuum (XHV) und ideales Vakuum (IV). Eine detaillierte Aufschlüsselung der Bereiche ist in Tabelle 2.2 gegeben. Neben dem entsprechenden Druck wird sowohl die Anzahl der Moleküle pro Kubikzentimeter als auch die mittlere freie Weglänge eines Gasmoleküls angegeben.

Für jeden dieser Druckbereiche existieren verschiedene Möglichkeiten der Druckdetektion. Da sich die vorliegende Arbeit ausschließlich mit der messtechnischen Erfassung von Überdruck beschäftigt, erfolgt eine Untersuchung und Optimierung diesbezüglich lediglich für diesen Druckbereich.

Tabelle 2.2.: Übersicht der Druckbereiche

Druckbereich	Druck [mbar]	Moleküle [cm^{-3}]	m. freie Weglänge
Hochdruck	$> 10^5$	$\gg 10^{19}$	≈ 0
Überdruck	$10^5 \dots 10^3$	$> 2,7 \cdot 10^{19}$	$< 68 \text{ nm}$
Normaldruck	1013,25	$2,7 \cdot 10^{19}$	68 nm
Großvakuum	300...1	$10^{19} \dots 10^{16}$	0,1...100 μm
Feinvakuum	$1 \dots 10^{-3}$	$10^{16} \dots 10^{13}$	0,1...100 mm
Hochvakuum	$10^{-3} \dots 10^{-7}$	$10^{13} \dots 10^9$	100 mm...1 km
Ultrahochvakuum	$10^{-7} \dots 10^{-12}$	$10^9 \dots 10^4$	$1 \dots 10^5 \text{ km}$
Extrem hohes Vakuum	$< 10^{-12}$	$< 10^4$	$> 10^5 \text{ km}$
Ideales Vakuum	0	0	∞

2.2. Herstellungsverfahren in der Mikromechanik

Bei den in dieser Arbeit betrachteten Drucksensoren handelt es sich jeweils um ein sogenanntes MEMS. Diese Systeme zeichnen sich dadurch aus, dass sowohl die elektronische als auch die mechanische Komponente in der Planartechnik hergestellt werden können. Wie bereits in Abschnitt 2.1 erwähnt, erfolgt die messtechnische Erfassung eines Drucks durch die Auswertung der druckabhängigen Deformation einer Siliziummembran. Zur Herstellung dieser Membran bietet sich die Mikromechanik an. Diese lässt sich in die sogenannte Volumenmikromechanik und in die Oberflächenmikromechanik einteilen. Bei der Volumenmikromechanik erfolgt die Bearbeitung des Siliziums mittels eines Ätzzvorgangs entlang der (111)-Kristallebene mit wässrigen Lösungen der Alkalihydroxide in der Tiefe. Die Oberflächenmikromechanik bedient sich einer sogenannten Opferschicht, die zur Herstellung freischwebender Strukturen dient. Dies geschieht durch eine selektive Entfernung der Opferschicht zur eigentlichen Funktionsschicht. [MMP05] Insbesondere bei der Volumenmikromechanik spielen die verschiedenen Kristallebenen von Silizium eine entscheidende Rolle bezüglich des Ätzzvorgangs. Daher wird zunächst die Kristallstruktur von Silizium näher betrachtet, um anschließend die sogenannten Miller'schen Indizes kurz zu beschreiben.

Das verwendete Halbleitermaterial Silizium stammt aus der IV Hauptgruppe des Periodensystems der Elemente und besitzt somit vier Valenzelektronen in der äußeren Schale. Eine kovalente Bindung erfordert folglich eine räumliche Konfiguration, bei der jedes Atom von vier Nachbaratomen äquidistant umgeben ist.

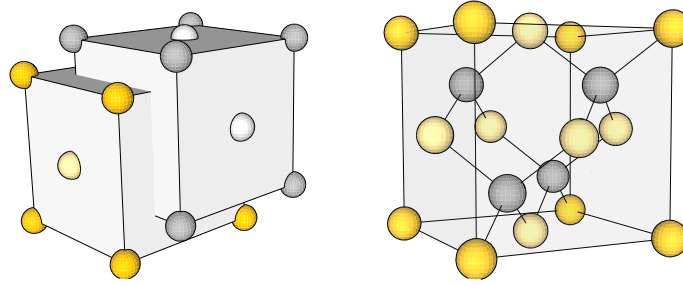


Abbildung 2.2.: Darstellung der Gitterstruktur von Silizium. Links: Kubisch flächenzentriertes an Position $(0\ 0\ 0)$ (gelbe Atome) und um $\frac{1}{4}$ der Raumdiagonalen (graue Atome) versetztes Gitter. Rechts: Silizium-Einheitszelle.

Der Aufbau eines kristallinen Siliziumgitters entspricht zwei kubisch flächenzentrierten Gittern, mit einer Basis aus zwei identischen Atomen, die sich an den Koordinaten $(0\ 0\ 0)$ und $(\frac{1}{4}\ \frac{1}{4}\ \frac{1}{4})$ befinden (vgl. Abb. 2.2). Die räumliche Anordnung der Siliziumatome kann durch die Orientierung des kubisch flächenzentrierten Gitters in Relation zur Oberfläche beschrieben werden. Diese können durch die Miller'schen Indizes indiziert werden. Hierbei werden die verschiedenen Ebenen in einem Kristall jeweils durch eine Kennzahl, den Miller'schen Indizes¹, bezeichnet. Das Zifferntripel $(h\ k\ l)$ ergibt sich aus den Schnittpunkten der betrachteten Ebene mit der x -, y - und z -Koordinatenachse. Die für Silizium wichtigsten Miller'schen Indizes sind in Abb. 2.3 dargestellt. [Hil08]

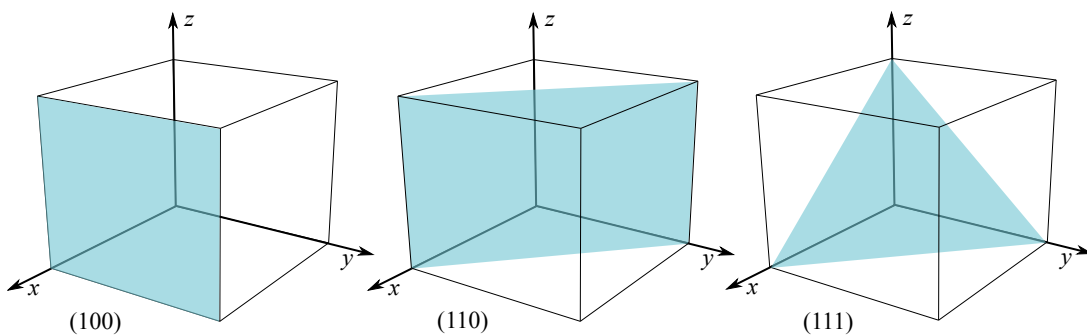


Abbildung 2.3.: Darstellung der für Silizium relevanten Miller'schen Indizes

Da sowohl in der Volumen- als auch in der Oberflächenmikromechanik die benötigten Ätzprozesse eine entscheidende Rolle spielen, werden an dieser Stelle die zwei wichtigsten Kenngrößen der verwendeten Ätzprozesse näher beleuchtet. Diese sind die sogenannte Selektivität und die sogenannte Anisotropie. Die Selektivität gibt an,

¹Benannt nach William Hallows Miller (1801-1880).

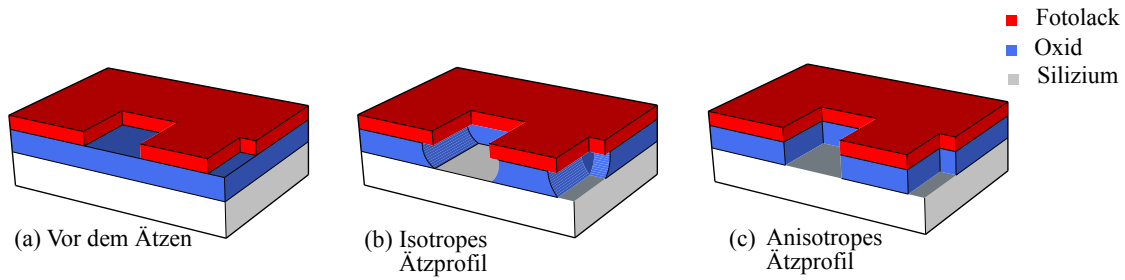


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung vor dem Ätzangriff (a) und bei einer isotropen (b) beziehungsweise einer anisotropen (c) Ätzwirkung

wie stark ein Material im Verhältnis zu einem anderen Material geätzt wird. Mathematisch lässt sich die Selektivität \tilde{S} als Quotient der einzelnen Ätzraten R_{Mat1} und R_{Mat2} beider Materialien gemäß Gleichung (2.2) definieren:

$$\tilde{S} = \frac{R_{Mat1}}{R_{Mat2}}. \quad (2.2)$$

Der Anisotropiefaktor \tilde{A} gibt die Richtungsabhängigkeit eines Ätzworgangs an und lässt sich wie in Gleichung (2.3) mathematisch definieren:

$$\tilde{A} = 1 - \frac{R_{lat}}{R_{vert}}, \quad (2.3)$$

wobei R_{lat} den Materialabtrag in lateraler Richtung und R_{vert} in vertikaler Richtung angibt. Für den Fall $\tilde{A} = 0$ ergibt sich somit ein vollständig isotroper Materialabtrag. Das heißt, dass sowohl in lateraler als auch in vertikaler Richtung ein gleich starker Ätzangriff stattfindet. Für den Fall $\tilde{A} = 1$ erfolgt ausschließlich ein senkrechter Materialabtrag. Abb. 2.4 verdeutlicht die Ätzprofile schematisch.

Bei einem vollständig anisotropen Ätzworgang findet kein Materialabtrag in lateraler Raumrichtung statt. Die Struktur der Maskierschicht wird somit exakt und mit einer hohen Flankensteilheit in die darunter liegende Schicht übertragen. Bei einem isotropen Ätzworgang findet ein Materialabtrag auch unterhalb der schützenden Maskierschicht statt und führt folglich zu einer Unterätzung der Maske. [Glü05] Neben den soeben genannten Ätzprofilen lassen sich Ätzverfahren allgemein in nass- und in trockenchemische Ätzprozesse unterteilen. Für die CMOS kompatible MEMS-Technik sind verschiedene Ätzlösungen für die nasschemische Strukturierung bekannt. So kann beispielsweise Siliziumdioxid (SiO_2) mithilfe von Flusssäure (HF) hoch selektiv zu Silizium (Si) geätzt werden. Nasschemische Ätzverfahren zeichnen sich in der Regel durch hoch selektive und isotrope Ätzworgänge aus. Eine Ausnahme bildet die Ätzung von Si mittels Kaliumhydroxid, da diese anisotrope Charakteris-

tiken aufweist. Bei Trockenätzverfahren kann sowohl der Grad der Anisotropie als auch der Selektivität in gewissem Maße eingestellt werden. Tendenziell sind sie jedoch in Bezug auf die Selektivität den nasschemischen Ätzverfahren unterlegen.

Das nasschemische Ätzen ist ein relativ kostengünstiges Verfahren. Dies begründet sich durch die Tatsache, dass bei der nasschemischen Strukturierung ein entsprechend Ätzlösung stabiles Gefäß und ein Abzug für die entstehenden Gase genügend sind. Bei Trockenätzverfahren erfolgt der Materialabtrag entweder chemisch durch Reaktionen plasmaaktivierter Gase oder physikalisch durch den Beschuss beschleunigter Ionen, Elektronen oder Photonen. Somit ergibt sich eine Einteilung in:

- ▶ Rein chemische Trockenätzverfahren
- ▶ Rein physikalische Trockenätzverfahren
- ▶ Eine Kombination beider Trockenätzverfahren.

Beim chemischen Trockenätzen wird in einen zuvor evakuierten Rezipienten ein entsprechendes Reaktionsgas eingelassen. Durch das Anlegen eines hochfrequenten Wechselfeldes (typischerweise 13,56 MHz) an den sich parallel gegenüber befindlichen Elektroden innerhalb des Rezipienten wird bei einem Druck von ca. $5 \cdot 10^{-5}$ bar eine Gasentladung gezündet. Bedingt durch Stoßionisationen entstehen freie Elektronen und Ionen. Aufgrund der Massenträgheit können die Ionen dem Wechselfeld nicht folgen. Bei der positiven Halbwelle der eingekoppelten Hochfrequenz laden die freien Elektronen die kapazitiv gekoppelte HF-Elektrode negativ auf, da diese die Austrittsarbeit der HF-Elektrode nicht überwinden können. Die resultierende Spannung wird Biasspannung genannt und nimmt Werte von bis zu -1000 V an. Da die zu ätzenden Proben nicht auf der HF-Elektrode platziert werden, sondern auf der geerdeten Anode, werden diese nicht dem resultierenden Ionenbeschuss ausgesetzt. Durch die Stöße im Plasma kommt es zur Dissoziation des eingelassenen Reaktionsgases, wodurch es unter anderem zur Bildung aggressiver, niederenergetischer Radikale kommt. Diese reagieren chemisch mit der zu strukturierenden Oberfläche, wodurch der gewünschte Materialabtrag erfolgt. Da die freien Radikale keine Vorzugsrichtung aufweisen, weist das trockenchemische Ätzverfahren ein isotropes Ätzprofil auf. Durch eine geeignete Wahl der Reaktionsgase ist das Verfahren hoch selektiv. Das chemische Trockenätzen wird typischerweise nur noch zum Ablösen von Fotolackresten mittels Sauerstoffplasma verwendet. Ein typischer Vertreter einer trockenchemischen Ätzanlage stellt der sogenannte Barrel-Reaktor (vgl. Abb. 2.5) dar. Dieser besteht aus einer Vakuumkammer, in der sich ein Metallzylinder befindet.

[Büt13] Die zu ätzenden Substrate befinden sich in der Mitte des Zylinders auf einem geeigneten Halter und werden somit von der Gasentladung geschützt, sodass lediglich die durch Diffusion zur Substratoberfläche gelangten reaktiven Radikale am Ätzprozess beteiligt sind.

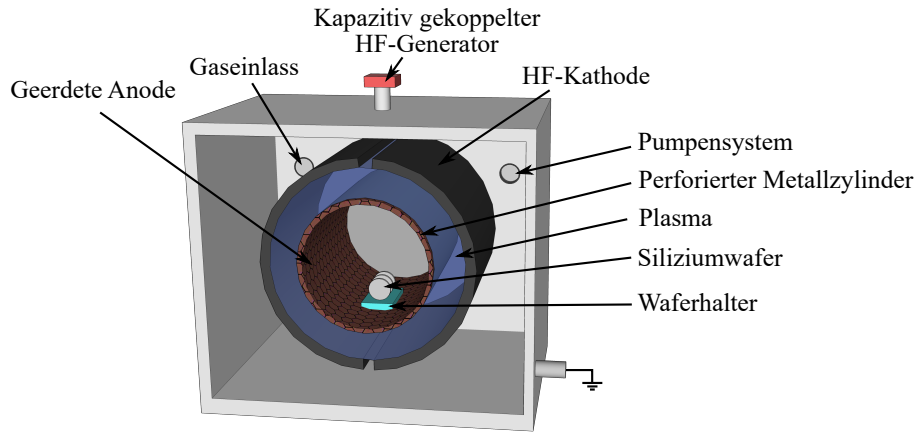


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung eines Barrel-Reaktors zum trockenchemischen Ätzen

Das physikalische Trockenätzen wird in [CWH11] als „*Bombardement mit nichtreaktiven Teilchen*“ wie beispielsweise Argonionen beschrieben. Der Anlagenaufbau ähnelt stark dem des chemischen Trockenätzens. Der Unterschied besteht darin, dass die kapazitiv eingekoppelte HF-Spannung an der unteren Elektrode, auf der sich die zu ätzenden Proben befinden, eingespeist wird. Dadurch werden die freien Ionen in Richtung Substrat beschleunigt und tragen somit aufgrund ihrer kinetischen Energie das zu entfernende Material mechanisch ab. Da bei diesem Verfahren nur inerte Gase Verwendung finden, kommt es zu keiner chemischen Reaktion und somit zu keinem chemischen Materialabtrag. Das trockenchemische Ätzverfahren zeichnet sich folglich durch eine hohe Anisotropie aus. Jedoch weist dieses Verfahren eine geringe Selektivität auf. Ferner kommt es durch den Teilchenbeschuss zu unerwünschten Substratschäden an der Oberfläche der Probe.

Das chemisch-physikalische Trockenätzverfahren kombiniert die Vorteile der zuvor beschriebenen Trockenätzverfahren. So wird ein anisotropes Ätzprofil bei ausreichender Selektivität ermöglicht. Die Anisotropie erfolgt hier durch den Teilchenbeschuss des rein physikalischen Trockenätzens. Die Selektivität wiederum ergibt sich durch die chemischen Reaktionen gemäß des chemischen Ätzens. In der Halbleiterindustrie findet hauptsächlich das sogenannte Reaktives Ionenätzen (RIE) Anwendung. Dieses Verfahren ermöglicht eine sehr genaue Übertragung der Struktur der Maskierschicht in die darunterliegende Schicht.

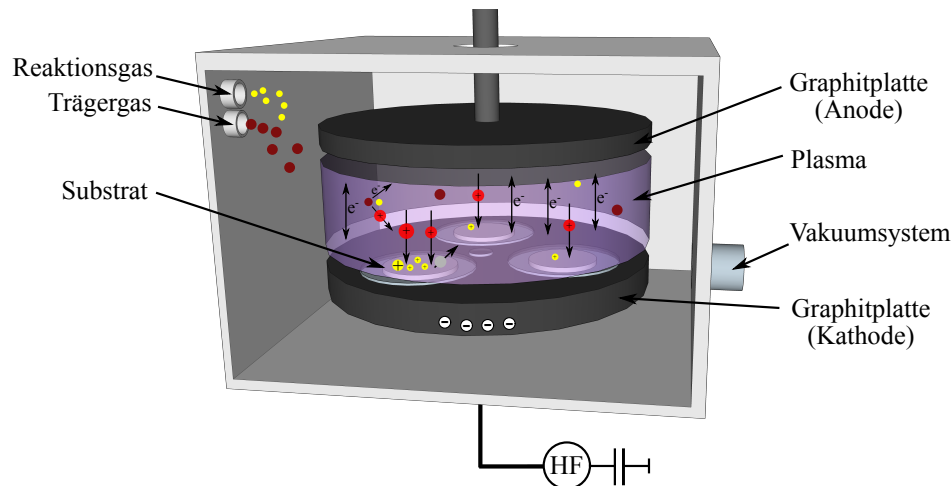


Abbildung 2.6.: Schematischer Aufbau einer reaktiven Ionenätzanlage

Der Anlagenaufbau des reaktiven Ionenätzens, schematisch dargestellt in Abb. 2.6, ist ähnlich dem des reinen physikalischen Trockenätzens, sodass auch hier der Siliziumwafer auf der mit einer über eine Kapazität hochfrequenten Wechselspannung gespeisten Kathode liegt. Infolge der sich einstellenden Biasspannung werden die im Plasma vorhandenen positiv geladenen Ionen in Richtung Wafer beschleunigt. In Abhängigkeit des gewählten Prozessdruckes vergrößert beziehungsweise verkleinert sich die mittlere freie Weglänge, wodurch der Auftreffwinkel der beschleunigten Ionen auf der Probenoberfläche eingestellt werden kann. Bei einer ausreichend großen mittleren freien Weglänge kommt es zu keiner Ablenkung der Flugbahn durch auftretende Stoßprozesse, sodass die Ionen (rot dargestellt) nahezu senkrecht auf der Substratoberfläche auftreffen und einzelne Atome und Moleküle (grau dargestellt) aus dem Kristallverband herausschlagen. Ferner kommt es durch die Einspeisung eines oder mehrerer reaktiver Gase zu chemischen Reaktionen (gelb dargestellt), die den Materialabtrag entsprechend unterstützen. Mit steigendem Prozessdruck und damit verbundener Abnahme der mittleren freien Weglänge erfahren die beschleunigten Ionen eine Richtungsänderung, bei der sie einen Teil ihrer kinetischen Energie abgeben. Sie schlagen nicht mehr senkrecht und mit weniger Energie auf die Probe auf, wodurch auch die Flanken der Strukturen getroffen und ebenfalls abgetragen werden. Dadurch verliert der physikalische Abtrag an Gewicht und der chemische Anteil des Ätzvorgangs dominiert. Dadurch steigt die Selektivität und der Ätzprozess nimmt einen isotropen Charakter an. Neben dem Prozessdruck (typischerweise 10^{-3} bis 10^{-2} mbar [MMP05]) sind sowohl die Leistung der eingespeisten HF-Wechselspannung als auch der Gasfluss der Reaktionsgase wichtige Parameter, um das Verhältnis zwischen chemischem und physikalischem Anteil des Ätzvorgangs

einzustellen. Mit zunehmender HF-Leistung steigt der physikalische Materialabtrag aufgrund wachsender Dissoziationsrate nahezu linear an. Mit steigendem Gasfluss steigt die Ätzrate bis zu einem gewissen Maximalwert zunächst linear an. Ab diesem Maximalwert verringert sich die erzielte Ätzrate aufgrund der hohen Verweildauer der Teilchen im Rezipienten. [Hil08]

Eine Weiterentwicklung der RIE-Anlage stellt die sogenannte Deep-RIE (DRIE)-Anlage² dar. Mit dem von der Robert-Bosch-GmbH entwickelten Verfahren wird die Herstellung von Strukturen mit hohem Aspektverhältnis bis zu 50:1 ermöglicht. Es handelt sich hierbei um einen zweiphasigen, alternierenden Ätzprozess für Silizium. In der ersten Phase wird mit dem Reaktionsgas Schwefelhexafluorid (SF_6) in einem Trägergas (meist Argon) Silizium anisotrop geätzt. In der zweiten Phase werden die Prozessparameter derart gewählt, sodass der Prozess isotrop abläuft. Das SF_6 wird dann durch Tetrafluormethan (CF_4) ersetzt. Durch die Radikalisierung des CF_4 Gases im Plasma setzt sich eine maskierende Plasmapolymerschicht ab. Anschließend wird zurück zur ersten Phase gewechselt. Entsprechend wird der Boden der Struktur anisotrop in der Tiefe geätzt. Die zuvor passivierten Seitenwände bleiben hierbei unberührt. Durch mehrfache Iterationen der einzelnen Phasen können Tiefen von bis zu mehreren 100 Mikrometern erzielt werden.

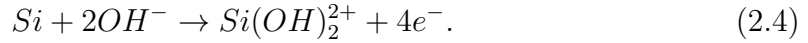
Nachdem die wichtigsten Ätzverfahren der Mikromechanik vorgestellt worden sind, erfolgt nun die Beschreibung der Volumen- und der Oberflächenmikromechanik.

2.2.1. Volumenmikromechanik

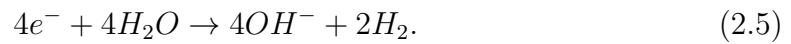
Wie bereits zu Beginn dieses Abschnittes erwähnt, bedient sich die Volumenmikromechanik zur Strukturierung von Silizium der anisotropen Ätzwirkung wässriger Lösungen der Alkalihydroxide. Beispiele hierfür sind: Kaliumhydroxid (KOH), Natriumhydroxid (NaOH), Lithiumhydroxid (LiOH) und Rubidiumhydroxid (RbOH). KOH ist hierbei die meist verwendete Ätzlösung. Der richtungsabhängige Ätzvorgang resultiert aus der Tatsache, dass diese Ätzlösungen die sogenannte (100)-Ebene deutlich schneller als die (110)- und (111)-Ebenen abtragen. Die (111)-Ebene kann hierbei als stabil angesehen werden und dient daher als Ätzstoppschicht. Aufgrund der unterschiedlichen Oberflächenenergien der verschiedenen Kristalloberflächen kommt es zu unterschiedlichen Ätzraten der einzelnen Kristallebenen. [SS03] Ausschlaggebend für das nasschemische Ätzen von Silizium ist die Präsenz des Hydroxyliens OH^- . Im Folgenden wird das Ätzen von Silizium mithilfe von KOH beispielhaft aufgeführt:

²Zu deutsch: Reaktives Ionentiefätzen

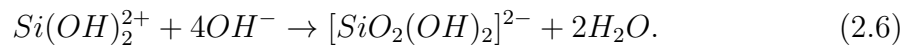
Die dazu notwendige Reaktion beginnt mit einer durch die Hydroxylionen hervorgerufenen Oxidation von Silizium gemäß Gleichung (2.4):



Als Reaktionsprodukt entsteht ein positiv geladener Silizium $Si(OH)_2^{2+}$ Komplex und vier Elektronen, die vom komplexierten Silizium angezogen werden. Das oxidierte Silizium ist somit nicht mehr an den Kristall gebunden. Folglich verweilen die Elektronen in Oberflächennähe aufgrund der soeben beschriebenen Anziehung und führen zur Bildung einer elektrolytischen Doppelschicht. In einer zweiten Reaktion reagieren die Elektronen mit den Wassermolekülen zu weiteren Hydroxylionen und Wasserstoff gemäß Gleichung (2.5):



Abschließend reagiert der Siliziumkomplex mit vier weiteren Hydroxylionen zu einem löslichen Siliziumdioxidkomplex und zwei Wassermolekülen gemäß:



Zusammenfassend ergibt sich die folgende Reaktionsgleichung (2.7):



Der nun lösliche und negativ geladene Siliziumdioxidkomplex wird von der Oberfläche abgestoßen und diffundiert in die Ätzlösung, wobei diese durch die Bildung neuer Hydroxylionen in situ aufgefrischt wird. Der hierbei entstehende Wasserstoff verlässt die Lösung gasförmig. [Sei+90]

Aus den unterschiedlichen, anisotropen Ätzraten von Silizium mittels KOH resultieren, je nach Kristallorientierung der Waferoberfläche, unterschiedliche geometrische Ätzformen. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Wafer weisen eine (100)-Ebene auf und sind mit einer Maskierschicht wie beispielsweise SiO_2 oder Siliziumnitrid (Si_3N_4) bedeckt. Diese wird mittels der Fotolithographie derart strukturiert, sodass das darunterliegende Silizium lokal freigelegt wird. Durch das nasschemische, anisotrope Ätzen mit KOH werden lediglich die zur Oberfläche parallelen Siliziumschichten entfernt. Seitlich wird das Ätzen durch die (111)-Ebene begrenzt. Wie der Abbildung 2.7 zu entnehmen, treffen die (100)- und (111)- Ebenen unter einem Neigungswinkel von $\arctan \sqrt{2} \simeq 54,7^\circ$ aufeinander. Somit wird das Vordringen in die Tiefe lateral durch die (111)-Ebenen eingeschränkt.

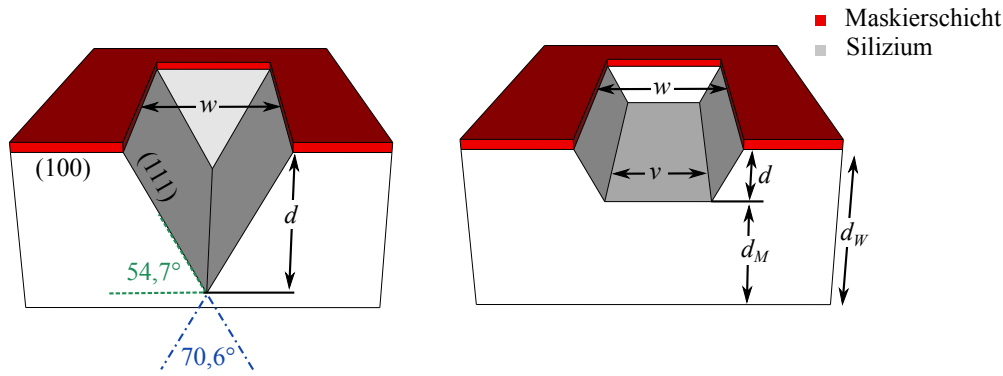


Abbildung 2.7.: Nasschemisches anisotropes Ätzen von (100)-Silizium mit Kaliumhydroxid entlang der (111)-Ebene. Links: Vollständiges Ätzen, bis sich die gegenüberliegenden Ebenen schneiden. Rechts: Zeitlich begrenztes Ätzen.

Nach einer genügend langen Ätzzeit schneiden sich die gegenüberliegenden (111)-Ebenen unter einem Winkel von $70,6^\circ$. Der Ätzvorgang kommt dann praktisch zum Erliegen. Es resultiert ein sogenannter V-Graben mit der Breite w und der Tiefe d , wie in Abbildung 2.7 links schematisch dargestellt ist. Das Verhältnis zwischen Breite und der erzielten Tiefe lässt sich gemäß Gleichung (2.8) definieren:

$$\frac{w}{d} = \sqrt{2}. \quad (2.8)$$

Somit ist die Tiefe d des Ätzangriffs lediglich von der Weite der Ätzöffnung und der Ätzzeit wie in Gleichung (2.9) abhängig.

$$d = \frac{w}{\sqrt{2}}. \quad (2.9)$$

Wird die zu ätzende Probe nur kurzzeitig der KOH-Ätzlösung ausgesetzt, kommt es zu keinem Schnittpunkt der gegenüberliegenden (111)-Ebenen. Infolge dessen entsteht eine waagerechte Ebene am Boden der Ätzgrube (vgl. 2.7 rechts). Die Breite v dieser Ebene lässt sich nach Gleichung (2.10) wie folgt bestimmen:

$$v = w - d \cdot \sqrt{2}. \quad (2.10)$$

Auf diese Weise ist es möglich eine Siliziummembran zu erzeugen. Die resultierende Dicke d_M der Membran in einem Siliziumwafer der Dicke d_W berechnet sich nach Gleichung (2.11) wie folgt:

$$d_M = d_W - d. \quad (2.11)$$

Membranen, die nach diesem Verfahren gefertigt werden, gehören zu den kommerziell erfolgreichsten mikromechanischen Systemen und finden Anwendung in der Herstellung konventioneller Drucksensoren.

Von großem Nachteil dieser Methode ist jedoch die Tatsache, dass aufgrund der K^+ -Ionen KOH nicht zu einem Complementary Metal-Oxide-Semiconductor (CMOS)-Prozess kompatibel ist. Daher ist eine monolithische Fertigung eines solchen Drucksensors in einer CMOS-kompatiblen Technologielinie nicht ohne Weiteres möglich. Eine weitere Herausforderung ergibt sich dadurch, dass trotz einer genau definierten Ätzrate von $79 \mu\text{m}/\text{h}$ bei einer auf 80°C aufgeheizten 30 prozentigen KOH-Lösung [Heu91] die exakte Dicke der Membran nicht reproduzierbar herzustellen ist. Dies ist durch die Tatsache begründet, dass die Dicke der einzelnen Siliziumwafer untereinander gewissen Toleranzen unterliegt. Ferner weisen alle Wafer eine gewisse Dickenvariation innerhalb des Wafers auf. Die erforderliche Dicke einer Membran ist somit nicht ausschließlich durch die Ätzzeit einstellbar. Abhilfe schafft die Verwendung gezielter Ätzstoppschichten. Zielführend ist beispielsweise das Einbauen einer n^+ -dotierten Schicht, die als Ätzstoppschicht dient. Hierfür wird das Silizium in einer KOH-Lösung elektrochemisch geätzt. [MMP05]

Ein weiteres Herstellungsverfahren von Siliziummembranen beruht auf der Opferschichttechnik, die der Oberflächenmikromechanik zuzuordnen ist. Dieses wird im folgenden Abschnitt genauer beschrieben.

2.2.2. Oberflächenmikromechanik

Im Gegensatz zu der im vorherigen Abschnitt vorgestellten Volumenmikromechanik bietet die Oberflächenmikromechanik einen Herstellungsprozess für Drucksensoren an, der vollständig zur CMOS-Technologie kompatibel ist. Das Hauptmerkmal dieser Technik zeichnet sich durch eine Unterscheidung zwischen Funktions- und Opferschichten aus. Klassischerweise findet als Opferschicht Siliziumdioxid Anwendung, da sich Siliziumdioxid hochselektiv zu Silizium nasschemisch entfernen lässt. Diese dient als Platzhalter für die räumliche Trennung zwischen Substratoberfläche und Funktionsschicht. Für die Funktionsschicht wird klassischerweise polykristallines Silizium verwendet. Sowohl die Funktions- als auch die Opferschicht werden mit den entsprechenden Abscheideverfahren der Planartechnik abgeschieden. Folglich kommt es - im Gegensatz zur Volumenmikromechanik - zu keiner Schädigung des Bulksiliziums. Die prozessierten Mikrostrukturen befinden sich somit auf der Oberfläche des Substrates. Zur Verdeutlichung der Opferschichttechnik wird im Folgenden beispiel-

haft der zur Herstellung einer freischwebenden Struktur erforderliche Prozessablauf beschrieben und schematisch in Abb. 2.8 verdeutlicht.

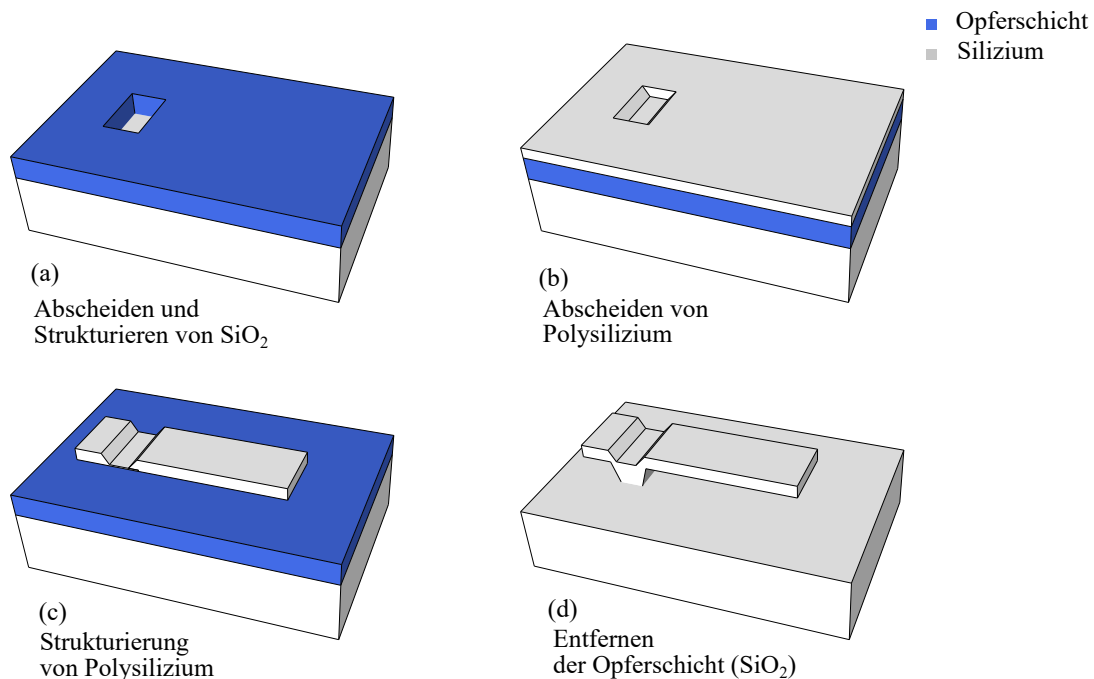


Abbildung 2.8.: Prozessablauf zum Erhalt eines freischwebenden Balkens unter Verwendung der Opferschichttechnik

Zunächst wird die Opferschicht (SiO_2) auf dem Substrat aufgebracht und mittels der Fotolithographie strukturiert. Hierbei wird durch das Hinzufügen von Öffnungen in der Opferschicht sichergestellt, dass die anschließende Funktionsschicht auf dem Substrat verankert werden kann. Anschließend wird polykristallines Silizium - im Folgenden als Polysilizium bezeichnet - abgeschieden. Anschließend wird dieses ebenfalls fotolithographisch strukturiert. Die Ätzung des Polysiliziums erfolgt trockenchemisch mittels des reaktiven Ionenätzens und ist somit anisotrop. Die zuvor aufgebraute Opferschicht wird nasschemisch mithilfe von Flußsäure entfernt. Durch die isotrope Ätzwirkung der Flußsäure wird sichergestellt, dass die Opferschicht auch unterhalb der Funktionsschicht vollständig entfernt wird. Anschließend werden die erzeugten Mikrostrukturen gespült und getrocknet. Gegen Ende des Trocknungsprozesses kann möglicherweise ein Anhaften der Funktionsschicht auf dem Untergrund beobachtet werden. Dieser Vorgang wird als Sticking bezeichnet. Das Verkleben der Funktionsschicht ist irreversibel, sodass es zu einer teilweisen oder vollständigen Zerstörung der Mikrostruktur kommen kann. Nach [Tas+96] sind hauptsächlich die auftretenden Kapillarkräfte für die resultierenden Adhäsionskräfte verantwortlich. Diese entstehen durch das Verdampfen der Flüssigkeit zwischen

zwei Platten. Infolgedessen werden die Platten einander aufgrund des entstehenden Unterdruckes angezogen. [MMP05] Demnach kann im sub-Mikrometerbereich ein Flüssigkeitsdünnsfilm zwischen zwei festen Platten als Haftmittel angesehen werden. Die Adhäsionskraft F_{Adh} lässt sich wie in Gleichung (2.12) bestimmen:

$$F_{Adh} = \frac{2 \cdot A \cdot \gamma_{la}}{h} \cdot \cos \theta, \quad (2.12)$$

wobei γ_{la} die Oberflächenspannung zwischen Flüssigkeit und Luft, A die Oberfläche, h den Abstand der Platten zueinander und θ den Kontaktwinkel zwischen Flüssigkeit und Oberfläche beschreibt. Überschreitet die Adhäsionskraft die elastische Rückstellkraft der freischwebenden Struktur, kommt es zur Anhaftung dieser. Dies wiederum hat direkte Auswirkungen auf die Dimensionierung einer solchen Struktur. So ist in [Tas+96] eine kritische Länge l_{krit} für einen freischwebenden Balken der Dicke d_{Bal} gemäß Gleichung (2.13) angegeben:

$$l_{krit} = \sqrt[4]{\frac{3}{16} \cdot \frac{E_{Mod} \cdot d_{Bal}^3 \cdot h^2}{\gamma_{la} \cdot \cos \theta}}. \quad (2.13)$$

E_{Mod} beschreibt das materialabhängige Elastizitätsmodul. Im Falle von Silizium ergeben sich für die drei Hauptkristallebenen folgende Elastizitätsmodule: $E_{100} \simeq 130$ GPa, $E_{110} \simeq 170$ GPa und $E_{111} \simeq 187$ GPa. [VZ06] Um ein mögliches Anhaften der Struktur zu vermeiden, ist eine entsprechende Dimensionierung zu wählen. Den stärksten Einfluss übt hierbei die Dicke der Strukturen aus. Bei einer ausreichend hoch dimensionierten Dicke der freischwebenden Struktur kann dem Anhaften effektiv entgegengewirkt werden, sofern dieses nicht mit den Zielvorgaben des herzustellenden Sensors im Konflikt steht. Im Falle des Drucksensors übt die Dicke der beweglichen Struktur einen direkten Einfluss auf die maximale Druckbelastung der Membran aus, sodass hier der Abstand zwischen Membran und Substrat entsprechend dimensioniert werden muss. Eine Möglichkeit diesem Problem zu begegnen, ist der Austausch des Wassers des Spülprozesses durch Alkohol. Alkohol besitzt eine geringe Oberflächenspannung, sodass nur geringere Kräfte auf die bewegliche Mikrostruktur wirken. Bei Strukturen mit schwacher Rückstellkraft tritt das Problem des Stickings jedoch weiterhin auf. Effektiver ist die Anwendung einer sogenannten superkritischen Trocknung. Hierbei wird die Spülflüssigkeit zum Ende des Trocknungsprozesses durch flüssiges Kohlenstoffdioxid (CO_2) substituiert. Abschließend wird das CO_2 auf die kritische Temperatur von 31°C bei einem Druck von 73,8 bar erhöht. Dadurch wird der Phasenübergang von flüssig in gasförmig unterbunden. Die für das Sticking verantwortlichen Kapillarkräfte können somit nicht

mehr auftreten.

Wie bereits zu Beginn des Abschnittes beschrieben, wird in der Oberflächenmikromechanik typischerweise polykristallines Silizium als Funktionsschicht verwendet. Die Abscheidung des Polysiliziums mittels des LPCVD-Verfahrens steht jedoch im Konflikt mit der Zielvorgabe die maximale Prozesstemperatur von 450°C nicht zu überschreiten. Daher findet im Rahmen dieser Arbeit eine modifizierte Form der Oberflächenmikromechanik Anwendung, welche in Kapitel 5 im Detail beschrieben wird.

2.3. Konventionelle Wandlungsverfahren

An einen Drucksensor werden je nach Anwendungsgebiet verschiedene, sich teils widersprechende Anforderungen, wie beispielsweise eine geringe Größe, ein geringer Stromverbrauch, eine geringe Temperaturabhängigkeit, eine möglichst hohe Druckbereichsabdeckung oder auch eine sehr hohe Druckmessgenauigkeit gestellt. Je nach Priorisierung der einzelnen Anforderungen kommen unterschiedliche Wandlungsverfahren zum Einsatz. Die konventionellen Wandlungsverfahren lassen sich in das piezoresistive und das kapazitive Wandlungsverfahren unterteilen. Diese werden in den nachfolgenden Abschnitten genauer erläutert. Alternative Wandlungsverfahren werden in Abschnitt 2.3.3 vorgestellt.

2.3.1. Wandlung mittels des piezoresistiven Effekts

Die messtechnische Erfassung eines Drucks nach dem piezoresistiven Wandlungsverfahren beruht auf der Messung einer Widerstandswertänderung, welche durch eine Dehnung beziehungsweise einer mechanischen Spannung bei sogenannten Verformungskörpern hervorgerufen wird. Hierfür ist Silizium aufgrund seiner elastischen Eigenschaften sehr gut geeignet.

Wirkt ein äußerer Druck auf einen elektrisch leitfähigen Werkstoff ein, kommt es aufgrund der mechanischen Verformung zu einer Widerstandsänderung des Materials. Grund hierfür ist der piezoresistive Effekt, welcher erstmals im Jahr 1856 durch Lord Kelvin bei Metallen entdeckt wurde. [Glü05]

Ein Widerstand R lässt sich in Abhängigkeit des spezifischen Widerstands des Materials nach Gleichung (2.14) bestimmen:

$$R = \rho \cdot \frac{l}{A}, \quad (2.14)$$

wobei A die Fläche des Querschnitts und l die Länge des Leiters darstellt.

Für den einfachsten Fall eines zylinderförmigen Leiterdrahts mit dem Radius r ergibt sich für den Widerstand gemäß Gleichung (2.14) folgender Zusammenhang in Gleichung (2.15):

$$R = \rho \cdot \frac{l}{\pi \cdot r^2} \quad (2.15)$$

Der Widerstand ist folglich proportional zur Länge und reziprok zur Fläche des Querschnitts. Dementsprechend steigt der elektrische Widerstand eines Leiters, wenn dieser gedehnt wird, da die Länge zunimmt und die Fläche des Querschnitts abnimmt. Diese Querverkürzung wird durch die sogenannte Poisson'sche Querkontraktionszahl ν beschrieben und ist gemäß Gleichung (2.16) als das Verhältnis der Dehnungen in Quer- (ϵ_q) und Längsrichtung (ϵ_l) definiert:

$$\nu = -\frac{\epsilon_q}{\epsilon_l}, \quad (2.16)$$

mit:

$$\epsilon_q = \frac{\Delta D}{D}, \quad (2.17)$$

wobei D den Durchmesser des Leiters definiert und

$$\epsilon_l = \frac{l - l_0}{l_0} = \frac{\Delta l}{l_0} \quad (2.18)$$

ist. Unter Berücksichtigung eines veränderlichen spezifischen Widerstands errechnet sich eine Widerstandsänderung zu Gleichung (2.19):

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta l}{l_0} - \frac{\Delta A}{A} \quad (2.19)$$

Unter Verwendung der Gleichungen (2.16) bis (2.18) vereinfacht sich Gleichung (2.19) zu Gleichung (2.20):

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + (2\nu + 1) \cdot \epsilon_l = \tilde{k} \cdot \epsilon_l, \quad (2.20)$$

wobei \tilde{k} der sogenannte k -, oder auch Gauge-Faktor ist. Bei Metallen erfolgt keine Veränderung des spezifischen Widerstands aufgrund einer äußeren Belastung. Folglich gilt für Metalle $\frac{\Delta \rho}{\rho} = 0$, sodass $\tilde{k} \approx (2\nu + 1) \approx 2$ gilt. [Glü05; HS12]

Für Halbleiter kann diese Annahme nicht mehr getroffen werden. Infolge einer äußeren Krafteinwirkung auf den Halbleiterkristall kommt es zu einer Verformung des Kristallgitters. Infolgedessen vergrößert oder verkleinert sich der Abstand der Atome im Kristallverband zueinander. Folglich ändert sich sowohl der Bandabstand

als auch die Form der Bänder des Halbleiters. Somit ändert sich ebenfalls die Anzahl der Elektronen im Leitungsband sowie die Ladungsträgerbeweglichkeit. Im Falle eines dotierten Halbleiters ist die Änderung der Ladungsträgerbeweglichkeit der überwiegende Effekt und wird mit dem spezifischen Widerstand zusammengefasst. Für n-dotiertes Silizium berechnet sich der spezifische Widerstand ρ_0 beispielsweise nach Gleichung (2.21):

$$\rho_0 = \frac{1}{e \cdot n \cdot \mu_0} = \frac{1}{e \cdot n \cdot \left(\frac{\mu_l}{3} + \frac{2\mu_t}{3}\right)}, \quad (2.21)$$

wobei e die Elementarladung und n die Dotierstoffkonzentration darstellt. Die Ladungsträgerbeweglichkeit μ_0 kann in einen longitudinalen (μ_l) und einen transversalen (μ_t) Anteil zerlegt werden. Somit ist die Ladungsträgerbeweglichkeit im Falle eines belasteten Halbleiters nicht mehr isotrop.

Für einen unbelasteten Halbleiter kann nach dem Ohm'schen Gesetz der Zusammenhang zwischen der Stromdichte \vec{j} und der elektrischen Feldstärke \vec{E} gemäß Gleichung (2.22) angenommen werden:

$$\vec{E} = \rho_0 \cdot \vec{j}. \quad (2.22)$$

Infolge einer Deformation des Kristallgitters verlaufen \vec{E} und \vec{j} nicht mehr parallel zueinander. Der Zusammenhang für einen belasteten Halbleiter lässt sich dann durch einen Tensor zweiter Ordnung des spezifischen Widerstands nach Gleichung (2.23) beschreiben:

$$\vec{E} = \underline{\underline{\rho}} \cdot \vec{j} = \rho_0 \cdot \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right) \cdot \vec{j}. \quad (2.23)$$

Die Abhängigkeit der Widerstandsänderung von der mechanischen Spannung lässt sich durch den sogenannten π -Tensor wie in Gleichung (2.24) beschreiben:

$$\underline{\underline{\Delta\rho}} = \rho_0 \cdot \underline{\underline{\pi}} \cdot \underline{\underline{\sigma_m}}. \quad (2.24)$$

Dabei werden die Tensorcomponenten der Widerstandsänderung $\underline{\underline{\rho}}$ durch die Größe und Richtung der Tensorcomponenten der mechanischen Spannung $\underline{\underline{\sigma_m}}$ in Abhängigkeit von $\underline{\underline{\pi}}$ bestimmt. Der symmetrische π -Tensor besteht im Allgemeinen aus 21 verschiedenen, kristallrichtungsabhängigen Knoten. Bei kubischen Kristallen, wie beispielsweise Silizium, reduziert sich die Anzahl aus Symmetriegründen auf insgesamt drei Komponenten: Die temperatur-, dotierungs- und druckabhängige Komponente π_{11} , π_{12} und π_{44} . Diese Komponenten werden auch als piezoresistive Koeffizien-

Tabelle 2.3.: Spezifischer Widerstand und piezoresistive Koeffizienten von Silizium bei Raumtemperatur nach [Smi54; Kha94]

Material	Spz. Widerstand	Piezoresistive Koeffizienten [10^{-11} Pa^{-1}]		
		π_{11}	π_{12}	π_{44}
p-Silizium	$7,8 \Omega \cdot \text{cm}$	6,6	-1,1	138,1
n-Silizium	$11,7 \Omega \cdot \text{cm}$	-102,2	53,4	-13,6

ten bezeichnet. Die Komponenten des Tensors der mechanischen Spannung werden durch sechs unabhängige Komponenten dargestellt: Drei Komponenten der Normalspannung σ_{m1} , σ_{m2} und σ_{m3} und drei Komponenten der Scherspannung τ_{12} , τ_{13} und τ_{23} . Somit gilt unter Verwendung von Gleichung (2.24) die Gleichung (2.25)[KBd93; Hil07]:

$$\begin{bmatrix} \Delta\rho_1 \\ \Delta\rho_2 \\ \Delta\rho_3 \\ \Delta\rho_{12} \\ \Delta\rho_{13} \\ \Delta\rho_{23} \end{bmatrix} = \rho_0 \cdot \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sigma_{m1} \\ \sigma_{m2} \\ \sigma_{m3} \\ \tau_{12} \\ \tau_{13} \\ \tau_{23} \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

Nach [Smi54; Kha94] gelten für den spezifischen Widerstand und die piezoresistiven Koeffizienten für p- und n-dotiertes Silizium bei Raumtemperatur ($T=300 \text{ K}$) die Werte gemäß Tabelle 2.3. In Abhängigkeit von der Richtung des elektrischen Feldes, der Stromdichte und Normal- beziehungsweise Scherspannung kann eine Unterteilung in drei verschiedene Effekte durchgeführt werden:

- ▶ Longitudinaleffekt
- ▶ Transversaleffekt
- ▶ Schereffekt

Der Longitudinaleffekt liegt vor, wenn die elektrische Feldstärke, die Stromdichte und die mechanische Normalspannung σ_{m1} parallel verlaufen und die gleiche Richtung wie die einwirkende Kraft F aufweisen. Für die erste Komponente E_1 des elektrischen Feldes gilt dann unter Nutzung von Gleichung (2.23) folgender Zusammenhang:

$$E_1 = \rho_0 \cdot (1 + \pi_{11} \cdot \sigma_{m1}) \cdot j_1. \quad (2.26)$$

In diesem Fall heißt π_{11} longitudinaler piezoresistiver Koeffizient und wird im Folgenden mit π_L bezeichnet. Die Änderung des spezifischen Widerstands lässt sich dann nach Gleichung (2.27) bestimmen:

$$\Delta\rho_L = \rho_0 \cdot \pi_L \cdot \sigma_{m1}. \quad (2.27)$$

Der transversale Effekt liegt vor, wenn die elektrische Feldstärke und Stromdichte parallel verlaufen, jedoch senkrecht zur Normalspannung σ_{m2} stehen. In diesem Fall gilt für E_1 die transversale Komponentengleichung (2.28):

$$E_1 = \rho_0 \cdot (1 + \pi_{12} \cdot \sigma_{m2}) \cdot j_1. \quad (2.28)$$

Analog zum longitudinalen Effekt wird π_{12} als transversaler piezoresistiver Koeffizient π_T bezeichnet, sodass für die transversale Widerstandsänderung Gleichung (2.29) gilt:

$$\Delta\rho_T = \rho_0 \cdot \pi_T \cdot \sigma_{m2}. \quad (2.29)$$

Der Schereffekt liegt für den Sonderfall vor, dass die elektrische Feldstärke und Stromdichte senkrecht zueinander stehen. In dieser von beiden Größen aufgespannten Ebene wirkt dann eine sogenannte Scherspannung $\vec{\tau}$. Für E_1 gilt dann Gleichung (2.30):

$$E_1 = \rho_0 \cdot \pi_{44} \cdot \tau_{12} \cdot j_2. \quad (2.30)$$

Die oben aufgeführten Beziehungen gelten nur für die Betrachtung entlang der [100]-Kristallorientierung. [Kan82] Für technische Anwendungen werden jedoch häufig andere Kristallorientierungen herangezogen. Der longitudinale und transversale piezoresistive Koeffizient errechnet sich dann als Linearkombination der drei piezoresistiven Koeffizienten. Wird das elektrische Feld und die Stromdichte entlang der (111)-Ebene ausgerichtet, dann ist π_L gegeben durch Gleichung (2.31):

$$\pi_L = -\frac{1}{3} \cdot (\pi_{11} + 2\pi_{12} + 2\pi_{44}). \quad (2.31)$$

Üblicherweise werden in der Mikrosystemtechnik die piezoresistiven Widerstände parallel oder senkrecht zum Flap eines (100)-Siliziumwafers ausgerichtet, was einer [110]-Richtung entspricht. Für π_L und π_T gilt dann folgender Zusammenhang wie in Gleichung (2.32) und (2.33):

$$\pi_L = \frac{1}{2} \cdot (\pi_{11} + \pi_{12} + \pi_{44}) \quad (2.32)$$

$$\pi_T = \frac{1}{2} \cdot (\pi_{11} + \pi_{12} - \pi_{44}). \quad (2.33)$$

Die Realisierung eines piezoresistiven Widerstands erfolgt typischerweise aus p-dotiertem Polysilizium, da, wie der Tabelle 2.3 zu entnehmen, π_{44} betragsmäßig den höchsten Wert aufweist. Um eine möglichst große Änderung des spezifischen Widerstands in Abhängigkeit eines wirkenden Drucks zu erhalten, kann entweder der Schereffekt direkt genutzt werden oder die Widerstände werden derart orientiert, sodass die zwei Normalspannungen σ_{m1} und σ_{m2} eine Ebene aufspannen wie dies beim Schereffekt der Fall ist und somit die gleiche Auswirkung wie der Schereffekt selbst ausübt. In der Praxis findet letztere Möglichkeit Anwendung und wird durch die Kombination des Longitudinaleffekts und des Transversaleffekts realisiert, sodass Gleichung (2.34) gilt:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \pi_L \cdot \sigma_L + \pi_T \cdot \sigma_T, \quad (2.34)$$

wobei eine Spannungsebene durch σ_L (longitudinal) und σ_T (transversal) aufgespannt wird. Aufgrund der Größenordnungen von π_{11} und π_{12} für p-dotiertes Silizium gilt nach [Kan82] folgender Zusammenhang zwischen dem longitudinalen und transversalen piezoresistiven Koeffizienten π_L und π_T :

$$\pi_L \approx -\pi_T. \quad (2.35)$$

Somit lassen sich die Gleichung (2.32) und (2.33) zu Gleichung (2.36) vereinfachen:

$$\pi_L \approx -\pi_T = \frac{1}{2} \cdot \pi_{44}. \quad (2.36)$$

Für p-dotiertes Silizium ergibt sich folglich eine Widerstandsänderung nach Gleichung (2.37):

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{1}{2} \cdot \pi_{44} \cdot (\sigma_L - \sigma_T) \approx 70 \cdot 10^{-11} \cdot (\sigma_L - \sigma_T). \quad (2.37)$$

Die Gleichung (2.37) beschreibt einen direkten Zusammenhang zwischen der Änderung des piezoresistiven Widerstands und der longitudinalen beziehungsweise der transversalen Normalspannung. Um den piezoresistiven Effekt mit einer relativen Längenänderung zu verknüpfen, kann das Hook'sche Gesetz angewandt werden.

2. Mikromechanische Drucksensoren

Diesem zufolge ist die mechanische Spannung σ als das Produkt aus einem Elastizitätsmodul E_{Mod} und einer Dehnung ϵ_m (vgl. Gleichung (2.18)) definiert:

$$\sigma = \epsilon_m \cdot E_{Mod}. \quad (2.38)$$

Konkrete Werte für das Elastizitätsmodul für Silizium sind je nach Kristallorientierung in Abschnitt 2.2.2 auf Seite 19 aufgeführt.

Dadurch kann unter der Annahme eines isotropen Materialverhaltens die Widerstandsänderung in eindimensionaler Näherung wie in Gleichung (2.39) bestimmt werden [Hil07]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \pi \cdot \sigma = \pi \cdot E_{Mod} \cdot \frac{\Delta l}{l_0} = \tilde{K} \cdot \frac{\Delta l}{l_0}. \quad (2.39)$$

Analog zum \tilde{k} -Faktor für Metalle steht somit der \tilde{K} -Faktor, auch als Gauge-Faktor bezeichnet, ein Wert für Halbleiter zur Verfügung, der die Widerstandsänderung in Abhängigkeit einer Längenänderung beschreibt und das Produkt aus π und E_{Mod} zusammenfasst. Im Gegensatz zu Metallen mit $\tilde{k} \approx 2$ sind je nach Kristallorientierung Werte von $\tilde{K} > 100$ möglich. Damit ist der piezoresistive Effekt als Wandlung einer Membrandeformation in ein elektrisches Signal bestens geeignet. Um eine maximale Wandlung zu erhalten, werden drei Anforderungen an das wandelnde Element gestellt. Die Widerstände müssen im Bereich der stärksten Verspannung der Membran platziert werden. Zu dessen genauen Positionsbestimmung wird im Allgemeinen die sogenannte FEM eingesetzt. Diese wird in Abschnitt 4.2.1 auf Seite 67 im Detail beschrieben. Im Falle einer rechteckigen Membran befinden sich diese Positionen nach [CC12] in der Mitte der jeweiligen Kante, wie in Abb. 2.9 schematisch dargestellt.

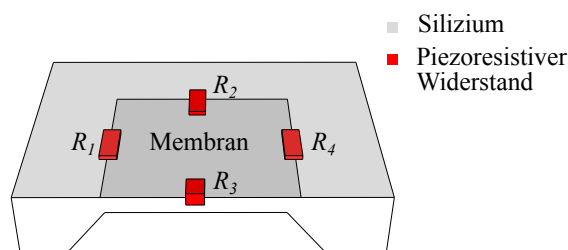


Abbildung 2.9.: Optimale Anordnung der piezoresistiven Widerstände auf einer rechteckigen Siliziummembran

Des Weiteren muss bei der Verwendung von p-dotiertem Silizium die korrekte Ausrichtung der Widerstände in die [110]-Richtung berücksichtigt werden. Um eine optimale Ausgangsspannung zu erhalten, sollte abschließend die Differenz aus der longitudinalen und transversalen Spannungskomponente maximal sein.

Für die Bestimmung der Änderungen der Widerstände R_1 , R_2 , R_3 und R_4 in Abb. 2.9 unter dem Einfluss einer äußeren Krafteinwirkung kann Gleichung (2.37) herangezogen werden, sodass, bezogen auf den jeweiligen Widerstand ohne mechanische Belastung, Gleichung (2.40) und (2.41) gilt:

$$\frac{\Delta R_1}{R_1} = \frac{1}{2} \cdot \pi_{44} \cdot (\sigma_L - \sigma_T) \quad (2.40)$$

$$\frac{\Delta R_2}{R_2} = \frac{1}{2} \cdot \pi_{44} \cdot (\sigma_T - \sigma_L) = -\frac{\Delta R_1}{R_1}. \quad (2.41)$$

Dieser Zusammenhang gilt analog für die Widerstände R_3 und R_4 . Die Widerstände werden zu einer Wheatstoneschen Brückenschaltung verschaltet (vgl. Abb. 2.10), sodass sich die Brücke symmetrisch verstimmt und das Ausgangssignal U_{aus} , bei anliegender Versorgungsspannung U_B maximal wird.

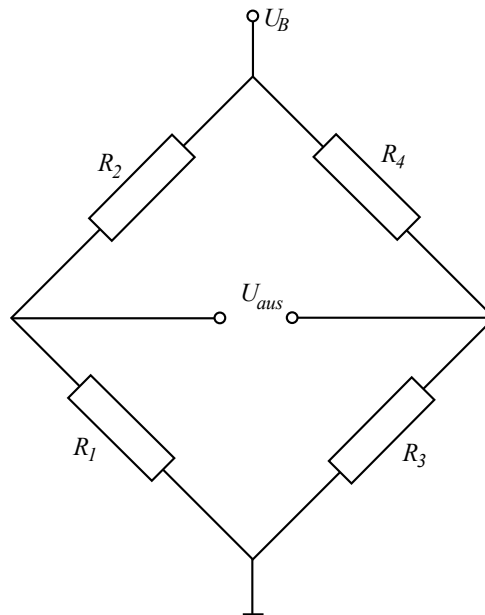


Abbildung 2.10.: Verschaltung der piezoresistiven Widerstände zu einer Wheatstoneschen Brückenschaltung zur simultanen Erfassung von Zug- und Druckspannung

Durch den Vergleich der zwei Spannungen der Spannungsteiler errechnet sich die Ausgangsspannung U_{aus} zu Gleichung (2.42):

$$U_{aus} = U_{R1} - U_{R3}, \quad (2.42)$$

mit

$$U_{R1} = U_B \cdot \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad (2.43)$$

und

$$U_{R3} = U_B \cdot \frac{R_3}{R_3 + R_4}, \quad (2.44)$$

sodass Gleichung (2.45) gilt:

$$U_{aus} = U_B \cdot \left(\frac{R_1}{R_1 + R_2} - \frac{R_3}{R_3 + R_4} \right). \quad (2.45)$$

Wirkt nun eine Belastung auf die Membran und somit auf die Widerstände, so lässt sich der Wert für einen Widerstand R als Summe des Widerstandswerts im unbelasteten Zustand und der durch den piezoresistiven Effekt verursachten Widerstandsänderung wie in Gleichung (2.46) bestimmen. Dabei wird angenommen, dass für alle Widerstände der gleiche Wert R_0 gilt.

$$R = R_0 \cdot \left(1 + \frac{\Delta R}{R_0} \right). \quad (2.46)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (2.46) in Gleichung (2.45) kann eine Widerstandsänderung mit der Ausgangsspannung der Wheatstoneschen Brücke wie folgt in Zusammenhang gebracht werden:

$$\frac{U_{aus}}{U_B} = \frac{1 + \frac{\Delta R_1}{R_0}}{\left(1 + \frac{\Delta R_1}{R_0}\right) + \left(1 + \frac{\Delta R_2}{R_0}\right)} - \frac{1 + \frac{\Delta R_3}{R_0}}{\left(1 + \frac{\Delta R_3}{R_0}\right) + \left(1 + \frac{\Delta R_4}{R_0}\right)}. \quad (2.47)$$

Durch die geeignete Positionierung der Widerstände auf der Membran, erfahren die Widerstände R_1 und R_4 durch eine äußere Krafteinwirkung die selbe Änderung (transversal beziehungsweise longitudinal), sodass $\Delta R_1 = \Delta R_4$ angenommen werden kann. Analoges gilt für die Widerstände R_2 und R_3 . Ferner gilt aufgrund der Gleichung (2.41) folgender Zusammenhang der Widerstandsänderungen: $\Delta R_2 = -\Delta R_1$. Somit vereinfacht sich Gleichung (2.47) zu Gleichung (2.48):

$$\frac{U_{aus}}{U_B} = \frac{2 \cdot \frac{\Delta R_1}{R_0}}{2 + \frac{\Delta R_1}{R_0} - \frac{\Delta R_1}{R_0}} = \frac{\Delta R}{R_0}. \quad (2.48)$$

Durch die Verknüpfung von Gleichung (2.41) mit der Gleichung (2.48) kann dadurch

gemäß Gleichung (2.49) eine Membrandeformation mittels der mechanischen Spannungen (longitudinal sowie transversal) σ_L und σ_T , die infolge einer mechanischen Beanspruchung auftreten, in ein elektrisches Ausgangssignal U_{aus} gewandelt werden.

$$\frac{U_{aus}}{U_B} = \frac{1}{2} \cdot \pi_{44} \cdot (\sigma_L - \sigma_T). \quad (2.49)$$

Für p-dotiertes Silizium mit entsprechender Orientierung der Widerstände folgt gemäß Tabelle 2.3 auf Seite 23 folgender Zusammenhang:

$$\frac{U_{aus}}{U_B} \approx 70 \cdot 10^{-11} \cdot (\sigma_L - \sigma_T), \quad (2.50)$$

wodurch eine sensible Druckerfassung erfolgen kann.

Diese Form der Wandlung findet im Allgemeinen bei Drucksensoren Anwendung, die in der zuvor beschriebenen Volumenmikromechanik hergestellt werden. Auftretender Nachteil bei diesem Wandlungsverfahren ist die Temperaturabhängigkeit der piezoresistiven Koeffizienten der Widerstände. [Pan+09] Um dennoch eine genaue Messung zu gewährleisten, ist die simultane Erfassung der Temperatur notwendig, die aus der Widerstandsänderungsmessung herausgerechnet werden muss, sodass nur die mechanisch verursachte Widerstandsänderung als Messsignal ausgewertet wird. [Hil07]

Typischerweise werden die piezoresistiven Widerstände als p-dotiertes Gebiet in ein n-dotiertes Siliziumsubstrat durch Diffusion oder durch eine Ionenimplantation hergestellt. Durch die sich ausbildenden Raumladungszonen sind die integrierten Widerstände sowohl untereinander als auch zum Substrat hin elektrisch isoliert. Ab einer Betriebstemperatur von über 120°C kommt es bedingt durch die parasitären Dioden zu hohen Leckströmen, wodurch sich die Messgenauigkeit signifikant verringert. [Pet+90] Dies kann dadurch verhindert werden, indem die piezoresistiven Widerstände als Polysiliziumwiderstände gefertigt werden, die dann durch eine zuvor aufgebrachte Oxidschicht zum Trägersubstrat hin isoliert sind. Dadurch wird ein Arbeitstemperaturbereich bis hin zu circa 300°C ermöglicht. Jedoch nimmt durch diese Maßnahme die Empfindlichkeit des Sensors ab, da die K -Faktoren für Polysilizium, je nach Dotierung und Temperatur, maximal 40 betragen. Eine fortschrittlichere Umsetzung besteht in der Verwendung von SOI-Substraten. Durch das vergrabene Oxid sind einerseits die piezoresistiven Widerstände entsprechend zum Substrat hin isoliert. Andererseits bietet der Top-Layer eine monokristalline Siliziumschicht, wodurch dem Nachteil des niedrigen K -Faktors des Polysiliziums entgegengewirkt werden kann.

2.3.2. Wandlung mittels veränderlicher Kapazitäten

Wandlerelemente, die auf dem kapazitiven Wandlungsverfahren basieren, werden typischerweise mittels der Oberflächenmikromechanik hergestellt. Der Plattenkondensator wird hierbei aus einer festen und einer beweglichen Elektrode gebildet. Die bewegliche Elektrode wird in Form einer drucksensitiven Membran aus Polysilizium gefertigt, während die feste Elektrode durch eine n-dotierte Schicht aus Silizium unterhalb der Kavität realisiert wird (vgl. Abb. 2.11). Durch eine Druckeinwirkung

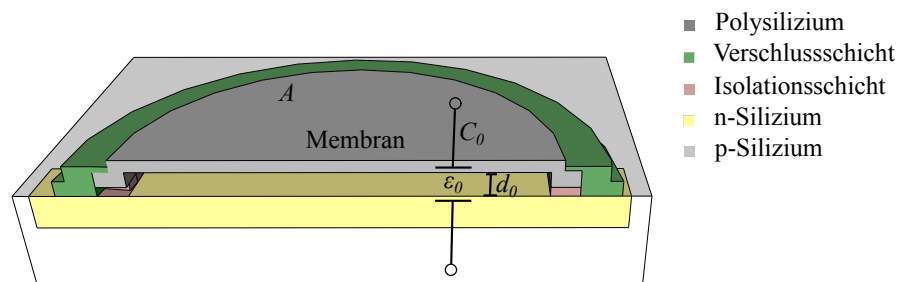


Abbildung 2.11.: Schematische Darstellung eines kapazitiven Drucksensors

auf die Membran verringert sich der Abstand beider Elektroden, sodass sich die Kapazität C_0 nach Gleichung (2.51) ebenfalls ändert und als Messgröße herangezogen werden kann.

$$C_0 = \epsilon_0 \cdot \frac{A}{d_0}, \quad (2.51)$$

Hierbei ist A die Fläche, d_0 der Abstand beider Platten zueinander und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante im Vakuum. Die Kapazität ist somit umgekehrt proportional zum Elektrodenabstand. Dieses einfache Modell ist jedoch nicht direkt auf das Sensorelement übertragbar. Da aufgrund der Durchbiegung der Membran die Platten nicht mehr planparallel gegenüberstehen. Für den Fall einer rechteckigen Membran ergibt sich die druckabhängige Kapazitätsänderung ΔC nach Gleichung (2.52):

$$\Delta C = \iint_{x y} \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{dx \cdot dy}{d_0 - w(p, x, y)} - C_0. \quad (2.52)$$

Dabei beschreibt $w(p, x, y)$ den druck- und ortsabhängigen Abstand zwischen der festen und der beweglichen Elektrode und ϵ_r die relative Permittivitätszahl des Mediums innerhalb der Kavität. [VZ06; Glü05; Yu+12]

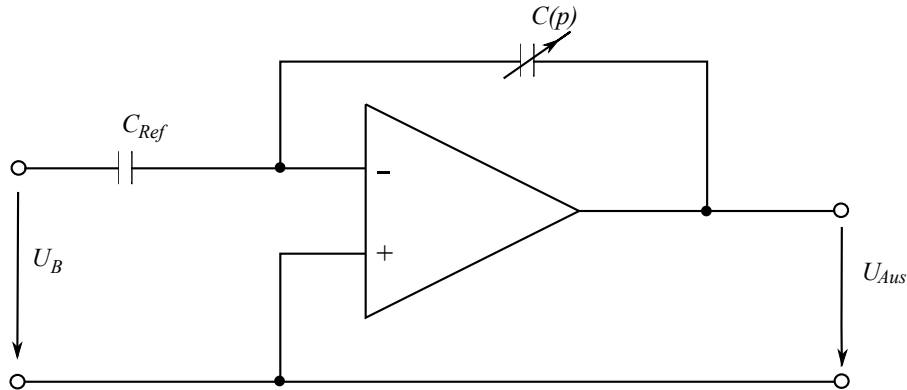


Abbildung 2.12.: Operationsverstärkerschaltung zum Linearisieren der Kennlinie einer druckabhängigen Ausgangsspannung

Für den Fall einer kreisförmigen Membran mit dem Radius R ergibt sich nach [EM12; HHQ07; Abd+14] die folgende druckabhängige Kapazitätsänderung gemäß Gleichung (2.53):

$$\Delta C = 2\pi \int_0^R \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{r \cdot dr}{d_0 - w(p, r)} - C_0. \quad (2.53)$$

Die Auslenkung der Membran ist annähernd linear vom Druck abhängig. Aufgrund des reziproken Zusammenhangs zwischen der Kapazität und dem Abstand der Platten zueinander resultiert eine nichtlineare, hyperbolische Kennlinie der Spannung über den einwirkenden Druck. Um dieser Problematik entgegenzuwirken, kann eine Operationsverstärkerschaltung, wie in Abb. 2.12 dargestellt, herangezogen werden. Diese linearisiert die Kennlinie mithilfe einer druckunabhängigen Referenzkapazität C_{Ref} bei einer veränderlichen, druckabhängigen Kapazität $C(p)$. Auf diese Weise ergibt sich für die druckabhängige Ausgangsspannung U_{Aus} folgende Gleichung (2.54):

$$U_{Aus}(p) = \frac{C_{Ref}}{C(p)} \cdot U_B, \quad (2.54)$$

bei einer eingestellten Betriebsspannung von U_B . Eine typische Betriebsspannung ist 10 V [VZ06].

Im Gegensatz zu der veränderlichen Kapazität wird bei der festen Referenzkapazität die Opferschicht zwischen der Membran (obere Elektrode) und der unteren Elektrode nicht entfernt. Folglich übt ein einwirkender Druck keinen Einfluss auf die Referenzkapazität aus und ist druckunabhängig. Zu berücksichtigen ist jedoch die Dielektrizitätskonstante der nicht entfernten SiO_2 -Opferschicht. Diese beträgt für Siliziumdioxid ca. 3,9. Um eine symmetrische Auslegung zu erhalten, muss dieser Faktor gemäß Gleichung (2.51) durch eine entsprechende Dimensionierung der Elektroden-

fläche kompensiert werden. Unter Verwendung von SiO_2 darf die Fläche der Referenzkapazität nur ein Viertel der veränderlichen Kapazität aufweisen. [Hil08] Durch eine raumnahe Integration der Referenzkapazität und der drucksensiblen Kapazität sind beide Kapazitäten der gleichen Umgebungstemperatur ausgesetzt, wodurch eine Kompensation einer Temperaturschwankung ermöglicht wird. [VZ06] Weitere Vorteile des hier vorgestellten Wandlungsprinzips sind eine hohe Druckempfindlichkeit und ein geringes Rauschen. [HHQ07; Yu+12] Nachteile dieses Wandlungsverfahrens sind jedoch parasitäre Kapazitäten sowie auftretende Leckströme. [Pue+90]

2.3.3. Alternative Wandlungsverfahren

Neben den im vorherigen Abschnitt vorgestellten konventionellen Wandlungsverfahren, die ihre Anwendung erfolgreich im kommerziellen Bereich finden, existieren eine Vielzahl weiterer Wandlungsverfahren. Neben beispielsweise induktiven Wandlungsverfahren [BC11] besteht auch die Möglichkeit die Auslenkung einer Membran mithilfe eines Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (Mosfet)s in ein elektrisches Signal zu wandeln.

Die Verwendung eines Mosfets als wandelndes Element aufgrund einer veränderlichen Gatekapazität geht auf [SVB86] und [VB85] zurück. In [VB88] wird darauf aufbauend die Möglichkeit eine druckabhängige Kennlinie eines Transistors zu erhalten, vorgestellt. Dazu wird der sogenannten Pressure-sensitive Field effect Transistor (Pressfet) präsentiert. Dieser ist schematisch in Abb. 2.13 dargestellt und besteht

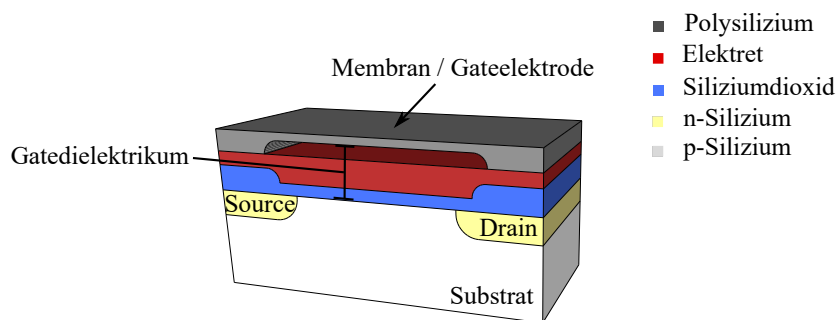


Abbildung 2.13.: Schematische Darstellung eines Pressfets

aus dem folgenden Schichtenaufbau: In konventionellem Siliziumsubstrat (p-dotiert) sind zwei Aktivgebiete (n-dotiert), namentlich Source und Drain eingelassen. Auf dem Substrat befindet sich eine Schicht Siliziumdioxid, worauf eine geladene Polymerschicht als Elektretschicht abgeschieden wird. Auf dem Elektret befindet sich die eigentliche Kavität mit einer elektrisch leitfähigen Membran. Diese fungiert als Gateelektrode eines Mosfets. Das Gatedielektrikum setzt sich hierbei aus Siliziumdioxid,

dem Elektret und dem Luftspalt innerhalb der Kavität zusammen. Die Elektretschicht dient dazu die extreme Dicke des Gatedielektrikums zu kompensieren, um durch eine zusätzliche Ladung die erforderliche Gate-Source-Spannung zu verringern.

Eine äußere Krafteinwirkung auf die Membran hat zur Folge, dass der Abstand von der Membran zum Elektret hin abnimmt wodurch die Kapazität des Luftspalts gemäß Gleichung (2.51) zunimmt. Dies wiederum hat direkten Einfluss auf den Drainstrom des Pressfets. Von Vorteil ist, dass ein Pressfets mittels der Oberflächenmikromechanik hergestellt werden kann und dadurch kompatibel zum CMOS-Prozess ist. Dieser Vorteil wird jedoch durch das technologisch nicht triviale Aufbringen einer Elektretschicht erkauft.

In [SK90] wird eine weitere Variante eines drucksensiblen Feldeffekttransistors, der sogenannte Pressure-sensitive Insulated Gate Field effect transistor (PSIGFet), präsentiert. Im Gegensatz zum zuvor vorgestellten Pressfet wird hier auf die Verwendung einer Elektretschicht verzichtet. Dies wird einerseits durch eine gezielte Dimensionierung sowohl des Kanalbereichs ($12,7 \times 12,7 \mu\text{m}$) als auch der geometrischen Dimensionierung der Membran ($200\mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$) erreicht. Andererseits wird

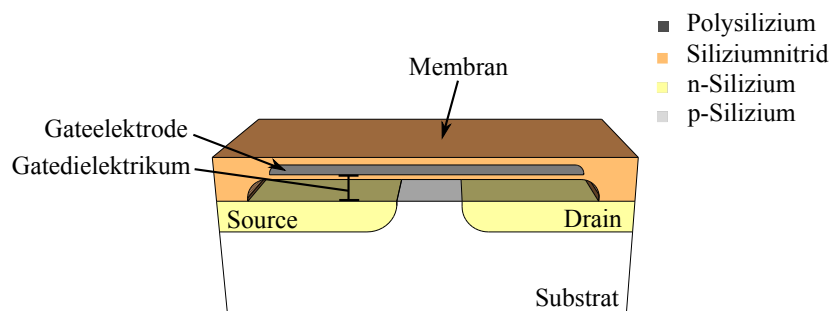


Abbildung 2.14.: Schematische Darstellung eines PSIGFets

der PSIGFet im ohmschen Bereich betrieben, um zu hohe Spannungen zu vermeiden. Die Membran wird hierbei so dimensioniert, dass diese wesentlich größer als die Kanallänge ist. Wirkt nun ein äußerer Druck auf die Membran, verhält sich die Verformung, auf den Kanalbereich bezogen, nicht hyperbolisch, sondern uniform, sodass das Verhalten des PSIGFets einem Mosfet mit beweglicher Gateelektrode entspricht. Die Gateelektrode befindet sich beim PSIGFet in einer sogenannten Sandwichstruktur, eingebettet in Siliziumnitrid, wie in Abb. 2.14 schematisch dargestellt. [SK90] benennt folgende Vorteile des präsentierten Wandlerelements: Demnach sind die geringe Größe, die Kompatibilität zum CMOS-Prozess, das einfache Wandlungsprinzip und die niedrigen Herstellungskosten von Vorteil. Jedoch zeigen die veröffentlichten

Messungen, dass relativ hohe Drain-Source-Spannungen bis zu 100 V zur Auswertung notwendig sind. Um die Empfindlichkeit eines Drucksensors mit diesem hier vorgestellten Wandlungsprinzip zu erhöhen, können mehrere solcher PSIGFets zu einer Matrix verschaltet werden, so wie es in [Dai+08] gezeigt worden ist. Ferner zeigen die erzielten Messungen eine lineare Abhängigkeit des Drainstroms zum einwirkenden Druck.

Eine weitere Möglichkeit einen Mosfet als wandelndes Element zu nutzen, geht auf die Arbeiten von [Can+79] zurück. Die Wandlung einer mechanischen Deformation einer Membran beruht hierbei auf dem piezoresistiven Effekt in einem Mosfet. Dabei tritt neben dem genannten piezoresistiven Effekt eine Veränderung der Ladungsträgerbeweglichkeit im Kanalbereich auf. [WHG94; Rim+95]

In [Zha+08] wird ein alternatives Wandlungsprinzip präsentiert, das die Veränderlichkeit sowohl des spezifischen Widerstands als auch der Ladungsträgerbeweglichkeit zur Auswertung heranzieht. Der mithilfe der Volumenmikromechanik hergestellte und in Abb. 2.15 (a) illustrierte Sensor nutzt als wandelndes Element ebenfalls eine Wheatstonesche Brücke. Diese setzt sich, wie in Abb. 2.15 (b) dargestellt, aus zwei p-Kanal MOS-Transistoren (M_1 und M_2) und zwei piezoresistiven Widerständen (R_1 und R_2) zusammen. Sowohl die hier verwendeten Widerstände als auch

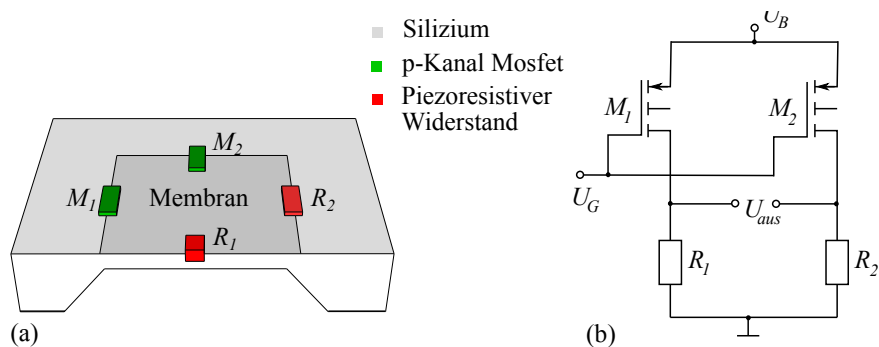


Abbildung 2.15.: (a) Schematische Darstellung eines mithilfe der Volumenmikromechanik gefertigten Drucksensors mit zwei p-Kanal MOS-Transistoren und zwei piezoresistiven Widerständen als Wandlelement

(b) Verschaltung der Transistoren und der Widerstände zu einer Wheatstoneschen Brücke

die verwendeten pMOS-Transistoren weisen identische geometrische Abmessungen auf. Verglichen mit einer konventionellen Wheatstoneschen Brücke, bestehend aus vier piezoresistiven Widerständen, kann durch die Substitution zweier Widerstände durch zwei p-Kanal MOS-Transistoren eine Sensitivitätssteigerung von 145% er-

reicht werden. Zeitgleich kann die elektrische Leistungsaufnahme um 20% verringert werden.

3. MOS-Feldeffekttransistoren

Dieses Kapitel befasst sich zunächst mit der Funktionsweise eines Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistors. Die aufgrund der stetigen Minimierung der Transistorabmessungen auftretenden Effekte nicht idealer Transistoren werden anschließend erläutert. Das Kapitel schließt mit der Betrachtung eines sogenannten Pseudo-Mosfets ab.

3.1. MOS-Feldeffekttransistor

Für das grundlegende Verständnis eines MOS-Feldeffekttransistors sind die Vorgänge in einem Metall-Isolator-Halbleiterübergang von Bedeutung. Hierdurch bildet sich ein sogenannter MOS-Kondensator. Daher wird zunächst der MOS-Kondensator erörtert, bevor die Funktionsweise des eigentlichen Transistors beschrieben wird.

3.1.1. MOS-Kondensator

Die Funktionsweise eines MOS-Feldeffekttransistors beruht auf den Eigenschaften einer Metall-Isolator-Halbleiter-Struktur, auch Metall-Isolator-Halbleiter (MIS)-Struktur genannt. Wird eine Schicht aus Oxid als Isolator verwendet, handelt es sich um eine MOS-Struktur beziehungsweise um einen MOS-Kondensator, der dem Aufbau des Kanalgebiets eines MOS-Transistors entspricht. Typischerweise kommt dotiertes Silizium als Substrat zum Einsatz, da Silizium ein arteigenes, qualitativ hochwertiges Oxid mit sich bringt und dementsprechend als Isolator dient. Auf diesem Oxid wird eine Elektrode aufgebracht. Klassischerweise wird hierzu Aluminium als Metall verwendet. Dieses ist jedoch aus technologischen Gründen durch Polysilizium ersetzt worden. Die Elektrode wird im Allgemeinen als Gate und die darunter befindliche Oxidschicht als Gateoxid bezeichnet. Der schematische Aufbau einer solchen MOS-Kondensatorstruktur ist der Abbildung 3.1 zu entnehmen. Zwischen dem Gate- und dem Bulkanschluss (Substratanschluss) kann eine Spannung U_{GB} angelegt werden. Je nach angelegter Spannung wird zwischen vier unterschiedlichen Zuständen in einem MOS-Kondensator unterschieden:

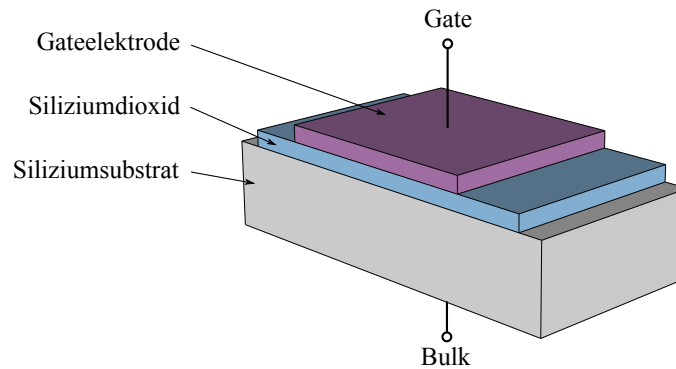


Abbildung 3.1.: Schematischer Aufbau eines MOS-Kondensators

- ▶ Flachbandabfall
- ▶ Anreicherung
- ▶ Verarmung
- ▶ Inversion.

Bevor die Zustände in entsprechenden eindimensionalen Bänderdiagrammen beschrieben werden, erfolgt zunächst eine Beschreibung der Bandstrukturen der in einem MOS-Kondensator verwendeten Materialien, bevor diese räumlich zusammengeführt werden. Die Bandstrukturen werden in Abb. 3.2 verdeutlicht. Als Substrat wird p-dotiertes Silizium angenommen. Als Bezugspunkt wird jeweils das Vakuumniveau herangezogen, welches die notwendige Energie beschreibt, um ein Elektron aus seinem Gitterverbund zu lösen. Diese Energiedifferenz zur Leitungsbandkante hin kann durch die Elektronenaffinität χ ausgedrückt werden. Im Fall von Silizium beträgt diese $\chi_{Si} = 4,05$ eV. Der energetische Abstand zwischen Valenzbandkante E_V und Leitungsbandkante E_L wird als Bandlücke E_G bezeichnet. Diese beträgt für Siliziumdioxid 8 bis 9 eV und für Silizium 1,12 eV. In einem Metall ist diese nicht existent.

Durch das Zusammenführen der drei Werkstoffe entsteht ein Bandverlauf, wie er für den idealisierten Fall in Abb. 3.3 dargestellt ist. Die Spannung, die zwischen Gate und Substrat abfällt, beträgt im Zustand des Flachbandabfalls 0 V, sodass es zu keiner Ausbildung eines elektrischen Feldes kommt.

Die Fermienergie des dotierten Halbleiters $E_{F,p}$ befindet sich aufgrund der p-Dotierung des Siliziums in der Nähe der Valenzbandkante E_V . Die Fermienergie des intrinsischen Halbleiters E_i befindet sich definitionsgemäß mittig zwischen dem Leitungs- und Valenzband.

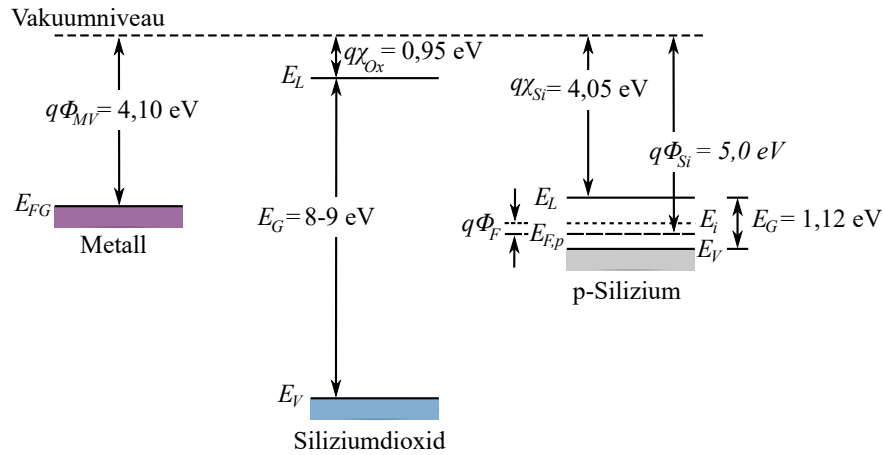


Abbildung 3.2.: Bänderdiagramm von Metall, Siliziumdioxid und p-Silizium mit den entsprechenden Austrittsarbeiten

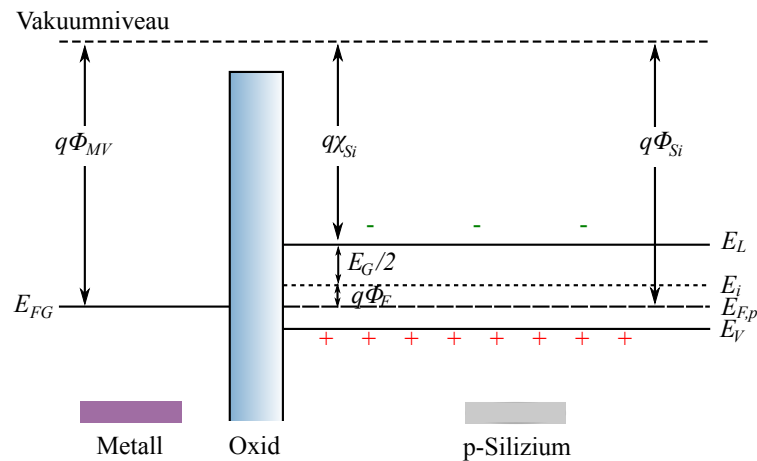


Abbildung 3.3.: Bandverlauf einer MOS-Struktur auf p-Silizium im Flachbandabfall (idealisiert)

Die Austrittsarbeit aus Silizium $q\Phi_{Si}$ ist gemäß Gleichung (3.1) von der Elektronenaffinität χ_{Si} , der Energie der halben Bandlücke $E_G/2$ und der Differenz $q\Phi_F$ zwischen dem intrinsischen Fermi-niveau und dem Fermi-niveau im dotierten Halbleiter abhängig, während die Austrittsarbeit von Metall direkt mit $q\Phi_{MV}$ angegeben werden kann.

$$q\Phi_{Si} = q\chi_{Si} + \frac{E_G}{2} + q\Phi_F. \quad (3.1)$$

Eine Bandverbiegung würde aus der Differenz $q\Phi_{MS}$ der beiden Austrittsarbeiten resultieren. Diese errechnet sich gemäß Gleichung (3.2):

$$q\Phi_{MS} = (q\Phi_{MV} - q\Phi_{Si}) = q\Phi_{MV} - \left(q\chi_{Si} + \frac{E_G}{2} + q\Phi_F \right) = 0. \quad (3.2)$$

Diese beträgt im idealisierten Modell 0. Folglich liegt das Fermienergielevel E_{FG} der Gateelektrode, beziehungsweise des Metalls, auf dem gleichen Energieniveau wie $E_{F,p}$. Somit kommt es zu keiner Verbiegung der Bänder, sodass alle Bänder horizontal verlaufen. Im Realfall gilt jedoch: $q\Phi_{MS} \neq 0$, da die Austrittsarbeiten unterschiedlich sind, sodass eine Bandverbiegung an der Grenzfläche von Silizium zu Siliziumdioxid auftritt. Die zur Kompensation der Bandverbiegung benötigte Spannung wird als Flachbandspannung U_{FB} bezeichnet.

Durch das Anlegen einer negativen Spannung $U_{GB} < 0$ werden positive Ladungsträger, im Folgenden als Löcher¹ bezeichnet, an die Grenzschicht Halbleiter-Isolator angezogen. Infolgedessen wird die Ladungsträgerkonzentration Q_{Si} der Löcher an der Grenzschicht größer. Die MOS-Struktur befindet sich hierbei im Zustand der Anreicherung. Auf der anderen Seite des MOS-Kondensators bildet sich ebenfalls eine

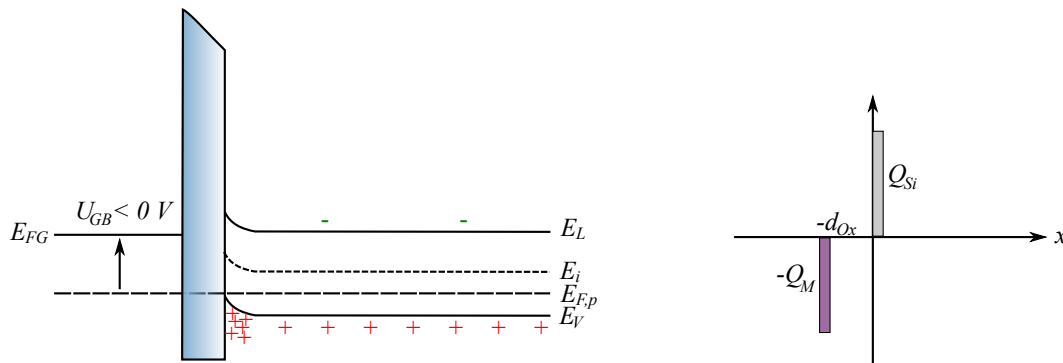


Abbildung 3.4.: Bandverlauf (links) und Ladungsverteilung (rechts) einer MOS-Struktur auf p-Silizium im Zustand der Anreicherung

gleich große Flächenladung $-Q_M$ an der Grenzschicht Metall-Isolator mit entgegengesetztem Vorzeichen aus. Die resultierende Bandverbiegung des Leitungsbandes, des intrinsischen Fermienergielevels und des Valenzbandes sowie die Ladungsträgerverteilung werden in Abb. 3.4 illustriert. Es kommt zu einer Anreicherung mit Löchern im Valenzband, wodurch die Valenzbandkante näher an das Fermienergielevel geführt wird. Wird eine positive Spannung $0 < U_{GB} < U_{Th}$, die jedoch geringer als eine gewisse Schwellenspannung U_{Th} ist, angelegt, werden freie Elektronen aus dem Substrat in Richtung Grenzfläche angezogen, während Löcher in diesem Gebiet abgestoßen werden und mit den Elektronen rekombinieren. Es kommt somit zu einer lokalen

¹Ein Loch, oder auch Defektelektron genannt, beschreibt einen positiven, beweglichen Ladungsträger, der das Fehlen eines Valenzelektrons äquivalent darstellt.

Verarmung an positiven Ladungsträgern. Im Bänderdiagramm werden das Leitungs-

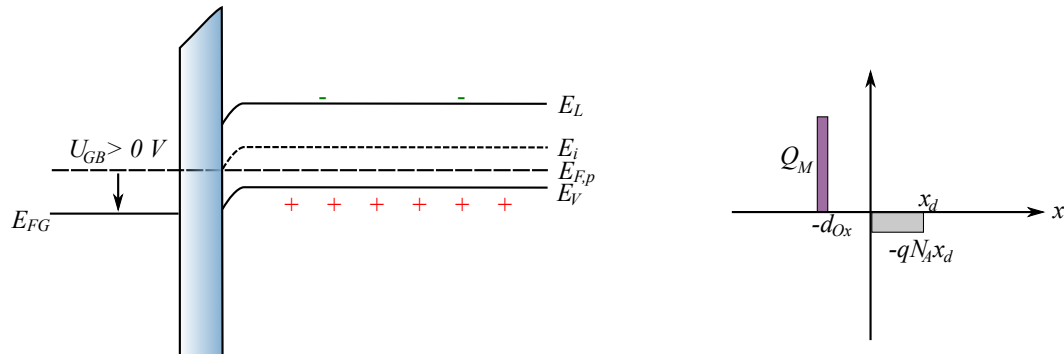


Abbildung 3.5.: Bandverlauf (links) und Ladungsverteilung (rechts) einer MOS-Struktur auf p-Silizium im Zustand der Verarmung

band, das Valenzband und das intrinsische Fermi-Niveau nach unten verbogen, wie in Abb. 3.5 dargestellt, wodurch sich das Valenzband vom Fermi-Niveau an der Grenzschicht entfernt. Dies wiederum ist analog zur Reduktion der Löcherkonzentration. Infolgedessen ist der Halbleiter in einem als Raumladungszone x_d^2 der Akzeptorionen N_A bezeichneten Bereich an beweglichen Ladungsträgern verarmt. Es verbleiben lediglich die negativ geladenen Atomrümpfe in der Nähe der Grenzfläche zur Oxidschicht. Analog zum Zustand der Anreicherung bildet sich ebenfalls am Übergang von der Gateelektrode zur Oxidschicht eine gleich große Flächenladung aus, diesmal jedoch mit einem positiven Vorzeichen.

Wird die angelegte Spannung U_{GB} über die Schwellenspannung erhöht, werden die Bänder im Bänderdiagramm noch weiter nach unten gebogen als dies bereits der Fall im Zustand der Verarmung ist. Es können jetzt nicht nur Löcher weg von der Grenzschicht Silizium-Siliziumdioxid, sondern auch merklich viele Elektronen zur Grenzschicht hinströmen. Als Folge kommt zur negativen Raumladungszone der Akzeptoren noch die negative Raumladungszone $-Q_n$ der Elektronen hinzu. Das intrinsische Fermi-Niveau wird hierbei soweit nach unten gezogen bis es das Fermi-Niveau des Halbleiters schneidet, wie Abb. 3.6 illustriert. Für die Verbiegung $q\Phi_{SF}$ des intrinsischen Fermi-Niveaus gilt für diesen Fall: $q\Phi_{SF} > q\Phi_F$, wobei $q\Phi_F$ den Abstand zwischen dem Fermi-Niveau des Halbleiters und dem intrinsischen Fermi-Niveau angibt (vgl. Abb. 3.2) und als Fermipotential bezeichnet wird. Das Fermi-Niveau befindet sich jetzt näher am Leitungsband als am Valenzband. Die Ladungsträgerkonzentration an Elektronen übersteigt diejenige der Löcher. Somit ist unterhalb der Grenzschicht Halbleiter-Isolator aus der ursprünglichen Löcherleitung eine Elektro-

²Der Index d steht hier für depletion und bedeutet Verarmung.

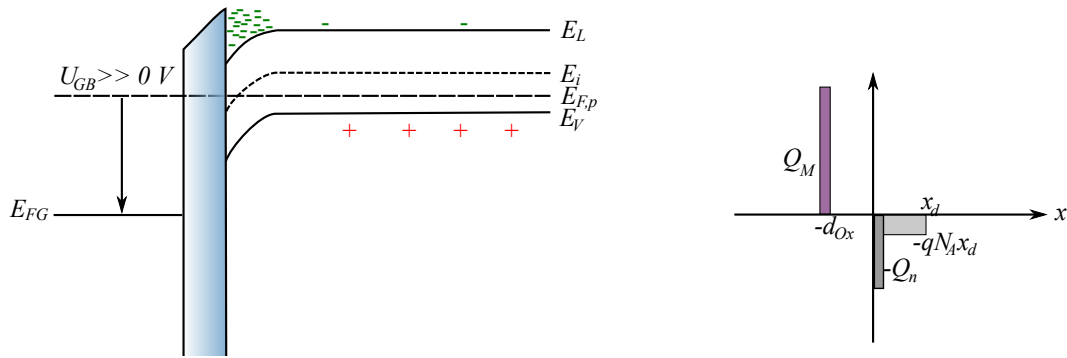


Abbildung 3.6.: Bandverlauf (links) und Ladungsverteilung (rechts) einer MOS-Struktur auf p-Silizium im Zustand der Inversion

nenleitung geworden. Der MOS-Kondensator befindet sich im Zustand der Inversion, wobei je nach Stärke der Bandverbiegung zwischen einer schwachen und einer starken Inversion unterschieden wird. Ab $q\Phi_{SF} > 2 \cdot q\Phi_F$ liegt eine starke Inversion vor. [Gie02; Kal09; Sch90; Thu11]

3.1.2. Funktionsweise eines Mosfets

Wird die im vorherigen Abschnitt beschriebene MOS-Struktur um zwei n^+ -dotierte Gebiete (Source und Drain) links und rechts zur Gateelektrode erweitert, führt dies zu einem MOS-Feldeffekttransistor, wie in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt. Die n^+ -dotierten Gebiete bilden gemeinsam mit dem p-dotierten Siliziumsubstrat Dioden, wodurch Source und Drain zunächst elektrisch nicht leitend verbunden sind. Der MOS-Feldeffekttransistor ist somit isolierend und befindet sich im Aus-Zustand. Diese Annahme trifft jedoch nur auf einen idealen MOS-Transistor zu, im Realfall fließt ein geringer Sperrstrom. Der Source-Anschluss wird gemeinsam mit dem Bulk-Anschluss auf Massepotential gelegt. Die Leitfähigkeit zwischen Source und Drain - dies entspricht dem Kanalbereich des MOS-Feldeffekttransistors - ist nun über die Gatespannung steuerbar. Durch das Anlegen einer positiven Gate-Source-Spannung $U_{GS} > U_{Th}$ kommt es, analog zum MOS-Kondensator, zur Ausbildung einer Inversionsschicht im Kanalbereich. Dadurch sind Source und Drain elektrisch leitend miteinander verbunden. Der Transistor befindet sich im An-Zustand, während der Elektronenkanal weiterhin durch die ausgebildete Raumladungszone zum p-dotierten Substrat hin isoliert ist. Wird eine zusätzliche Spannung U_{DS} zwischen Drain und Source angelegt, kann ein Strom I_D aus Elektronen im Kanalbereich fließen. Ein erstes mathematisches Modell zur Beschreibung des MOS-Feldeffekttransistors ist im Jahr 1964 in [Sah64] vorgestellt worden. Demnach kann je nach angelegter Gate-

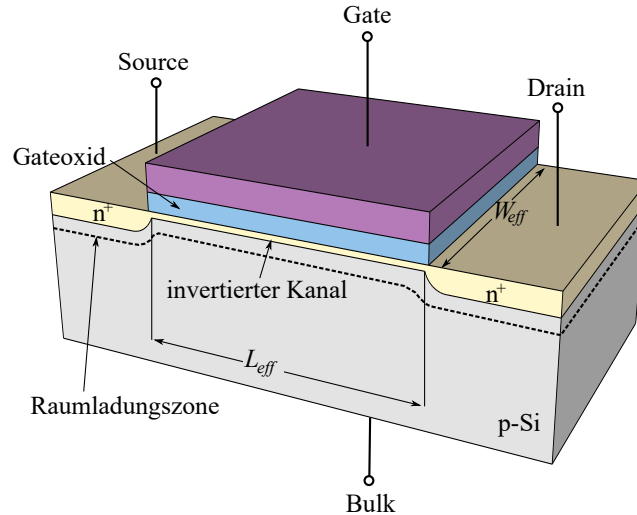


Abbildung 3.7.: Schematische Darstellung eines n-Kanal MOS-Feldeffekttransistors im Anlaufbereich. Mit: $U_{GS} > U_{Th}$ und $U_{DS} < U_{DSS}$.

spannung und Drain-Source-Spannung zwischen zwei verschiedenen Betriebszuständen unterschieden werden: Anlaufbereich und Sättigungsbereich.

Im Anlaufbereich, auch als linearer Bereich, ohmscher Bereich oder Triodenbereich bezeichnet, liegt die Gate-Source-Spannung U_{GS} über der Schwellenspannung U_{Th} , sodass sich eine durchgehende Inversionsschicht von Drain nach Source ausbildet. Die Begrenzung des linearen Bereichs wird durch die Kennlinie der Grenzspannung $U_{DSS} = (U_{GS} - U_{Th})$ festgelegt. Diese wird auch als Drain-Source-Sättigungsspannung bezeichnet. Für den Drainstrom I_D gilt für den Fall, dass $U_{GS} > U_{Th}$ und $(U_{GS} - U_{Th}) \geq U_{DS}$:

$$I_D = \frac{W_{eff}}{L_{eff}} \cdot \mu_n \cdot C'_{Ox} \cdot \left[(U_{GS} - U_{Th}) \cdot U_{DS} - \frac{1}{2} \cdot U_{DS}^2 \right], \quad (3.3)$$

wobei μ_n die Ladungsträgerbeweglichkeit der Elektronen, $C'_{Ox} = \frac{C_{Ox}}{W \cdot L}$ die flächennormierte Gatekapazität, W_{eff} die effektive Kanalweite und L_{eff} die effektive Kanallänge angibt.

Im Sättigungsbereich, auch als Abschnürbereich bezeichnet, wird die Drain-Source-Spannung bis zu U_{DSS} und darüber hinaus erhöht, sodass $(U_{GS} - U_{Th}) \leq U_{DS}$ gilt. In diesem Betriebszustand wird der Kanal zum drainseitigen Ende hin abgeschnürt, wie in Abb. 3.8 dargestellt. Ein weiterer Anstieg der Drain-Source-Spannung ($U_{DS} \geq U_{DSS}$) hat zur Folge, dass der Kanal weiter in Richtung des Sourcegebiets abgeschnürt wird (Pinch-Off), wodurch die aktive Kanallänge um den Wert ΔL verringert wird (vgl. Abb. 3.9). Die Abschnürung lässt sich wie folgt begründen: Durch das Erhöhen der Drain-Source-Spannung steigt das Drainpotential an, folglich sinkt

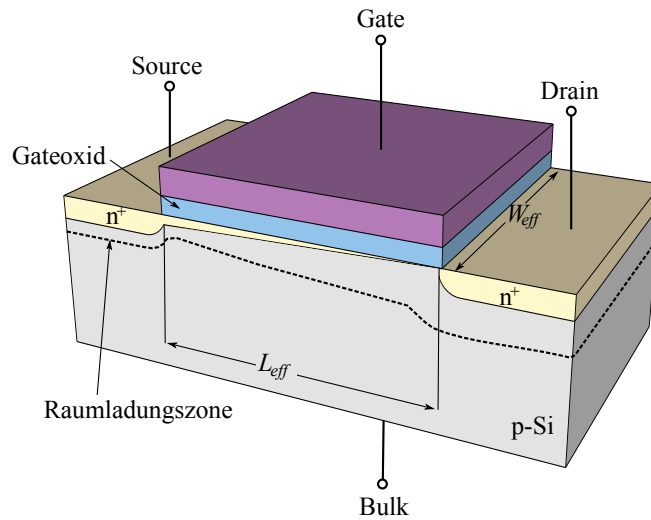


Abbildung 3.8.: Schematische Darstellung eines n-Kanal MOS-Feldeffekttransistors im Übergangspunkt vom Anlaufbereich zum Sättigungsbereich mit abgeschnürtem Kanal. Mit: $U_{GS} > U_{Th}$ und $U_{DS} = U_{DSS}$

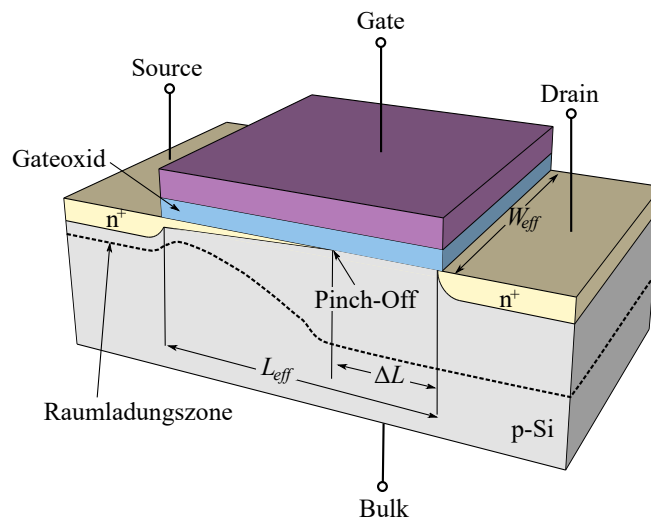


Abbildung 3.9.: Schematische Darstellung eines n-Kanal MOS-Feldeffekttransistors im Sättigungsbereich mit abgeschnürtem Kanal. Mit: $U_{GS} > U_{Th}$ und $U_{DS} > U_{DSS}$

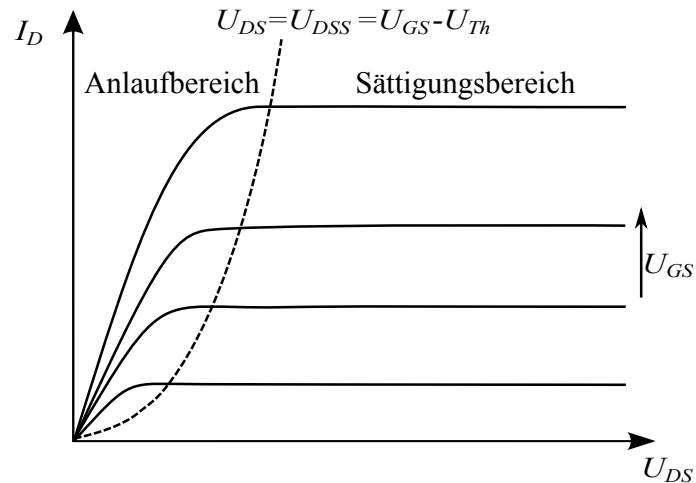


Abbildung 3.10.: Ausgangskennlinienfeld eines idealen n-Kanal MOS-Feldeffekttransistors nach [Sah64]

die drainseitige wirksame Potentialdifferenz zwischen dem Kanal und dem Gate. Sobald die Potentialdifferenz den Wert U_{Th} unterschreitet, wird die Inversionsbedingung an dieser Stelle verletzt und die Inversion bricht zusammen, wodurch der Kanal abgeschnürt wird. Dieser Fall tritt ein, sobald $U_{DS} \geq U_{DSS} = (U_{GS} - U_{Th})$ gilt. Für den Drainstrom I_D gilt dann unter der Annahme dass $U_{GS} > U_{Th}$:

$$I_D = \frac{1}{2} \cdot \frac{W_{eff}}{L_{eff}} \cdot \mu_n \cdot C'_{Ox} \cdot (U_{GS} - U_{Th})^2. \quad (3.4)$$

Die soeben vorgestellten Zusammenhänge gelten exemplarisch für einen n-Kanal MOS-Feldeffekttransistor in p-dotiertem Silizium. Analog lässt sich auch ein p-Kanal MOS-Feldeffekttransistor in n-dotiertem Substrat beschreiben. Hierbei ist auf die korrekte Wahl der entsprechenden Vorzeichen zu achten. In Abbildung 3.10 wird das Ausgangskennlinienfeld eines idealen n-Kanal MOS-Feldeffekttransistors illustriert. Nach dem einfachen Modell von Sah ist ein Anstieg des Drainstroms I_D im Sättigungsbereich durch ein Erhöhen der Drain-Source-Spannung U_{DS} nicht feststellbar. Dies trifft auf die heutigen Transistoren mit kleinen Kanalabmessungen jedoch aufgrund auftretender Kurzkanaleffekte nicht länger zu. Ferner wird eine konstante Schwellenspannung längs des Kanals und eine konstante Ladungsträgerbeweglichkeit vorausgesetzt. Diese nimmt jedoch mit steigender Gate-Source-Spannung ab. [Gie02; Kal09]

3.2. Effekte eines nicht idealen MOS-Transistors

Bereits am 19. April 1965 ist durch Gordon Moore³ das sogenannte Mooresche Gesetz in der Fachzeitschrift *Electronics* unter dem Titel „*Cramming more components onto integrated circuits*“ veröffentlicht worden, wobei die Bezeichnung „Moore’s law“ erst 1970 durch C. Mead⁴ geprägt worden ist. Demnach verdoppelt sich die Komplexität einer integrierten Schaltung jährlich. Dieses Gesetz hat laut Moore eine Gültigkeit von mindestens zehn Jahren. [Moo65] Im Jahr 1975 wurde die Aussage relativiert, sodass eine Verdoppelung nur alle zwei Jahre stattfinden soll. Heute wird von einem Zeitraum von 18 Monaten ausgegangen. Diese „selbst erfüllende Prophezeiung“ ist mit verantwortlich für die stürmische Entwicklung integrierter CMOS-Schaltungen. Durch die stetige Strukturverkleinerung und dem damit verbundenen geringeren Flächenbedarf können die Herstellungskosten pro Bauelement deutlich gesenkt werden. Neben diesem wirtschaftlichen Vorteil verbessern sich ebenfalls die elektrischen Eigenschaften der Bauelemente und somit die der integrierten Schaltung. Dies ermöglicht höhere Taktfrequenzen bei niedrigerer Leistungsaufnahme. Grundlage für diese stetige Verkleinerung ist das Prinzip der ähnlichen Skalierung. Jedoch ist dieses Prinzip nicht mehr beliebig lang anwendbar, da die Halbleiterindustrie an die Grenzen des technologisch Machbaren vorstößt. So hat die immer weiter fortschreitende Reduktion der geometrischen Abmessungen integrierter Bauelemente dazu geführt, dass die Kanallängen moderner MOS-Feldeffekttransistoren unter 50 nm liegen. Intel fertigt beispielsweise heutzutage⁵ bereits in der 14 nm Technologie, wobei im Jahr 2018 die 7 nm Technologie eingeführt werden soll. Damit gehen bei dieser starken Skalierung der MOS-Feldeffekttransistoren weitere Effekte einher, die beim klassischen Langkanal-MOS-Feldeffekttransistor nicht auftreten. Diese werden unter dem Begriff Kurzkanaleffekte zusammengefasst.

3.2.1. Das Prinzip der ähnlichen Skalierung

Neun Jahre nach der Veröffentlichung über die exponentiell anwachsende Integrationsdichte durch G. E. Moore wurden im Jahr 1974 in [Den+74] erstmalig Regeln zur Strukturverkleinerung von MOS-Feldeffekttransistoren unter dem Begriff Constant Electric Field Scaling Theory (CE) definiert. Diese Theorie besagt, dass, wenn sämtliche relevanten Abmessungen des MOS-Transistors (Kanalweite, -Länge,

³Gordon Earle Moore wurde am 3. Januar 1929 geboren und ist Mitgründer der Firma Intel.

⁴Carver Andreas Mead, geboren am 1. Mai 1934, gilt als Pionier der modernen Elektrotechnik.

⁵Stand: März 2017

Gateoxiddicke und Dotierungstiefe der Aktivgebiete) um einen Faktor α verkleinert werden und gleichzeitig die Kanaldotierung um den selben Faktor angehoben wird, die elektrische Feldstärke im MOS-Transistor konstant gehalten werden kann. Dies kann jedoch nur dann erreicht werden, wenn sowohl die Drain-Source- und die Gate-Source-Spannung als auch der Drainstrom I_D um diesen Faktor verringert wird. Die Verlustleistungsdichte P' bleibt somit ebenfalls konstant.

$$P' = \frac{\left(I_D \cdot \frac{1}{\alpha}\right) \cdot \left(U_{DS} \cdot \frac{1}{\alpha}\right)}{\left(W \cdot \frac{1}{\alpha}\right) \cdot \left(L \cdot \frac{1}{\alpha}\right)} = \frac{I_D \cdot U_{DS}}{W \cdot L} \quad (3.5)$$

Durch die Skalierung der geometrischen Kanalabmessungen um den Faktor $1/\alpha$ ist es möglich α^2 mehr Bauelemente pro Flächeneinheit zu integrieren, wodurch die wirtschaftlichen Kosten pro Bauelement drastisch gesenkt werden können. Von weiterem Vorteil ist die Steigerung der Geschwindigkeit der MOS-Transistoren und somit der gesamten integrierten Schaltung. Dies liegt darin begründet, dass die Verzögerungszeit eines MOS-Feldeffekttransistors direkt proportional zur Gatekapazität C_{Ox} ist, da ein Drainstrom erst dann vollständig fließt, wenn die Gatekapazität vollständig aufgeladen ist. Diese bestimmt sich analog zu einem Plattenkondensator durch die Gatefläche und die Gateoxiddicke (vergleiche Gleichung (2.51)) und kann wie folgt angegeben werden:

$$C_{Ox} = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{\left(\frac{1}{\alpha} \cdot W\right) \cdot \left(\frac{1}{\alpha} \cdot L\right)}{\left(\frac{1}{\alpha} \cdot d_{Ox}\right)} = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{W \cdot L}{d_{Ox}} \cdot \frac{1}{\alpha}. \quad (3.6)$$

Somit bestimmt sich die Verzögerungszeit $t_{d, Gate}$ nach:

$$t_{d, Gate} = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{W \cdot L}{d_{Ox}} \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{U_{DS} \cdot \frac{1}{\alpha}}{I_D \cdot \frac{1}{\alpha}} = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{W \cdot L}{d_{Ox}} \cdot \frac{U_{DS}}{I_D} \cdot \frac{1}{\alpha}, \quad (3.7)$$

sodass die Schaltgeschwindigkeit folglich um den Faktor α erhöht wird.

Zehn Jahre nach Veröffentlichung der CE-Theorie ist diese durch neue Scaling-Regeln ergänzt worden, um den Bedarf nach einer standardisierten Betriebsspannung von 5 Volt zu befriedigen. Dadurch ist eine gewisse Kompatibilität zu anderen Baugruppen gewährleistet. Des Weiteren ist die Schwellenspannung der MOS-Transistoren nicht beliebig skalierbar, da bei dessen Reduzierung zunehmend Leckströme auftreten. Infolgedessen wird bei dem Constant Voltage Scaling (CV) als

Parameter die Versorgungsspannung beim Skalieren konstant gehalten, während die restlichen Parameter weiterhin um den Faktor α skaliert werden. Die elektrische Feldstärke und die elektrische Verlustleistung werden auch um diesem Faktor skaliert [CH83]. Durch die höhere Betriebsspannung werden die Gatekapazitäten schneller aufgeladen, sodass sich die Gate-Verzögerungszeit entsprechend weiter verringert:

$$t_{d, Gate} = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{W \cdot L}{d_{Ox}} \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{U_{DS}}{I_D \cdot \alpha} = \epsilon_0 \epsilon_r \cdot \frac{W \cdot L}{d_{Ox}} \cdot \frac{U_{DS}}{I_D} \cdot \frac{1}{\alpha^2} \quad (3.8)$$

in dessen Folge die Geschwindigkeit der Schaltung um den Faktor α^2 steigt. Problematisch ist jedoch die durch die Verlustleistung auftretende Wärmeabfuhr. Da die Verlustleistung aufgrund der nicht skalierten Betriebsspannung und dem damit einhergehenden Anstieg des Drainstroms um den Faktor α zunimmt und die Packungsdichte nach wie vor um α^2 erhöht wird, wächst die Verlustleistungsdichte um den Faktor α^3 :

$$P' = \frac{I_D \cdot \alpha \cdot U_{DS}}{W \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot L \cdot \frac{1}{\alpha}} = \frac{I_D \cdot U_{DS}}{W \cdot L} \cdot \alpha^3. \quad (3.9)$$

Als Folge dessen ist das Quasi-Constant Voltage Scaling (QCV) und die Generalized Scaling Theory (GS) in [BWD84] vorgestellt worden. Das QCV stellt einen Kompromiss zwischen dem Skalieren der Betriebsspannung wie es bei der CE der Fall ist und der Beibehaltung der Betriebsspannung nach dem CV dar. Demnach wird die Betriebsspannung um den Faktor $1/\sqrt{\alpha}$ skaliert, wodurch sich ein Skalierungsfaktor von $1/\alpha^{1,5}$ für die Verlustleistungsdichte und die Schaltgeschwindigkeit einstellt. Der Drainstrom bleibt bei dieser Form der Skalierung konstant. Die GS-Theorie führt einen zweiten, frei wählbaren Parameter κ mit $\kappa > 1$ ein, mit dem die Versorgungsspannung unabhängig von den Kanalabmessungen skaliert werden kann. Dies ermöglicht je nach Anwendung und Bedarf eine Optimierung entweder im Hinblick auf eine geringe Verlustleistungsdichte oder im Hinblick auf eine geringe Verzögerungszeit. In Tabelle 3.1 werden die vorgestellten Skalierungsgesetze nach den unterschiedlichen Verfahren vergleichend gegenübergestellt.

Alle hier vorgestellten Scaling-Konzepte sind bedingt durch auftretende physikalische und technologische Grenzen nur für MOS-Transistoren mit geometrischen Abmessungen von über 100 nm anwendbar. Für Transistoren im Sub-100 nm Bereich lassen sich diese nur noch mit Einschränkungen anwenden. Diese Einschränkungen sind insbesondere durch die untere Grenze der Gateoxiddicke von 3 nm definiert. Ab dieser Gateoxiddicke ist der verstärkte Einfluss des Tunnelstroms durch das Gateoxid nicht mehr tolerierbar.

Tabelle 3.1.: Vergleich der Skalierungsgesetze unterschiedlicher Parameter eines MOS-Feldeffekttransistors nach [BWD84]

Parameter	Formelzeichen	Skalierungsfaktor für			
		CE	CV	QCV	GS
Kanalabmessungen	W, L, x_j	$1/\alpha$	$1/\alpha$	$1/\alpha$	$1/\alpha$
Gateoxiddicke	d_{Ox}	$1/\alpha$	$1/\alpha$	$1/\alpha$	$1/\alpha$
Kanaldotierung	N_A, N_D	α	α	α	α^2/κ
Kapazitäten	C_{Ox}, C_j	$1/\alpha$	$1/\alpha$	$1/\alpha$	$1/\alpha$
Normierte Kapazitäten	C'_{Ox}, C'_j	α	α	α	α
Elektrische Feldstärke	\tilde{E}	1	α	$\sqrt{\alpha}$	α/κ
Betriebsspannung	U_B	$1/\alpha$	1	$1/\sqrt{\alpha}$	$1/\kappa$
Drainstrom	I_D	$1/\alpha$	α	1	α/κ^2
Verlustleistung	P	$1/\alpha^2$	α	$1/\sqrt{\alpha}$	α/κ^3
Verlustleistungsdichte	P'	1	α^3	$\alpha^{1,5}$	α^3/κ^3
Gate-Verzögerungszeit	$t_{d, Gate}$	$1/\alpha$	$1/\alpha^2$	$1/\alpha^{1,5}$	κ/α^2

3.2.2. Kanallängenmodulation

Nach dem einfachen Modell von Sah in [Sah64] kann die Ausdehnung der drainseitigen Raumladungszone im Vergleich zur gesamten Kanallänge vernachlässigt werden. Das gilt jedoch nur für MOS-Transistoren mit Kanallängen im Mikrometerbereich. Bei Kurzkanaltransistoren jedoch steigt der Effekt der Kanallängenmodulation stark an, sodass der Ausgangsleitwert abnimmt und der Drainstrom I_D im Sättigungsbereich mit steigender Drain-Source-Spannung weiter zunimmt. Dieser Sachverhalt steht im Widerspruch zu Gleichung (3.3) und (3.4) (Seite 43). Wie in Abbildung 3.11 beispielhaft skizziert, weisen die Äste des Ausgangskennlinienfelds eines Kurzkanaltransistors eine deutliche Steigung des Drainstroms im Sättigungsbereich auf. Die Begründung hierfür ist in der auftretenden Kanalabschnürung im Übergang vom Anlaufbereich zum Sättigungsbereich zu finden. Die Kanalabschnürung nimmt mit steigender Drain-Source-Spannung zu, da die drainseitige Raumladungszone sich immer weiter in den Kanalbereich hin ausdehnt. Dieser Bereich wird auch als Pinch-Off-Bereich bezeichnet. Dadurch verkürzt sich die aktive Kanallänge (vgl. Abb. 3.9 auf Seite 44) um den abgeschnürten Bereich ΔL . Um diesen Sachverhalt wieder in Einklang mit dem Modell von Sah zu bringen, ist dieses um einen empirischen Faktor λ durch Shichman und Hodges [SH68] erweitert worden. Dieser lässt sich durch die Verlängerung der Äste im Ausgangskennlinienfeld als Schnittpunkt mit der x-Achse

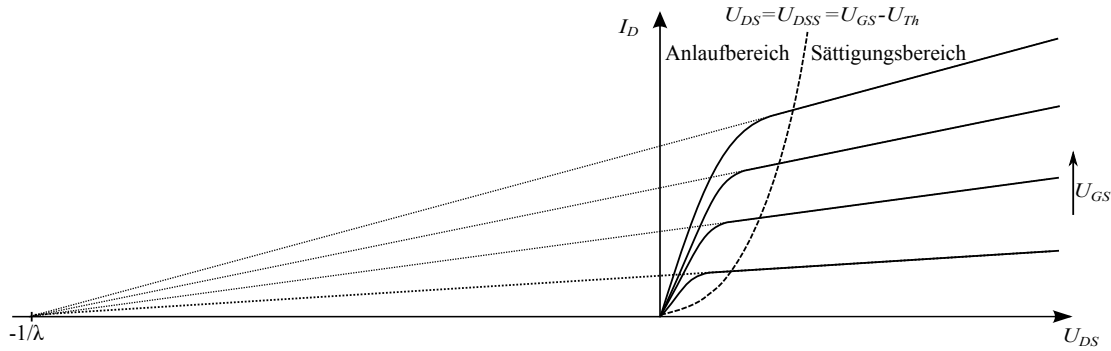


Abbildung 3.11.: Ausgangskennlinienfeld eines n-Kanal MOS-Feldeffekttransistors unter Berücksichtigung der Kanallängenmodulation

graphisch ermitteln. Für den Drainstrom I_D im Anlaufbereich ($(U_{GS} - U_{Th}) \geq U_{DS}$ und $U_{GS} > U_{Th}$) gilt in diesem Modell dementsprechend:

$$I_D = \frac{W_{eff}}{L_{eff}} \cdot \mu_n \cdot C'_{Ox} \cdot \left[(U_{GS} - U_{Th}) \cdot U_{DS} - \frac{1}{2} \cdot U_{DS}^2 \right] \cdot (1 + \lambda \cdot U_{DS}) \quad (3.10)$$

und für den Sättigungsbereich ($(U_{GS} - U_{Th}) < U_{DS}$ und $U_{GS} > U_{Th}$):

$$I_D = \frac{1}{2} \cdot \frac{W_{eff}}{L_{eff}} \cdot \mu_n \cdot C'_{Ox} \cdot (U_{GS} - U_{Th})^2 \cdot (1 + \lambda \cdot U_{DS}). \quad (3.11)$$

Die Länge des abgeschnürten Kanalbereichs ΔL entspricht der Ausdehnung der Raumladungszone des Draingebiets in Richtung Kanal und kann nach [Sch87] wie folgt abgeschätzt werden:

$$\Delta L = \frac{1}{\tilde{F}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}}{q \cdot N_A}} \cdot \left(\sqrt{U_{DS} - U_{DSS} + \frac{2 \cdot \phi_F}{\tilde{F}^2}} - \sqrt{\frac{2 \cdot \phi_F}{\tilde{F}^2}} \right). \quad (3.12)$$

Dabei wird angenommen, dass die Draindotierung N_D sehr viel größer als die Kanaldotierung N_A ist, sodass $N_D \gg N_A$ gilt. Der Faktor \tilde{F} ist ein empirisch gewonnener Korrekturfaktor, der von der verwendeten Technologie abhängig ist und im Bereich zwischen 1,5 und 3 liegt. ϕ_F beschreibt das Fermipotential im Abschnürbereich. Aus Gleichung (3.12) folgt, dass die Pinch-Off-Länge durch eine höhere Kanaldotierung verringert wird. Dies würde den Effekt der Kanallängenmodulation abschwächen, jedoch steht eine höhere Kanaldotierung im direkten Widerspruch zur Reduzierung der Schwellenspannung der Transistoren in hochintegrierten Schaltungen. Eine weitere Möglichkeit ist die Reduzierung der Draindotierung bis auf das

Niveau der Kanaldotierung. Dies wird aktuell in Form von sogenannten Lightly Doped Drain (LDD)-Profilen realisiert. Jedoch gilt dann nicht mehr die Annahme, dass $N_D \gg N_A$ ist, sodass Gleichung (3.12) wie folgt angepasst werden muss [Sch87]:

$$\Delta L = \frac{1}{\tilde{F}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}}{q \cdot N_A^2 \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}} \cdot \left(\sqrt{U_{DS} - U_{DSS} + \frac{2 \cdot \phi_F}{\tilde{F}^2}} - \sqrt{\frac{2 \cdot \phi_F}{\tilde{F}^2}} \right). \quad (3.13)$$

3.2.3. Drain-Induced-Barrier-Lowering

Ein weiterer Effekt nicht idealer Transistoren ist der sogenannte Drain-Induced-Barrier-Lowering (DIBL)-Effekt, der auch als Draindurchgriff bezeichnet wird. Dieser beschreibt den Einfluss der Drain-Source-Spannung U_{DS} auf die Schwellenspannung U_{Th} des MOS-Transistors: Mit steigender Drain-Source-Spannung sinkt die eigentlich unabhängige Schwellenspannung. Verantwortlich für das DIBL ist, ähnlich wie bei der Kanallängenmodulation, die Ausdehnung der drainseitigen Raumladungszone in den Kanalbereich.[Tro79]

Für einen Ladungsträgertransport in einem MOS-Feldeffekttransistor werden Ladungsträger von Source ausgehend in den Kanalbereich injiziert. Dabei müssen diese die Potentialdifferenz zum Oberflächenpotential des Kanals überwinden, um anschließend mit dem Potentialgefälle über den Kanal zum Drain hin abzufließen. Mit steigender Drain-Source-Spannung verkürzt sich der aktive Kanal (vgl. Kanallängenmodulation), wodurch die drainseitige Raumladungszone immer näher an das Sourcegebiet hinreicht. Dies wiederum hat eine Verarmung an Majoritätsladungsträgern im Kanalbereich zur Folge. Dadurch wird die zu überwindende Potentialbarriere zwischen Source und Drain um den Wert $DIBL$ herabgesetzt, sodass eine geringere Schwellenspannung U_{Th} nötig wird, um den Kanal zu invertieren. Abb. 3.12 veranschaulicht den Einfluss des DIBL anhand der Oberflächenpotentialverteilung ϕ_s auf einem Kurz- und einem Langkanal MOS-Feldeffekttransistor. Es wird deutlich, dass die Ausdehnung der drainseitigen Raumladungszone auf einen Langkanal-Mosfet keine Auswirkung hat, wodurch es zu keinem Absinken der zu überwindenden Potentialbarriere kommt. [CR86; MR00]

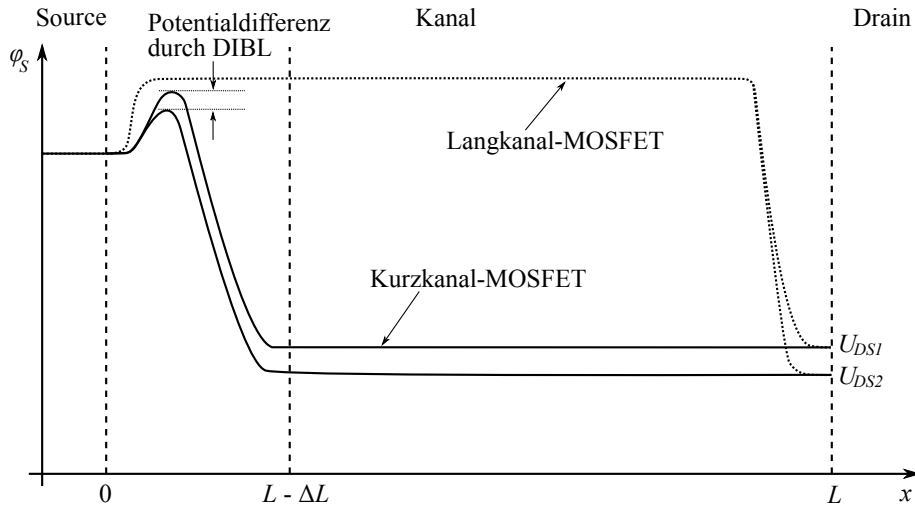


Abbildung 3.12.: Auswirkungen des DIBL-Effekts auf das Oberflächenpotential ϕ_S entlang des Kanals eines Kurz- und Langkanal Mosfets für unterschiedliche Drain-Source-Spannungen mit $U_{DS1} < U_{DS2}$ nach [Kal09] und [Tro79]

Das DIBL setzt ein, sobald der Abstand der Raumladungszonen von Drain und Source unterhalb der sechsfachen Debye-Länge⁶ L_D sinkt. Für die Debye-Länge gilt:

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si} \cdot U_T}{q \cdot N_A}}, \quad (3.14)$$

wobei U_T die sogenannte Temperaturspannung mit:

$$U_T = \frac{k_B \cdot T}{q} \quad (3.15)$$

und k_B die Boltzmann-Konstante ist. Für die reduzierte Schwellenspannung gilt dann:

$$U_{Th} = U_{Th0} - DIBL \cdot U_{DS}, \quad (3.16)$$

wobei U_{Th0} die Schwellenspannung des Kurzkanaltransistors bei $U_{DS} = 0$ ist. Der Wert $DIBL$ berechnet sich nach [CR86] als das Verhältnis der Änderung der Schwellenspannung zur Änderung der Drain-Source-Spannungen:

$$DIBL = \frac{|U_{Th}(U_{DS1}) - U_{Th}(U_{DS2})|}{|U_{DS1} - U_{DS2}|}. \quad (3.17)$$

⁶Unter der Debye-Länge ist die charakteristische Länge zu verstehen, auf welcher das Potential eines elektrischen Feldes in einem Gemisch von Ladungsträgern unterschiedlicher Polarität auf das 1/e-fache abgeklungen ist.

Wie aus Gleichung (3.14) ersichtlich, lässt sich dieser Kurzkanaleffekt durch ein Anheben der Kanaldotierung verringern. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, durch eine LDD-Profilierung die Ausdehnung der drainseitigen Raumladungszone zu verringern.

3.2.4. Punch-Through

Der Begriff Punch-Through beschreibt einen Durchbruchmechanismus bei Kurzkanaltransistoren, der eng mit dem Drain-Induced-Barrier-Lowering verwandt ist. Wird die Drain-Source-Spannung weiter erhöht, weitet sich die drainseitige Raumladungszone derart, dass sich schließlich die Raumladungszonen vom Drain- und Sourcegebiet berühren. Dies hat zur Folge, dass die Ladungsträger zwischen Source und Drain gar keine oder nur noch eine sehr geringe Potentialbarriere überwinden müssen, sodass der Drainstrom auch ohne eine Erhöhung der Gate-Source-Spannung drastisch steigt.

Der Punch-Through setzt ein, sobald die Drain-Source-Spannung U_{DS} größer oder gleich der sogenannten Punch-Through-Spannung U_{PT} wird. Die Punch-Through-Spannung hängt von der Substratdotierung N_A und der Kanallänge des Transistors ab. Nach einem einfachen Modell nach [Sze85] kann die Ausdehnung der source- und drainseitigen Raumladungszone (w_S und w_D) wie folgt bestimmt werden:

$$w_S = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}}{q \cdot N_A} (U_D + U_{SB})} \quad (3.18)$$

und

$$w_D = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}}{q \cdot N_A} (U_D + U_{SB} + U_{DS})}, \quad (3.19)$$

wobei U_{SB} die Spannung zwischen Source und Bulk des Transistors und U_D die Diffusionsspannung angibt. Diese berühren sich, sowie die Summe gleich der effektiven Kanallänge L_{eff} ist:

$$L_{eff} = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}}{q \cdot N_A} (U_D + U_{SB})} + \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}}{q \cdot N_A} (U_D + U_{SB} + U_{DS})}. \quad (3.20)$$

Da die maximale, noch zulässige Drain-Source-Spannung gesucht wird, ab der ein Durchbruch einsetzt, gilt: $U_{PT} = U_{DS}$. Eine Umformung ergibt somit für U_{PT} :

$$U_{PT} = \frac{q \cdot N_A \cdot \left(L_{eff} - \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si} \cdot (U_D + U_{SB})}{q \cdot N_A}} \right)^2}{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{Si}} - (U_D + U_{SB}). \quad (3.21)$$

Die Berührung der Raumladungszonen erfolgt aufgrund der Schwellenspannungsimplantation innerhalb des schwächer dotierten Substrats und nicht im Kanalbereich. Eine Anti-Punch-Through-Implantation erfolgt daher tiefer im Substrat, um die Punch-Through-Spannung zu erhöhen, sodass der Durchbruch erst bei höheren Drain-Source-Spannungen auftritt. [KK79; DK80]

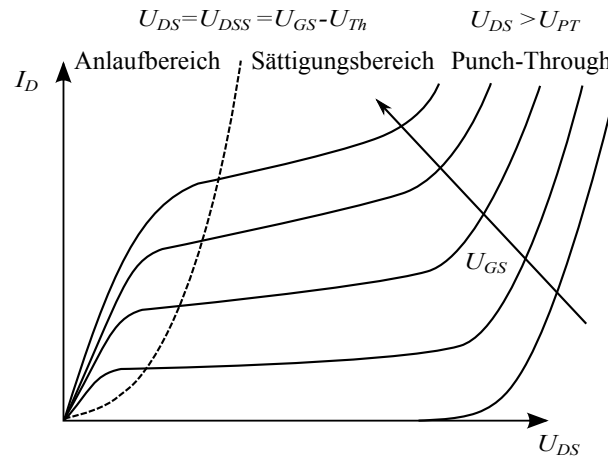


Abbildung 3.13.: Auswirkungen des Punch-Throughs auf den Drainstrom I_D schematisch dargestellt im Ausgangskennlinienfeld eines nicht idealen Transistors

Abb. 3.13 zeigt schematisch die Auswirkungen des Punch-Throughs auf den Drainstrom I_D im Ausgangskennlinienfeld eines Kurzkanaltransistors. Erreicht die Drain-Source-Spannung U_{DS} die kritische Punch-Through-Spannung U_{PT} , ist ein deutlicher Anstieg der Kennlinien zu verzeichnen. Charakteristisch für diese Form des Durchbruchs ist, dass die Kennlinien weiterhin nahezu parallel verlaufen, da noch eine gewisse Steuerbarkeit über das Gate vorhanden ist, was ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal zu anderen Kurzkanaleffekten ist.

3.2.5. Lawinendurchbruch und Heiße Elektronen

Der Begriff Lawinendurchbruch bezeichnet einen Durchbruchmechanismus, der infolge einer großen Feldstärke in der drainseitigen Raumladungszone durch hohe Drain-Source-Spannungen bei einem Kurzkanaltransistor hervorgerufen wird. Dieser hat einen drastischen Anstieg des Drainstroms I_D zur Folge, der nicht mehr durch die Gate-Source-Spannung kontrolliert werden kann. Abb. 3.14 verdeutlicht den Lawinendurchbruch und die Entstehung Heiße Elektronen:

Aufgrund der hohen Feldstärken werden die Elektronen aus dem Transferstrom (1)

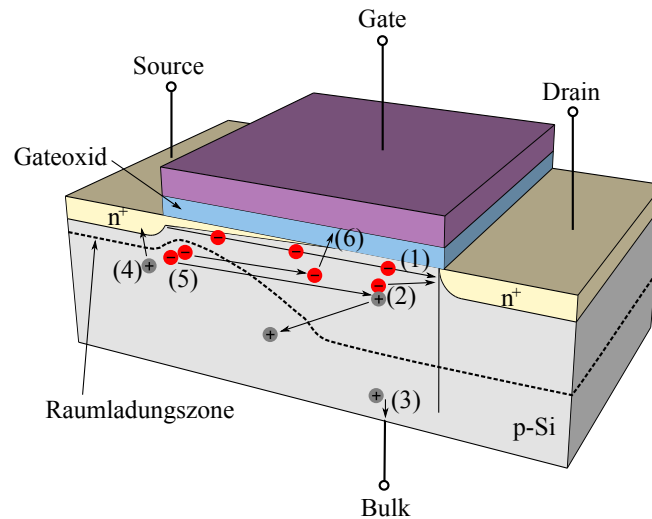


Abbildung 3.14.: Veranschaulichung des Lawinendurchbruchs und der Entstehung Heißer Elektronen an einem n-Kanal MOS-Feldeffekttransistor im Sättigungsbereich

stark beschleunigt und erreichen am drainseitigen Kanalende hohe Energien. Dadurch kommt es zu Kollisionen mit den Siliziumatomen im Kristallgitter und weitere Elektronen werden aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben. Durch diese Stoßionisationen kommt es zur Generierung von Elektronen-Loch-Paaren (2). Die so generierten Elektronen fließen in Richtung Drain ab und tragen zum Drainstrom bei, wodurch dieser verstärkt wird. Ein Großteil der ebenfalls generierten Löcher fließt aus der Raumladungszone über das Substrat ab, sodass ein auftretender Substratstrom (3) am Bulkanschluss als ein Indiz für einen auftretenden Lawinendurchbruch gewertet werden kann. Ein geringer Anteil der Löcher gelangt zum Sourcegebiet (4) und bewirkt ein Verschieben der Potentialbarriere. Dies trägt zu einer erhöhten Injektion von Elektronen aus dem Sourcegebiet in den Kanal bei (5). Diese werden wiederum durch die hohe Feldstärke in der drainseitigen Raumladungszone beschleunigt und generieren weitere Elektronen-Loch-Paare durch Stoßionisationen. Es kommt zu einer Lawinenmultiplikation der Ladungsträger, sodass die Gateelektrode jegliche Steuerbarkeit verliert und der Transistor durchbricht. Der Drainstrom hängt ab diesem Punkt nur noch von der Höhe der Drain-Source-Spannung ab. Im Ausgangskennlinienfeld lässt sich ein Lawinendurchbruch daran erkennen, dass sich die Kennlinien in einem Punkt schneiden und nicht mehr parallel zueinander verlaufen.

Durch die hohen Feldstärken am drainseitigen Kanalende können die beschleunigten Elektronen derart viel kinetische Energie aufnehmen, dass diese größer wird als

ihre thermische Energie. Daher werden diese Elektronen auch als Heiße Elektronen, oder auch als Hot Electrons bezeichnet. [CL67] Durch Streuungen, die in Folge der Stoßionisationen auftreten, können diese Heißen Elektronen eine Bewegungskomponente in Richtung Gate erhalten (6). Bei einer genügend hohen Energie können diese die Potentialbarriere zum Gateoxid überwinden und zu einem unerwünschten Gasteststrom beitragen. Weitere Elektronen wiederum können sich im Gateoxid anlagern und als Störstellen beziehungsweise als Oxidladungen wirken. Dadurch kommt es einerseits zu einer Verschiebung der Schwellenspannung und andererseits zu einer Degeneration des Gateoxids, was zu einer Abnahme dessen Durchbruchfestigkeit führt. Langfristig kommt es zum totalen Ausfall des Bauelements. [Hu+85] Der Effekt der Heißen Elektronen verliert dank geringer Betriebsspannungen von unter 1,7 V immer mehr an Bedeutung in aktuell integrierten Schaltungen. Der Lawinendurchbruch verliert mit sinkender Betriebsspannung ebenfalls an Bedeutung, da die Energie, die nötig ist um eine Stoßionisation auszuführen, ab einer Spannung von unter 1,65 V nicht mehr ausreichend ist. [Fie+94; Han+93; Chu+90] Des Weiteren schafft auch hier eine LDD-Profilierung Abhilfe, um die Feldstärken am drainseitigen Kanalende abzusenken, wodurch die Elektronen weniger stark beschleunigt werden.

3.2.6. Unterschwellenspannungsstrom

Nach dem einfachen Modell von Sah fließt für eine Gate-Source-Spannung U_{GS} , die unterhalb der Schwellenspannung U_{Th} liegt, kein Drainstrom I_D durch den Transistor. Dies entspricht jedoch nicht dem realen Verhalten von Transistoren mit Kanallängen von unter $0,25 \mu m$ [WH11]. Bei geringen Gate-Source-Spannungen ($0V < U_{GS} < U_{TH}$) ist ein geringer Drainstrom, der sogenannte Unterschwellenspannungsstrom $I_{D,Sub}$, messbar. Es handelt sich hierbei allerdings um keinen Driftstrom, der durch ein elektrisches Feld hervorgerufen wird, sondern um einen Diffusionsstrom, der durch eine Ladungsträgerdiffusion vom Sourcegebiet über den Kanalbereich zum Draingebiet hervorgerufen wird und nach [Bre78] exponentiell von der Gate-Source-Spannung abhängig ist:

$$I_{D,Sub} = I_0 \cdot e^{\frac{U_{GS}-U_{Th}}{U_T}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{U_{DS}}{U_T}}\right) \quad (3.22)$$

Die Temperaturspannung U_T beträgt bei Raumtemperatur typischerweise 25 mV. Die Schwellenspannung lässt sich anhand einer Transferkennlinie bestimmen. Dazu

wird die Transferkennlinie bei kleinen Drain-Source-Spannungen ($U_{DS} \approx 0,1 \text{ V}$) ermittelt, sodass sich Gleichung (3.22) wie folgt vereinfachen lässt:

$$I_{D,Sub} \approx e^{\frac{U_{GS}}{U_T}}. \quad (3.23)$$

Eine wichtige Kenngröße eines MOS-Feldeffekttransistors ist der sogenannte Subthreshold Slope S [V/Dekade]. Dieser gibt die Neigung der Transferkennlinie in halblogarithmischer Darstellung an und ist nach [Col86] wie folgt definiert:

$$S = \frac{\partial U_{GS}}{\partial \ln(I_{D,Sub})}. \quad (3.24)$$

Der Slope gibt an wie groß der Unterschied zwischen dem An- und dem Aus-Zustand des Transistors ist. Daher sollte der Slope einen möglichst kleinen Wert aufweisen, sodass die resultierende Steigung der Kennlinie möglichst groß wird. Aktuelle Betriebsspannungen liegen teilweise unter 1 Volt. Um den allgemein geforderten Unterschied von zehn Dekaden zwischen An- und Aus-Zustand zu gewährleisten, muss der Subthreshold Slope kleiner als 100 mV/Dekade sein. Eine Möglichkeit zu dessen Berechnung bietet [WCM90]:

$$S = \ln(10) \cdot \frac{k_B \cdot T}{q} \cdot \left(1 + \frac{C'_D + C'_{it}}{C'_{Ox}}\right). \quad (3.25)$$

Hierbei bezeichnet C'_D die auf die Fläche normierte Kapazität der Verarmungsschicht⁷ und C'_{it} die Kapazität der Gitterfehlstellen⁸. Hieraus wird deutlich, dass selbst bei Optimierung des Gateoxids und Minimierung sämtlicher Kapazitäten der Subthreshold Slope keinen Wert von unter:

$$S = \ln(10) \cdot \frac{k_B \cdot T}{q} = 58\text{mV/Dekade} \quad (3.26)$$

bei Raumtemperatur ($T=293 \text{ K}$) erreichen kann. Mit der Verkleinerung der Gateoxiddicke - im Sinne des Scaling-Prinzips - erhöht sich die Gatekapazität und somit die gewünschte Steilheit der Kennlinie. Die geforderte Erhöhung des Kanaldotierung erhöht jedoch die Kapazität der Verarmungsschicht und beeinflusst somit den Subthreshold Slope negativ, da dieser ebenfalls steigt. [Tro74; Joa+93; YF95; NT04]

3.3. Funktionsweise eines Pseudo-Mosfets

Eine vereinfachte technologische Realisierung eines MOS-Transistors stellt der sogenannte Pseudo-Mosfet, auch Ψ -Mosfet genannt, dar. Typischerweise findet er bei

⁷Im Englischen als Depletion capacitance bezeichnet.

⁸Im Englischen als Interface-trap capacitance bezeichnet.

der Charakterisierung von SOI-Substraten Anwendung. Aufgrund des einfachen Aufbaus kann hiermit die Qualität des Silizium-Toplayers auf einfachem Wege ermittelt werden.

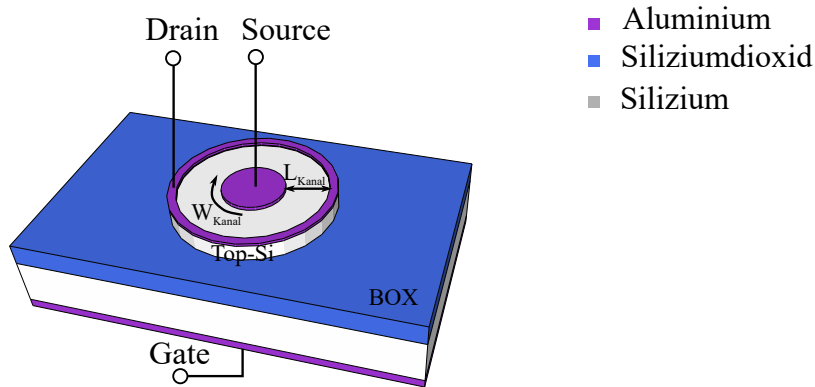


Abbildung 3.15.: Realisierung eines Pseudo-Mosfets auf SOI-Substrat

Die Source- und Draingebiete werden hierbei durch kreisförmige Strukturen aus Aluminium direkt auf dem Silizium-Toplayer realisiert, sodass im Gegensatz zu einem konventionellen MOS-Transistor auf eine aufwendige Implantation der Aktivgebiete verzichtet werden kann. Die Gateelektrode befindet sich auf der Rückseite des Substrats. Um weitere auf dem Substrat befindliche Transistoren untereinander elektrisch zu isolieren, wird das nicht zu einem Transistor gehörende Top-Silizium in Form von Mesastrukturen entfernt. Der schematische Aufbau ist in Abb. 3.15 dargestellt.

Durch das Anlegen einer positiven Gate-Source-Spannung kommt es zu einer Anreicherung an positiven Ladungsträgern im p-Bulksilizium unmittelbar unterhalb des vergrabenen Oxids. Diese statische Aufladung bewirkt eine Anreicherung an negativen Ladungsträgern im Top-Silizium unmittelbar oberhalb der Oxidschicht. Es bildet sich eine Inversionsschicht aus Elektronen aus, welche einen leitfähigen Kanal realisiert und somit Source und Drain miteinander elektrisch verbindet, wodurch ein Elektronenstrom fließen kann. Wird jedoch eine negative Gate-Source-Spannung angelegt, kommt es zu einer Akkumulation an positiven Ladungsträgern im Top-Silizium. Es entsteht ein leitfähiger Kanal aus Defektelektronen, der zu einem Löcherstrom führt. Dieses Schaltverhalten wird auch als ambipolares Schaltverhalten bezeichnet. Der resultierende Drainstrom I_D berechnet sich nach [CML00] wie folgt:

$$I_D = f_G \cdot C_{Ox} \cdot \frac{\mu_{n,p}}{1 + (\tilde{\Theta} \cdot U_{GS} - T_{Th})} \cdot (U_{GS} - U_{Th})^2, \quad (3.27)$$

wobei der Faktor f_G die geometrischen Besonderheiten der gezeigten Transistorstruktur wie folgt berücksichtigt:

$$f_G = \frac{W}{L} = \frac{2 \cdot \pi}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}. \quad (3.28)$$

Hierbei lässt sich das Verhältnis von Kanalweite W zu Kanallänge L in Abhängigkeit der Radien der Drain- (r_1) und Sourcestruktur (r_2) bestimmen. Der Faktor $\tilde{\Theta}$ fasst die Reduktion der Ladungsträgerbeweglichkeit durch den parasitären Bahnwiderstand zwischen Drain und Source zusammen.

Die Abhängigkeit des Drainstroms I_D von einer angelegten Gate-Source- und ei-

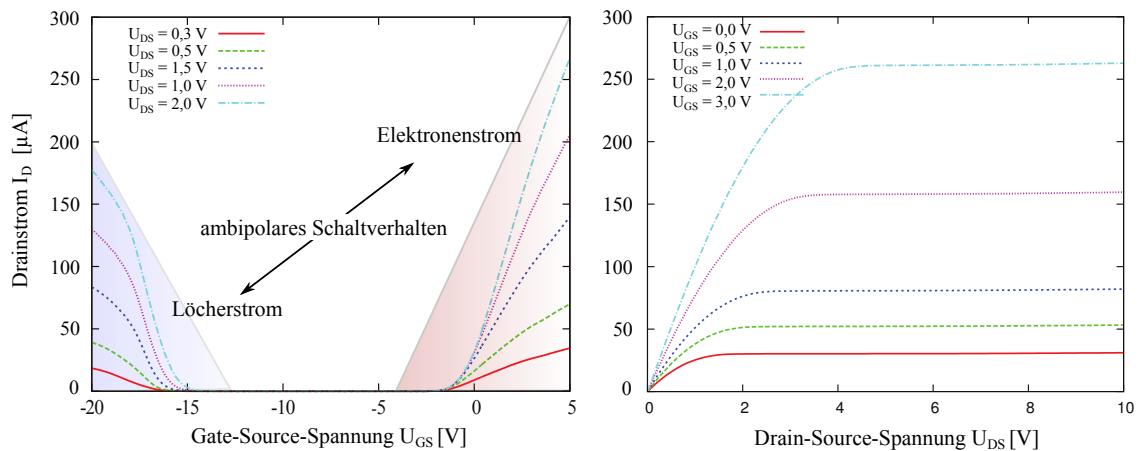


Abbildung 3.16.: Transferkennlinienfeld (links) und Ausgangskennlinienfeld (rechts) eines auf SOI-Substrat prozessierten Pseudo-Mosfets mit den Radien $r_1 = 790 \mu\text{m}$ und $r_2 = 1280 \mu\text{m}$

ner Drain-Source-Spannung ist in Abb. 3.16 in Form eines Transferkennlinienfelds (links) und eines Ausgangskennlinienfelds (rechts) für einen Pseudo-Mosfet mit den Radien $r_1 = 790 \mu\text{m}$ und $r_2 = 1280 \mu\text{m}$ dargestellt. Dieser Transistor ist während durchgeführter Voruntersuchungen im Rahmen dieser Arbeit hergestellt worden.

Im Transferkennlinienfeld ist das oben beschriebene ambipolare Schaltverhalten zu erkennen. Im linken Teil sorgt eine Akkumulation von Ladungsträgern für einen Löcherstrom (blau markiert), während ein Elektronenstrom (rot markiert) im rechten Teil ersichtlich ist. Im Falle des Elektronenstroms fällt auf, dass dieser bereits bei einer leicht negativen Schwellenspannung zu fließen beginnt. Dieser Effekt ist auf die unterschiedlichen Austrittsarbeiten zwischen Aluminium und Silizium zurückzuführen. Aus diesem Grund erfolgt bei einem konventionellen MOS-Transistor eine Schwellenspannungsimplantation. Auf diese wird bei der Integration eines Pseudo-Mosfets jedoch zu Gunsten einer einfachen Prozessführung verzichtet. Im Rahmen

3. MOS-Feldeffekttransistoren

dieser Arbeit ist der Betrag der Schwellenspannung nicht von Bedeutung, da lediglich die Verschiebung des Drainstroms unter Druckeinfluss als bestimmende Kenngröße herangezogen wird.

4. Entwurf eines Back-End-Prozesses

Dieses Kapitel befasst sich mit dem Entwurf eines neuartigen Sensorkonzepts, das auf den Arbeiten von [Pol14] aufbauend ist. Dieses Konzept verbindet die Vorteile der Volumenmikromechanik mit denen der Oberflächenmikromechanik dahingehend, dass eine vollständig CMOS-kompatible Prozessführung ermöglicht wird und zugleich eine Membran aus Silizium zur Druckwandlung zur Verfügung steht. Im Gegensatz zu [Pol14], in dem das Konzept die Integration des Sensorelements auf konventionellen und kostenintensiven SOI-Substrat vorgesehen wird, wird im Rahmen dieser Arbeit ein Konzept vorgestellt, welches eine kostengünstige Herstellung von SOI-Substrat im Reinraum ermöglicht. Ziel hierbei ist es die dazu notwendigen Schichten in Niedertemperaturverfahren abzuscheiden. Als maximale Prozesstemperatur wird 450°C festgelegt. Dies erlaubt eine vollständige Integration des Sensors in einem Back-End-Prozess. Es werden verschiedene Möglichkeiten der Wandlung eines applizierten Drucks in ein elektrisches Signal untersucht. Zunächst wird eine CMOS-kompatible Integrationsmöglichkeit einer piezoresistiven Wandlung vorgestellt. Anschließend wird die Integrationsmöglichkeit eines MOS-Transistors als Wandlerelement untersucht. Eine dritte Möglichkeit der Wandlung basiert auf [Pol14] und nutzt einen Pseudo-Mosfet.

Neben den Konzeptvorstellungen erfolgt in diesem Kapitel eine rechnergestützte Optimierung bezüglich der Membrangeometrie und der Platzierung der Wandlerelemente mittels der Finite-Elemente-Methode.

4.1. Konzeptvorstellung

Die Herstellung konventioneller Drucksensoren erfolgt in aller Regel in Form einer SiP Lösung. Bei diesem Lösungsansatz werden die einzelnen Komponenten des Systems unabhängig auf unterschiedlichen Substraten voneinander prozessiert und erst zum Ende des Herstellungsverfahrens durch Bonddrähte in einem geeigneten Gehäuse zu einem vollständigen System verbunden. Von Nachteil hierbei ist der relativ hohe und somit kostenintensive Flächenbedarf des Gesamtsystems. Eine Möglich-

keit dem entgegenzuwirken, stellt die monolithische Integration des Drucksensors in Form einer SoC Lösung dar. Hierbei wird die mechanische und die elektrische Komponente auf einem Substrat gefertigt, wodurch der benötigte Flächenbedarf drastisch verringert werden kann. Geometrisch betrachtet, befinden sich somit sämtliche Komponenten nebeneinander auf dem Silizium-Substrat, während die Tiefe, beziehungsweise die Höhe des Substrats, unberücksichtigt bleibt. Dieser Abschnitt zeigt eine Möglichkeit auf, einen Drucksensor samt Wandlerelement oberhalb einer bereits prozessierten CMOS-Schaltung in Form eines Back-End-Prozesses zu integrieren. Durch die konsequente Ausnutzung sämtlicher räumlicher Dimensionen können der erforderliche Platzbedarf und somit die Herstellungskosten nochmals signifikant reduziert werden (vgl. Kapitel 1).

Hierbei ist es unabdingbar, dass die zur Herstellung sowohl der mechanischen als auch der elektrischen Komponente erforderlichen Prozessschritte in Niedertemperaturverfahren bei maximal 450°C durchgeführt werden, da sonst insbesondere zum einen zuvor aufgebrachte Metallisierungsebenen durch zu hohe thermische Belastungen irreparabel zerstört werden würden und zum anderen würden ungewollte Diffusionsprozesse einsetzen. Des Weiteren ist es notwendig die zuvor integrierte Schaltung zu passivieren.

Wie bereits erwähnt, nutzt der im Rahmen dieser Arbeit hergestellte Drucksensor SOI-Substrat als Ausgangsmaterial. Hierdurch steht eine Membran aus Silizium zur Verfügung, wodurch diese direkt als Funktionsschicht der Wandlerelemente genutzt werden kann. Die Herstellung der drucksensitiven Siliziummembran erfolgt unabhängig vom Integrationsprozess der Wandlerelemente und wird in Abb. 4.1 schematisch illustriert.

Als Ausgangsmaterial wird hierzu ein SOI-Substrat herangezogen. Dieses kann entweder direkt über einen Hersteller wie beispielsweise Soitec bezogen werden, oder mittels einer PECVD-Anlage kostengünstig im lehrstuhleigenem Reinraum hergestellt werden. Kommerzielles SOI-Substrat bietet den entscheidenden Vorteil einer monokristallinen Siliziumschicht (Silizium-Toplayer), die als Membran genutzt werden kann. Das sogenannte CVD-SOI ist wirtschaftlicher, jedoch steht nur eine amorphe Kristallstruktur der Siliziummembran zur Verfügung. Für eine Back-End-Realisierung scheidet konventionelles SOI-Substrat aus, sodass im Folgenden nur CVD-SOI-Substrat Anwendung findet.

Zunächst erfolgt die schematische Beschreibung der notwendigen Prozessschritte für den Erhalt der Kavität und der Membran. In einem ersten Schritt wird auf dem amorphen CVD-Silizium-Toplayer eine Schicht Siliziumdioxid aufgebracht. Diese

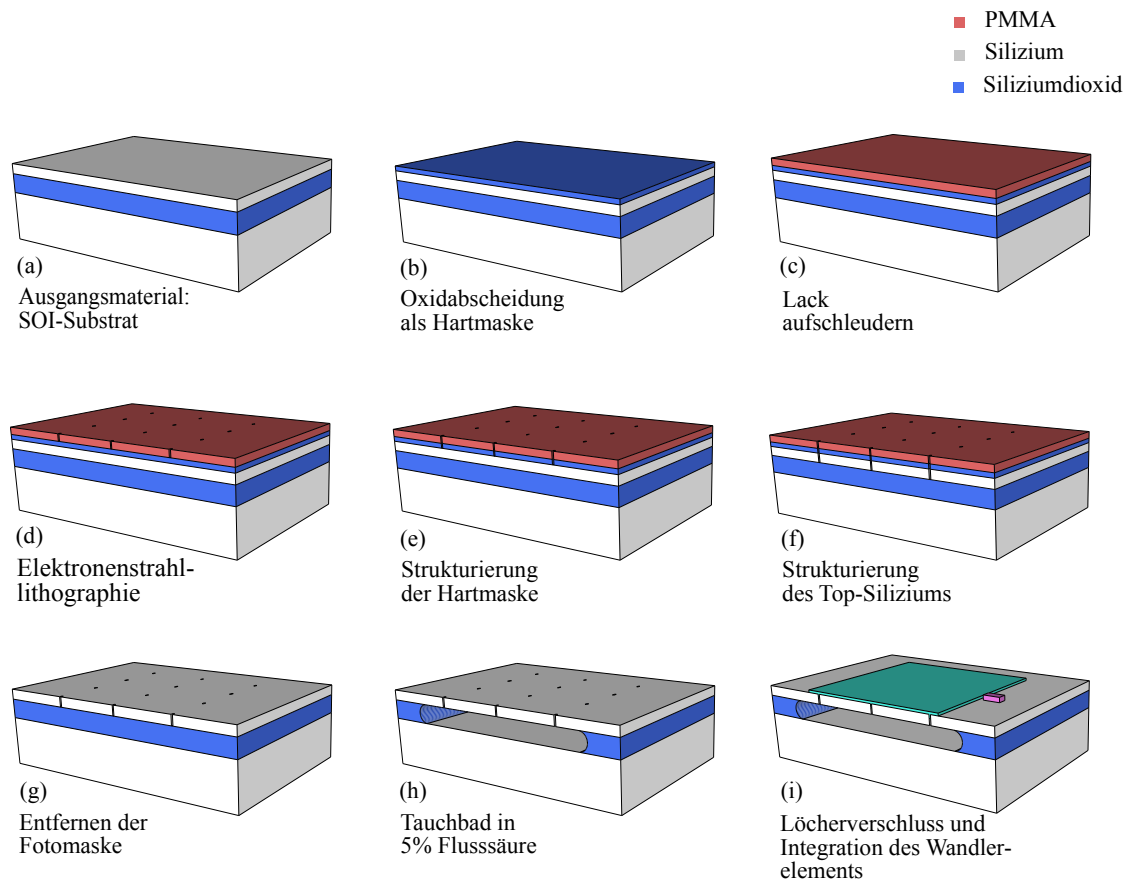


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung eines CMOS-kompatiblen Prozessablaufes für den Erhalt einer Membran unter Verwendung von CVD-SOI-Substrat

dient im weiteren Verlauf als Hartmaske zur Strukturierung der CVD-Siliziumschicht und ist aufgrund der nicht ausreichenden Ätzresistenz des Polymethylmethacrylat (PMMA)-Fotolacks gegenüber dem reaktiven Ionenätzen notwendig. Nach einer Schleuderbeschichtung des PMMA-Fotolacks wird dieser mittels der Elektronenstrahl-lithographie derart strukturiert, sodass nanoskalige Ätzfenster im Fotolack geöffnet werden. Die Wahl der geringen geometrischen Abmessungen erfolgt einerseits vor dem Hintergrund, dass diese im weiteren Verlauf des Herstellungsprozesses problemlos verschlossen werden können und andererseits um die mechanische Stabilität der Membran nicht negativ zu beeinflussen. Anschließend werden die im Fotolack erzeugten Strukturen in die darunterliegende Hartmaske aus Siliziumdioxid übertragen. Ein weiterer Ätzprozess überträgt schließlich die Strukturen in den Silizium-Toplayer, wobei der Fotolack aufgrund einer zu geringen Selektivität ebenfalls entfernt wird. Um die erforderliche Kavität und somit die drucksensitive Membran zu

erhalten, wird das vergrabene Oxid - auch Buried Oxide (BOX) genannt - mithilfe einer isotropen Tauchätzung in gepufferter Flusssäure partiell entfernt. Die Ätzöffnungen innerhalb der Siliziumschicht werden durch eine konforme Abscheidung von Siliziumnitrid verschlossen.

Anschließend werden die elektro-mechanischen Wandlerelemente integriert.

Zunächst erfolgt die schematische Beschreibung der Integration der implantierten Widerstände um eine Wandlung durch den piezoresistiven Effekt durchzuführen (vgl. Abb. 4.2).

Die Integration der Widerstände erfolgt aus den in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen Gründen in n-dotiertem Silizium, sodass die Widerstände an sich aus p⁺-dotiertem Silizium bestehen. Aus diesem Grund wird in einem ersten Schritt eine ganzflächige n-Dotierung des Top-Siliziums durchgeführt.

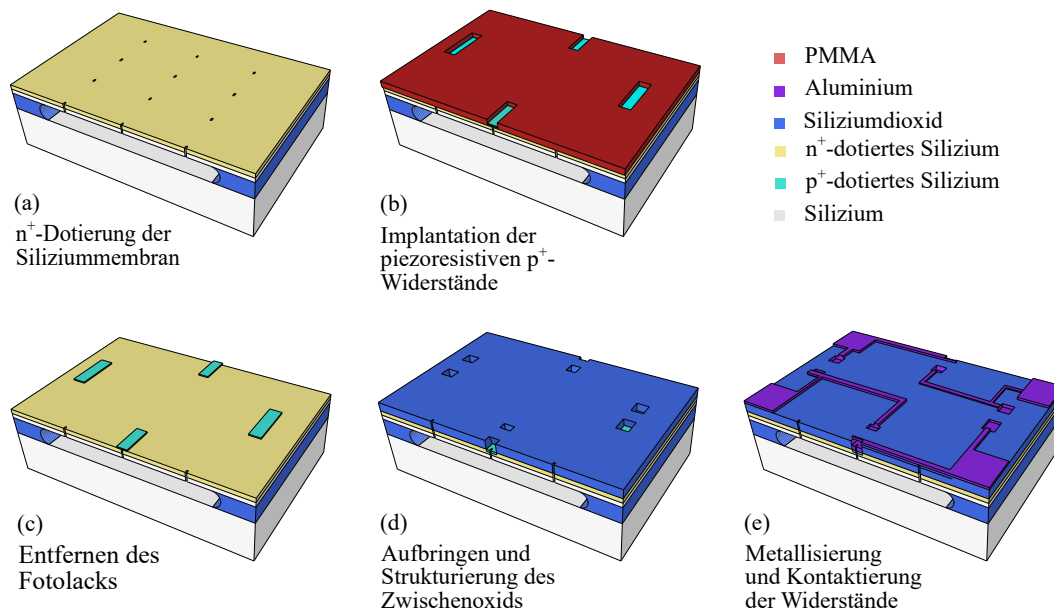


Abbildung 4.2.: Schematischer Prozessablauf für die Integration der implantierten Widerstände in einer n-dotierten Siliziummembran

Anschließend wird auf dieser eine Fotolackschicht aufgebracht und mittels der Elektronenstrahlolithographie derart strukturiert, dass die Bereiche zur Widerstandsdefinition frei liegen. Eine Ionenimplantation mit Bor erzeugt anschließend die erforderlichen piezoresistiven p-dotierten Widerstände innerhalb der Siliziummembran. Der Fotolack wird entfernt und es erfolgt eine Abscheidung eines Zwischenoxids. In dieses werden Fenster zur Kontaktierung der Widerstände geätzt. Die Widerstände werden anschließend zu einer Wheatstoneschen Brücke durch die Abscheidung und Strukturierung einer Aluminiumschicht verschaltet.

Der zur Integration eines MOS-Transistors als Wandlerelement notwendige Prozessablauf wird in Abb. 4.3 schematisch skizziert, wobei der Übersicht halber auf die Darstellung der Kavität unterhalb des Transistors verzichtet wird:

Als Ausgangsmaterial dient p-dotiertes Silizium der zuvor hergestellten Membran.

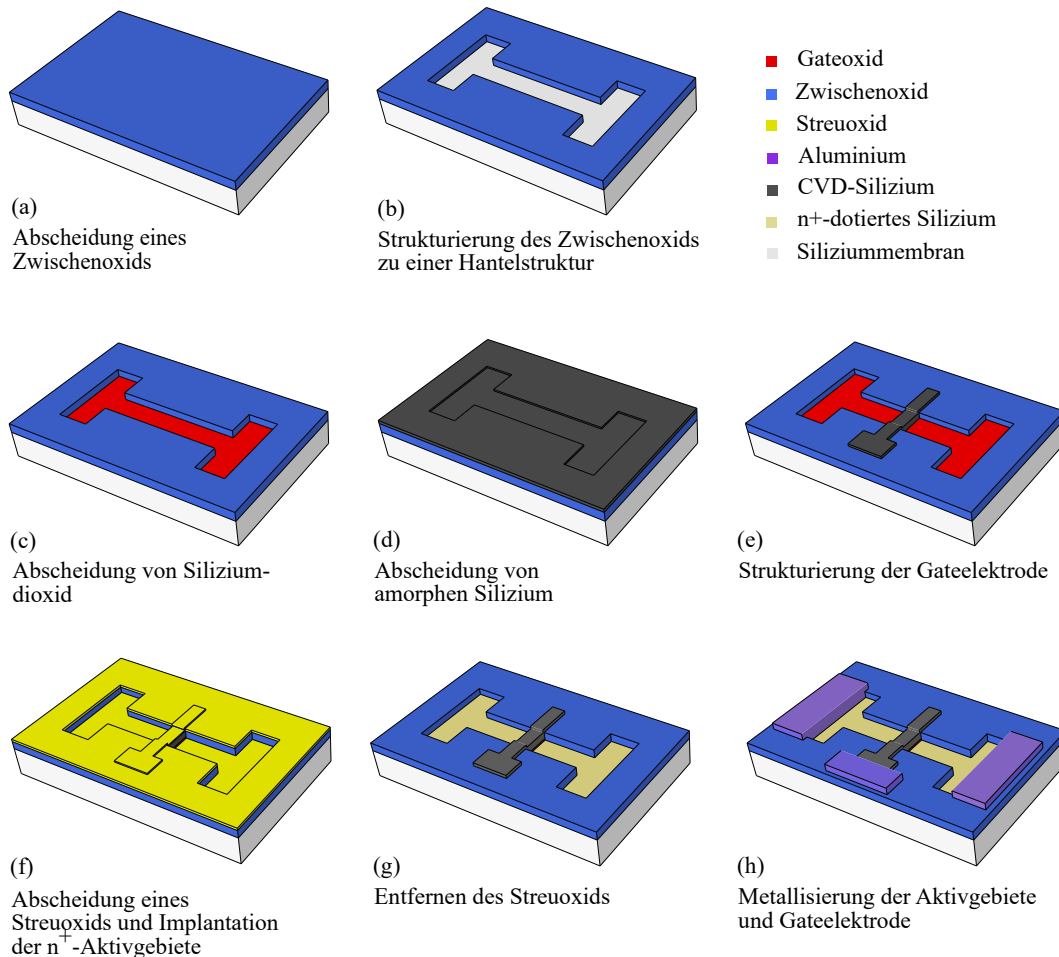


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung des zur Integration des MOS-Transistors notwendigen Prozessablaufs

Auf dieses wird ein Zwischenoxid abgeschieden und mit den Methoden der Elektronenstrahlolithographie zu einer Hantelstruktur strukturiert. Der dabei entstehende Graben entspricht dem späteren Kanalbereich des MOS-Transistors, wobei dessen Breite die Weite des Transistors definiert. Die Hanteln - links und rechts des Grabens - dienen der metallischen Kontaktierung der Aktivgebiete zum Ende des Prozessablaufs. Da das Oxid in der Tiefe vollständig entfernt wird, liegt das Silizium der Membran innerhalb der Hantelstruktur frei. Auf diesem wird ein dünnes PECVD-Oxid als Gateoxid abgeschieden. Anschließend erfolgt eine ganzflächige Abscheidung des amorphen CVD-Siliziums. Dieses wird fotolithographisch unter Zuhilfenahme einer

Hartmaske zu einer Gateelektrode strukturiert. In einem selbstjustierenden Prozess erfolgt die Implantation der n^+ -Aktivgebiete unter Verwendung eines Streuoxids. Dadurch wird sichergestellt, dass das zuvor schwach elektrisch leitende CVD-Silizium ebenfalls dotiert wird, um dessen elektrische Leitfähigkeit zu erhöhen. Anschließend wird das Streuoxid trockenchemisch entfernt. Abschließend erfolgt die Kontaktierung des Source- und Drainebiets und auch der Gateelektrode. Dazu wird Aluminium ganzflächig abgeschieden und in Form von Kontaktpads strukturiert.

Die Integration eines Pseudo-Mosfets als Wandlerelement lässt sich wie in Abb. 5.33 schematisch dargestellt wie folgt beschreiben:

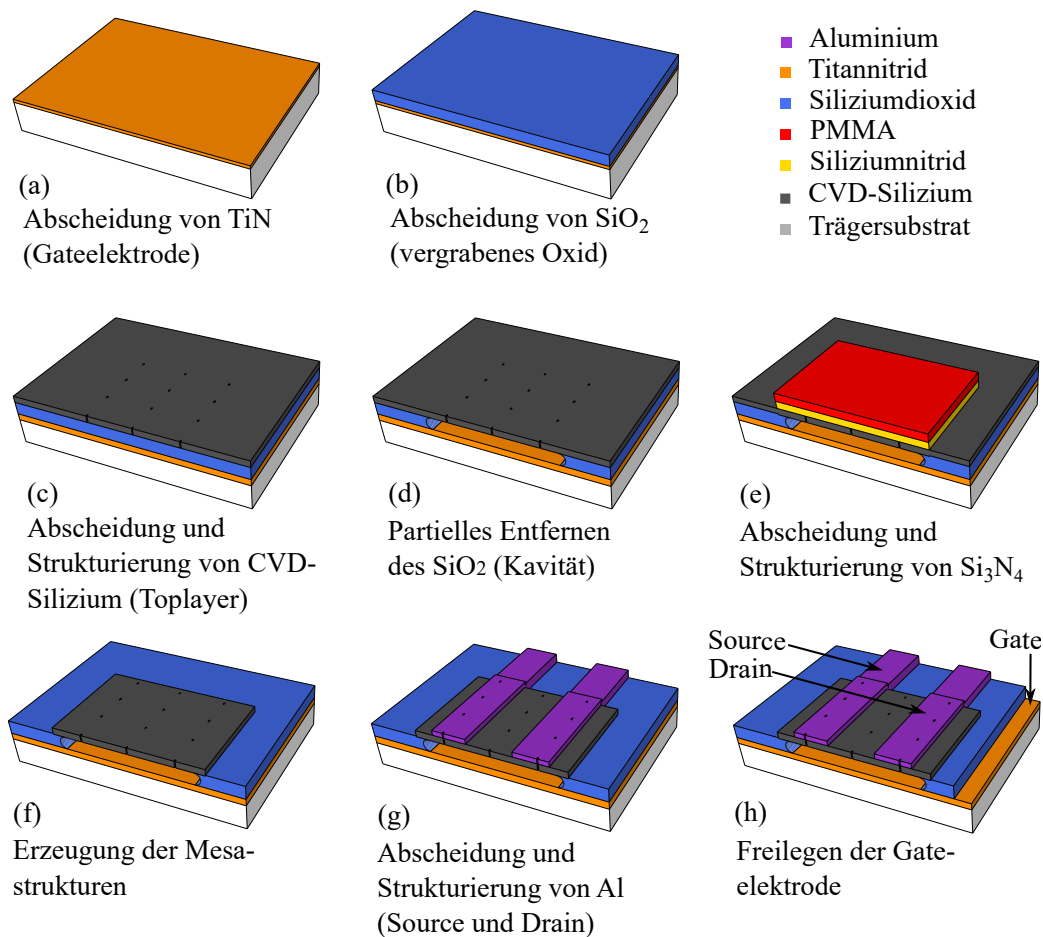


Abbildung 4.4.: Schematische Prozessdarstellung zur Integration eines Ψ -Mosfets auf amorphem Silizium

Als Basis dient Silizium als Trägersubstrat. Auf dieses wird eine Schicht aus Titannitrid abgeschieden. Diese Schicht dient im späteren Verlauf als vergrabene Ga-

teelektrode¹. Anschließend erfolgen eine Silizium- und Siliziumdioxidabscheidung, wodurch die geforderte SOI-Struktur entsteht. Das CVD-Silizium (Toplayer) wird nun derart strukturiert, sodass in einem nächsten Schritt das vergrabene Oxid mit Flusssäure partiell entfernt werden kann. Dieser Prozessschritt dient dem Erhalt der notwendigen Kavität und Siliziummembran. Auf diese wird eine Siliziumnitridschicht abgeschieden und mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie als Hartmaske für die Strukturierung des Toplayers strukturiert. Dies dient dem Erhalt der notwendigen Mesastruktur, welche weitere Transistoren auf der Siliziummembran elektrisch voneinander isoliert. Des Weiteren werden die Mesastrukturen dazu verwendet, die zum Bonden notwendigen Kontaktpads zu integrieren. Anschließend erfolgt eine Abscheidung und Strukturierung von Aluminium. Die hierbei entstehenden Fingerstrukturen stellen die Source- und Draingebiete dar. In einem letzten Schritt wird die Gateelektrode teilweise freigelegt, sodass diese kontaktiert werden kann.

4.2. Rechnergestützte Optimierung mittels der Finite-Elemente-Methode

Um die optimalen geometrischen Abmessungen der Membran zu ermitteln, wird eine rechnergestützte Optimierung mittels der Finite-Elemente-Methode herangezogen. Hierzu wird die dem Lehrstuhl zur Verfügung stehende Software ANSYS der Firma ANSYS Inc. genutzt.

Zunächst erfolgt eine kurze Einführung in die FE-Methode. Anschließend erfolgt eine Optimierung der Membranabmessung, um dann abschließend die optimale Position zur Integration der wandelnden Elemente zu bestimmen.

4.2.1. Einführung in die Finite-Elemente-Methode

Mittels der Finite-Elemente-Methode können die mechanischen Beanspruchungen und äußeren Belastungen, die auf eine Siliziummembran einwirken, beschrieben werden. Die Grundidee der FE-Methode ist es komplexe Geometrien in einzelne Teilbereiche, auch Elemente genannt, zu zerlegen, sodass jedes Element für sich betrachtet einfacher zu beschreiben ist. Die Lösungen sämtlicher Teilprobleme werden dann nach dem Superpositionsprinzip aufsummiert, um zur Lösung des Gesamtsystems zu gelangen. Die Anzahl der Elemente ist endlich, demnach leitet sich auch der Name der FE-Methode ab. Die einzelnen Elemente werden an sogenannten Knoten mitein-

¹Das Konzept der vergrabenen Gateelektrode wird in Abschnitt 5.5.1 im Detail aufgezeigt.

ander verbunden, sodass die Geometrie des Festkörpers durch Kanten und Knoten beschrieben wird. Die Auflösung des so entstandenen Netzes spiegelt den Grad der Abbildung des realen Systems auf das Modell wider. Je feiner die Auflösung, desto genauer wird das System abgebildet. Jedoch hat dies eine hohe Rechenzeit zur Folge, sodass zwischen einer hohen Abbildungsgenauigkeit und der resultierenden Rechenzeit abgewägt werden muss.

Jedes einzelne Element kann mit der Grundgleichung der Statik, der sogenannten Federgleichung:

$$K \times u = F \quad (4.1)$$

beschrieben werden, wobei K die Steifigkeit, u die Verschiebung und F die resultierende Kraft darstellt. Das sich dabei ergebende Gleichungssystem kann durch iterative oder durch direkte Gleichungslöser, auch Solver genannt, gelöst werden, sodass für jeden Knoten dessen Verschiebung vorliegt. Aus den Verschiebungen können mithilfe des Hook'schen Gesetzes (vgl. Gleichung (2.38) auf Seite 26) die vorliegenden Spannungen ermittelt werden.

Um den Begriff der Spannung einzuführen, wird zunächst ein Zugstab betrachtet, der durch eine äußere Krafteinwirkung entlang seiner Längsachse belastet wird.

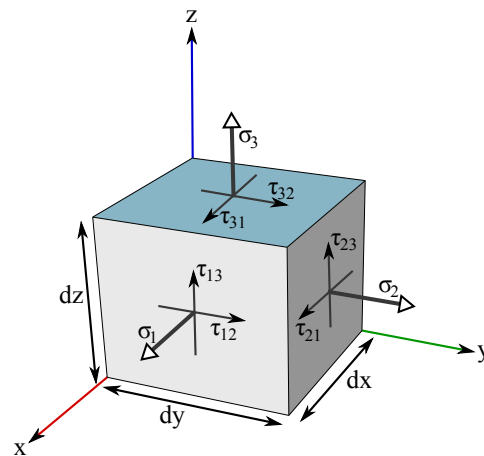


Abbildung 4.5.: Gedanklicher Schnitt durch einen Zugstab zur schematischen Darstellung der Normalspannungen $\sigma_{1,2,3}$ und der Schubspannungen τ_{ij}

Wird eine gedankliche Schnittfläche durch den Stab geführt, kann der innere Spannungsvektor in einem kartesischen Koordinatensystem in jeweils eine Normalspannung mit

$$\sigma_{1,2,3} = \frac{F_N}{dA} \quad (4.2)$$

und insgesamt zwei Schubspannungen mit

$$\tau_{ij} = \frac{F_T}{dA} \quad (4.3)$$

definiert werden. Hierbei gibt F_N die Normal- und F_T die Tangentialkraft an, die auf die Schnittfläche A wirken. Für die Schubspannungen gilt aus Symmetriegründen folgender Zusammenhang:

$$\tau_{ij} = \tau_{ji}, \quad (4.4)$$

sodass der Spannungszustand eines Systems durch insgesamt drei Normal- und drei Schubspannungen vollständig beschrieben werden kann.

Je nach Richtung der einwirkenden Kräfte wird durch die Normalspannungen eine Dehnung oder eine Stauchung des Festkörpers verursacht, während Schubspannungen eine Auslenkung aus dem ursprünglichen rechtwinkligen Zustand zur Folge haben. Die geometrischen Abmessungen d_x , d_y und d_z bleiben hierbei unberührt und werden nur durch das Einwirken der Normalspannungen modifiziert. [HMS14]

Für eine qualitative Aussage über die Bruchfestigkeit eines Festkörpers wird die Größe der sogenannten Vergleichsspannung herangezogen. Diese ist eine fiktive einachsige Spannung, die den Werkstoffbeanspruchungen eines realen dreiachsigen Spannungszustands entspricht. In der Literatur findet sich eine Vielzahl an Hypothesen zur Berechnung der Vergleichsspannung, die unter dem Sammelbegriff Festigkeitshypothesen zusammengefasst werden. Die am häufigsten angewandte Festigkeitshypothese ist die sogenannte Gestaltsänderungshypothese, auch Von-Mises-Vergleichsspannung² σ_v genannt. Diese lässt sich nach folgender Vorschrift berechnen [Läp11]:

$$\sigma_v = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 - (\sigma_1 \cdot \sigma_2 + \sigma_2 \cdot \sigma_3 + \sigma_1 \cdot \sigma_3) + 3 \cdot (\tau_{12}^2 + \tau_{23}^2 + \tau_{13}^2)}. \quad (4.5)$$

Der Ablauf der FE-Methode zur simulatorischen Erfassung der Deformationen und die Vergleichsspannungen lässt sich in drei Blöcke gemäß Abb. 4.6 gliedern:

Im ersten Block (Pre-Prozessor) erfolgt zunächst der Datenimport des geometrischen Modells. Die Modellbildung kann hierbei entweder durch das in ANSYS integrierte Modellierungsmodul oder durch externe Computer-Aided Design (CAD)-Programme wie beispielsweise AutoCAD erfolgen. Der Import erfolgt über entsprechende Schnittstellen für das herstellerunabhängige Initial Graphics Exchange Specification (IGES)-Dateiformat. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung der ANSYS eigenen Skriptsprache Ansys Parametric Design Language (APDL), die

²Benannt nach dem Mathematiker Richard Edler von Mises (1883 - 1953).

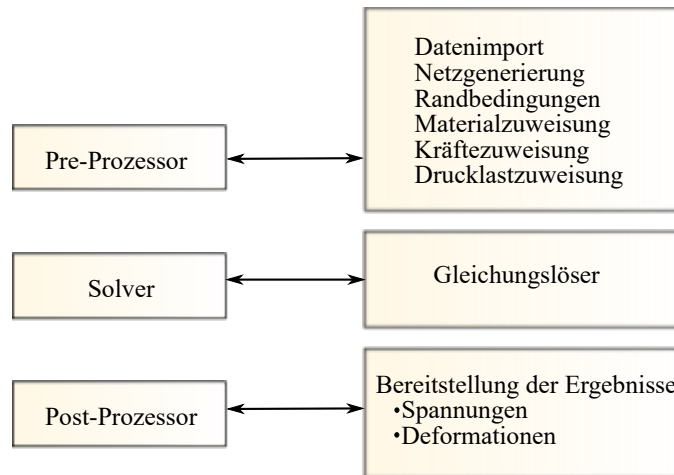


Abbildung 4.6.: Ablauf einer FE-Analyse mittels der FE-Methode

zur Eingabe des Modells und auch zur Automatisierung des Simulationsablaufs verwendet werden kann. Anschließend erfolgt die Vernetzung des Modells durch eine Triangulation. Nach der Materialzuweisung durch den Benutzer erfolgt die Festlegung der Randbedingungen. Hierbei werden insbesondere die Lagerung und Verankerung des Modells festgelegt. Anschließend werden die äußeren Belastungen und Kräfte durch eine wirkende Drucklast definiert. Im folgenden Schritt der FE-Analyse werden die Lösungen des entstandenen Gleichungssystems durch den Solver gelöst. Hierbei fallen Gleichungen gemäß den Gleichungen (2.38), (4.1) und (4.5) an. Die ermittelten Ergebnisse werden im letzten Schritt durch den Post-Prozessor sowohl graphisch als auch textuell in Form von Zahlenwerten dargestellt.

4.2.2. Modellbildung und Randbedingungen

Für die Optimierung des Sensorelementes sind auftretende Verspannungen und Deformationen von großer Bedeutung. Während der Bereich der maximalen Verspannung die Platzierung des wandelnden Elementes bestimmt, kann die Deformation der Membran als maximale Druckbelastung betrachtet werden. Überschreitet die Auslenkung der Membran die Höhe der Kavität, welche der Dicke des vergrabenen Siliziumdioxids entspricht, kommt es zu einer unerwünschten Berührung der Siliziummembran mit dem Substrat, wodurch das Sensorelement im schlimmsten Fall irreversibel beschädigt werden kann. Des Weiteren kann das Überschreiten der Bruchspannung der einzelnen Werkstoffe als Grenze für eine mögliche Druckbelastung herangezogen werden.

Die geometrische Modellbildung wird anhand Abb. 4.7 beschrieben: Das verwen-

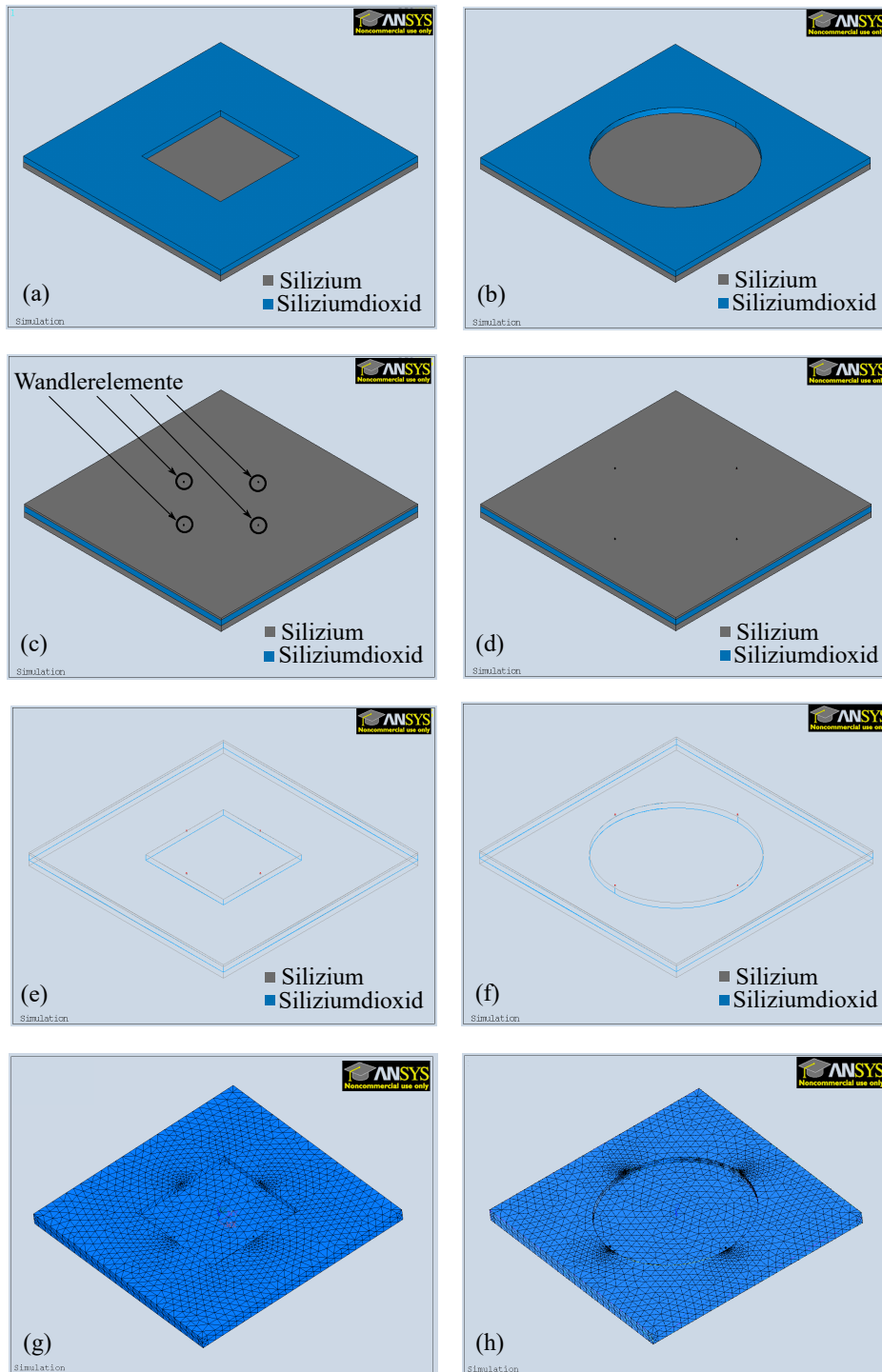


Abbildung 4.7.: Modellbildung und Vernetzung der Sensorgeometrie

detete Modell geht von einem Trägersubstrat aus Silizium (grau dargestellt) mit der Dicke von $1 \mu\text{m}$ aus, welches keinen Einfluss auf die mechanischen Eigenschaften des Gesamtsystems ausübt. Auf dem Trägersubstrat befindet sich die in Siliziumdioxid (blau dargestellt) eingelassene Kavität. Die Kavität wird sowohl in eckiger (vgl.

Abb. 4.7 (a)) als auch in kreisrunder (vgl. Abb. 4.7 (b)) Form in unterschiedlichen Größen analysiert. Die Höhe der Kavität wird durch die Dicke der BOX-Schicht bestimmt und beträgt ebenfalls $1\ \mu\text{m}$. Oberhalb dieser Schicht wird eine $340\ \text{nm}$ dicke Siliziumschicht als Membran modelliert (vgl. Abb. 4.7 (c) und (d)). Eine Röntgenansicht des Modells ist in Abb. 4.7 (e) und (f) gegeben. Die anschließende Vernetzung ((vgl. Abb. 4.7 (g) und (h)) erfolgt im Bereich der Wandler Elemente feiner, um den Einfluss der Wandler Elemente bestimmen zu können.

Es erfolgen zwei Simulationsdurchläufe. Im ersten Durchlauf besteht das zu untersuchende Modell lediglich aus dem beschriebenen SOI-Aufbau, während der Durchmesser der Kavität von $10\ \mu\text{m}$ bis hin zu $25\ \mu\text{m}$ variiert. Der zweite Simulationsdurchlauf geht von einem komplexeren Modell aus. Hierbei wird eine weitere $200\ \text{nm}$ dicke Siliziumdioxid- und eine $400\ \text{nm}$ dicke Siliziumnitridschicht aufgebracht, die dem Verschluss der Ätzfenster innerhalb der Siliziummembran dient. Des Weiteren wird der Einfluss durch die Integration der Wandler Elemente auf das mechanische Verhalten der Membran untersucht. Auch hier erfolgt die Simulation bei einem variierenden Durchmesser der Kavität, sodass eine quantitative Aussage für den maximalen, applizierten Druck getroffen werden kann.

Neben dem Festlegen der geometrischen Randbedingungen sind für eine aussagekräftige Simulation die korrekten Werkstoffparameter essentiell. Je nach verwendeter Literatur [MS95; Leo06; Car08; Che+10; HNK10; TIS10] variieren diese. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen bedienen sich den Parametern aus Tabelle 4.1.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Simulation vorgestellt, die zu einer optimalen Dimensionierung des gesamten Sensorelementes führen. Insbesondere wird der Bereich der größten Verspannung untersucht, um die optimale Position der Wandler Elemente zu bestimmen.

4.2.3. Optimierung des Sensorelements

Die Höhe der Kavität ist mit $1000\ \text{nm}$ durch die Dicke des vergrabenen Oxids des verwendeten SOI-Substrates vorgegeben, während die Membrandicke in einem gewissen Bereich variiert werden kann. Die Dicke der Top-Siliziumschicht des SOI-Substrates beträgt $340\ \text{nm}$. Diese kann durch die Abscheidung einer weiteren Schicht, wie beispielsweise Siliziumnitrid, verstärkt werden.

Bedingt durch die stark isotrope Ätzwirkung von Flusssäure, die dem Erhalt der Kavität dient, ist die resultierende Kavität kreisförmig. Je nach Anordnung und Anzahl der Ätzlöcher im Top-Silizium kann diese auch eine rechteckige Struktur

Tabelle 4.1.: Ausgewählte Werkstoffparameter für Silizium, Polysilizium, Siliziumdioxid, Siliziumnitrid, Titan, Titannitrid und Aluminium

Werkstoff	E-Modul [GPa]	Dichte [$\frac{g}{cm^3}$]	Poissonkonstante [-]	Bruchspannung GPa
Silizium _{<100>}	130,13	2,3	0,28	0,3 - 5,0
Silizium _{<110>}	169,1	2,3	0,28	0,3 - 5,0
Silizium _{<111>}	187,0	2,3	0,28	0,3 - 5,0
Polysilizium/ amorphes Si	163,3	2,3	0,22	0,3 - 5,0
Siliziumdioxid	75,0	2,5	0,17	0,6 - 1,0
Siliziumnitrid	250,0	3,1	0,25	0,9
Titan	120,0	4,5	0,35	0,2
Titannitrid	532,5	5,2	0,19	8,6
Aluminium	69,0	2,7	0,30	0,17

annehmen. Um jedoch die Stabilität der Membran zu wahren, werden möglichst wenig Löcher in die Membran geätzt, was zu einer abgerundeten Membran führt. Ein direkter Vergleich zwischen beiden Geometrien zeigt in der Simulation ein ähnliches Verhalten in Bezug auf die Verformung der Membran und der resultierenden Von-Mises-Vergleichsspannung. Abb. 4.8 zeigt, dass eine rechteckige Membran eine stärkere Verspannung von 115,2 MPa im Gegensatz zu 100,8 MPa bei einer kreisförmigen Membran aufweist, bei gleicher Größe und einem applizierten Druck von jeweils 1 bar. Die maximale Deformation ist mit 115 nm ebenfalls größer als bei einer kreisförmigen Membran, dessen Verformung maximal 79 nm beträgt. Die Größe der Membran beträgt in den vorgestellten Simulationsergebnissen jeweils 25 μm im Durchmesser.

Da sowohl die Von-Mises-Vergleichsspannung als auch die maximale Deformation der Siliziummembran identische Größenordnungen aufweisen und eine kreisförmige Membran aus den zuvor genannten Gründen die reale Geometrie besser abbildet, beschränken sich im Folgenden die Simulationsergebnisse auf runde Membranen. Abb. 4.9 illustriert exemplarisch die Simulationsergebnisse einer 10 μm ((a) und (c)) und einer 25 μm ((b) und (d)) großen Siliziummembran. Die Siliziummembranen werden jeweils mit 500 kPa Druck belastet. Abb. 4.9 (a) und (b) zeigen die resultierende Von-Mises-Verspannung und Verformung des reinen Siliziums, während Abb. 4.9 (c) und (d) die Simulationsergebnisse des gesamten Sensorelementes

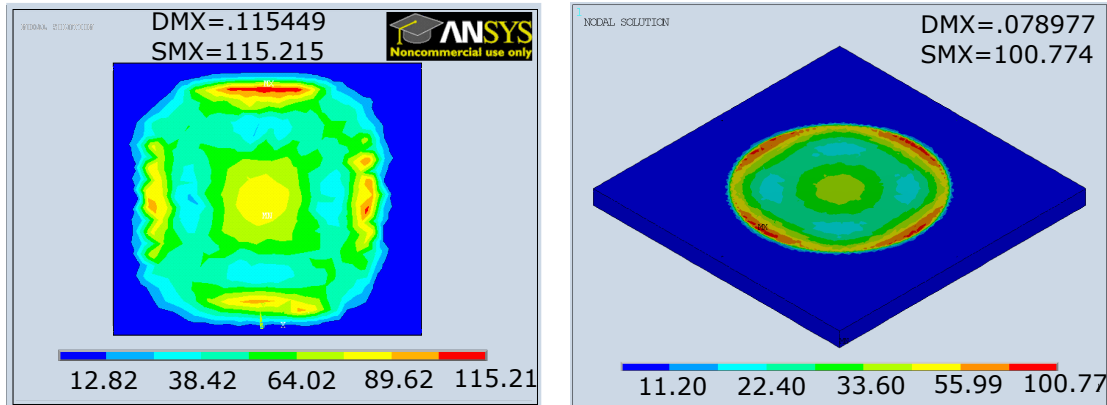


Abbildung 4.8.: Vergleich von Verformung und Verspannung einer rechteckigen Siliziummembran (links) und einer kreisförmigen Siliziummembran (rechts) bei 1 Bar Druckeinwirkung

aufzeigen. Deutlich zu erkennen ist, dass sowohl der Durchmesser der Kavität als auch die Dicke der Membran einen starken Einfluss auf die resultierende Deformation und die maximale Verspannung ausüben. Bei einer $10\ \mu\text{m}$ großen Membran, die aus einer $340\ \text{nm}$ dicken Siliziumschicht besteht, beträgt die maximale Verformung im Mittelpunkt der Membran $11\ \text{nm}$. Die maximale Von-Mises-Verspannung liegt bei $62\ \text{MPa}$. Durch die Passivierung mit einer $200\ \text{nm}$ dicken Siliziumdioxidschicht und einer $400\ \text{nm}$ dicken Siliziumnitridschicht verringert sich die maximale Auslenkung der Membran auf $5\ \text{nm}$ und die resultierende Verspannung auf $38\ \text{MPa}$. Sowohl die Auslenkung als auch die resultierende Spannung im Silizium kann durch eine Vergrößerung des Kavitätsthroughmessers signifikant erhöht werden. Wirken $500\ \text{kPa}$ auf eine $25\ \mu\text{m}$ große Siliziummembran, wird diese im Mittelpunkt um $395\ \text{nm}$ ausgelenkt. Da die Höhe der Kavität $1000\ \text{nm}$ beträgt, kommt es zu keiner Berührung der Membran mit dem Bulksilizium. Der maximale Wert der Von-Mises-Verspannung beträgt $504\ \text{MPa}$. Im Vergleich zur zulässigen Bruchspannung, die nach Tabelle 4.1 $300\ \text{MPa}$ bis $5.0\ \text{GPa}$ beträgt, ist festzuhalten, dass es zu einem möglichen Bruch der Membran kommen kann. Eine Druckeinwirkung von $100\ \text{kPa}$ führt zu einer maximalen Verspannung von $101\ \text{MPa}$, sodass diese Dimensionierung der Membran bis zu einem Druckbereich von $100\ \text{kPa}$ möglich ist. Durch die Abscheidung der Siliziumdioxid- und Siliziumnitridschicht kann die maximale Verspannung bei einem Druck von $500\ \text{kPa}$ auf $69\ \text{MPa}$ gesenkt werden. Der zu erfassende Druckbereich kann folglich durch die abschließende Passivierungsschicht definiert werden.

Eine weitere wichtige Erkenntnis, die aus den Ergebnissen der Simulationen hervorgeht, betrifft die Platzierung der Wandlerelemente auf der Membran. Je nach

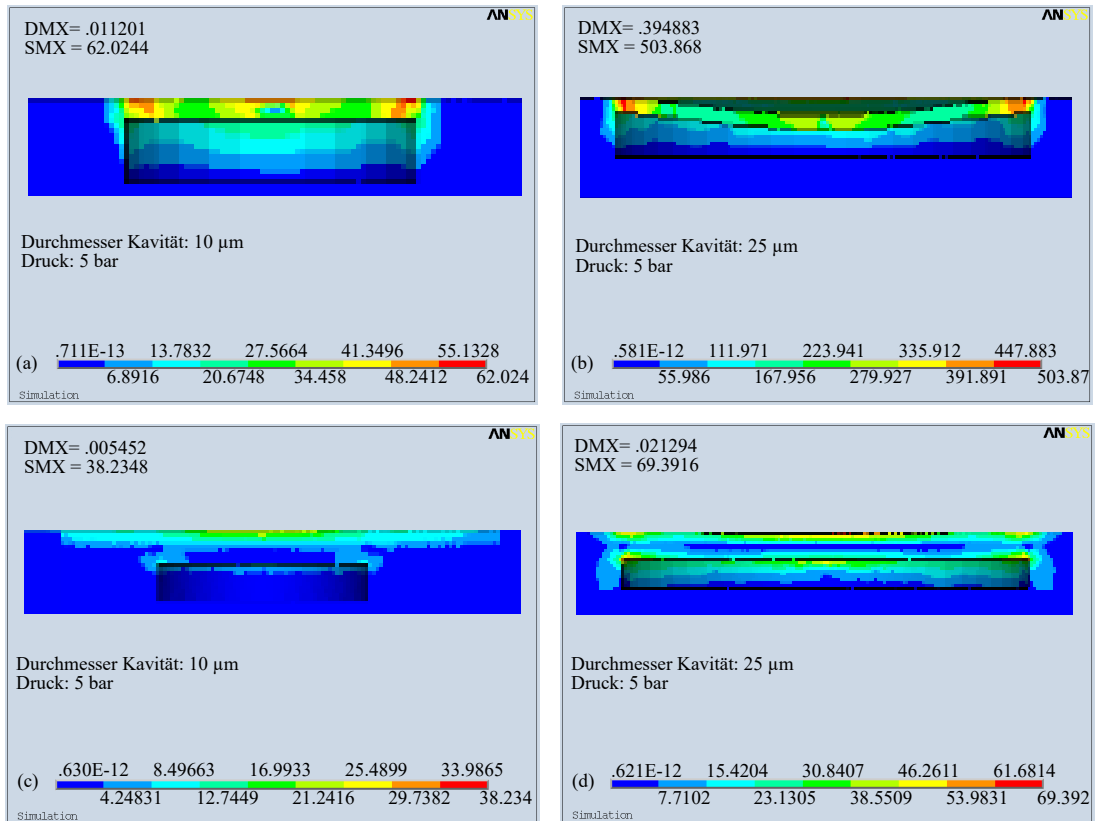


Abbildung 4.9.: Verformung und Verspannung der Membran in Abhängigkeit der Kavitätsgröße bei einem Druck von 5 bar. Oben: Reine Siliziummembran. Unten: Siliziummembran mit Passivierungsschichten

Wandlungsverfahren bieten sich unterschiedliche Positionen an. Im Falle einer piezoresistiven Wandlung, die die Eigenschaften von verspanntem Silizium ausnutzt, müssen die Wandlerelemente im Bereich der maximalen Verspannung integriert werden. Dieser Bereich befindet sich am Rand der Membran. Ein lokales Maximum der Verspannung befindet sich in der Mitte der Membran. Die kapazitive Wandlung nutzt die druckabhängige Abstandsänderung der Kondensatorplatten zueinander. Dementsprechend sind die Elektroden im Bereich der maximalen Auslenkung zu platzieren, welche sich in der Mitte der Membran befindet.

5. Prozessentwicklung und Herstellung des Drucksensors

Nachdem die im vorangegangenen Kapitel vorgestellte rechnergestützte Optimierung der geometrischen Abmessungen des Drucksensors dargelegt worden ist und die optimale Position für das jeweils wandelnde Element ermittelt wurde, erfolgt in diesem Kapitel die Beschreibung der technologischen Prozessabläufe und die elektrische Charakterisierung der hergestellten Bauelemente. Der Prozessablauf lässt sich in drei Teilbereiche gliedern. Im ersten Schritt wird die Abscheidung des CVD-Siliziums optimiert. Anschließend wird die Erzeugung der Kavität und der Siliziummembran beschrieben, während der dritte Teil die Herstellung der Wandlerelemente aufzeigt. Hierbei wird bei jedem durchgeführten Prozessschritt darauf geachtet, die maximale Prozesstemperatur von 450°C nicht zu überschreiten. Das Kapitel schließt mit einem Vergleich mit den im Rahmen dieser Arbeit hervorgegangenen Ergebnissen mit denen anderer Forschergruppen ab.

5.1. Optimierung der amorphen CVD-Siliziumabscheidung

Im Zuge des Back-End-Prozesses wird die Siliziummembran aus amorphem CVD-Silizium hergestellt. Daher erfolgt zunächst eine Optimierung der Siliziumabscheidung im PECVD-Verfahren nach folgenden Aspekten:

- ▶ Selektive Strukturierbarkeit während des reaktiven Ionenätzens
- ▶ Ätzbeständigkeit gegenüber Flusssäure
- ▶ Mechanische Stabilität
- ▶ Elektrische Leitfähigkeit

Um ein gemeinsames Optimum der aufgeführten Eigenschaften zu finden, werden folgende Parameter während der Siliziumabscheidung variiert:

- ▶ Gasfluss
- ▶ Prozessdruck
- ▶ HF-Leistung
- ▶ Temperatur
- ▶ Depositionszeit

Zunächst wird untersucht, welchen Einfluss der Gasfluss des Silan-Argon-Gasgemisches¹ auf die resultierende Schichtdicke und Schichtqualität ausübt. Hierzu wird in einer Versuchsreihe der Gasfluss von 200 sccm bis hin zu 1000 sccm iterativ erhöht, während die restlichen Parameter gemäß Tabelle 5.1 unverändert bleiben. Der Abb. 5.1 ist zu entnehmen, dass je nach eingestelltem Gasfluss ein Anstieg der Depositionsrates von 17 nm/min (bei 200 sccm) bis hin zu 48 nm/min (bei 1000 sccm) beobachtet werden kann. Die Ätzbeständigkeit des amorphen CVD-Siliziums ist ebenfalls stark vom Gasfluss abhängig. Ein direkter Vergleich der Ätzrate in 5%iger Flußsäure und der Ätzrate des reaktiven Ionenätzens offenbart einen inversen Zusammenhang. Während die Ätzrate in Flußsäure mit steigendem Gasfluss zunimmt, verringert sich diese bei steigendem Gasfluss während des reaktiven Ionenätzens. Für

Tabelle 5.1.: Verwendeter Parametersatz zur PECVD-Abscheidung von Silizium bei variierendem Gasfluss

Abzuscheidende Schicht	Si
Gasfluss SiH₄/Ar	200 - 1000 sccm
Druck	1000 mTorr
Temperatur	350°C
HF-Leistung	280 W
Depositionszeit	3 Min

eine weitere Prozessierung ist eine hohe Ätzbeständigkeit gegenüber Flußsäure, eine hohe Ätzrate während des reaktiven Ionenätzens und eine hohe Abscheiderate erforderlich. Diese Forderung wird bei einem Gasfluss von 300 sccm optimal erfüllt.

Nach der Optimierung des SiH₄/Ar-Gasflusses, wird der optimale Prozessdruck ermittelt. Der Prozessdruck beeinflusst in erster Linie die mittlere freie Weglänge der Moleküle und somit die Anzahl der resultierenden Stoßprozesse. Bei einem Druck

¹Es handelt sich hierbei um ein zweiprozentiges Monosilan, verdünnt in Argon.

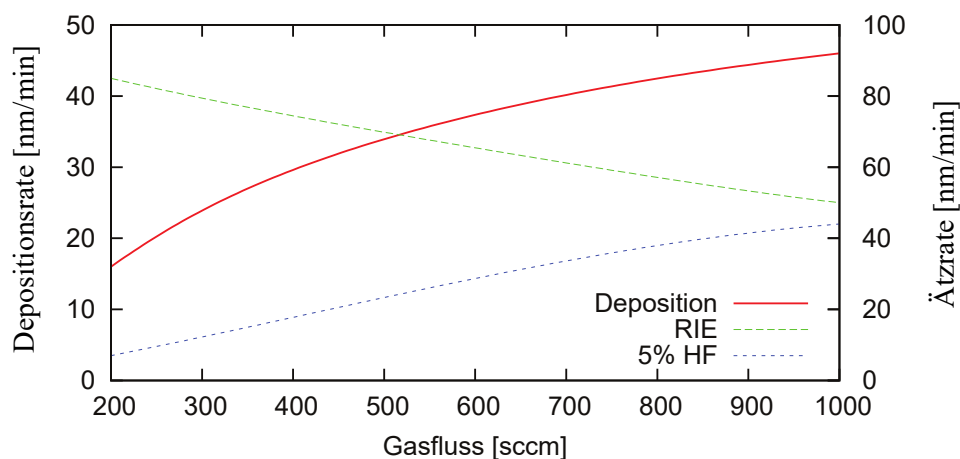


Abbildung 5.1.: Bestimmung der CVD-Silizium-Depositions- und Ätzrate in Abhängigkeit des SiH_4/Ar -Gasflusses

unterhalb von 100 mTorr ist die mittlere freie Weglänge zu groß um genügend viele Stoßprozesse zu provozieren, wodurch die Generationsrate unterhalb der Rekombinationsrate sinkt. Ein Prozessdruck, der 5000 mTorr übersteigt, hat eine zu große Stoßhäufigkeit zur Folge, wodurch es zu einer unerwünschten homogenen Gasphasenreaktion kommt. [SS91] Aus diesen Gründen wird der Druck in der folgenden Versuchsreihe von 500 bis 1900 mTorr variiert. Es zeigt sich, dass mit steigendem Prozessdruck die Abscheiderate abnimmt. So ergibt sich beispielsweise bei einem Druck von 1900 mTorr eine Abscheiderate von 17 nm/min und bei einem Druck von 500 mTorr eine Abscheiderate von 32 nm/min. Anschließend durchgeführte Ätzversuche zeigen ebenfalls eine starke Abhängigkeit der CVD-Silizium-Ätzbeständigkeit in Flusssäure vom gewählten Prozessdruck. Ein hoher Prozessdruck hat eine sehr poröse Oberfläche des abgeschiedenen Siliziums zur Folge, sodass dieses in kürzester Zeit vollständig in Flusssäure gelöst wird. Eine Abscheidung im Bereich des Feinvakuums führt zu nahezu ätzresistenten Siliziumschichten (Ätzrate kleiner 5 nm/min in 5%iger Flusssäure). Somit wird ein Prozessdruck von 1000 mTorr festgelegt.

Die eingespeiste HF-Leistung nimmt direkten Einfluss auf die Ionen. Je nach kinetischer Energie der Ionen werden diese vom Substrat adsorbiert und tragen zur Deposition bei oder brechen bestehende Bindungen an der Substratoberfläche auf und führen so zu einer Umordnung der Substratmoleküle. Durch die hervorgerufene Umordnung wird die Dichte der abgeschiedenen Schicht erhöht. Bei einer zu hohen Energie können die Ionen jedoch auch Substratmoleküle abtragen. Daher wird im Folgenden die optimale HF-Leistung ebenfalls experimentell ermittelt. Es zeigt sich, dass eine Variation der HF-Leistung (von 100 W bis 300 W) keinen Einfluss auf die

Depositionsrates ausübt. Diese bleibt annähernd konstant bei 23 nm/min. In Bezug auf die Ätzbeständigkeit in Flusssäure und in Bezug auf Prozessstabilität ist eine Leistung von 200 W optimal.

Die Prozessstemperatur hat Einfluss auf die Defektdichte und die Dichte der abgeschiedenen Schicht: Mit steigender Temperatur sinkt die Defektdichte und die Dichte steigt. [SS91] Daher wird für den weiteren Prozessablauf eine Temperatur von 395°C festgelegt. Diese entspricht der maximal einstellbaren Prozessstemperatur der am Lehrstuhl zur Verfügung stehenden PECVD-Anlage. Den Erhalt einer qualitativ höherwertigen Schicht kann durch weitere Ätzversuche bestätigt werden, da die Ätzbeständigkeit gegen Flusssäure nochmals gesteigert worden ist. Darüber hinaus sinkt die Abscheiderate aufgrund der höheren Dichte auf 21 nm/min. Eine höhere Dichte der abgeschiedenen Schicht übt sich ebenfalls positiv auf die mechanische Stabilität aus. Eine Variation der Depositionszeit zeigt keine nennenswerten Abweichungen bezüglich der Depositionsrates und ist somit linear. Tabelle 5.2 fasst die erzielten Ergebnisse der optimierten PECVD-Siliziumabscheidung zusammen.

Tabelle 5.2.: Vergleich der PECVD-Siliziumabscheidung und -eigenschaften vor und nach der erfolgten Optimierung

Parameter	Vor der Optimierung	Nach der Optimierung
Gasfluss SiH₄/Ar	400 sccm	300 sccm
Druck	1000 mTorr	1000 mTorr
Temperatur	350°C	395°C
HF-Leistung	280 W	200 W
Depositionsrates	23 nm/min	21 nm/min
Ätzrate RIE	38 nm/min	60 nm/min
Ätzrate HF (5 %)	9 nm/min	3 nm/min

Die elektrische Leitfähigkeit des amorphen Siliziums ist in erster Linie als schwach zu bezeichnen. Dies fällt insbesondere im direkten Vergleich zu monokristallinem Silizium auf. Während die Ladungsträgerbeweglichkeit der Elektronen in kristallinem Silizium bei $\mu_n = 1450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ liegt, beträgt sie im Falle von amorphen Silizium lediglich $\mu_n = 10 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. [LCS70] Hauptverantwortlich für die schlechte Leitfähigkeit ist in erster Linie die fehlende Ordnung der atomaren Struktur des amorphen Siliziums, welche auch als Fernordnung bezeichnet wird. Im Gegensatz dazu ist die sogenannte Nahordnung im amorphen Silizium relativ gut erhalten, sodass im Nahbereich eine

erkennbare atomare Ordnung vorliegt, die sich durch gleichartige kovalente Bindungen der Atome zueinander auszeichnet. Diese Ähnlichkeit ist durch vergleichbare mittlere Bindungsabstände und Bindungswinkel charakterisiert. Ein auffälliges

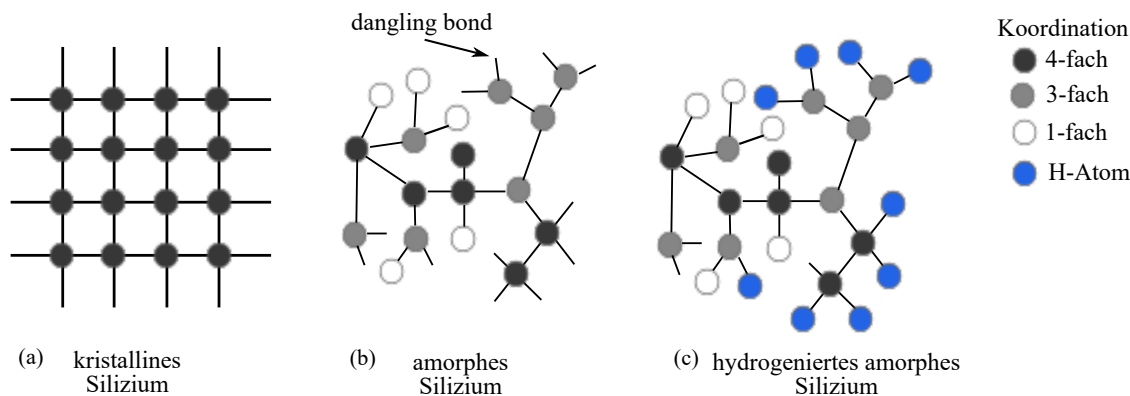


Abbildung 5.2.: Atomare Struktur von (a) kristallinem, (b) amorphem, und (c) hydrogeniertem amorphem Silizium

Merkmal bei der amorphen Siliziumstruktur ist die hohe Dichte an sogenannten Koordinationsdefekten. Koordinationsdefekte beschreiben hierbei das zufällig verteilte Fehlen oder den Überschuss an Bindungen zu Nachbaratomen. Durch den Einbau von Wasserstoff (Hydrogenierung) in die atomare Struktur des amorphen Siliziums kann die Anzahl der Koordinationsdefekte verringert werden. Hierbei werden die offenen Bindungen, die sogenannten dangling bonds, durch kovalente Bindungen mit Wasserstoff abgeschlossen, was wiederum eine bessere Leitfähigkeit des amorphen Siliziums zur Folge hat. Hierbei handelt es sich um sogenanntes hydrogeniertes amorphes Silizium (a-Si:H). [WE07] Aus diesem Grund erfolgt ein zusätzlicher Temperungsschritt in einer Wasserstoffatmosphäre bei 440°C für 20 Minuten. Abb. 5.2 stellt die atomare Struktur für kristallines (a), amorphes (b) und amorphes hydrogeniertes Silizium schematisch dar.

Alternativ zu der im PECVD-Verfahren erzeugten Siliziumschicht wird ebenfalls die Verwendbarkeit einer in einem Kathodenzerstäubungs-Prozess erzeugten Siliziumschicht untersucht. Hierbei zeigt sich jedoch, dass trotz eines optisch höherwertigen Eindrucks eine elektrische Leitfähigkeit praktisch nicht gegeben ist. Es ist davon auszugehen, dass aufgrund der niedrigen Prozesstemperatur (Raumtemperatur) während der Kathodenzerstäubung keine amorphe Kristallstruktur erzeugt wird. Aus diesem Grund wird dieses Verfahren auch nicht weiter betrachtet, sodass weiterhin amorphes CVD-Silizium für die Siliziummembran und somit für die Integration der wandelnden Elemente verwendet wird.

5.2. Erzeugung der Kavität und Membran

Aus den Ergebnissen der rechnergestützten Simulation aus dem vorherigen Kapitel resultiert ein optimaler Durchmesser der Kavität von 25 μm . Dieser Durchmesser wird daher als Zielgröße angestrebt.

Um die Stabilität der Siliziummembran nicht negativ zu beeinflussen, muss die Erzeugung der Kavität mit einer möglichst geringen Anzahl an Ätzöffnungen mit möglichst geringer Größe in der Top-Siliziumschicht erfolgen. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass die Ätzöffnungen nicht beliebig klein skaliert werden können. Dies begründet sich dadurch, dass ein stetiger Austausch zwischen verbrauchter und gepufferter Flusssäure in der Kavität gewährleistet sein muss, da der nasschemische Ätzvorgang andernfalls unterbunden wird. Die Ätzfenster werden trockenchemisch mittels dem reaktiven Ionenätzen in der Top-Siliziumschicht erzeugt. Aufgrund des chemischen Anteils des Materialabtrags bei einem RIE-Prozess erfolgt die Ätzung nicht vollständig senkrecht, sodass die Größe der Ätzfenster mit fortschreitendem Ätzvorgang in die Tiefe abnimmt. Für die Siliziumstrukturierung steht am Lehrstuhl ein eingefahrener Prozess zum Strukturieren von Polysilizium zur Verfügung, dessen Parameter in Tabelle 5.3 aufgeführt sind.

Tabelle 5.3.: Verwendeter Parametersatz zur trockenchemischen Strukturierung von Polysilizium

Prozessgase	Siliziumtetrachlorid (SiCl_4), Stickstoff (N_2)
Kammer	Chlor
Elektrode	Graphit
Gasfluss SiCl_4	20 sccm
Gasfluss N_2	100 sccm
Druck	60 mTorr
Temperatur	40°C
HF-Leistung	300 W
Biasspannung	300 V
Ätzrate	77 nm/min

Um die minimal notwendige Größe der Ätzlöcher zu bestimmen, wird zunächst die Anisotropie des Ätzvorgangs bestimmt. Dazu wird in die Top-Siliziumschicht eine 1700 nm große Öffnung geätzt und das vergrabene Oxid mittels Flusssäure partiell entfernt. Die Ätzkante wird im Querschnitt (vgl. Abb. 5.3) in einem Raster-

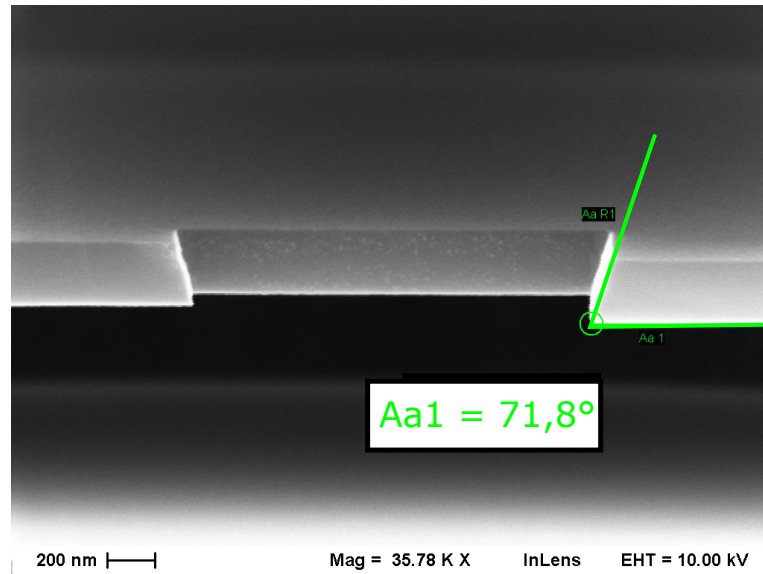


Abbildung 5.3.: Bestimmung des Ätzwinkels einer Silizium-Ätzkante

Elektronen-Mikroskop (REM) untersucht, wobei der Winkel der Ätzkante $71,8^\circ$ beträgt.

Die minimalen Abmessungen der Ätzöffnungen sind somit von der Dicke der Siliziumschicht abhängig. Da die Dicke des Top-Siliziums 340 nm beträgt, müssen die Löcher mindestens 224 nm in Länge und Breite aufweisen, damit sich die Ätzkanten nicht berühren. Die Erzeugung der Ätzlöcher kann aufgrund der geometrischen Abmessungen nicht mit einer konventionellen optischen Lithographie erfolgen, da die am Lehrstuhl zur Verfügung stehende Belichtungsanlage nicht die benötigte minimale Strukturauflösung bietet. Daher wird auf die Elektronenstrahlolithographie (E-Beam) zurückgegriffen. Um die Schreibzeit des Elektronenstrahlschreibers möglichst kurz zu halten, wird für die Erzeugung der Löcher ein Positivlack verwendet. Es handelt sich hierbei um den Lack PMMA 950k679.04 der Firma Allresist GmbH. Dieser wird mittels einer Schleuderbeschichtung auf die Probe aufgebracht, nachdem diese gereinigt und für 45 Minuten bei 150°C ausgeheizt worden ist. Die verwendeten Parameter der Schleuderbeschichtung sind Tabelle 5.4 zu entnehmen.

Da es sich beim verwendeten Positivlack um einen sogenannten Dünnlack mit einer resultierenden Dicke von rund 290 nm handelt, und die Lackschicht damit dünner ist als die zu strukturierende Siliziumschicht muss zunächst die Selektivität von Fotolack zu Silizium und Siliziumdioxid während des Trockenätzens experimentell ermittelt werden. Hierzu wird der Fotolack gemäß den Parametern aus Tabelle 5.4 auf $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ großen Siliziumproben aufgeschleudert. Anschließend wird die Lackdicke sowohl vor als auch nach dem Ätzen ellipsometrisch vermessen, wobei

Tabelle 5.4.: Verwendeter Parametersatz für den Positivlack PMMA 950k

Bezeichnung	PMMA 950k679.04
Dosierung	250 μ l
Geschwindigkeit	4000 Upm,
Beschleunigung	2000 Upm/sec
Dauer	30 sec
Resultierende Dicke	290 nm
Pre-Bake	180°C, 90 sec
Entwicklung	Isopropanol:VE-Wasser (3:1), 40 sec. Stopp: Isopropanol, 10 sec
Post-Bake	Ofen, 110°C, 30 min

die Ätzdauer in jedem Ätzdurchlauf variiert wird. Es ergibt sich eine durchschnittliche Ätzrate von 90 nm/min für den PMMA-Lack. Die Ätzrate von Silizium beträgt im Durchschnitt 60 nm/min, sodass die Selektivität von Silizium zu PMMA-Lack 0,7 beträgt. Somit wird der Fotolack schneller abgetragen als das Silizium. Um die Siliziumschicht zu strukturieren, wird eine entsprechend dicke Hartmaske aus Siliziumdioxid benötigt. Aus diesem Grund wird im Vorfeld die Selektivität von SiO_2 zu PMMA ermittelt. Prinzipiell wird Siliziumdioxid trockenchemisch mit Fluorchemie geätzt. Auch hierfür steht am Lehrstuhl ein eingefahrener RIE-Prozess zur Verfügung, dessen Parameter in Tabelle 5.5 aufgeführt sind. Es werden Ätzversuche mit

Tabelle 5.5.: Verwendeter Parametersatz zur trockenchemischen Strukturierung von Siliziumdioxid

Prozessgase	Trifluormethan (CHF_3), Argon (Ar)
Kammer	Fluor
Elektrode	Graphit
Gasfluss CHF_3	50 sccm
Gasfluss Ar	18,2 sccm
Druck	40 mTorr
Temperatur	20°C
HF-Leistung	225 W
Biasspannung	350 V
Ätzrate	25 nm/min

verschieden langen Ätzzeiten am PMMA-Lack durchgeführt. Eine Auswertung ergibt eine durchschnittliche Ätzrate von ungefähr 35 nm/min und somit ebenfalls eine Selektivität von SiO₂ zu PMMA von 0,7. Um die optimale Dicke der Hartmaske zu bestimmen, wird der Materialabtrag von SiO₂ während des Siliziumätzens bestimmt. Dieser beträgt rund 15 nm/min. Folglich werden 120 nm als Zielgröße für die Dicke der Hartmaske gesetzt.

Zur Bestimmung der minimalen Anzahl und Größe der Ätzfenster im Silizium werden mehrere Prozessdurchläufe mit unterschiedlichen Ätzfenstern vorgenommen. Ferner werden verschiedene Ätzzeiten mit Flusssäure gewählt, um die Unterätzung der Top-Siliziumschicht zu optimieren. Aus den oben genannten Gründen erfolgt im ersten Schritt eine rund 120 nm dicke Oxidabscheidung. Anschließend erfolgt ein Ausheizen der Probe bei 150°C für 45 Minuten im Ofen. Nach dem Dehydrieren wird der PMMA-Fotolack aufgeschleudert und in einem Pre-Bake-Schritt bei 180° für 90 Sekunden ausgehärtet. Dem schließt sich die Elektronenstrahlolithographie an, wobei der Parametersatz gemäß Tabelle 5.6 verwendet wird.

Tabelle 5.6.: E-Beam Parametersatz für das Schreiben der Ätzlöcher

Verwendeter Lack	PMMA 950k679.04
Beschleunigungsspannung	20 keV
Blende	20 μm
Dosis	130 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$

Da für diesen Prozessschritt ein Positivlack verwendet wird, kommt es durch die Belichtung durch den Elektronenstrahl zu einer Depolymerisation der Molekülketten, wodurch der belichtete Anteil des PMMA-Lackes für den Entwickler angreifbar gemacht wird. Die Entwicklung erfolgt in einem 40-sekündigen Tauchbad aus einem Gemisch aus Isopropanol (IPA) und vollentsalztem (VE)-Wasser im Verhältnis von 3:1. Ein reines Isopropanolbad (10 sek) stoppt die Entwicklung. Um den Lack für den nachfolgenden Ätzangriff zu härten, wird die Probe anschließend in einem Post-Bake-Schritt bei 110°C für 30 Minuten im Ofen ausgeheizt. Es folgt die Strukturierung der Hartmaske in einem RIE-Schritt mit Fluorchemie. Um das Silizium unterhalb der Hartmaske freizulegen, genügt bei einer durchschnittlichen Ätzrate von 25 nm/min eine Ätzdauer von 2 Minuten und 30 Sekunden. Da der Lack mit 290 nm verhältnismäßig dick gegenüber der Hartmaske ist, erfolgt der Ätzangriff mit einer Dauer von 5 Minuten, sodass die die belichtete Struktur des Fotolacks korrekt in die Hartmaske übertragen wird. Der resultierende Äzwinkel beträgt 80,5° und ist

somit steiler als zuvor (vgl. Abb. 5.4). Bevor die eigentliche Strukturierung der Silizi-

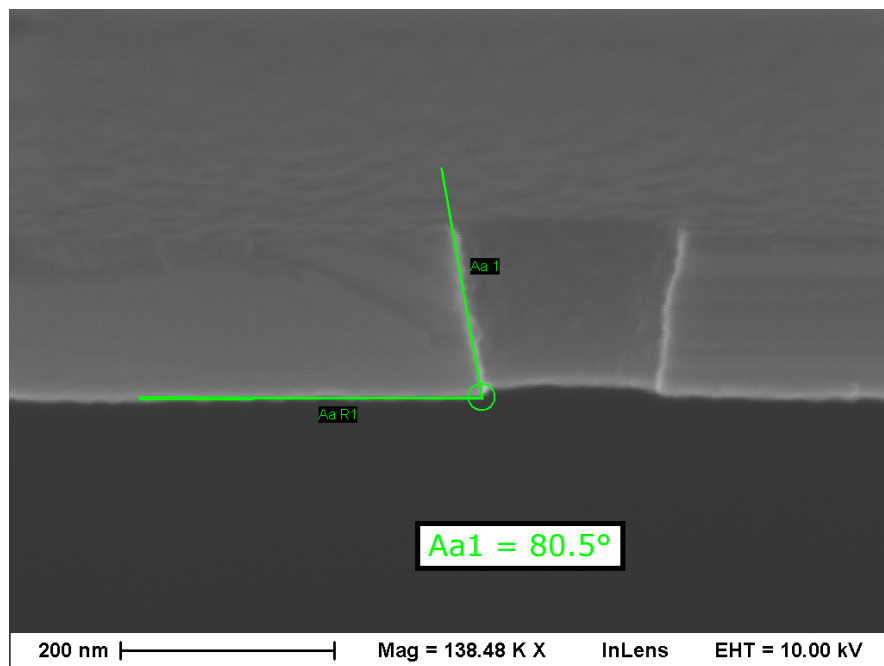


Abbildung 5.4.: Bestimmung des Ätzwinkels einer Siliziumdioxid-Ätzkante

umschicht durchgeführt wird, wird zunächst der Fotolack in einem Sauerstoffplasma (Prozessdauer: 20 min) entfernt, da der PMMA-Lack zu einer Polymerbildung während des reaktiven Ionenätzens neigt. Schließlich wird die Siliziumschicht in einem RIE-Prozess (Chlorkammer) derart strukturiert, dass die vergrabene Siliziumdioxid-schicht für den Ätzangriff durch Flusssäure freiliegt. Die Ätzzeit beträgt in diesem Schritt 6 Minuten, sodass auch hier bewusst eine längere Ätzdauer gewählt wird, um den Winkel der Ätzkanten zu erhöhen. Eine Überätzung ist in diesem Fall unkritisch, da lediglich die freizulegende Opferschicht durch den Ionenbeschuss angegriffen wird. Im nächsten Schritt erfolgt die Erzeugung der Kavität. Dazu werden die Proben einem Ätzangriff durch 5%ige Flusssäure ausgesetzt, wobei jeweils verschiedene Ätzzeiten gewählt werden. Abb. 5.5 zeigt den Querschnitt einer erzeugten Kavität. Das isotrope Ätzprofil der Flusssäure ist deutlich zu erkennen. Die Ätzfenster im Top-Silizium weisen eine Größe von $2,4 \mu\text{m} \times 2,4 \mu\text{m}$ auf. Obwohl die Zielgröße von $20 \mu\text{m}$ der Kavität erreicht worden ist, ist eine Ätzzeit von 40 Minuten nicht ausreichend, da sich die einzelnen Kavitäten unterhalb der jeweiligen Ätzlöcher nicht vollständig verbunden haben.

Um die erforderliche Anzahl und Größe der Ätzöffnungen zu optimieren, werden mehrere Ätztests mit verschiedenen Anordnungen durchgeführt, wobei Öffnungsweiten von kleiner gleich $200 \text{ nm} \times 200 \text{ nm}$ zum Einsatz kommen. Wie bereits

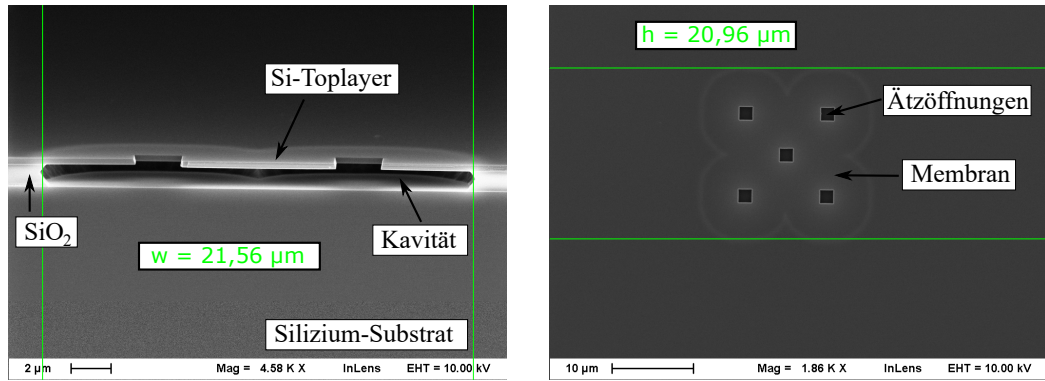


Abbildung 5.5.: Querschnitt (links) und Draufsicht (rechts) einer Kavität mit einer 5-Loch-Anordnung nach einer Ätzzeit von 40 min

erwähnt, werden die Trockenätzzeiten erhöht, sodass die Ätzkanten sowohl der SiO_2 -Hartmaske als auch der Top-Siliziumschicht steiler werden, um die Verjüngung der Ätzöffnungen nach unten hin zu reduzieren. Folgende Größen der Ätzfenster werden zunächst untersucht: 80 nm, 100 nm und 200 nm, wobei eine Anzahl zwischen neun und vier Ätzöffnungen verwendet wird. Die Ätzzeit in Flusssäure beträgt zunächst 60 Minuten. Die entstehenden Kavitäten werden in einem Lichtmikroskop auf ihre Größe hin analysiert (vgl. Abb. 5.6). Es zeigt sich, dass sich erst ab einer Öffnungsgröße

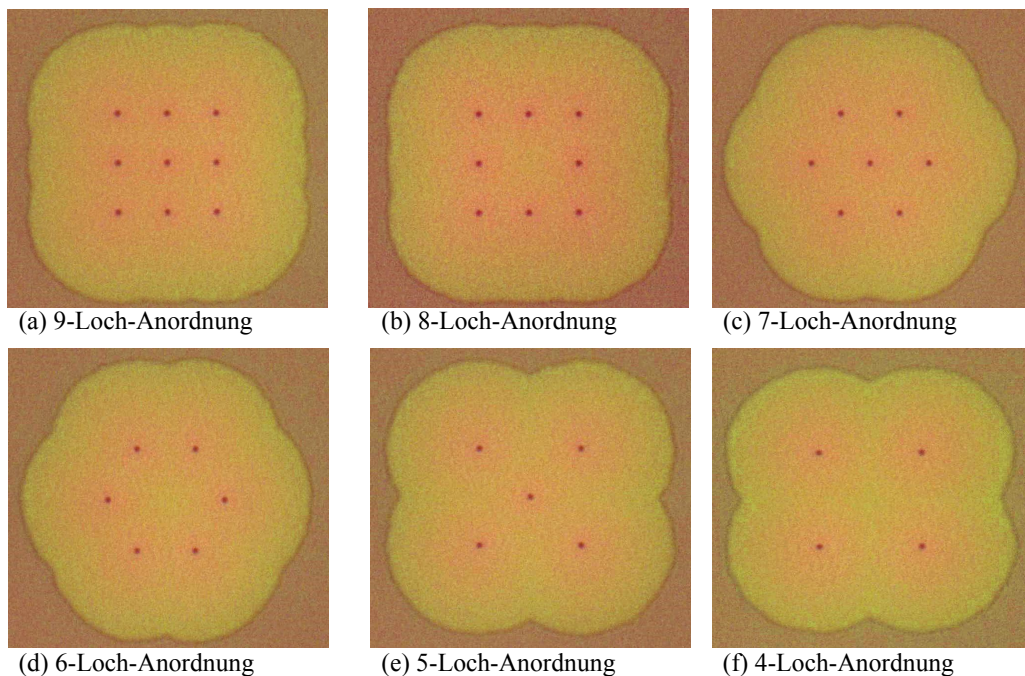


Abbildung 5.6.: Bestimmung der optimalen Anordnung und der minimalen Anzahl an 200×200 nm großen Ätzöffnungen bei einem 60-minütigen Ätzangriff in 5%iger Flusssäure

von 200×200 nm eine Kavität bildet. Die Anordnung der Ätzlöcher übt offensichtlich einen großen Einfluss auf die entstehende Geometrie der Membran aus. Darüber hinaus ist festzuhalten, dass jeweils die mittleren Ätzöffnungen (vgl. Abb. 5.6 (b), (d) und (f)) nicht relevant sind und somit nicht benötigt werden. Die Kavitäten (a) und (b) erfüllen die Forderung nach einer quadratischen Membran, wohingegen (c) und (d) eine kreisähnliche Geometrie aufweisen. Eine an ein Kleeblatt erinnernde Form ist durch die Verwendung von fünf (e) beziehungsweise vier (f) Ätzöffnungen zu erzielen. Die Durchmesser aller Kavitäten betragen im Schnitt rund $25 \mu\text{m}$. Anhand der Ergebnisse ist ein direkter Zusammenhang zwischen dem Abstand der Ätzöffnungen und der Geradlinigkeit der Membrankanten zu verzeichnen: Je näher die Ätzöffnungen zu einander stehen, desto mehr überlappen sich die konzentrischen Kavitäten der einzelnen Ätzöffnungen, sodass die Seitenkanten der Membran eine geradlinigere Geometrie erhalten. Der Abstand der Ätzöffnungen zueinander der 9-beziehungsweise 8-Loch-Anordnung beträgt jeweils $4 \mu\text{m}$, während der Abstand der 4-Loch-Anordnung $8 \mu\text{m}$ beträgt. Daher wird in einem weiteren Ätzversuch der Abstand der 4-Loch-Anordnung auf $5 \mu\text{m}$ und der Durchmesser der Ätzöffnungen auf 140 nm verkleinert². Um weiterhin die geforderte Größe der Membran von $20 \mu\text{m}$ zu erreichen, wird die Ätzzeit auf 75 Minuten erhöht (vgl. Abb. 5.7). Dieses Ätzprofil

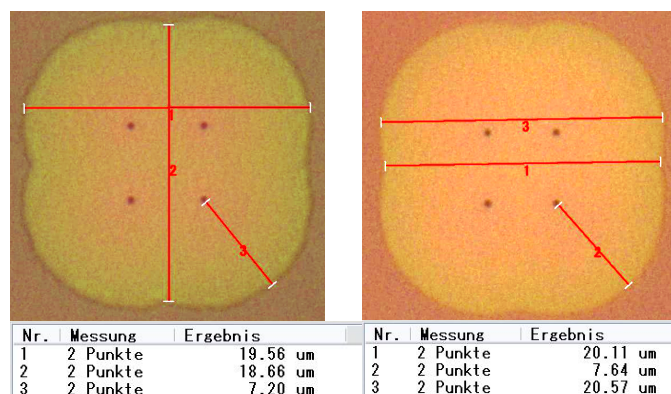


Abbildung 5.7.: Optimierte 4-Loch-Anordnung nach 60-(links) und 75-(rechts) minütigen Ätzangriff in 5%iger Flußsäure

stellt sich hinsichtlich der geforderten Membrangeometrie als optimal heraus. Die Optimierung des Unterätzschritts ist somit abgeschlossen.

²Hierzu sind weitere Ätzversuche in 10 nm Schritten durchgeführt worden.

5.3. Herstellung der piezoresistiven Widerstände als Wandlerelement

Nachdem im vorherigen Abschnitt die Herstellung und die technologische Optimierung der Membran vorgestellt worden ist, beschäftigt sich der folgende Abschnitt mit der Herstellung piezoresistiver Widerstände, die in Form einer Wheatstoneschen Brücke verschaltet werden, um somit einen wirkenden Druck erfassen zu können. Die Wandlung der physikalischen Größe Druck in ein elektrisches Signal geschieht hierbei nach dem im Abschnitt 2.3.1 vorgestellten Wandlungsverfahren.

Im Gegensatz zu der in Abschnitt 2.2.1 vorgestellten konventionellen Realisierung des piezoresistiven Drucksensors kann der in dieser Arbeit entwickelte Prozess auf Kaliumhydroxid verzichten. Durch diesen Verzicht ist es möglich einen piezoresistiven Drucksensor kompatibel zur CMOS-Technologie herzustellen, wodurch die Integration eines solchen Sensors innerhalb eines CMOS-Prozessablaufs ermöglicht wird.

5.3.1. Vorbereitung des erforderlichen Substrats

Die technologische Realisierung des piezoresistiven Drucksensors beginnt mit der Vorbereitung des verwendeten Substrats. Dazu gehört neben dem Zerteilen des CVD-SOI-Wafers in $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ große Probenstücke auch die n-Dotierung der Funktionsschicht. Dies geschieht durch eine ganzflächige Implantation von Phosphor mit der Dosis $9 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}$ bei einer Beschleunigungsspannung von 250 keV.

Um sicherzustellen, dass die Phosphorionen in ausreichender Tiefe implantiert werden, wird auf das frei verfügbare Simulationstool The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) zurückgegriffen. Das Ergebnis der Simulation ist Abb. 5.8 zu entnehmen. Wie gefordert wird der Silizium-Toplayer vollständig n-dotiert.

Ein Teil der Phosphorionen dringt bis zum vergrabenen Siliziumdioxid vor, sodass dieses ebenfalls dotiert wird. Da im weiteren Prozessablauf das BOX selektiv durch Flusssäure entfernt wird, ist dies jedoch unproblematisch. Anschließend werden in den Silizium-Toplayer geeignete Justiermarker der Größe $40\text{ }\mu\text{m} \times 40\text{ }\mu\text{m}$ übertragen, sodass eine genaue Positionierung sowohl der piezoresistiven Widerstände als auch der Kavität erfolgen kann. Da es in diesem Schritt nicht notwendig ist den Silizium-Toplayer vollständig in die Tiefe zu strukturieren, wird in diesem Schritt auf die Verwendung einer SiO_2 -Hartmaske verzichtet und die trockenchemische Ätzzeit auf 90 Sekunden beschränkt, wodurch die Justiermarker rund 90 nm tief in die Siliziumschicht reichen.

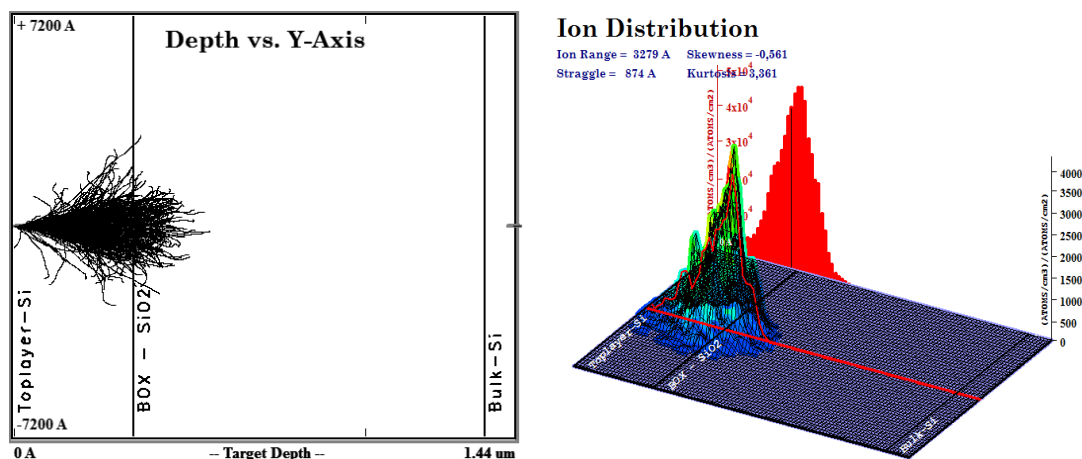


Abbildung 5.8.: Bestimmung der Eindringtiefe (links) und Verteilung (rechts) der implantierten Phosphorionen (250 keV) innerhalb des verwendeten SOI-Substrats

Sowohl der verwendete Maskensatz als auch das Ergebnis der Siliziumstrukturierung ist in Abb. 5.9 dargestellt. Trotz der flachen Ätzung sind die Strukturen sehr gut erkennbar, sodass eine genaue Justierung der Maskenebenen zueinander sichergestellt ist. Nach einer anschließenden Veraschung des Fotolacks in einem Sau-

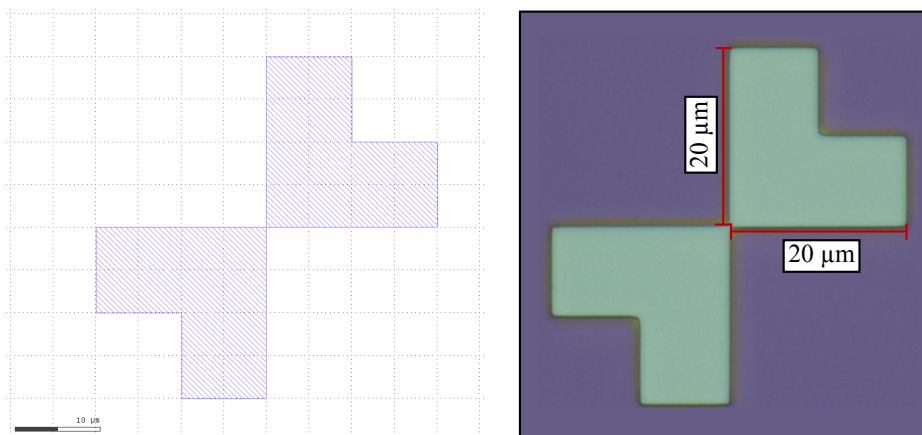


Abbildung 5.9.: Maskensatz (links) und strukturierte Siliziumschicht (rechts) der Justiermarker im optischen Mikroskop

erstoffplasma und einer Reinigung sind die Vorbereitungen des SOI-Substrats abgeschlossen.

5.3.2. Implantation der piezoresistiven Widerstände

Die Implantation der piezoresistiven Widerstände geschieht durch das gezielte Einbringen von Borionen. Da Bor der III. Hauptgruppe im Periodensystem zugehörig ist, sind die piezoresistiven Widerstände durch die entstehenden pn-Übergänge elektrisch zum n-dotierten Siliziumsubstrat isoliert. Darüber hinaus wird der Forderung nach p-dotierten piezoresistiven Widerständen Folge geleistet, sodass der piezoresistive Effekt maximal ist (vgl. Abschnitt 2.3.1) und folglich auch die Empfindlichkeit des Sensors maximiert wird. Der in Abb. 5.10 abgebildete Maskensatz der Implantationsebene ermöglicht die simultane Erfassung der Widerstandsänderung durch den longitudinalen und durch den transversalen Effekt bei einer äußeren Druckeinwirkung. Die implantierten Widerstände weisen jeweils eine Breite von 500 nm und eine Länge von jeweils 20 μm auf. Zur Maskierung findet wieder der positive PMMA-Fotolack (vgl. Tabelle 5.4) Anwendung.

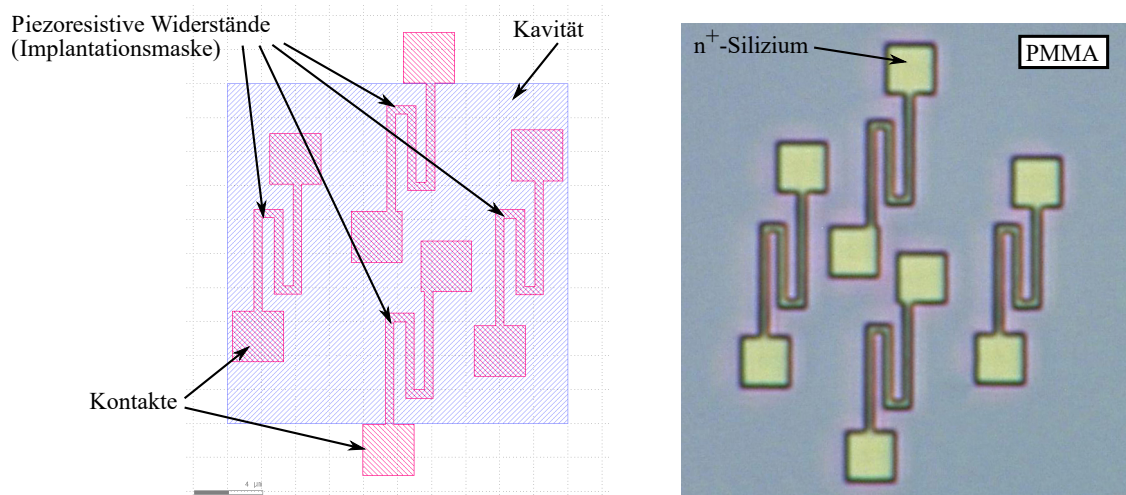


Abbildung 5.10.: Maskensatz (links) und strukturierte PMMA-Maske auf Silizium (rechts) zur Implantation der piezoresistiven Widerstände

Durch die symmetrische Anordnung der Widerstände zueinander, wird die geforderte Gültigkeit der Gleichung (2.50) sichergestellt.

Die optimale Implantationsdosis von Bor wird rechnergestützt durch das dem Lehrstuhl zur Verfügung stehende Simulationspaket Sentaurus TCAD der Firma Synopsys ermittelt. Sentaurus TCAD ermöglicht neben der technologischen Simulation ebenfalls die physikalische Simulation der einzelnen Bauelemente.

Aus den Ergebnissen der Simulation geht hervor, dass eine Dosis von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ einen sinnvollen Wert darstellt. Die Beschleunigungsspannung wird dabei derart gewählt, dass der rund 290 nm dicke PMMA-Fotolack eine ausreichend starke Maskie-

rung darstellt. Folglich wird eine Beschleunigungsspannung von 20 keV verwendet, um somit die Borionen lediglich 200 nm tief in den PMMA-Lack zu treiben. Die durchschnittliche Eindringtiefe in die Siliziummembran beträgt bei gewählter Konfiguration 170 nm.

5.3.3. Metallisierung und Verdrahtung

Nach Erzeugung der Membran mit integrierten piezoresistiven Widerständen erfolgt im weiteren Verlauf die Kontaktierung der Widerstände zu einer Wheatstoneschen Brücke. Für die hierzu erforderliche Metallisierung muss sichergestellt sein, dass die Metallschicht elektrisch zum Sensorelement isoliert ist. Dazu wird zunächst ein rund 150 nm dickes Zwischenoxid abgeschieden. Die Abscheidung erfolgt gemäß der Parameter aus Tabelle 5.7. Aufgrund der ganzflächigen Abscheidung muss in einem weiteren Schritt sichergestellt werden, dass die piezoresistiven Widerstände elektrisch kontaktierbar sind. Aus diesem Grund werden jeweils zwei Kontaktlöcher pro Widerstand in das Zwischenoxid trockenchemisch geätzt. Der während der Elektronenstrahlolithographie verwendete Maskensatz ist der Abb. 5.11 zu entnehmen, wobei der Übersicht halber die vier Kontaktpads nicht mit abgebildet sind. Anschließend

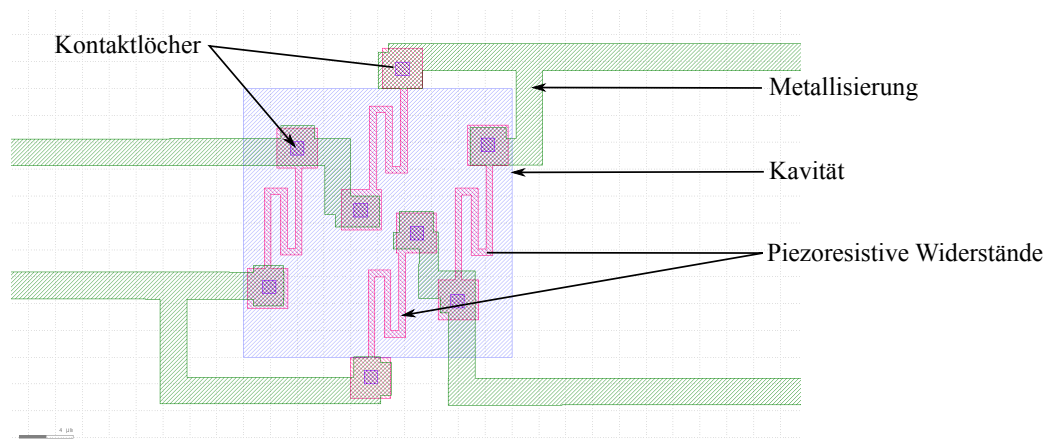


Abbildung 5.11.: Maskensatz zur Strukturierung der Metallisierungsebene

erfolgt die eigentliche Metallisierung. Die Strukturierung des Metalls wird mit dem sogenannten Lift-Off-Verfahren durchgeführt. Das Lift-Off-Verfahren zeichnet sich durch eine relativ einfache und effiziente Strukturierungsmöglichkeit aus und bietet sich insbesondere immer dann an, wenn ein Schichtenstapel selektiv entfernt werden soll, oder wenn für die zu ätzende Schicht keine ausreichend selektive Ätzmöglichkeit existiert. Hierbei wird zunächst ganzflächig eine Opferschicht, in aller Regel Foto-

lack, abgeschieden und strukturiert (vgl. Abb. 5.12 (a)). Nach der Strukturierung der Opferschicht erfolgt die Abscheidung des Zielmaterials beziehungsweise des Materialstapels, wobei die Zielschicht nicht dicker als ein Drittel der Opferschicht sein sollte, da sonst die Opferschichtstruktur im weiteren Prozessablauf nicht mehr entfernt werden kann. Des Weiteren sollte die Abscheidung des Zielmaterials nur eine schlechte Kantenabdeckung aufweisen. Die Opferschicht wird anschließend nasschemisch entfernt. Im Falle von Fotolack geschieht dies durch ein Tauchbad in Aceton (vgl. Abb. 5.12 (b)). Dabei wird die Zielschicht oberhalb der Opferschicht gemeinsam mit dieser abgetragen, während die nicht durch die Opferschicht maskierten Bereiche des Substrats mit der Zielschicht beschichtet bleiben (vgl. Abb. 5.12 (c)). Um das Lift-Off-Verfahren anwenden zu können, kommt während der Elektronen-

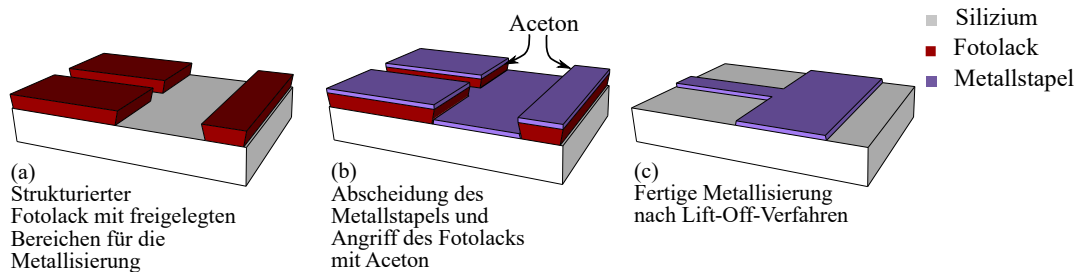


Abbildung 5.12.: Schematische Darstellung des Lift-Off-Verfahrens zur Strukturierung der Metallisierungsebene

strahlolithographie der Positivlack PMMA 950k679.04 zum Einsatz. Die Belichtung erfolgt hierbei bei einer Blendengröße von $30 \mu\text{m}$. Die Wahl einer größeren Blende reduziert die erforderliche Schreibzeit des Elektronenstrahlschreibers signifikant. Jedoch geschieht dies auf Kosten der maximalen Strukturauflösung. Dies ist bei der Metallisierung allerdings nicht kritisch, da die Strukturen sehr großflächig sind.

Während der Metallisierung hat sich der oben aufgeführte Maskensatz in Hinblick auf den verwendeten Lift-Off-Prozess als ungeeignet herausgestellt, da teilweise die Metallstrukturen zu dicht zusammen stehen, wodurch die Strukturen nicht erzeugt werden konnten. Daher erfolgt ein Re-Design des Maskensatzes. Der überarbeitete Maskensatz ist links in Abb. 5.13 dargestellt. Die sich auf der Membran befindliche und fertig entwickelte Implantationsmaske ist rechts in der gleichen Abbildung dargestellt.

Auf eine Verdrahtung der piezoresistiven Widerstände oberhalb der Membran kann hierdurch verzichtet werden, sodass keine Strukturen mehr zu dicht beisammen liegen. Das Ergebnis des erfolgten Lift-Off-Verfahrens ist der Abb. 5.14 zu entnehmen. Deutlich zu erkennen ist sowohl die drucksensitive Membran samt Ätzfenster

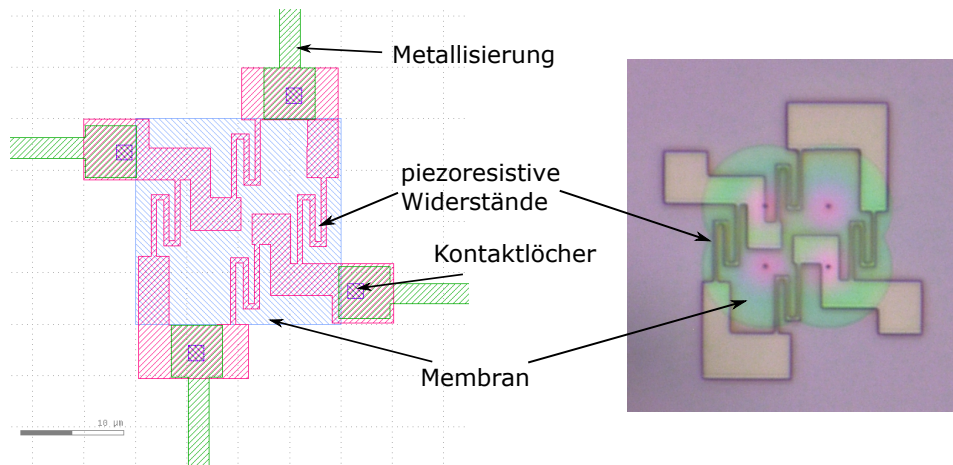


Abbildung 5.13.: Optimierter Maskensatz zur Herstellung des piezoresistiven Sensorelements (links) und Implantationsmaske auf einer Siliziummembran (rechts)

als auch die Strukturen Metallisierungsebene, die zu den Kontaktpads führen. Blauschimmernd ist das verwendete Zwischenoxid sichtbar. Somit ist die Prozessierung

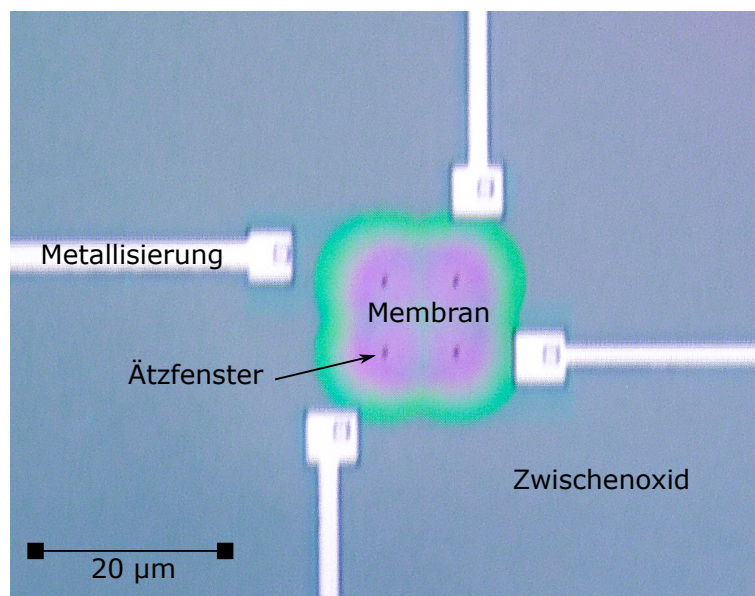


Abbildung 5.14.: Voll integrierbarer piezoresistiver Drucksensor, hergestellt in einem CMOS-kompatiblen Prozessablauf

des CMOS-kompatiblen piezoresistiven Drucksensors abgeschlossen. Im folgenden Abschnitt erfolgt die elektrische Charakterisierung des Sensors.

5.3.4. Elektrische Charakterisierung

Der Herstellung des Drucksensors mithilfe des piezoresistiven Wandlerverfahrens schließt sich die elektrische Charakterisierung des Sensors an. Hierzu werden zunächst die Widerstandswerte aller piezoresistiven Widerstände ermittelt, sodass gegebenenfalls eine Abstimmung der Wheatstoneschen Brücke erfolgen kann. Die Messung der Widerstände erfolgt bei einer anliegenden Spannung U_R im Bereich von -1 Volt bis +1 Volt, wobei der resultierende Stromfluss I_R aufgezeichnet wird. Gemäß dem Ohmschen Gesetz:

$$R = \frac{U}{I} \quad (5.1)$$

ergeben sich gemittelt folgende Widerstandswerte: $R_1 = R_3 = 1,8 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 1,4 \text{ k}\Omega$ und $R_4 = 1,5 \text{ k}\Omega$. Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 5.15 dargestellt. Wie sich zeigt, weisen nur die Widerstände R_1 und R_3 einen identischen Wert auf, während die Widerstandswerte von R_2 und R_4 nahezu übereinstimmen. Aus diesem Grund ist die Brückenschaltung nicht vollkommen ausgeglichen, sodass mit einem Offset zu rechnen ist.

Eine weitere Messung soll Auskunft über eine mögliche Spannungsabhängigkeit liefern. Hierzu wird exemplarisch ein Widerstand mit einem durchschnittlichen Wider-

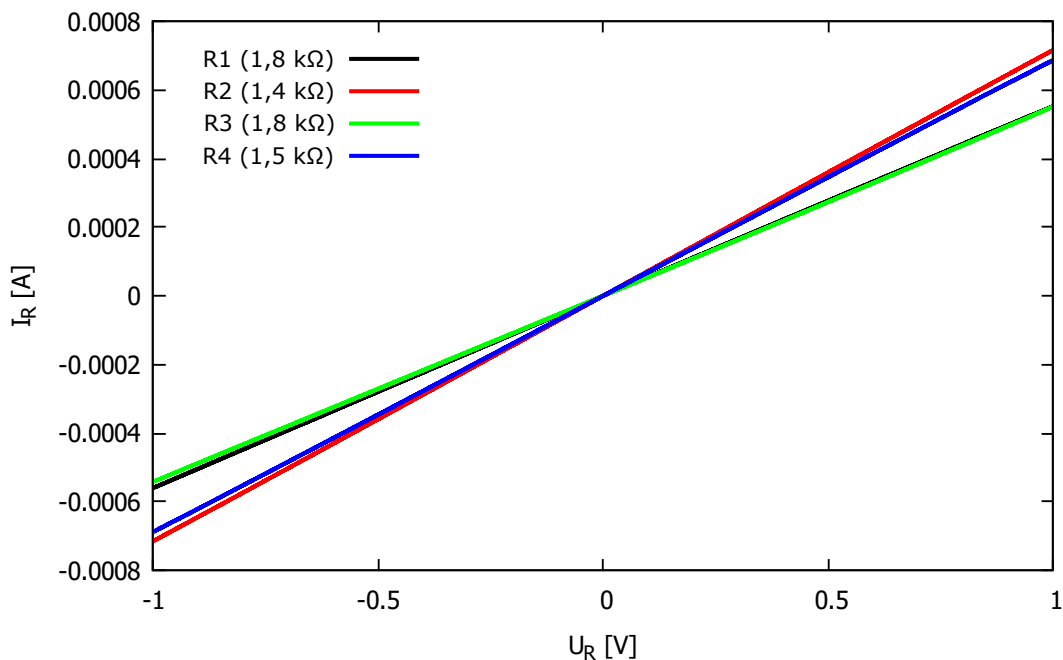


Abbildung 5.15.: Elektrische Charakterisierung der Widerstände, die zu einer Wheatstoneschen Brücke verschaltet sind

standswert von 1150 Ohm bei einer Versorgungsspannung von 0 Volt bis +5 Volt vermessen. Die Messkurve ist der Abb. 5.16 zu entnehmen. Die Messung zeigt eine deutliche Spannungsabhängigkeit. Der Widerstandswert steigt von anfänglich 1100 Ohm bis hin zu knapp über 1200 Ohm bei +5 Volt.

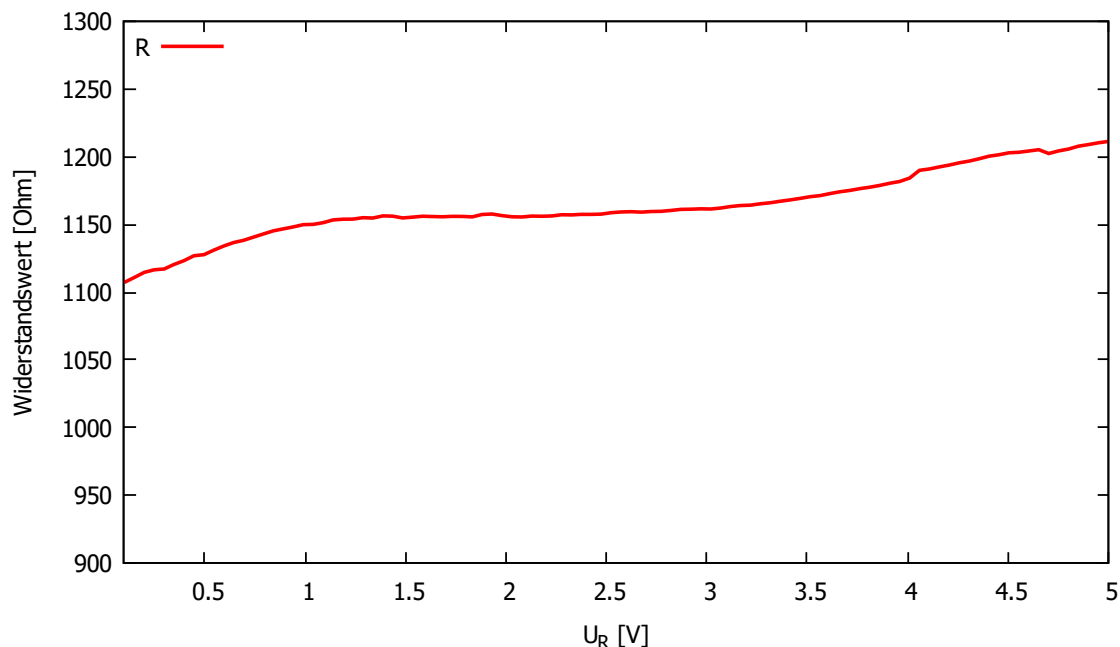


Abbildung 5.16.: Ermittlung der Spannungsabhängigkeit der Widerstände

Der nicht vollkommenen Übereinstimmung der Widerstandswerte zueinander und der Spannungsabhängigkeit überlagert sich eine zeitabhängige Größe, die die Brückenausgangsspannung bei konstanter Betriebsspannung verändert. Abb. 5.17 zeigt die Messung der Brückenausgangsspannung bei einer Betriebsspannung von +5 V. Die Messung ist hierbei 10 Sekunden lang aufgezeichnet worden. Die Ausgangsspannung tendiert dazu mit der Zeit zu steigen. Dieses Verhalten kann auf eine Temperaturabhängigkeit der Widerstände zurückgeführt werden. Während der Ansteuerung der Brückenschaltung erwärmen sich die Widerstände, sodass die Widerstandswerte gemäß folgender Gleichung:

$$\Delta R = \alpha \cdot \Delta T \cdot R_0 \quad (5.2)$$

verändert werden, wobei α den materialabhängigen Temperaturkoeffizienten, ΔT die Temperaturdifferenz und R_0 den ursprünglichen Widerstandswert darstellt.

Die elektrische Charakterisierung der Brückenausgangsspannung zeigt ein stark ausgeprägtes Rauschen, wie in Abb. 5.17 zu sehen. Daher ist eine druckabhängige Messung nicht sinnvoll durchführbar. Eine Widerstandsänderung aufgrund des

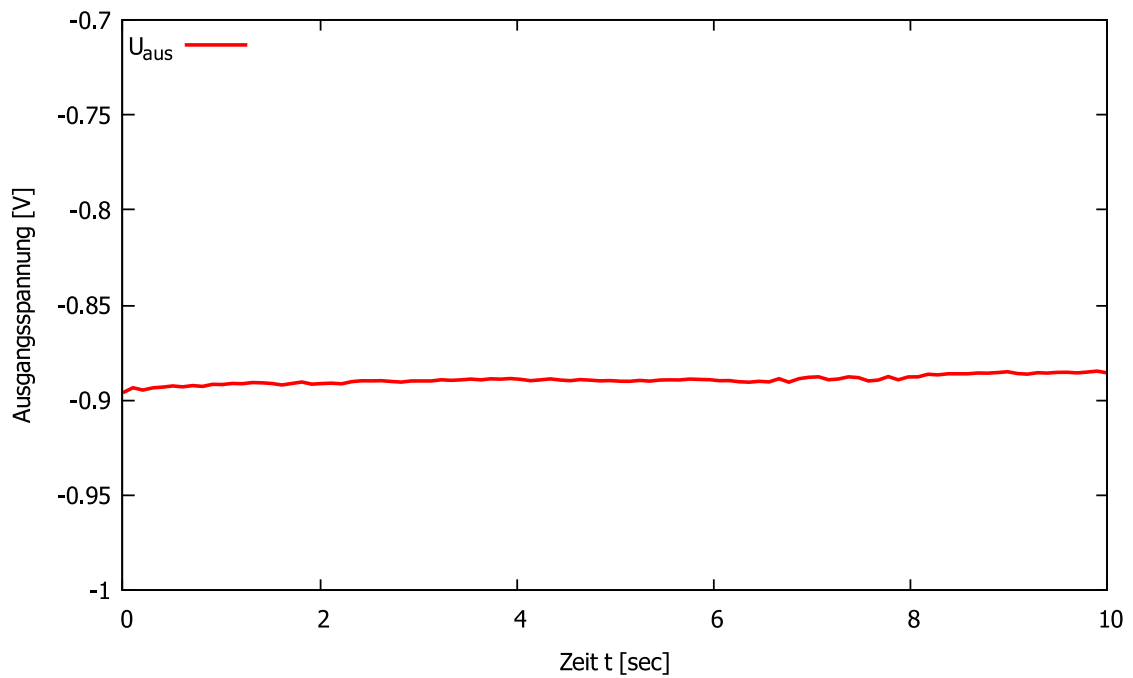


Abbildung 5.17.: Brückenausgangsspannung aufgezeichnet über einen Zeitraum von 10 Sekunden bei einer Betriebsspannung von +5 V

piezoresistiven Effekts ist vom Rauschen nicht eindeutig zu unterscheiden. Darüber hinaus besitzen Ladungsträger in einer amorphen Kristallstruktur keine Vorzugsrichtung. Daher wäre ein piezoresistiver Effekt, sofern dieser überhaupt bei CVD-Silizium vorhanden ist, sehr schwach ausgeprägt. Dies gilt es in weiterführenden Arbeiten genauer zu untersuchen.

5.4. Herstellung der MOS-Transistoren als Wandlerelement

Nachdem die Integration einer implantierten Widerstandsbrücke als möglicher Kandidat als Wandlerelement untersucht worden ist, wird im Folgenden ein Herstellungsverfahren für einen nanoskaligen MOS-Transistor als Wandlerelement auf einer Membran vorgestellt und auf dessen Umsetzbarkeit hin untersucht. Insbesondere werden während der Prozessierung auftretende Probleme aufgezeigt und deren Lösungsansätze vorgestellt.

5.4.1. Strukturierung der Source-Drain-Hantelstruktur

Wie in Kapitel 4 beschrieben, beginnt die Prozessierung des MOS-Transistors mit der Herstellung der Source-Drain-Hantelstruktur in einer Oxidschicht. Die Breite der Struktur definiert im weiteren Verlauf die Kanalweite des Transistors und beträgt 100 nm. Die Länge der Hantelstruktur wird so gewählt, dass die Kontaktpads für den Drain- und Sourceanschluss im späteren Verlauf in sicherer Entfernung zur Membran aufgebracht werden können. Der für diesen Schritt erforderliche Maskensatz ist in Abb. 5.18 dargestellt.

Gemäß den Ergebnissen der zuvor durchgeführten Simulation wird die Hantelstruk-

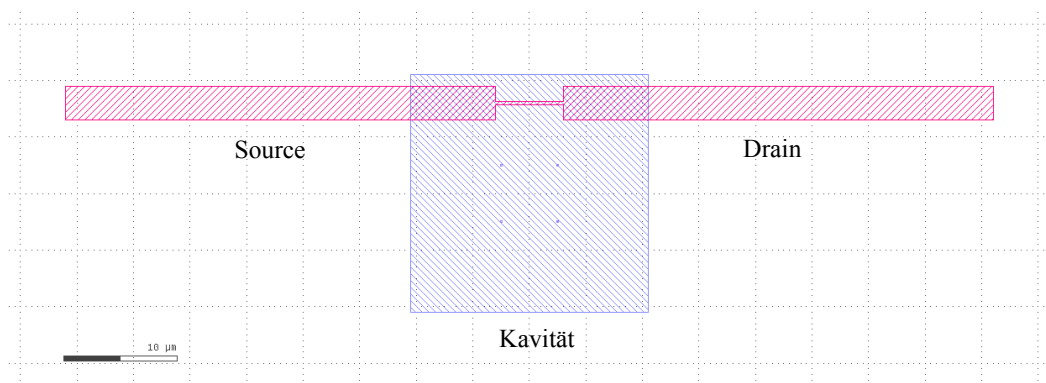


Abbildung 5.18.: Maskensatz zur Strukturierung der Source-Drain-Hantelstruktur (rot schraffiert) im oberen Randbereich der Kavität (blau schraffiert)

tur im Randbereich der Membran integriert, da hier die maximale Verspannung auftritt. Es wird ein 180 nm dickes Siliziumdioxid im PECVD-Verfahren abgeschieden. Die hierfür verwendeten Prozessparameter sind Tabelle 5.7 zu entnehmen, wobei die Abscheideraten zuvor experimentell ermittelt worden sind. Die Strukturierung

der Oxidschicht erfolgt in einem reaktiven Trockenätzprozess unter Zuhilfenahme einer 60 nm dicken Siliziumnitridschicht als Hartmaske, um dem zu starken Foto- lackabtrag während des reaktiven Trockenätzprozesses entgegenzuwirken. Um Kris- tallschäden an der Siliziumoberfläche zu vermeiden, werden lediglich 170 nm der Oxidschicht geätzt, sodass eine restliche Oxidschicht von rund 5 bis 10 nm inner- halb der Source-Drain-Hantelstruktur verweilt. Somit ist die Siliziumoberfläche vor dem physikalischen Abtrag durch die beschleunigten Ionen geschützt. Die verblei-

Tabelle 5.7.: Verwendeter Parametersatz zur PECVD-Abscheidung von Siliziumdi- oxid, Siliziumnitrid und Silizium

Abzuscheidende Schicht	SiO ₂	Si ₃ N ₄	Si
Gasfluss N ₂ O	710 sccm	-	-
Gasfluss SiH ₄ /Ar	400 sccm	400 sccm	300 sccm
Gasfluss NH ₃	-	20 sccm	-
Gasfluss N ₂	-	600 sccm	-
Druck	1000 mTorr	1000 mTorr	1000 mTorr
Temperatur	350°C	300 °C	395°C
LF/HF-Leistung	0/150 W	50/40 W	0/200 W
Pulszeiten t _{LF} /t _{HF}	-	2/10 sec	-
Abscheiderate	78 nm/min	23 nm/min	21 nm/min

bende Oxidschicht wird in einem anschließenden 5%igen Flußsäure-Tauchbad inner- halb von 30 Sekunden entfernt. Die nasschemische Strukturierung glättet darüber hinaus die Seitenwände des entstehenden Grabens und entfernt die maskierende Sili- ziumnitridschicht vollständig. Eine REM-Aufnahme im Bereich der Verjüngung der Hantelstruktur ist in Abb. 5.19 abgebildet. In einem anschließenden Schritt erfolgt die Abscheidung einer rund 15 nm dicken PECVD-Gateoxidschicht.

5.4.2. Strukturierung der Gateelektrode

Die Gateelektrode wird ebenfalls aus amorphen CVD-Silizium hergestellt. Hierzu wird ganzflächig rund 150 nm dickes Silizium im PECVD-Verfahren abgeschieden. Anschließend wird das abgeschiedene Silizium zu einer rund 100 nm breiten Gate- elektrode strukturiert. Der hierfür verwendete Maskensatz ist in Abb. 5.20 abgebil- det. Im Gegensatz zur Strukturierung der zuvor vorgestellten Hantelstruktur kommt hierbei ein Negativlack, namentlich AR-N 7520.18 der Firma Allresist zum Ein- satz. Um eine gute Haftung des Lackes zu erzielen, wird das Substrat zunächst

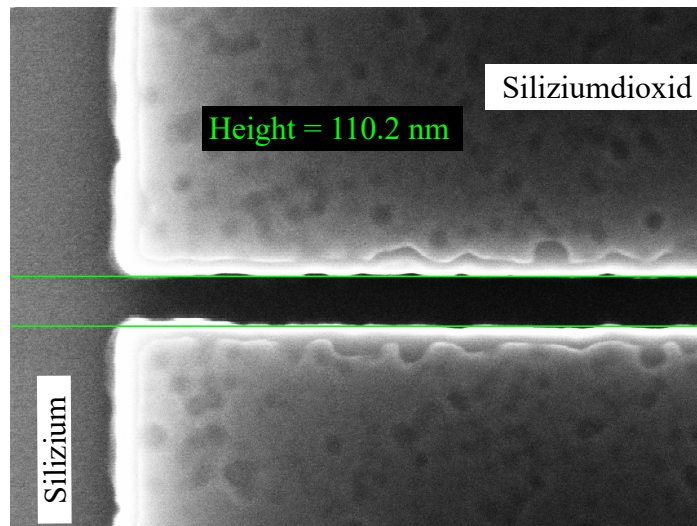


Abbildung 5.19.: REM-Aufnahme einer rund 110 nm breiten Drain-Source-Hantelstruktur im Bereich der Verjüngung in Richtung Aktivgebiet

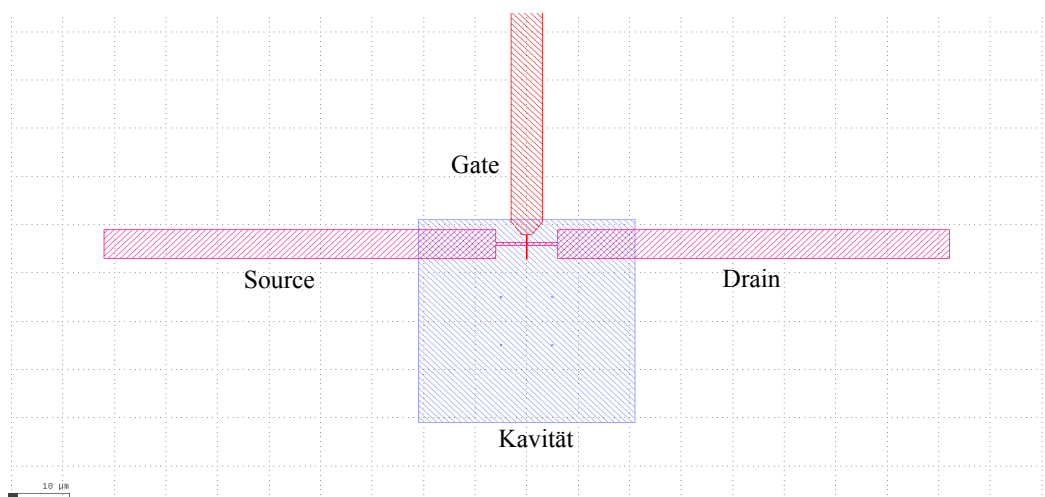


Abbildung 5.20.: Maskensatz zur Strukturierung der Source-Drain-Hantelstruktur und Gateelektrode (rot schraffiert) im oberen Randbereich der Kavität (blau schraffiert)

bei 180°C für 45 Minuten dehydriert und anschließend mit dem Haftvermittler Hexamethyldisilazan (HMDS) benetzt. Der Fotolack wird gemäß den Parametern in Tabelle 5.8 per Schleuderbeschichtung aufgebracht. Die Belichtung am Elektronenstrahlschreiber erfolgt bei einer Beschleunigungsspannung von 20 keV, einer 20 µm großen Blende mit einer Belichtungs-dosis von 200 µC/cm².

Tabelle 5.8.: Verwendeter Parametersatz für den Negativlack AR-N 7520

Bezeichnung	AR-N 7520.18
Dosierung	200 μ l
Geschwindigkeit	5000 Upm,
Beschleunigung	2000 Upm/sec
Dauer	23 sec
Resultierende Dicke	400 nm
Pre-Bake	85°C, 60 sec
Entwicklung	AR-300-47:VE-Wasser (4:1), 120 sec Stopp: VE-Wasser, 30 sec
Post-Bake	Ofen, 130°C, 30 min

Die Struktur der Fotomaske wird anschließend in einem RIE-Prozessschritt in die CVD-Siliziumschicht übertragen. Das Ergebnis der Strukturierung ist als Bruchkantenansicht in Abb. 5.21 deutlich zu erkennen. Aufgrund des nicht vollständig senkrechten Ätzabtrags während des reaktiven Ionenätzens weitet sich der Steg nach unten hin, wodurch die effektive Kanallänge des MOS-Transistors vergrößert wird.

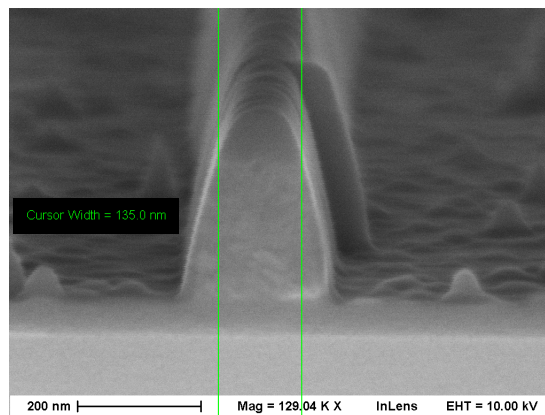


Abbildung 5.21.: Bruchkante eines Siliziumstegs

Aufgrund der zu geringen Flankensteilheit während der Ätzung des CVD-Siliziums verbleiben Siliziumreste an den Wänden innerhalb der Hantelstruktur. Durch diese Siliziumreste werden die Source- und Draingebiete des Transistors elektrisch kurzgeschlossen. Um die Anwesenheit der Siliziumreste nachzuweisen, wird nach der trockenchemischen Strukturierung der Gateelektrode die Probe unmaskiert für zehn Minuten in 5%ige Flußsäure getaucht, wodurch sämtliches Siliziumdioxid entfernt

wird. Aufgrund der hohen Selektivität zu Silizium verweilen die Siliziumreste innerhalb der Hantelstruktur in Form hoher Kanten (vgl. Abb. 5.22).

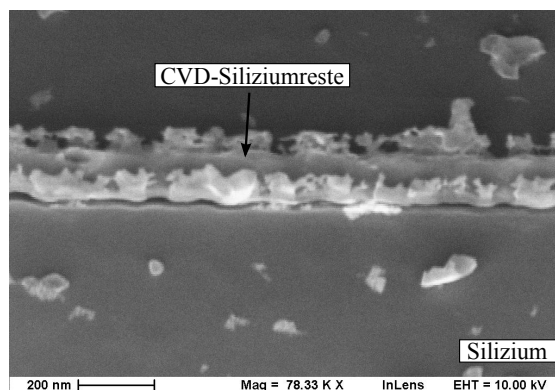


Abbildung 5.22.: Unerwünschte Siliziumreste innerhalb der Hantelstruktur

Aus diesem Grund erfolgt nach dem reaktiven Ionenätzen eine zusätzliche nasschemische Ätzung. Als isotrope Siliziumätzlösung wird standardmäßig ein Gemisch aus Salpetersäure (HNO_3) und Flußsäure verwendet. In diesem Zwei-Phasen-Ätzprozess wird das Silizium zunächst durch die Salpetersäure aufoxidiert. In der zweiten Phase wird das entstandene Siliziumdioxid durch die Flußsäure entfernt. Durch das Entfernen von Siliziumdioxid durch Flußsäure ist die Selektivität gegenüber bereits vorhandener Strukturen aus Oxid sehr gering, sodass das Gateoxid und die aus Siliziumdioxid bestehende Hantelstruktur ebenfalls angegriffen wird. Somit scheidet die Form des nasschemischen Ätzens von Silizium aus. Die in Abschnitt 2.2.1 vorgestellten Alkalilaugen weisen zwar eine gute Selektivität gegenüber Siliziumdioxid auf, scheiden aber aufgrund der Alkali-Ionen und der damit verbundenen CMOS-Inkompatibilität ebenfalls aus. Weitere Möglichkeiten Silizium nasschemisch und hochselektiv gegenüber dessen Oxid zu ätzen, sind Hydrazin (N_2H_4), Ethylendiaminpyrocatechol (EDP) sowie Tetramethylammoniumhydroxid (TMAH). Aufgrund der hohen Toxizität und explosiven Eigenschaften stellen N_2H_4 und EDP jedoch keine geeigneten Alternativen dar. TMAH hingegen zeichnet sich als eine CMOS-kompatible Ätzlösung mit verhältnismäßig einfacher Handhabung aus, die eine vielversprechende nasschemische Strukturierungsmöglichkeit für Silizium verspricht. Tabelle 5.9 gibt eine zusammenfassende Übersicht der vorgestellten nasschemischen Ätzlösungen für Silizium. Ähnlich wie das Ätzen mittels KOH weist auch TMAH ein kristallrichtungsabhängiges Ätzprofil auf. Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit lediglich amorphes CVD-Silizium geätzt werden muss, kann der Ätzangriff als isotrop betrachtet werden und ist somit für das Entfernen der problematischen Siliziumreste prinzipiell geeignet. Um die Gateelektrode einem nicht zu langen Ätzangriff auszu-

setzen, wird zunächst die Ätzrate des optimierten CVD-Siliziums ermittelt. Hierbei werden $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ große Siliziumbruchstücke zunächst mit Siliziumdioxid in einem PECVD-Schritt beschichtet. Diese Schicht dient als Ätzstoppschicht. Anschließend erfolgt eine 200 nm dicke CVD-Siliziumabscheidung, deren Ätzrate bestimmt werden soll. Der Materialabtrag durch 25%iges TMAH wird durch zwei unabhängige Verfahren ermittelt. Zum einen wird mithilfe eines Stufenprofilometers die Höhe der geätzten Stufe bestimmt. Hierfür ist es notwendig die Probe halbseitig mit Siliziumdioxid (vgl. Abb. 5.23) zu maskieren.

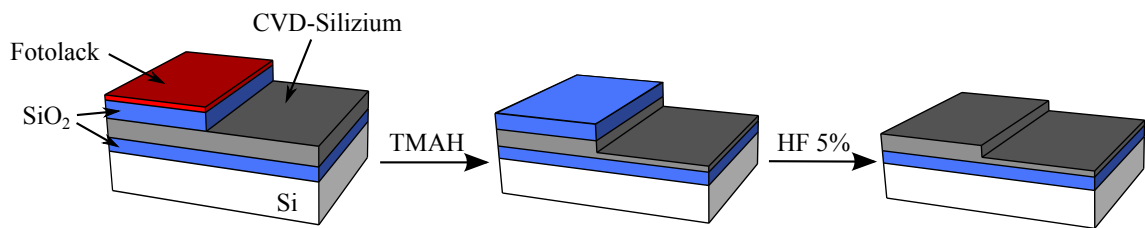


Abbildung 5.23.: Bestimmung der CVD-Siliziumätzrate in TMAH (25 %, 30°C)

Dies geschieht durch eine weitere Abscheidung von Siliziumdioxid, welches anschließend fotolithographisch halbseitig in Flußsäure entfernt wird. Zum anderen wird die Dicke der CVD-Siliziumschicht vor und nach dem Ätzangriff ellipsometrisch vermessen.

Aufgrund der Tatsache, dass selbst die dünnste Schicht nativen Oxids ausreichend ist, um als Ätzstoppschicht zu wirken, wird vor dem eigentlichen TMAH-Ätzen eine Überätzung in 1%iger Flußsäure durchgeführt. Die Proben werden dann unmittelbar der TMAH-Ätzlösung ausgesetzt, wodurch der Fotolack vollständig aufgelöst wird. Um die Stufenmessung nicht zu beeinflussen, wird abschließend das Maskieroxid in einem Flußsäure-Bad entfernt. Die Ätzzeit wird zwischen 10 und 60 Sekunden variiert. Da die Ätzrate mit steigender Temperatur signifikant zunimmt und sich die Herstellerangaben auf eine Prozesstemperatur von 80°C beziehen, bei resultierender Ätzrate von bis zu einem Mikrometer pro Minute, wird zunächst eine Temperatur von 25°C gewählt. Hierbei ist jedoch kein Materialabtrag zu verzeichnen. Eine Erhöhung der Temperatur auf 30°C führt zu einer Ätzrate von 68 nm/min.

Auf diese Weise können die Siliziumreste aus der Hantelstruktur entfernt werden. Das notwendige 20 sekündige Überätzen in 1%iger Flußsäure vor der TMAH-Ätzung führt aufgrund der gewählten Prozessparameter zu keinem nennenswerten Materialabtrag des PECVD-Gateoxids. Lediglich die Gateelektrode wird durch die TMAH-Ätzeinwirkung von beiden Seiten mit angegriffen. Hierdurch wird diese schmaler, infolgedessen die Kanallänge um rund 30 nm verringert wird, für den Fall, dass die

Tabelle 5.9.: Übersicht der nasschemischen Ätzlösungen für Silizium [VZ06]

Ätzlösung	Ätzrate Si (100)	Ätzrate SiO ₂	Selektivität SiO ₂	Nachteile (-) Vorteile (+)
KOH (44%, 85°C)	1,4 μm/min	1,4 nm/min	1000	(-) metallionenhaltig (-) Wasserstoffentwinkl. (+) stark anisotrop
N₂H₄ (100°C)	2 μm/min	< 0,2 nm/min	> 10.000	(-) stark toxisch (-) hochexplosiv (+) hochselektiv
EDP (115°C)	1,25 μm/min	< 0,2 nm/min	> 10.000	(-) toxisch (-) hochreaktiv mit O ₂ (+) metallionenfremd
TMAH (25%, 80°C) (25%, 30°C)	1 μm/min 68 nm/min	< 0,2 nm/min < 0,2 nm/min	> 10.000 > 10.000	(-) schwach anisotrop (-) toxisch (+) CMOS-kompatibel

Ätzung 15 Sekunden lang durchgeführt wird. Dies kann jedoch im Maskendesign berücksichtigt werden.

5.4.3. Definition der n⁺-Aktivgebiete

Nach erfolgter Strukturierung der Siliziumgateelektrode und der damit verbundenen Optimierung der Source-Drain-Hantelstruktur, folgt die Implantation der n⁺-Aktivgebiete mit Arsen in einem selbstjustierenden Prozess. Hierzu wird zunächst eine 50 nm dicke Siliziumdioxidschicht als Streuoxid abgeschieden. Dieses dient einerseits dazu die zu implantierenden Ionen zu streuen, um somit effektiv dem Problem des Channelings entgegenzuwirken und andererseits um das Maximum der gaußverteilten Ionen-Eindringtiefe Richtung Substratoberfläche zu verschieben. Die erforderliche Beschleunigungsspannung der Arsenionen während der Ionenimplantation wird mithilfe SRIM ermittelt. Wie den Simulationsergebnissen in Abb. 5.24 (links) zu entnehmen ist, wird das Streuoxid bei einer Beschleunigungsspannung von 90 keV vollständig durchdrungen. Die Arsenionen dringen dabei rund 50 nm tief in das Siliziumsubstrat ein. Abb. 5.24 (rechts) zeigt die gaußförmige Verteilung der implantierten Arsenionen bei 90 keV. Wie gefordert, liegt das Maximum der Dotierstoffverteilung nahe der Substratoberfläche.

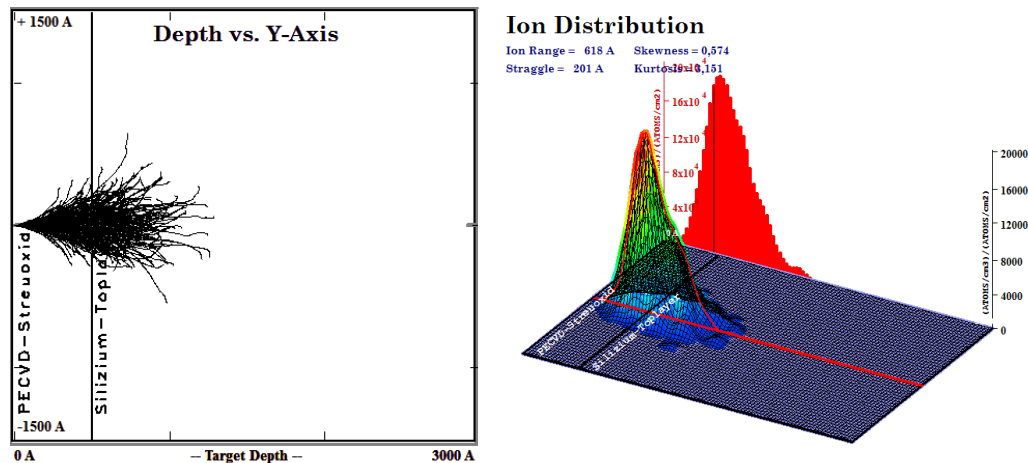


Abbildung 5.24.: Bestimmung der Eindringtiefe (links) und Verteilung (rechts) der implantierten Arsenionen (90 keV) in das Streuoxid und Silizium

In diesem Schritt wird die Gateelektrode ebenfalls dotiert, sodass die Leitfähigkeit des CVD-Siliziums signifikant erhöht wird. Durch diese Implantation wird eine Steuerwirkung des Gates sichergestellt. Die Source-Drain-Hantelstruktur wird durch die n^{++} -Dotierung durch einen pn-Übergang vom p-Substrat elektrisch isoliert. Hierfür ist es jedoch notwendig, dass die Arsenionen lediglich in die Hantelstruktur implantiert werden. Folglich dürfen die Ionen das maskierende PECVD-Zwischenoxid nicht durchdringen. Dieser Fall wird ebenfalls mit SRIM simuliert. Wie der Abb. 5.25 zu entnehmen, ist ein 150 nm dickes PECVD-Maskieroxid ausreichend, um die Arsenionen bei einer Beschleunigungsspannung von 90 keV zu absorbieren, sodass diese nicht in das Siliziumsubstrat eindringen können. Um das Silizium vor Kristallschäden zu bewahren, wird das Streuoxid vollständig, das Zwischenoxid jedoch lediglich bis auf wenige Nanometer mithilfe des reaktiven Ionenätzens entfernt. Das restliche Oxid wird mit Flusssäure entfernt.

5.4.4. Prozessierung der Kontaktpads

In einem letzten Schritt müssen die Drain-, Source-, und Gatekontakte metallisiert werden. Dies geschieht mithilfe von Kontaktpads, wobei die Größe von $200 \times 200 \mu\text{m}$ der Pads derart gewählt werden, dass eine einfache Kontaktierung im Rahmen des Bondens ermöglicht wird. Klassischerweise, insbesondere bei n-Kanal MOS-Transistoren, wird hierfür ein Schichtenstapel aus Titan (Ti), Titanitrid (TiN) und Aluminium verwendet. Dieser Schichtenstapel verhindert zum einen unerwünschte Aluminium-Spiking und zum anderen die Entstehung von pn-Übergängen. Die Aus-

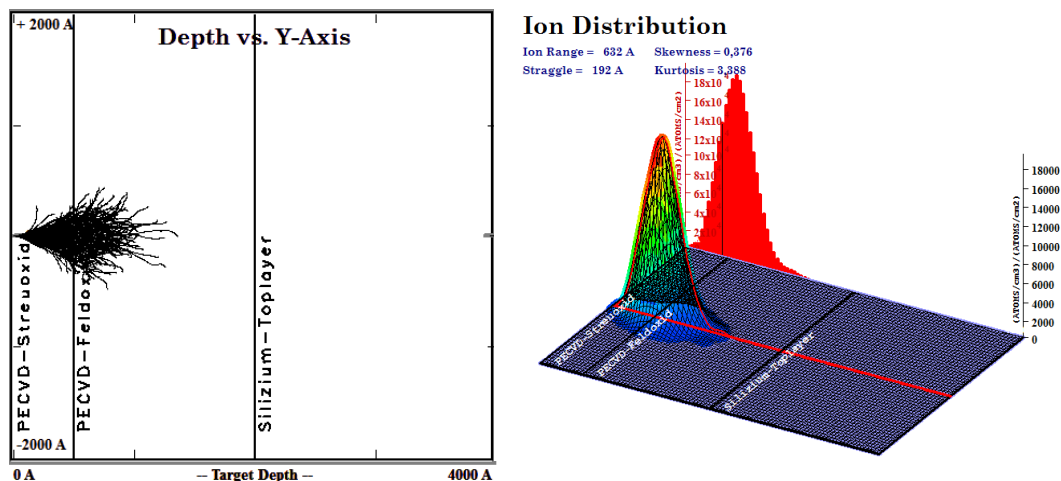


Abbildung 5.25.: Bestimmung der Eindringtiefe (links) und Verteilung (rechts) der implantierten Arsenionen (90 keV) in das Streu- und maskierende PECVD-Oxid

Die Bildung der Aluminium-Spikes ist auf die Löslichkeit von Silizium in Aluminium zurückzuführen. Kommt Aluminium in direkten Kontakt mit Silizium und wird die Probe im weiteren Prozessablauf auf über 250°C erhitzt, kann sich Silizium in Aluminium lösen, wodurch es zu einem wirkenden Konzentrationsgefälle an der Grenzfläche kommt. Die dabei stattfindende Diffusion von Silizium in Aluminium kann vereinfacht durch das 1. Fick'sche Gesetz (Gleichung (5.3)) beschrieben werden. Dieses stellt den Diffusionsstrom J [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] in Abhängigkeit des Konzentrationsgradienten $\partial c/\partial x$ und des temperatur- sowie materialabhängigen Diffusionskoeffizienten D_k [m^2s^{-1}] dar:

$$J = -D_k \frac{\partial c}{\partial x}. \quad (5.3)$$

Eine Diffusion in Festkörpern erfordert Sprünge zwischen verschiedenen Gitterplätzen, wobei die Teilchen eine gewisse Energiebarriere überwinden müssen. Das Überwinden dieser Barriere wird durch eine höhere Temperatur begünstigt. [Jos60]

Im Falle des Kontakts zwischen Aluminium und kristallinem Silizium konvergiert der Diffusionskoeffizient bei einer Temperatur von unter 250°C gegen Null. [Pac+85] Dies ist auf die energetisch stabile Verbindung des Siliziumkristalls zurückzuführen. Untersuchungen in [DT88] zeigen jedoch, dass eine Diffusion von Silizium in Aluminium auch bei Temperaturen von 75°C bis 150°C stattfinden kann. In dieser Veröffentlichung ist das Diffusionsverhalten von aufgedampftem Silizium untersucht worden. In Anbetracht dessen, dass hier auf die Verwendung von amorphem CVD-Silizium zurückgegriffen wird, ist dieser Fall insbesondere für die Metallisierung be-

ziehungsweise für die Kontaktierung der Gateelektrode interessant.

Die Sättigung von Silizium in Aluminium und somit das Stoppen des Diffusionsvorgangs kann mithilfe des 2. Fick'schen Gesetzes (Gleichung (5.4)) beschrieben werden. Es erlaubt die Bestimmung der Konzentrationsverteilung eines diffusionsfähigen Materials für einen beliebigen Zeitpunkt. Die Änderung des Diffusionsstroms und der Konzentration kann in Abhängigkeit der Zeit t wie folgt beschrieben werden:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D_k \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}. \quad (5.4)$$

Demnach ist die Siliziumdiffusion neben der Temperatur, der Zeit und dem Diffusionskoeffizienten D_k ebenfalls von dem veränderlichen Konzentrationsgradienten abhängig, der wiederum vom Ort x abhängig ist: Dieser nimmt mit wachsender Eindringtiefe ab, bis die Diffusion zum Erliegen kommt. Durch den Diffusionsprozess entstehen im Siliziumkristall Leerstellen, welche anschließend vom Aluminium aufgefüllt werden. Solche aufgefüllten Aluminiumstellen im Siliziumsubstrat werden Aluminium-Spikes genannt und sind in Abb. 5.26 (links) schematisch dargestellt.

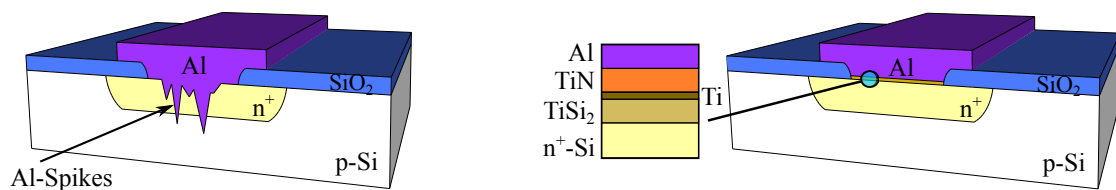


Abbildung 5.26.: Ausbildung von Aluminium-Spikes (links) und dessen Verhinderung durch eine Diffusionsbarriere (rechts)

Die Spikes tragen zur Ausbildung weiterer Raumladungszonen durch die Bildung unerwünschter pn-Übergänge bei. Je nach Eindringtiefe der Spikes können diese das n⁺-dotierte Silizium durchstoßen und dadurch das p-dotierte Siliziumsubstrat und die Aluminiumkontakte elektrisch kurzschließen. Um die Ausbildung der Aluminium-Spikes zu unterbinden, wird ein zusätzlicher Schichtenstapel als Diffusionsbarriere zwischen dem zu kontaktierenden n⁺-Silizium und dem Aluminium aufgebracht. In der Halbleitertechnik wird hierfür klassischerweise ein Stapel aus Titan und Titanitrid verwendet, wobei TiN als eigentliche Diffusionsbarriere und Ti als eine haftungsvermittelnde Schicht wirkt. Eine optionale Titandisilicid (TiSi₂)-Schicht kann den ohmschen Kontakt zwischen Titan und Silizium verbessern. [Hil08] Bevor der genannte Schichtenstapel mittels der Kathodenzerstäubung abgeschieden wird, erfolgt zunächst eine ganzflächige Abscheidung eines Zwischenoxids in

einem PECVD-Schritt. Dieses wird anschließend mithilfe der Elektronenstrahlolithographie derart strukturiert, dass die zu kontaktierenden Bereiche der Source-Drain-Hantelstruktur und die der Gateelektrode frei liegen (vgl. Abb. 5.27).

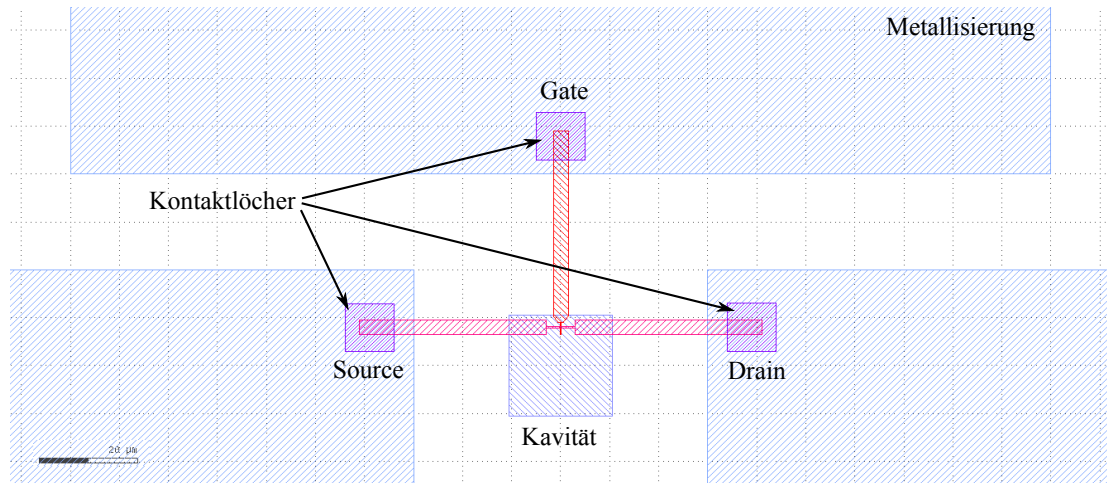


Abbildung 5.27.: Maskensatz zur Strukturierung der Kontaktlöcher und der Metallisierungskontaktierung

Um eine parasitäre Kondensatorstruktur zu verhindern, erfolgt vor der eigentlichen Metallisierung ein 20-sekündiger Tauchätzschritt in 1%iger Flußsäure, wodurch das native SiO_2 von den Kontaktflächen entfernt wird. Die Strukturierung des Schichtenstapels erfolgt trockenchemisch und anisotrop in einem zweistufigen RIE-Prozessschritt. In der ersten Stufe wird das nativ gebildete Aluminiumkorund mit reinem SiCl_4 entfernt. Die zweite Stufe entfernt in einem Gasgemisch aus SiCl_4 , Chlor (Cl) und Methan (CH_4) den nicht maskierten Schichtenstapel und legt das zu kontaktierende Silizium frei. Methan dient hierbei als Seitenpassivierung während des Ätzvorgangs, wodurch die Anisotropie erhöht wird. Die hierbei verwendeten Parameter sind der Tabelle 5.10 zu entnehmen. Die Abscheidung der genannten Schichten erfolgt durch die Kathodenzerstäubung gemäß Tabelle 5.11.

Alternativ zum hier vorgestellten trockenchemischen Ätzen des Schichtenstapels eignet sich ebenfalls das zuvor vorgestellte Lift-Off-Verfahren.

Mit dem Fertigstellen der Metallisierungsebene ist die Prozessierung des Drucksensors mit einem MOS-Transistor als Wandlerelement abgeschlossen. Der hergestellte Sensor ist in Abb. 5.28 in Form einer Mikroskopaufnahme abgebildet. Der Verschluss der Löcher ist hierbei durch eine Schichtenabscheidung von CVD-Silizium und Aluminium erfolgt.

Tabelle 5.10.: Verwendeter Parametersatz zur trockenchemischen Strukturierung des Metallisierungs-Schichtenstapels

	Stufe 1	Stufe 2
Prozessgase	SiCl ₄	SiCl ₄ , Cl, CH ₄
Kammer	Chlor	Chlor
Elektrode	Graphit	Graphit
Gasfluss SiCl₄	20 sccm	20 sccm
Gasfluss Cl	-	20 sccm
Gasfluss CH₄	-	20 sccm
Druck	60 mTorr	60 mTorr
Temperatur	40°C	40°C
HF-Leistung	300 W	300 W
Biasspannung	300 V	300 V
Ätzrate	-	77 nm/min

Tabelle 5.11.: Verwendeter Parametersatz zur Abscheidung von Titan, Titannitrid und Aluminium durch reaktive Kathodenzerstäubung

Abzuscheidende Schicht	Ti	TiN	Al
Gasfluss Ar	20 sccm	43 sccm	20 sccm
Gasfluss N₂	-	7,0	-
Gewähltes Target	Titan	Titan	Aluminium
Targetkonditionierung	50 sec	50 sec	50 sec
Druck	7,5 mTorr	7,5 mTorr	8 mTorr
Temperatur	20 °C	20 °C	20°C
Leistung	2500 W	2000 W	2500 W
Abscheiderate	11 nm/min	7 nm/min	11 nm/min

5.4.5. Elektrische Charakterisierung

Eine elektrische Charakterisierung des in diesem Abschnitt vorgestellten Wandlerverfahrens konnte nicht durchgeführt werden. Dies ist auf mehrere Gründe zurückzuführen. Ein aufgetretenes Problem bei der trockenchemischen Strukturierung der Gateelektrode ist bereits in Abschnitt 5.4.2 erörtert worden. Der im Anschluss beschriebene Lösungsansatz ist auf eine Anwendbarkeit hin untersucht worden. Während den Voruntersuchungen hat sich das nasschemische Entfernen der Siliziumres-

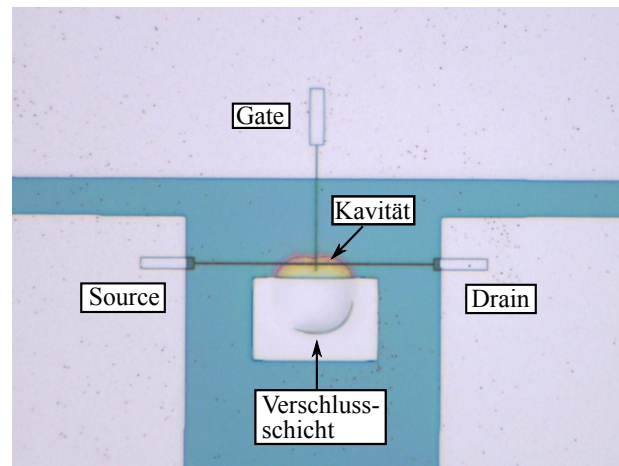


Abbildung 5.28.: Aufnahme des fertig gestellten Drucksensors in einem optischen Mikroskop. Als wandelndes Element findet ein n-Kanal MOS-Transistor Anwendung

te mittels TMAH innerhalb der Kanalstruktur als zielführend herausgestellt. Aus zeitlichen Gründen konnte dieser Ansatz jedoch nicht auf Reproduzierbarkeit hin analysiert werden. Somit kann nicht ausgeschlossen werden, dass die gefertigte und hier vorgestellte Struktur frei von unerwünschten Siliziumresten ist.

Eine weitere potentielle Fehlerquelle liegt im letzten Herstellungsschritt. Sowohl die Kontaktpads als auch die Verschlusschicht der für den Erhalt der Kavität notwendigen Ätzlöcher ist durch eine konforme Abscheidung von Aluminium erfolgt. Dieses lagert sich während der Abscheidung ebenfalls in der besagten Grabenstruktur des Kanals ab. Ein Verweilen von Aluminiumresten während des reaktiven Ionenätzens ist hierbei ebenfalls nicht ausgeschlossen, sodass eine elektrische Verbindung beider Aktivgebiete denkbar ist. Auch hierfür sind weitere Untersuchungen erforderlich.

Darüber hinaus ist die Vorgabe der maximalen Prozesstemperatur von 450°C für die Herstellung eines MOS-Transistors hinderlich. In der konventionellen Fertigung von MOS-Transistoren erfolgt während der Definition der Aktivgebiete eine Aktivierungstemperatur von rund 750°C . Diese ist notwendig, da sich die implantierten Dotierstoffe zumeist auf Zwischengitterplätzen anlagern und somit elektrisch inaktiv sind. Dem wird normalerweise mit einer 15-minütigen Aktivierungstemperatur entgegen gewirkt. Bei einer Temperatur von lediglich 450°C werden jedoch nur rund 5 % bis 15 % der Dotierstoffe aktiviert [Sch87].

Verstärkt werden die aufgeführten Problematiken dadurch, dass das vorliegende Substrat über keine kristalline Struktur verfügt, da die Funktionsschicht aus amorphem CVD-Silizium besteht. Somit scheidet die Verwendung eines nanoskaligen MOS-

Transistors als elektro-mechanisches Wandlerelement in einem Back-End-Prozess aus.

5.5. Herstellung eines Pseudo-Mosfets als Wandlerelement

Die Möglichkeit der Druckwandlung in ein elektrisches Signal mithilfe eines Pseudo-Mosfets (vgl. Abschnitt 3.3) als Wandlerelement ist bereits in [Pol14] gezeigt worden. Hierbei ist insbesondere die technologische Realisierung sowohl der erforderlichen Kavität als auch des Transistors im Detail beschrieben und erfolgreich umgesetzt worden. Die Herstellung des vorgestellten Drucksensors beruht auf der Verwendung von konventionellem SOI-Substrat, sodass eine monokristalline Siliziummembran als Funktionsschicht vorliegt. Im Rahmen des hier vorgestellten Back-End-Prozesses findet jedoch amorphes CVD-Silizium als wandelnde Funktionsschicht Anwendung. Des Weiteren ist im Zuge einer Back-End-Realisierung eine Rückseitenmetallisierung als Gateelektrode nicht zielführend. Aus diesem Grund muss auf das Konzept einer vergrabenen Gateelektrode zurückgegriffen werden. Daher wird in einem ersten Schritt die Machbarkeit einer vergrabenen Gateelektrode und der Verwendung von amorphem Silizium gezeigt, wobei hierzu zunächst auf die Herstellung einer Kavität verzichtet wird. Abb. 5.29 verdeutlicht dieses Konzept schematisch. In einem zweiten Schritt erfolgt die Integration des Pseudo-Mosfets auf einer amorphen Siliziummembran zum Erhalt eines vollständigen Sensorelements.

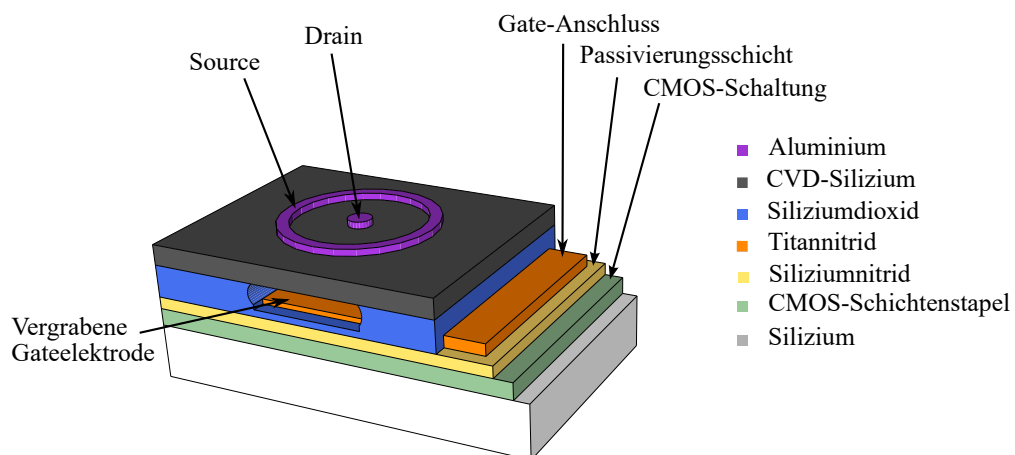


Abbildung 5.29.: Schematische Darstellung eines Pseudo-Mosfets mit vergrabener Gateelektrode als elektro-mechanisches Wandlerelement

Die Wandlung erfolgt bei dem hier vorgestellten Konzept durch zwei veränderliche Parameter: Zum einen wird die verspannungsabhängige Änderung der Ladungsträgerbeweglichkeit im Kanalbereich und zum anderen die Änderung der Gatekapazität erfasst. Beide Faktoren üben einen unmittelbaren Einfluss auf den Drainstrom aus und können somit für die Detektion eines Drucks herangezogen werden. Aufgrund der in Abschnitt 5.3 hervorgegangenen Ergebnisse ist damit zu rechnen, dass eine verspannungsabhängige Änderung des Drainstroms aufgrund einer Beeinflussung der Ladungsträgerbeweglichkeit nicht oder nur sehr schwach auftritt, sodass hier in erster Linie eine kapazitive Wandlung stattfinden wird.

5.5.1. Integration eines Pseudo-Mosfets mit vergrabener Gateelektrode

In diesem Abschnitt wird die Machbarkeit der Integration eines Pseudo-Mosfets mit einer vergrabenen Gateelektrode in amorphem Silizium untersucht.

Zu Beginn erfolgt eine Deposition einer rund 300 nm dicken Si_3N_4 -Schicht auf dem Trägersubstrat in einem PECVD-Schritt unter Verwendung der in Tabelle 5.7 aufgeführten Parameter. Diese Schicht stellt die Passivierungsschicht einer bereits integrierten CMOS-Schaltung dar. Anschließend erfolgt die Abscheidung einer rund 125 nm dicken Titannitridschicht im reaktiven Kathodenzerstäubungsverfahren. Diese Schicht dient als vergrabene Gateelektrode. Die Bevorzugung von Titannitrid gegenüber anderer metallischer Schichten begründet sich dadurch, dass eine gegenüber Flusssäure ätzresistente Schicht erforderlich ist. Andernfalls ist der Erhalt einer Kavität durch das partielle Entfernen des Oxids technologisch nicht mit Flusssäure realisierbar.

Nach der fotolithographischen Strukturierung der Titannitrid-Gateelektrode wird eine rund 300 nm dicke SiO_2 -Schicht im PECVD-Verfahren abgeschieden und entsprechend strukturiert. Diese Oxidschicht fungiert auf der einen Seite als Gateoxid und auf der anderen Seite als Opferschicht für die Herstellung der Kavität. Anschließend erfolgt die Abscheidung einer amorphen CVD-Silizium-Funktionsschicht. Um die verschiedenen Transistoren des verwendeten Maskensatzes untereinander elektrisch zu isolieren, wird die amorphe Siliziumschicht in Form von Mesastrukturen trockenchemisch strukturiert. Pro Mesastruktur erfolgt die Strukturierung eines Pseudo-Mosfets, indem das zuvor abgeschiedene Aluminium trockenchemisch in jeweils eine kreisförmige Drain- und Sourcestruktur geätzt wird. Bei der Metallisierung erfolgt ebenfalls im Vorfeld eine 20-sekündige Tauchätzung in 1%iger Flusssäure, um

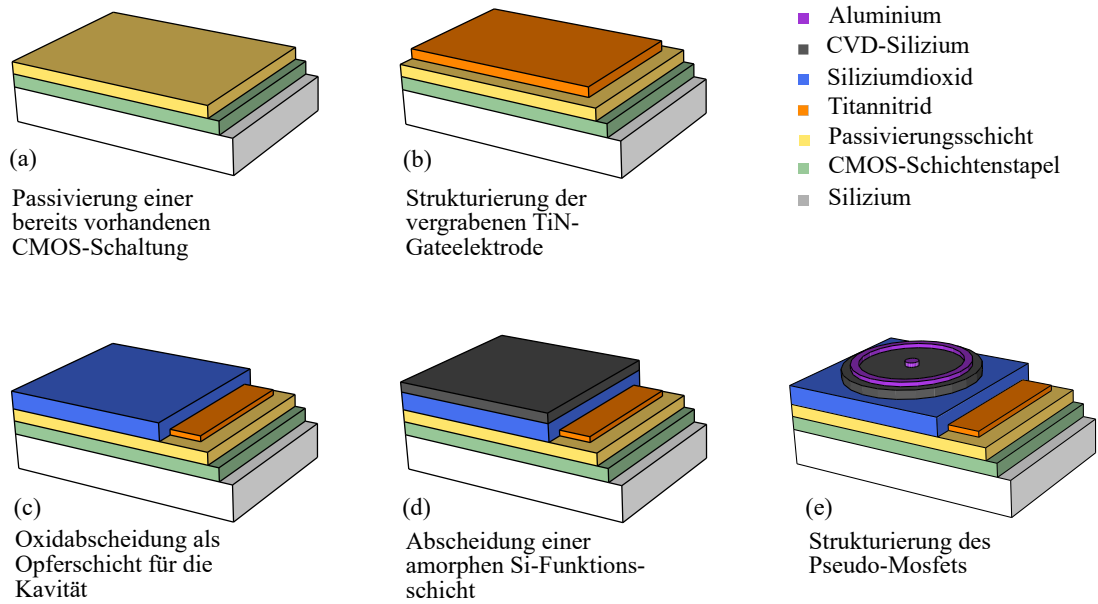


Abbildung 5.30.: Schematische Prozessabfolge zur technologischen Realisierung eines Pseudo-Mosfets in einem On-the-Top-Prozesses

das native Oxid zu entfernen. Abb. 5.30 fasst die beschriebenen Prozessschritte schematisch zusammen.

Der während der Lithographie verwendete Fotolack wird in einem abschließenden Prozessschritt durch den chemischen Ätzabtrag in einem Sauerstoffplasma (vgl. Abschnitt 2.2) entfernt. Als ungewollter Nebeneffekt kommt es hierbei zu einer Oxida-

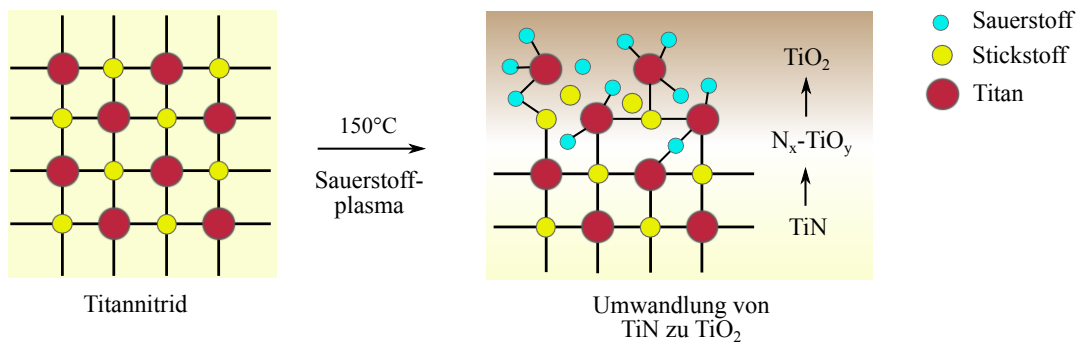


Abbildung 5.31.: Atomare Struktur von Titannitrid (links) und dessen Umwandlung zu Titanoxid (rechts) durch die Einwirkung eines 150°C heißen Sauerstoffplasmas

tion des freiliegenden Titannitrids. Die Reaktion mit Sauerstoff ist durch eine Farbveränderung ausgehend von der ursprünglichen goldgelben TiN-Schicht hin zu einer braunen TiO_2 -Schicht erkennbar. Die Bildung dieser TiO_2 -Schicht ist dadurch zu

erklären, dass, bedingt durch die Prozesstemperatur von rund 150°C im Zusammenspiel mit den reaktionsfreudigen Radikalen im Sauerstoffplasma, das zuvor wohldefinierte Verhältnis von Stickstoff zu Titan an der Oberfläche vermindert wird. Hierbei werden vermehrt Stickstoffatome von Sauerstoffatome aus dem Gitterverbund gelöst und verdrängt, wodurch sich die Sauerstoffatome in das Titannitridgitter einlagern können. Es kommt zu einer Umwandlung des Titannitrids zu N_xTiO_y -Verbindungen, welche mit fortschreitender Zeit besonders an der Oberfläche in TiO_2 umgewandelt werden (vgl. Abb. 5.31). [TS94; Esa+97] Aus diesem Grund wird auf die Verwendung des Sauerstoffplasmas als abschließender Prozessschritt verzichtet. Die Fotolackreste werden alternativ in einem Acetonbad entfernt, dem sich ein Isopropanolbad anschließt. Damit ist die Prozessierung des Pseudo-Mosfets mit vergrabener Elektrode abgeschlossen und es erfolgt die elektrische Bewertung des Bauelements.

Die Messungen der Transfer- und Ausgangskennlinienfelder eines im Back-End-

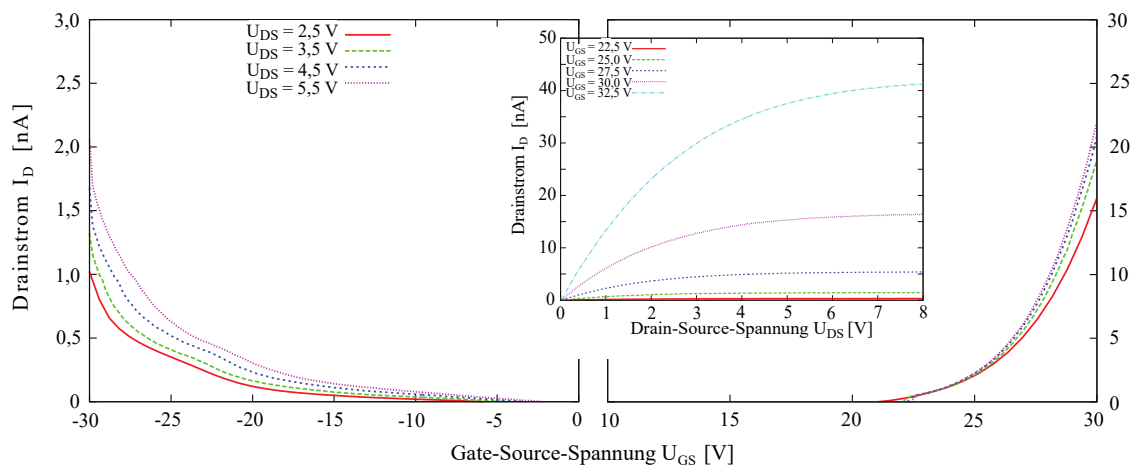


Abbildung 5.32.: Transfer- und Ausgangskennlinienfeld eines im Back-End-Prozess gefertigten Pseudo-Mosfets mit vergrabener Titannitrid-Gateelektrode und den Radien $r_1 = 300 \mu\text{m}$ und $r_2 = 850 \mu\text{m}$

Prozess hergestellten Pseudo-Mosfets sind Abb. 5.32 zu entnehmen. Es zeigt sich, dass die Realisierung eines Ψ -Mosfets auf amorphem Silizium unter Verwendung einer vergrabenen Gateelektrode in einem Niedertemperaturverfahren machbar ist. Dank der vergrabenen Gateelektrode und insbesondere aufgrund des amorphen CVD-Siliziums sind im Vergleich zu auf konventionellem SOI-Substrat gefertigte Pseudo-Mosfets wesentlich höhere Gate-Source-Spannungen erforderlich, um eine Steuerwirkung des Kanals bei einem geringeren Drainstrom zu erzielen (vgl. Abb. 3.16 auf Seite 59).

5.5.2. Integration des Wandlerelements auf amorphem CVD-Silizium

Nachdem die Machbarkeit der Integration eines Pseudo-Mosfets auf amorphem Silizium im vorherigen Abschnitt gezeigt worden ist, folgt nun die Beschreibung der vollständigen Integration des Sensorelements auf einer amorphen Siliziummembran nach [Pol14]. Diese ist in Abb. 5.33 schematisch dargestellt. Der hierbei verwendete Maskensatz ist Abb. 5.34 zu entnehmen.

Die erforderlichen Prozessschritte (a) bis (e) werden im Folgenden genauer erläutert. Der Einfachheit halber wird auf eine vergrabene Gateelektrode verzichtet, da die Realisierbarkeit bereits im letzten Abschnitt gezeigt worden ist.

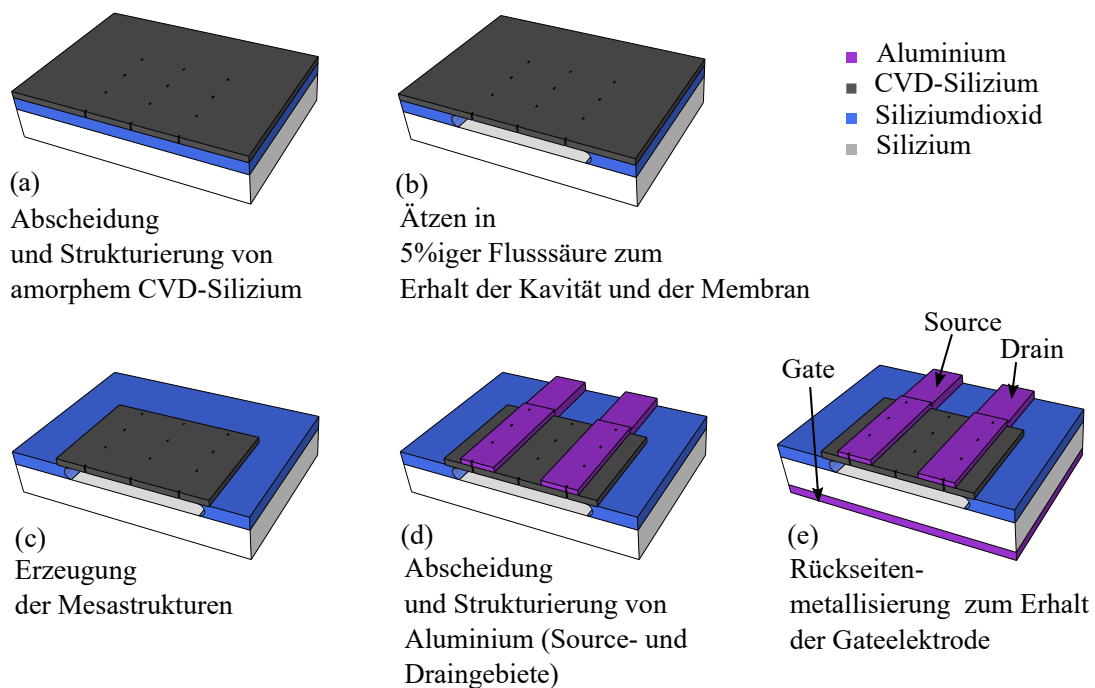


Abbildung 5.33.: Schematischer Prozessablauf zur Integration eines Ψ -Mosfets auf amorphem Silizium

Zunächst wird auf dem Trägersubstrat (Silizium) eine rund 400 nm dicke Siliziumdioxidschicht mittels dem PECVD-Verfahren abgeschieden. Die hierbei verwendeten Parameter sind Tabelle 5.7 auf Seite 99 zu entnehmen. Diese Schicht dient als vergrabenes Oxid. Anschließend erfolgt eine rund 340 nm dicke amorphe Siliziumschicht. Die Dicken der Schichten sind gemäß der in Abschnitt 4.2.1 aufgeführten Simulation gewählt worden. Die Siliziumschicht wird entsprechend mit Ätzöffnungen fotolithographisch strukturiert (a). Die Strukturübertragung erfolgt hierbei mittels dem reaktiven Ionenätzen unter Zuhilfenahme einer rund 80 nm dicken Hartmas-

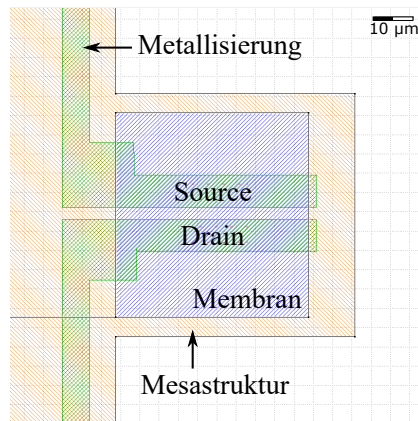


Abbildung 5.34.: Maskensatz zur Integration eines Ψ -Mosfets als Wandlerelement

ke aus Siliziumdioxid. Anschließend erfolgt ein Ätzschritt in 5%iger Flusssäure, um das vergrabene Oxid partiell zu entfernen, sodass eine Kavität und eine Membran aus amorphem Silizium entsteht (b). Eine Lichtmikroskopaufnahme der Membran ist in Abb. 5.35 abgebildet. Um die Transistoren untereinander elektrisch zu iso-

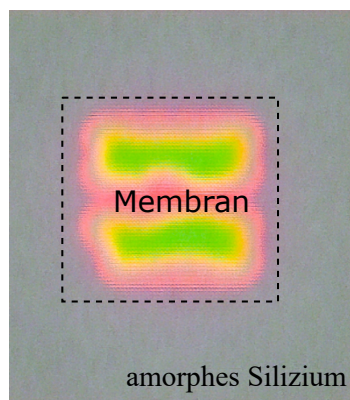


Abbildung 5.35.: Lichtmikroskopaufnahme einer Membran aus amorphem Silizium

lieren, erfolgt in Schritt (c) die Erzeugung einer Mesastruktur. Hierbei wird das überschüssige amorphe Silizium mittels dem reaktiven Ionenätzen entfernt (siehe Tabelle 5.3), sodass das vergrabene Oxid als Oberfläche offen liegt. Als Hartmaske findet eine 80 nm dicke Siliziumnitridschicht Anwendung. Innerhalb der erzeugten Mesastrukturen werden die zum Bonden notwendigen Kontaktpads aus Aluminium integriert. Eine optische Lichtmikroskopaufnahme der erzeugten Mesastrukturen ist in Abb. 5.36 abgebildet. Auf der linken Seite ist die gesamte Mesastruktur zu erkennen, während der rechte Teil der Aufnahme eine Detailaufnahme der elektrisch isolierten Siliziummembran zeigt. Um die Schreibzeit des Elektronenstrahlschreibers

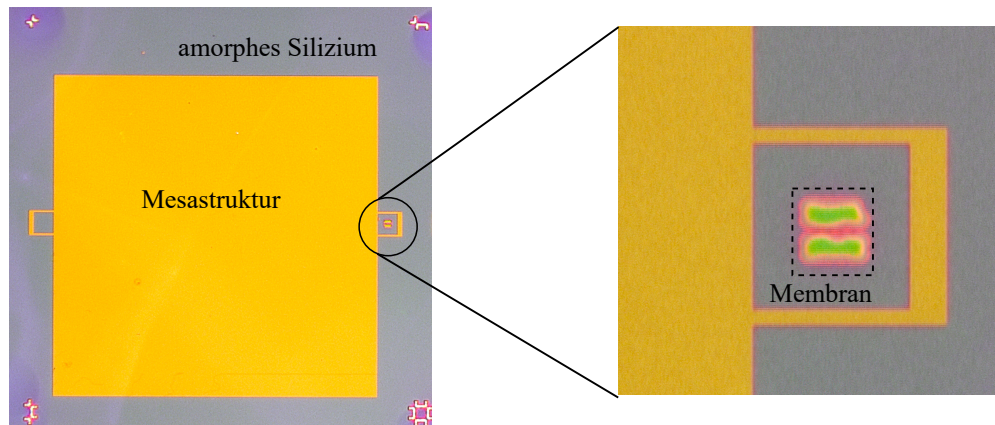


Abbildung 5.36.: Lichtmikroskopaufnahme einer Mesastruktur

zu reduzieren, wird eine Blende von $30\ \mu\text{m}$ verwendet. Die restlichen Parameter sind Tabelle 5.12 zu entnehmen.

Tabelle 5.12.: E-Beam Parametersatz für das Schreiben der Mesa- und Metallstrukturen

Verwendeter Lack	PMMA 950k679.04
Beschleunigungsspannung	20 keV
Blende	$30\ \mu\text{m}$
Dosis	$128\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$

Anschließend erfolgt die Herstellung der Source- und Draingebiete auf der Siliziummembran in Form von zwei Fingerstrukturen (d). Der Abstand der Finger zueinander definiert die Länge des Kanals und beträgt $3\ \mu\text{m}$. Dazu wird eine $100\ \text{nm}$ dicke Aluminiumschicht im Kathodenzerstäubungsverfahren abgeschieden. Die Strukturübertragung wird mittels dem Lift-Off-Verfahren durchgeführt. Auf eine Abscheidung des Metallisierungsstapels muss aufgrund des Lift-Off-Prozesses verzichtet werden, da die dadurch zusätzlich erzeugte Schichtdicke ein vollständiges Ablösen durch Aceton verhindert. Aus diesem Grund erfolgt die Metallisierung in zwei Schritten. Zunächst wird eine rund $50\ \text{nm}$ dicke Aluminiumschicht abgeschieden und zu einer Fingerstruktur (Source- und Draingebiet) geätzt. Die übrige Metallisierung erfolgt in einem zweiten Schritt durch die Abscheidung und Strukturierung einer $100\ \text{nm}$ dicken Aluminiumschicht. Die resultierende Stufe ist deutlich erkennbar. Abb. 5.37 zeigt oben die Metallabscheidung vor der Anwendung des Lift-Offs. Vor der Metallabscheidung erfolgt eine kurze Überätzung in 1%iger Flußsäure um das native Siliziumdioxid zu entfernen. Die fertig strukturierte Metallisierungsebene ist nach

Anwendung des Lift-Offs in Abb. 5.37 unten zu sehen.

Die Herstellung der Gateelektrode erfolgt durch eine ganzflächige Aluminiumab-

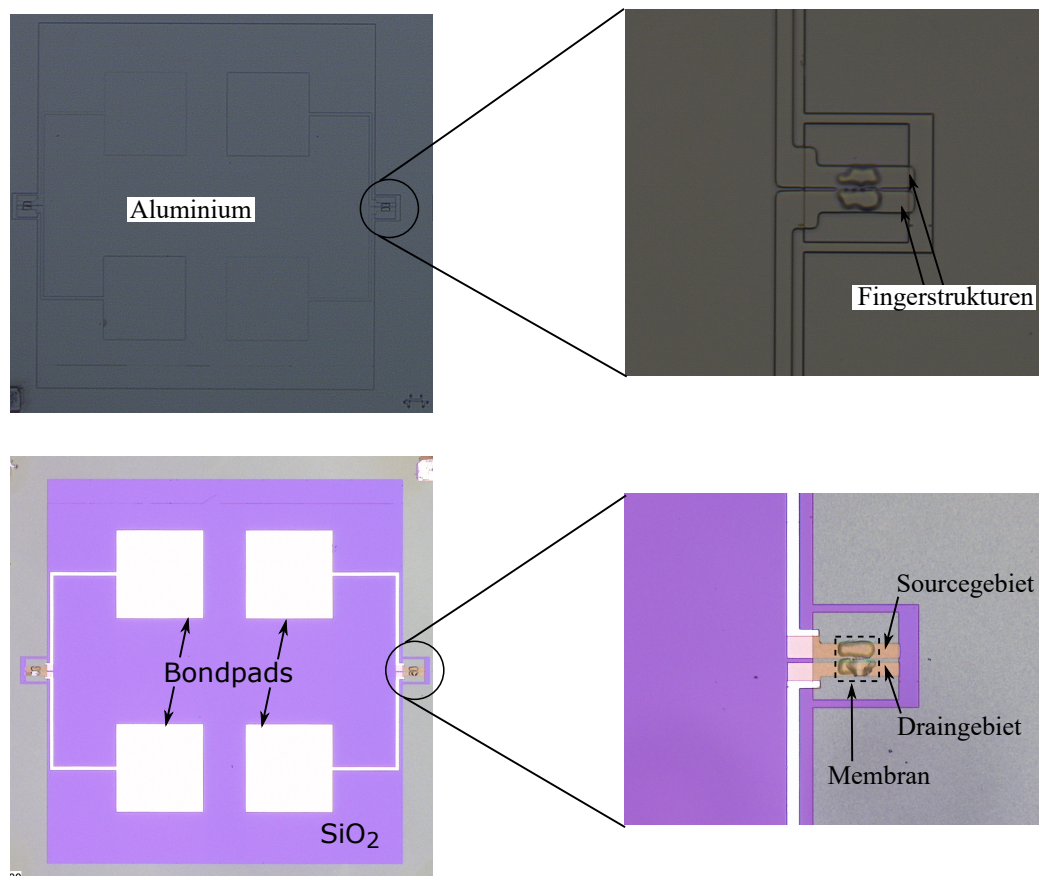


Abbildung 5.37.: Lichtmikroskopaufnahme der Metallisierungsebene: Oben vor und unten nach dem Lift-Off-Verfahren

scheidung auf der Rückseite. Damit ist die Prozessierung des Sensorelements abgeschlossen. Es folgt die elektrische Charakterisierung des Sensors.

5.5.3. Elektrische Charakterisierung

Nachdem der technologische Prozessablauf erläutert worden ist, beschäftigt sich dieser Abschnitt mit der elektrischen Charakterisierung. Diese soll zeigen, dass das vorgestellte Konzept, einen Drucksensor in einem Back-End-Prozess zu integrieren, machbar ist. Hierzu wird in einem ersten Schritt untersucht, ob der in amorphem CVD-Silizium integrierte Transistor funktionstüchtig ist. Daher findet zunächst eine elektrische Messung ohne mechanische Belastung durch einen Überdruck statt. Als erstes wird das Transferkennlinienfeld ermittelt. Hierbei fällt auf, dass trotz hoher Gate-Source-Spannungen kein leitfähiger Elektronenkanal gebildet wird. Die

Unterdrückung des Elektronenstroms ist auf den Metall-Halbleiterübergang zurückzuführen. Durch die Eindiffusion von Aluminiumatomen in das Silizium entsteht eine unerwünschte p^+ -Schicht. Folglich kommt es nur zu einer sehr schwachen Kanalinvertierung durch Elektronen. Das Transferkennlinienfeld ist in Abb. 5.38 dargestellt. Es wird eine Messung für Gate-Source-Spannungen von -60 bis 0 Volt gezeigt. Die Drain-Source-Spannungen variieren von +20 V bis +50 V. Eine Kanalsteuerung für einen Löcherstrom ist klar zu erkennen. Das in Abb. 5.39 dargestellte Ausgangs-

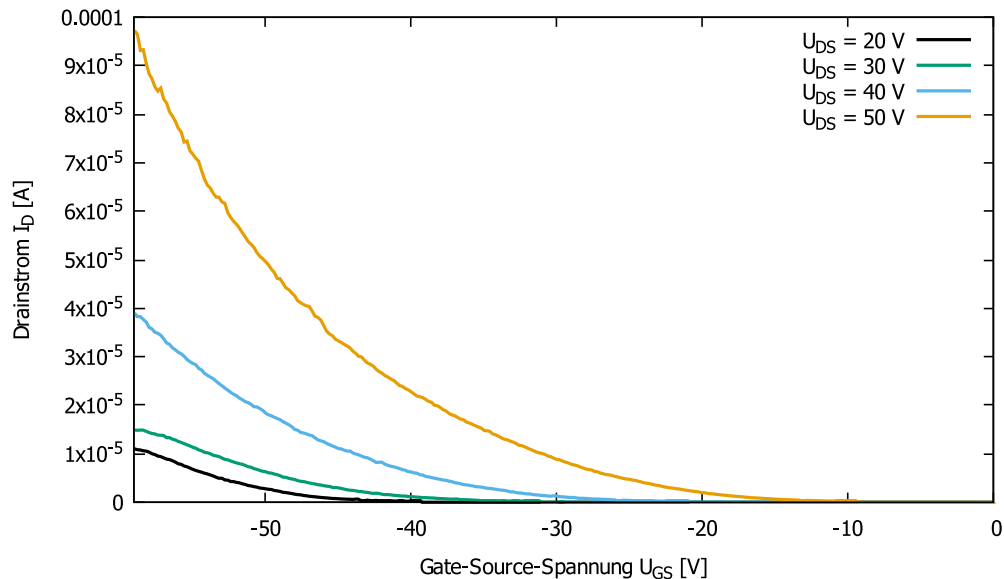


Abbildung 5.38.: Transferkennlinienfeld des unbelasteten Ψ -Mosfets, gefertigt in einem Back-End-Prozess

kennlinienfeld zeigt einen sehr geringen Drainstrom I_D im Picoampere-Bereich. Auch hier sind hohe Gate-Source-Spannungen von 20 Volt bis 40 Volt verwendet worden, um eine Kanalsteuerung zu zeigen. Im nächsten Schritt erfolgt eine Messung unter Druckeinfluss. Diese wird im Labor für Halbleiterbauelemente und Bussysteme an der Fachhochschule Münster durchgeführt. Die hierbei verwendete Druckkammer der Firma Elmos Semiconductors bietet durch die Anbindung an einen Parameteranalyzer für Halbleiterbauelemente die Möglichkeit präziser Messungen bei einstellbarem Überdruck. Um das Sensorelement nicht zu überstrapazieren erfolgt die Analyse einer druckabhängigen Funktion des Transistors bei einer konstanten Drain-Source-Spannung von 2 Volt. Zur Auswertung der Analyse wird das Transferkennlinienfeld für Gate-Source-Spannungen von -20 Volt bis +2 Volt herangezogen. Hierbei erfolgt zunächst die Bestimmung der Transferkennlinie bei 0 Bar Überdruck. Dies entspricht dem Umgebungsdruck und dient als Referenzmessung. Der Druck wird

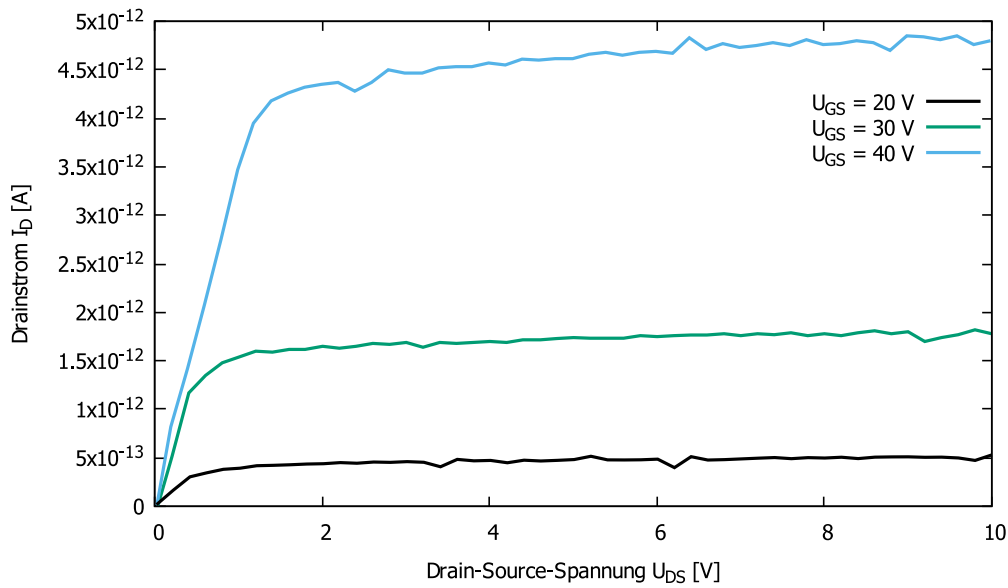


Abbildung 5.39.: Ausgangskennlinienfeld des unbelasteten Ψ -Mosfets, gefertigt in einem Back-End-Prozess

anschließend in 2 bar-Schritten bis maximal zu 8 bar erhöht. Hierbei wird bei jeder Druckerhöhung die Transferkennlinie neu aufgezeichnet. Folglich ergeben sich fünf unabhängige Kennlinien, die als Kennlinienschar in Abb. 5.40 zusammengefasst abgebildet sind. Die Bestimmung der Transferkennlinie bei 0 bar Überdruck ist rot dargestellt. Die Messergebnisse des Drainstroms unter Druck sind in gestrichelter Form abgebildet. Durch einen direkten Vergleich der Referenzkennlinie mit den bei Überdruck aufgezeichneten Kennlinien zeigt sich eine deutliche positive Verschiebung des Drainstroms I_D . Dieser Sachverhalt lässt sich wie folgt begründen:

Gemäß Gleichung (3.27) gilt für den Drainstrom I_D :

$$I_D \propto C_{Ox} \cdot \mu_{n,p} \cdot (U_{GS} - U_{Th})^2. \quad (5.5)$$

Durch die druckbedingte mechanische Verspannung des Siliziums im Kanalbereich werden sowohl die Gatekapazität C_{Ox} als auch die Ladungsträgerbeweglichkeit $\mu_{n,p}$ beeinflusst. Beide Faktoren üben einen direkten Einfluss auf den Drainstrom aus. Durch die Applikation eines Drucks verringert sich die Dicke des Gatedielektrikums, wodurch die Gatekapazität und somit der Drainstrom zunimmt. Die drucksensitive Membran besteht aus amorphem Silizium und demnach besteht auch der Kanalbereich des Transistors aus amorphem Silizium. In solch einer amorphen Kristallstruktur besitzen die Ladungsträger nur eine sehr schwach ausgeprägte und lokal begrenzte Vorzugsrichtung. Folglich wird die Ladungsträgerbeweglichkeit durch

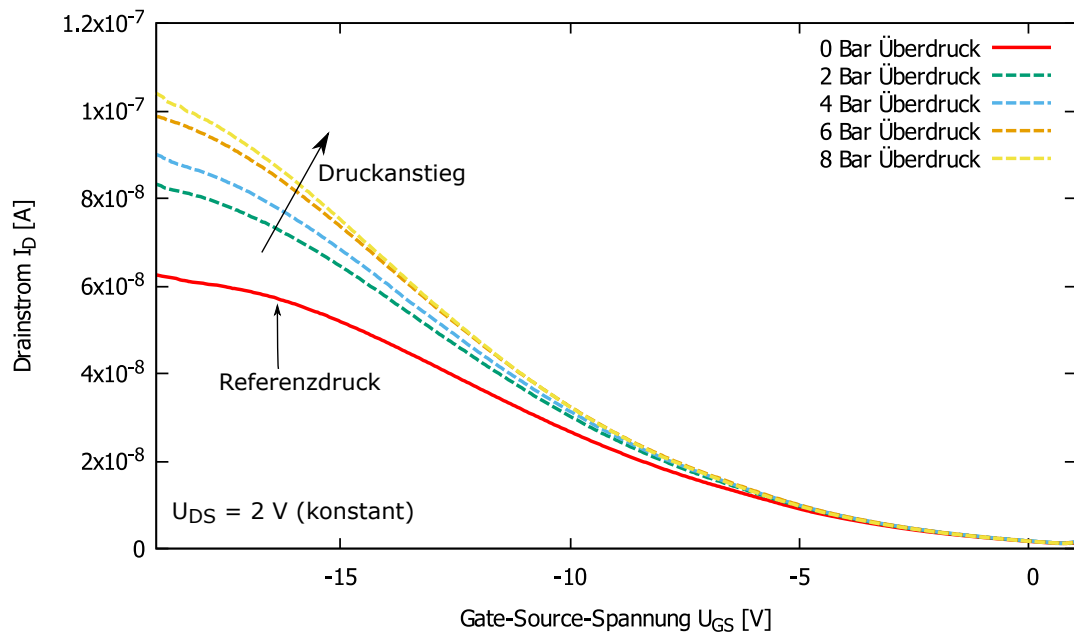


Abbildung 5.40.: Druckabhängige Transferkennlinienschar, aufgenommen bei einer konstanten Drain-Source-Spannung von 2 Volt

die mechanische Verspannung nur minimal beeinflusst. Dementsprechend wird der Drainstrom hauptsächlich durch die Veränderung der Gatekapazität beeinflusst und wird daher durch einen einwirkenden Druck erhöht. Die Gatekapazität ist von der Dicke des Gatedielektrikums hyperbolisch abhängig. Daher wäre ein invers hyperbolischer Zusammenhang zwischen Druck und Drainstrom zu erwarten, wie es die Simulation postuliert. Bei Betrachtung von Abb. 5.41 ist dies jedoch nicht feststellbar. Diese Tatsache ist darauf zurückzuführen, dass die Membran unter Druck nicht planparallel ausgelenkt wird. Die Auslenkung nimmt zum Rand hin ab, sodass die druckabhängige Deformation nicht linear stattfindet.

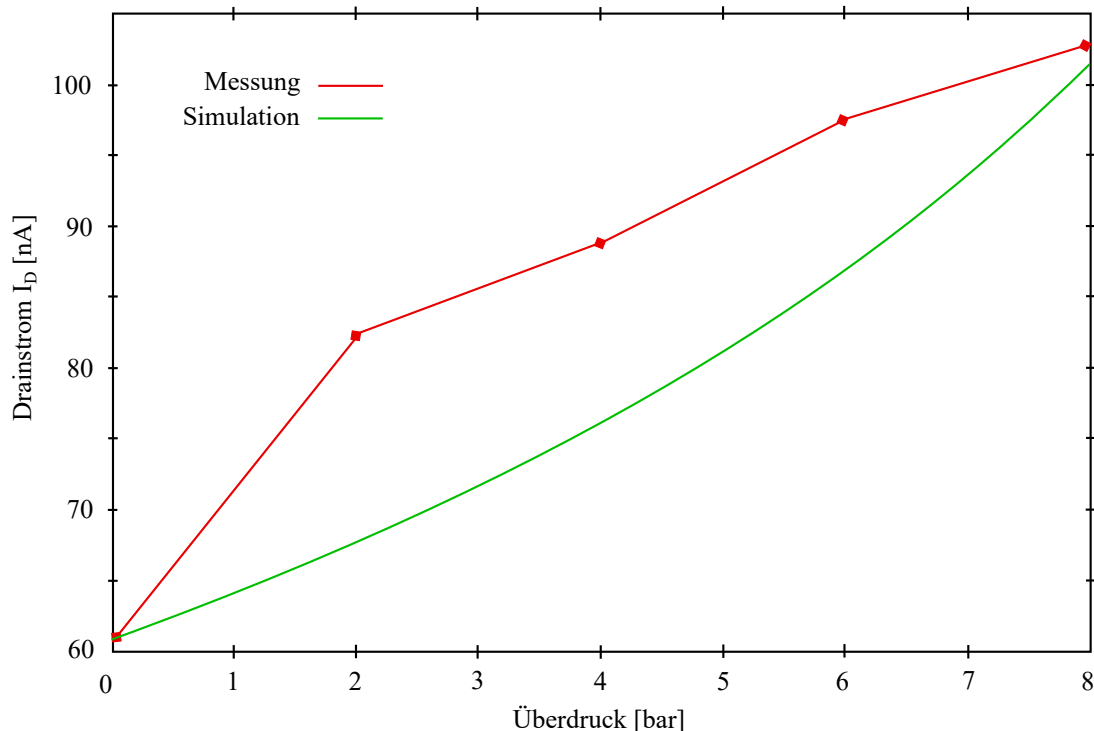


Abbildung 5.41.: Druckabhängigkeit des Drainstroms von einem einwirkenden Überdruck bei $U_{DS} = 2$ V und bei $U_{GS} = -20$ V

5.6. Vergleich mit Drucksensoren anderer Forschergruppen

Dieser Abschnitt stellt die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse in direkten Vergleich mit anderen veröffentlichten Forschungsergebnissen. Zunächst erfolgt ein Vergleich mit den in [Pol14] erzielten Ergebnissen. Anschließend findet ein Vergleich zweier Veröffentlichungen statt, in denen ebenfalls MOS-Transistoren als wandelnde Elemente verwendet worden sind.

Ein aussagekräftiger Vergleich zwischen [Pol14] und den hier erzielten Ergebnissen ist nicht einfach, da in [Pol14] lediglich bei 0 bar und bei 4 bar Überdruck eine Messung durchgeführt worden ist. Aus diesem Grund beschränkt sich der Vergleich auf genau diese druckabhängigen Kennlinien. Zunächst ist auffallend, dass die erforderliche Gate-Source-Spannung von -45 V betragsmäßig wesentlich größer ist als die hier verwendete mit -20 V. Jedoch fällt der resultierende Drainstrom in [Pol14] um 3 Dekaden höher aus. Dies begründet sich durch das hier verwendete amorphe CVD-Silizium, da hier die Elektronenbeweglichkeit deutlich geringer ist als bei konventionellem Silizium (vgl. auch Gleichung (5.5)). Wichtiger jedoch ist die Erkenntnis,

dass der druckabhängige Drainstrom des in dieser Arbeit vorgestellten Drucksensors positiv mit steigendem Druck korreliert, wohingegen in [Pol14] eine negative Korrelation vorliegt. Dieses Phänomen ist ebenfalls auf die Verwendung der amorphen Funktionsschicht zurückzuführen. In beiden Arbeiten wird ein Ψ -Mosfet als wandelndes Element verwendet. Durch die Einwirkung eines Drucks wird entsprechend die Membran ausgelenkt, wodurch der Abstand von Kanal zur Gateelektrode hin verringert wird. Infolgedessen wird die Gatekapazität vergrößert. Folglich steigt der resultierende Drainstrom. Durch die Deformation der Membran wird der Kanalbereich verspannt. Es kommt bedingt durch den piezoresistiven Effekt zu einer Erhöhung der negativen Ladungsträgerbeweglichkeit und zu einer Verringerung der Löcherbeweglichkeit. Folglich sinkt der Drainstrom. Offensichtlich ist die Veränderung der Ladungsträgerbeweglichkeit in [Pol14] der dominantere Effekt, sodass die kapazitive Änderung überdeckt wird. Wie in Abschnitt 5.3 gezeigt worden ist, ist ein piezoresistiver Effekt in der amorphen CVD-Siliziumschicht nicht nachweisbar. Dementsprechend ist hier der kapazitive Effekt die treibende Kraft einen Druck in ein elektrisches Signal zu wandeln. Folglich steigt der Drainstrom mit steigendem Druck, wodurch die Sensitivität der Wandlung gegenüber [Pol14] erhöht worden ist. Ähnliche Ergebnisse konnten in [Hyn+99] und in [Dai+08] erzielt werden. [Hyn+99] präsentiert ebenfalls einen mittels Oberflächenmikromechanik gefertigten Drucksensor, der einen MOS-Transistor zur elektro-mechanischen Wandlung nutzt. Die Aktivgebiete sind unterhalb der Kavität implantiert und thermisch aktiviert worden. Die Kavität und somit die Membran sind mittels der Opferschichttechnik realisiert worden. Hierbei ist zunächst auf eine Siliziumnitridschicht Siliziumdioxid als Opferschicht abgeschieden worden. Auf dieser ist die Abscheidung von Polysilizium erfolgt. Durch das Entfernen des Oxids mittels Flusssäure ist eine freischwebende Membran aus Polysilizium erzeugt worden, welche anschließend dotiert und thermisch aktiviert worden ist. Die hierfür benötigte Ätzöffnung seitlich der Kavität ist durch eine Abscheidung einer Passivierungsschicht im Low Pressure Chemical Vapour Deposition (LPCVD)-Verfahren verschlossen worden (vgl. Abb. 5.42). Die geometrische Abmessung der Membran beträgt $75 \mu\text{m} \times 75 \mu\text{m}$ und ist somit um den Faktor 9 größer als die der in dieser Arbeit hergestellten Membran.

Bei einem wirkenden Druck verringert sich die Distanz zwischen Gateelektrode und den Aktivgebieten. Es kommt zu einer Änderung der Gatekapazität. Diese wird mit steigendem Druck erhöht, sodass hier die kapazitive Wandlung Anwendung findet. Da die Aktivgebiete und insbesondere der Kanalbereich unterhalb der Kavität angeordnet sind, bleibt der piezoresistive Effekt aus. Der gemessene Druckbereich liegt

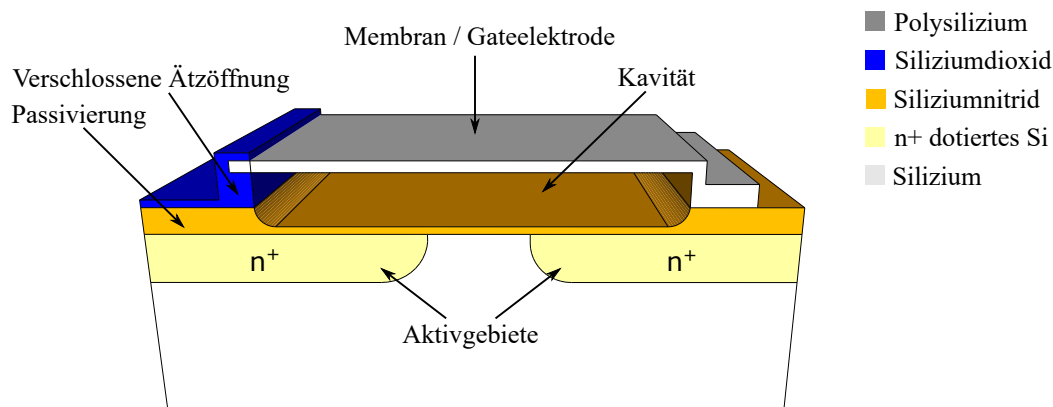


Abbildung 5.42.: Schematische Darstellung des in [Hyn+99] vorgestellten Drucksensors

zwischen 0 bis 80 psi (0 bis 5,6 bar) Überdruck und ist somit gut vergleichbar mit den in dieser Arbeit erzielten Ergebnissen. Das in [Hyn+99] vorgestellte druckabhängige Kennlinienfeld ist in Abb. 5.43 abgebildet. Die Messung ist bei einer Gate-Source-Spannung von 13 V aufgezeichnet worden. Es ist eine Empfindlichkeit des Sensors von $1,3 \mu\text{A}/\text{psi}$ angegeben. Dies entspricht einer Änderung von $14,5 \mu\text{A}/\text{bar}$. Der im Rahmen dieser Arbeit hergestellte Sensor weist eine gemittelte Empfindlichkeit von $0,06 \mu\text{A}/\text{bar}$ auf. Jedoch ist die während der elektrischen Charakterisierung verwendete Drain-Source-Spannung mit 2 Volt wesentlich geringer als die in [Hyn+99] verwendete Spannung von 11 Volt. Ein weiterer Grund für die weniger stark ausgeprägte Empfindlichkeit ist durch die um $1/9$ geringere Fläche der Membran zu erklären. Der direkte Zusammenhang zwischen der Größe der Membran und der resultierenden Druckempfindlichkeit ist bereits in Abschnitt 4.2.3 gezeigt worden.

Sämtliche Herstellungsschritte in [Hyn+99] sind mit Methoden der Oberflächenmikromechanik erfolgt, wodurch der vorgestellte Prozessablauf CMOS-kompatibel ist und sich somit in einen CMOS-kompatiblen Prozessablauf integrieren lässt. Aufgrund der notwendigen Hochtemperaturschritte beispielsweise während der LPCVD-Abscheidung und der Aktivierungstemperung eignet sich dieses Verfahren im Gegensatz zum der hier vorgestellten Verfahrenstechnik nicht für die Integration in einem Back-End-Prozess.

Ein weiteres Konzept, das auf der Verwendung eines Mosfets als Wandlerelement basiert und sich den Methoden der CMOS-MEMS Technik bedient, wird in [Dai+08] vorgestellt. Auch hier dient die drucksensitive Membran als bewegliche Gateelektrode, welche hierbei komplett von einer Siliziumdioxidschicht umschlossen ist. Die Aktivgebiete befinden sich unterhalb der Kavität. Die Membran ist mittels der Op-

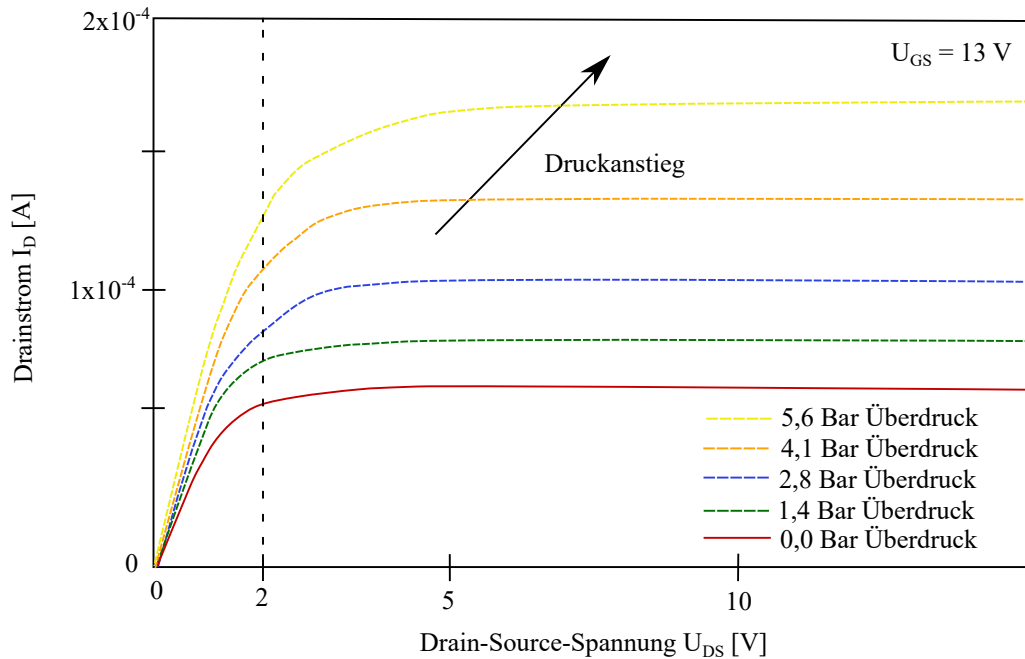


Abbildung 5.43.: In [Hyn+99] erzielten Messergebnisse bei einer Gate-Source-Spannung von 13 Volt bei einem Druckbereich von 0 bis 5,6 Bar Überdruck

ferschichttechnik hergestellt worden. Die hierfür erforderlichen Ätzöffnungen sind durch eine LPCVD-Abscheidung von Parylene verschlossen worden. Eine schematische Darstellung ist Abb. 5.44 zu entnehmen.

Die Kavität weist eine Größe von $85 \mu\text{m} \times 85 \mu\text{m}$ auf. Die Oxidschichten sind mit jeweils einer Dicke von $1 \mu\text{m}$ angegeben. Die Höhe der Kavität beträgt $0,65 \mu\text{m}$. Die druckempfindliche Einflussgröße auf den Drainstroms des Mosfets ist auch hier lediglich die Veränderlichkeit der Gatekapazität in Abhängigkeit vom Abstand der Membran zu den Aktivgebieten.

Um die Empfindlichkeit zu erhöhen, werden in dieser Veröffentlichung 16 solcher Drucksensoren parallel geschaltet, wodurch mit $22 \mu\text{A}/\text{bar}$ bei einer Drain-Source-Spannung von $3,3 \text{ V}$ und einer Gate-Source-Spannung von 5 V in einem Druckbereich von 0 bis 5 bar aufgelöst werden kann. Die Steigerung der Auflösung wird jedoch teuer durch Fläche erkaufte. Wie auch der in [Hyn+99] präsentierte Drucksensor benötigt die technologische Realisierung mehrere Hochtemperaturschritte. Somit ist auch dieses Sensorkonzept für eine Back-End-Prozess-Integration nicht geeignet.

Es lässt sich festhalten, dass der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Drucksensor im Bezug auf Empfindlichkeit den Drucksensoren anderer Forschergruppen teilweise unterlegen ist. Der messbare Druckbereich jedoch ist um bis zu 3 bar größer. Einen

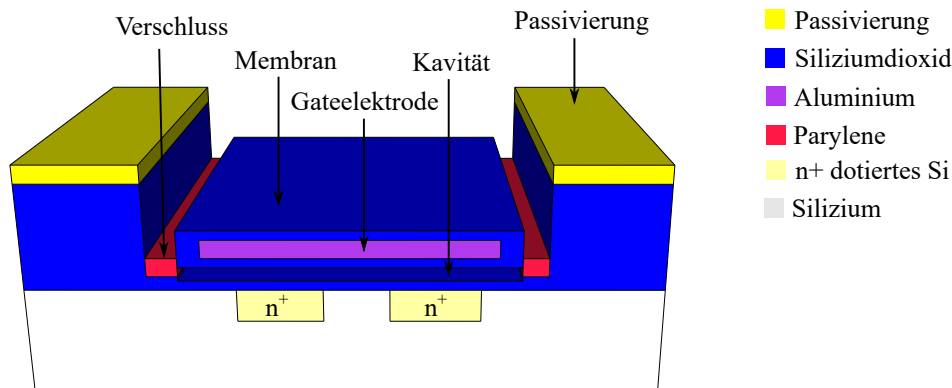


Abbildung 5.44.: Schematische Darstellung des in [Dai+08] vorgestellten Drucksensors

klaren Vorteil bietet der hier präsentierte Drucksensor in Bezug auf die erforderliche Membrangröße. Während das Konzept in [Dai+08] $16 \times 85 \mu\text{m} \times 85 \mu\text{m}$ und [Hyn+99] $75 \mu\text{m} \times 75 \mu\text{m}$ Fläche benötigt, sind für den hier entwickelten Drucksensor nur $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ an Fläche für die Membran notwendig. Während alle Drucksensoren CMOS-kompatibel herstellbar sind, eignet sich für eine Back-End-Integration lediglich der hier vorgestellte Drucksensor.

Die aufgeführten Vor- und Nachteile der Sensoren sind in Tabelle 5.13 vergleichend zusammengefasst.

Tabelle 5.13.: Zusammenfassender Vergleich zwischen [Hyn+99], [Dai+08] und dem hier vorgestellten Drucksensor

	[Hyn+99]	[Dai+08]	Dieser Drucksensor
Empfindlichkeit	14,5 $\mu\text{A}/\text{bar}$	22 $\mu\text{A}/\text{bar}$	0,06 $\mu\text{A}/\text{bar}$
Druckbereich (Überdruck)	0 - 5,6 bar	0 - 5 bar	0 - 8 bar
Größe der Membran	$75 \times 75 \mu\text{m}^2$	$16 \times 85 \times 85 \mu\text{m}^2$	$20 \times 20 \mu\text{m}^2$
CMOS-kompatibel	✓	✓	✓
Erfordert Temperatur	✓	✓	-
Back-End-Prozess geeignet	-	-	✓

6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Realisierbarkeit eines Back-End-Prozesses für die Integration eines Drucksensors als ein System-On-Top untersucht. Hierbei wurde ein Verfahren entwickelt, das die vertikale Herstellung eines Drucksensors im Niedertemperaturverfahren (max. Prozesstemperatur 450°C) ermöglicht, wodurch die wichtige Bedingung erfüllt ist, einen Drucksensor platz- und somit kostensparend oberhalb einer existierenden CMOS-kompatiblen Schaltung zu integrieren.

Für die technologische Realisierung des Sensorelements wurden zunächst die mechanischen Grenzen der erforderlichen Werkstoffe mittels der Finite-Elemente-Methode analysiert. Somit konnte die optimale mechanische Dimensionierung der drucksensitiven Siliziummembran bezüglich der gestellten Anforderungen ermittelt und adaptiert werden. Eine Membrangröße von $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ stellte sich hierbei als optimal in Bezug auf Steifheit der Membran und ihrer Empfindlichkeit gegenüber eines applizierten Drucks heraus.

Als Grundlage der vorgestellten Prozessabläufe diente die SOI-Technologie. Mit ihrer Hilfe steht eine Siliziumschicht als Funktionsschicht und eine vergrabene Siliziumdioxidschicht als Opferschicht bereit. Die Integration einer drucksensitiven Membran erfolgte innerhalb der Funktionsschicht, indem die Opferschicht unterhalb des Siliziums partiell mittels Flusssäure entfernt wurde. Im Gegensatz zu konventionell erwerbbaaren SOI-Substraten wurde das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Substrat mittels dem PECVD-Verfahren kosteneffizient selbst hergestellt. Um ein qualitativ hochwertiges amorphes Silizium zu erhalten, wurde die Abscheidung des Siliziums unter den Gesichtspunkten: Selektive Strukturierbarkeit während des reaktiven Ionenätzens, Ätzbeständigkeit gegenüber Flusssäure, mechanische Stabilität und elektrische Leitfähigkeit optimiert. Zum Erhalt der notwendigen Kavität im vergrabenen Oxid wurde der Ätzangriff mit Flusssäure dadurch ermöglicht, dass nanoskalige Ätzfenster im Silizium-Toplayer geöffnet worden sind. Hierbei kam die Elektronenstrahlolithographie zum Einsatz. Um die Ätzfenster abschließend wieder druckfest verschließen zu können, wurde die minimale Anzahl und Dimensionierung der Löcher untersucht und optimiert. Hierbei zeigte sich, dass vier $140\ \text{nm} \times 140\ \text{nm}$

große Öffnungen ausreichend sind um die gewünschte Membran zu erzeugen.

Anschließend wurden technologische Realisierungsmöglichkeiten verschiedener Wandlerelemente aufgezeigt und untersucht. Zunächst ist eine Wandlung basierend auf dem piezoresistiven Effekt untersucht worden. Hierbei zeigte sich, dass aufgrund der amorphen Kristallstruktur im CVD-Silizium der piezoresistive Effekt nicht nachweisbar ist. Somit ist eine Wandlung mittels implantierter Widerstände in amorphen Silizium nicht machbar. Des Weiteren ist es aufgrund der maximalen Prozesstemperatur von 450° C nicht möglich die implantierten Dotierstoffe hinreichend zu aktivieren, so dass rund 90 Prozent der eingebrachten Dotierstoffe auf Nebengitterplätzen verweilen. Ein weiteres Problem welches im Laufe der Messungen zeigte, ist die stark ausgeprägte Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der implantierten Widerstände.

Anschließend ist die Realisierbarkeit eines Kurzkanal MOS-Transistors als Wandlerelement untersucht worden. Hierbei zeigten sich ebenfalls zahlreiche technologische Herausforderungen. Für diese sind entsprechende Lösungsansätze entwickelt und untersucht wurden. So konnte beispielsweise die Problematik der unerwünschten Siliziumreste im Kanalbereich des Transistors nach dem reaktiven Ionenätzen durch einen geeigneten nasschemischen Ätzschritt mit Tetramethylammoniumhydroxid gelöst werden. Aufgrund der Beschränkung der maximalen Prozesstemperatur von 450° C war es hier ebenfalls nicht möglich die implantierten Dotierstoffe ausreichend zu aktivieren. Folglich ist die Integration eines MOS-Transistors mit kurzer Kanallänge als Wandlerelement in einem Back-End-Prozess ebenfalls nicht geeignet. Die Integration eines Pseudo-Mosfets konnte erfolgreich in einem Back-End-Prozess als Wandlerelement realisiert werden. Bei Betrachtung einer druckabhängigen Änderung des Drainstroms ist ein dominierender Einfluss durch die Änderung der Gatekapazität festzustellen, sodass hierbei eine Wandlung nach dem kapazitiven Prinzip erfolgte. Eine Druckerhöhung hatte eine Erhöhung des Drainstroms zur Folge. Durch die Verwendung des amorphen Siliziums konnte der dem entgegenwirkende piezoresistive Anteil unterdrückt werden. Dieser würde bei steigendem Druck den Drainstrom verringern. Da dies nicht der Fall ist, ist eine stärker ausgeprägte Modulation des Drainstroms unter einer Druckeinwirkung möglich, wodurch wiederum die erforderliche Gate-Source-Spannung um einen Faktor größer zwei im Vergleich zu [Pol14] verringert werden konnte. Von großem Vorteil ist die Einfachheit der technologischen Prozessführung des Ψ -Mosfets. Insbesondere kann hierbei auf eine Aktivierungstemperatur verzichtet werden. Die Herstellung des Ψ -Mosfets kann - bei Bedarf - bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Herstellungsverfahren ohne die Ver-

wendung der zeitintensiven Nutzung der Elektronenstrahlolithographie erfolgen. Dies würde wirtschaftlich gesehen eine kostengünstige Massenproduktion erlauben. Die in der vorliegenden Arbeit entwickelte Prozessführung für das gesamte Sensorelement (Kavität, Membran und Wandlerelement) ist im Niedertemperaturverfahren realisierbar, wodurch das Sensorelement in einem Back-End-Prozess oberhalb einer bestehenden CMOS-Schaltung integrierbar ist.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Drucksensor stellt in erster Linie einen Prototypen dar. Hierdurch soll sowohl die technologische Realisierbarkeit als auch die Bestätigung des Sensorkonzepts aufgezeigt werden. Während die Integration eines Ψ -Mosfets als Wandlerelement in einem Back-End-Prozess erfolgreich umgesetzt werden konnte, war die technologische Realisierung der piezoresistiven Widerstände in amorphem Silizium nicht machbar. Eine Möglichkeit der Integration temperatur- und spannungsstabiler Widerstände ohne die Notwendigkeit einer Dotierstoffaktivierung ist durch die Verwendung von sogenannten Metall-Dünnschichtwiderständen gegeben. In [Nac08] wird eine CMOS-kompatible Prozessführung zur Herstellung solcher Dünnschichtwiderstände vorgestellt. Diese sind durch die Abscheidung (mittels Kathodenzerstäubung) einer 5 nm dicken Titan- und einer 15 nm dicken Titantrichschicht bei einer Breite von 10 μm realisiert worden. Um strukturelle Defekte auszuheilen, wurden diese anschließend bei einer Temperatur von 200° C bis hin zu 450° C getempert. Da 450° C die maximal verwendete Prozesstemperatur des vorgestellten Prozessablaufs ist, ist die notwendige Prozessführung vollständig im Niedertemperaturverfahren durchführbar. Daher wäre die Integration der Metall-Dünnschichtwiderstände als Wandlerelement in einem Back-End-Prozess denkbar und könnte in weiterführenden Arbeiten genauer untersucht werden.

A. Betreute Abschlussarbeiten

A.1. Bachelorarbeiten

- ▶ **Emre Ecik:** Entwicklung einer neuartigen Auslesetechnologie für mikroelektronische mikromechanische Systeme, 2011
- ▶ **Dennis Engel:** Entwicklung eines CMOS-kompatiblen Niedertemperaturprozesses für die Herstellung von Thermogeneratoren, 2013
- ▶ **Dennis Habelmann:** Entwicklung eines CMOS-kompatiblen piezoresistiven Drucksensors, 2016
- ▶ **Johanna Heinrichsen:** Optimierung eines nanoskaligen CMOS-kompatiblen Drucksensors mittels Finite-Elemente-Methode, 2016
- ▶ **Kevin Pilgrim:** Optimierung eines MOS-Transistors als Wandlerelement mittels TCAD, 2016
- ▶ **Hendrik Schuh:** Simulation und Optimierung eines nanoskaligen CMOS-kompatiblen Drucksensors mittels Ansys, 2014
- ▶ **Stefan Slooten:** Optimierung eines plasmagestützten Niedertemperaturverfahrens zur Deposition nanokristalliner Siliziumschichten, 2013
- ▶ **Kai Stiens:** Schnelle Kalibrierung eines mikromechanischen 3-Achsen-Magnetometers mit Hilfe eines 3-Achsen-Drehratensensors, 2011
- ▶ **Ersoy Subasi:** Entwicklung und Aufbau einer nanoskaligen Beschleunigerstrecke für einen Photoelektronenionisationsdetektor, 2012

A.2. Masterarbeiten

- ▶ **Andreas Balkenohl:** Untersuchung von Kurzkanaleffekten bei Verspannung im Silizium, 2013

- ▶ **Dennis Engel:** Plasmadiagnostische Charakterisierung eines High Power Impul-
se Magnetron Sputtering (HiPIMS)-Plasmas, 2015
- ▶ **Jakob Zimmermann:** Prozessoptimierung von Nanotransistoren als Ausleseele-
ment für Drucksensoren, 2014

Literatur

- [Abd+14] L. Abdelghani u. a. »Modeling of silicon MEMS capacitive pressure sensor for biomedical applications«. In: *Design Test Symposium (IDT), 2014 9th International*. 2014, S. 263–266.
- [BC11] E.G. Bakhoun und M.H.M. Cheng. »High-Sensitivity Inductive Pressure Sensor«. In: *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on* 60.8 (2011), S. 2960–2966.
- [BIP06] BIPM. *Le Système international d’unités*. Techn. Ber. 2006.
- [Bre78] J.R. Brews. »A charge-sheet model of the {MOSFET}«. In: *Solid-State Electronics* 21.2 (1978), S. 345–355.
- [BWD84] G. Bacarani, M.R. Wordeman und R.H. Dennard. »Generalized scaling theory and its application to a 1/4 micrometer MOSFET design«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 31.4 (1984), S. 452–462.
- [Büt13] Stephanus Büttgenbach. *Mikromechanik: Einführung in Technologie und Anwendungen*. 2. Aufl. Springer Verlag, 2013.
- [Can+79] C. Canali u. a. »Piezoresistivity effects in MOS-FET useful for pressure transducers«. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 12.11 (1979).
- [Car08] François Cardarelli. *Materials Handbook. A Concise Desktop Reference*. London: Springer Verlag, 2008.
- [CC12] S. Chaurasia und B.S. Chaurasia. »Design and simulation of low pressure piezoresistive MEMS sensor using analytical models«. In: *Engineering and Systems (SCES), 2012 Students Conference on*. 2012, S. 1–5.
- [CH83] J.Y. Chi und R.P. Holmstrom. »Constant voltage scaling of FETs for high frequency and high power applications«. In: *Solid-State Electronics* 26.7 (1983), S. 667–670.
- [Che+10] Haihua Chen u. a. »Elastic Properties of Polycrystals in the Voigt-Reuss-Hill Approximation«. In: *Journal of Applied Physics* 107 (2010), S. 113–118.

- [Chu+90] J.E. Chung u. a. »Low-voltage hot-electron currents and degradation in deep-submicrometer MOSFETs«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 37.7 (1990), S. 1651–1657.
- [CL67] Morrel H. Cohen und J. Lekner. »Theory of Hot Electrons in Gases, Liquids, and Solids«. In: *Phys. Rev.* 158 (2 1967), S. 305–309.
- [CML00] S. Cristoloveanu, D. Munteanu und M.S.T. Liu. »A review of the pseudo-MOS transistor in SOI wafers: operation, parameter extraction, and applications«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 47.5 (2000), S. 1018–1027.
- [Col86] J. Colinge. »Subthreshold slope of thin-film SOI MOSFET's«. In: *Electron Device Letters, IEEE* 7.4 (1986), S. 244–246.
- [CR86] Savvas G. Chamberlain und S. Ramanan. »Drain-induced barrier-lowering analysis in VSLI MOSFET devices using two-dimensional numerical simulations«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 33.11 (1986), S. 1745–1753.
- [CWH11] Karl-Hermann Cordes, Andreas Waag und Nicolas Heuck. *Integrierte Schaltungen*. Pearson Studium, 2011.
- [Dai+08] Ching-Liang Dai u. a. »Micro {FET} pressure sensor manufactured using CMOS-MEMS technique«. In: *Microelectronics Journal* 39.5 (2008), S. 744–749.
- [Den+74] R.H. Dennard u. a. »Design of ion-implanted MOSFET's with very small physical dimensions«. In: *Solid-State Circuits, IEEE Journal of* 9.5 (1974), S. 256–268.
- [DK80] Luong Mo Dang und M. Konaka. »A two-dimensional computer analysis of triode-like characteristics of short-channel MOSFET's«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 27.8 (1980), S. 1533–1539.
- [DT88] M. Patrick Dugan und Thomas Tsakalakos. »Low temperature characterization of Al-Si diffusion kinetics«. In: *Superlattices and Microstructures* 4.4–5 (1988), 565–570.
- [EM12] P Eswaran und S Malarvizhi. »Design Analysis of MEMS Capacitive Differential Pressure Sensor for Aircraft Altimeter«. In: *International Journal of Applied Physics and Mathematics* 2.1 (2012), S. 14–20.

- [Esa+97] F. Esaka u. a. »Comparison of surface oxidation of titanium nitride and chromium nitride films studied by x-ray absorption and photoelectron spectroscopy«. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A* 15.5 (1997), S. 2521–2528.
- [Fie+94] C. Fiegna u. a. »Scaling the MOS transistor below 0.1 μm : methodology, device structures, and technology requirements«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 41.6 (1994), S. 941–951.
- [Gie02] Thomas Giebel. *Grundlagen der CMOS-Technologie*. 1. Aufl. Teubner, 2002.
- [Glü05] Markus Glück. *MEMS in der Mikrosystemtechnik*. 1. Aufl. Teubner, 2005.
- [Han+93] H. Hanafi u. a. »The Design, Fabrication and Characterization of 0.15 μm MOS Devices«. In: *Solid State Device Research Conference, 1993. ESSDERC '93. 23rd European*. 1993, S. 181–184.
- [Heu91] A. Heuberger. *Mikromechanik*. 1. Aufl. Springer Verlag, 1991.
- [HHQ07] Fang He, Qing-An Huang und Ming Qin. »A silicon directly bonded capacitive absolute pressure sensor«. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 135.2 (2007), S. 507–514.
- [Hil07] Ulrich Hilleringmann. *Mikrosystemtechnik - Prozessschritte, Technologien, Anwendungen*. 1. Aufl. Teubner, 2007.
- [Hil08] Ulrich Hilleringmann. *Silizium-Halbleitertechnologie*. 5. Aufl. Teubner, 2008.
- [HMS14] Günther Holzmann, Heinz Meyer und Georg Schumpich. *Technische Mechanik Festigkeitslehre*. 11. Aufl. Springer Vieweg Verlag, 2014.
- [HNK10] Matthew A. Hopcroft, William D. Nix und Thomas W. Kenny. »What is the Young's Modulus of Silicon?«. In: *Journal of microelectromechanical systems* 19/2 (2010), S. 229–238.
- [HS12] Ekbert Hering und Gert Schönfelder. *Sensoren in Wissenschaft und Technik*. 1. Aufl. Springer Vieweg, 2012.
- [Hu+85] Chenming Hu u. a. »Hot-electron-induced MOSFET degradation - Model, monitor, and improvement«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 32.2 (1985), S. 375–385.

- [Hyn+99] E. Hynes u. a. »Development and characterisation of a surface micromachined {FET} pressure sensor on a {CMOS} process«. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 76.1–3 (1999), S. 283–292.
- [Joa+93] H.-O. Joachim u. a. »Simulation and two-dimensional analytical modeling of subthreshold slope in ultrathin-film SOI MOSFETs down to 0.1 μm gate length«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 40.10 (1993), S. 1812–1817.
- [Jos60] W. Jost. 3. Aufl. Academic Press INC. New York, 1960.
- [Jou12] Karl Jousten. *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. 11. Aufl. Springer Vieweg, 2012.
- [Kal09] Klaus Kallis. »Lithographieunabhängige nanoskalige MOS-Technologie auf Bulk-Silizium«. In: (2009).
- [Kan82] Yozo Kanda. »A Graphical Representation of the Piezoresistance Coefficients in Silicon«. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* ED-29.1 (1982).
- [KBd93] Ben Kloock, H. H. Bau und N. F. deRooij. *Sensors*. Bd. 7. Wiley-VCH, 1993, S. 145–172.
- [Kha94] A. D. Khazan. *Transducers and Their Elements*. PTR Prentice Hall, 1994.
- [KK79] N. Kotani und S. Kawazu. »Computer analysis of punch-through in {MOSFETs}«. In: *Solid-State Electronics* 22.1 (1979), S. 63–70.
- [LCS70] P. G. Le Comber und W. E. Spear. »Electronic Transport in Amorphous Silicon Films«. In: *Phys. Rev. Lett.* 25 (8 1970), S. 509–511.
- [Leo06] Cornelius T. Leondes. *MEMS/NEMS. Handbook Techniques and Applications*. New York: Springer Verlag, 2006.
- [Läp11] Volker Läßle. *Einführung in die Festigkeitslehre*. 3. Aufl. Vieweg+Teubner Verlag, 2011.
- [MMP05] Wolfgang Menz, Jürgen Mohr und Oliver Paul. *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*. 3. Aufl. Wiley-VCH, 2005.
- [Moo65] Gordon E. Moore. »Cramming more components onto integrated circuits«. In: *Electronics* 38.8 (Apr. 1965).

- [MR00] Ayhan A. Mutlu und M. Rahman. »Two-dimensional analytical model for drain induced barrier lowering (DIBL) in short channel MOSFETs«. In: *Southeastcon 2000. Proceedings of the IEEE*. 2000, S. 340–344.
- [MS95] Dieter Maier-Schneider. *Dissertation: LPCVD-Polysilizium in der Mikromechanik. Bestimmung der elastischen Eigenschaften*. Berlin, 1995.
- [Nac08] Dirk Nachrodt. *Dissertation: Temperaturstabile Dünnschichtwiderstände aus Ti/TiN und Ti/NiCr mit niedrigem Temperaturkoeffizienten und ihre Integration in einen Standard-CMOS-Prozess*. Universität Duisburg-Essen, 2008.
- [NT04] T. Numata und S. Takagi. »Device design for subthreshold slope and threshold voltage control in sub-100-nm fully depleted SOI MOSFETs«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 51.12 (2004), S. 2161–2167.
- [Pac+85] A. Paccagnella u. a. »Silicon diffusion in aluminium«. In: *Thin Solid Films* 128.3 (1985), S. 217–223.
- [Pan+09] Cheng Pang u. a. »An advantageous fabrication technology to integrate pressure sensor into multi-sensor for micro weather station«. In: *Nano/-Micro Engineered and Molecular Systems, 2009. NEMS 2009. 4th IEEE International Conference on*. 2009, S. 270–273.
- [Pet+90] Kurt Petersen u. a. »Ultra-stable, high-temperature pressure sensors using silicon fusion bonding«. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 21.1–3 (1990). Proceedings of the 5th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators and Eurosensors {III}, S. 96–101.
- [Pol14] Remigius R. Poloczek. *Nanostrukturierter CMOS-kompatibler Drucksensor*. 1. Aufl. Theophano Verlag Münster, 2014.
- [Pue+90] B. Puers u. a. »A capacitive pressure sensor with low impedance output and active suppression of parasitic effects«. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 21.1–3 (1990). Proceedings of the 5th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators and Eurosensors {III}, S. 108–114.
- [Rim+95] K. Rim u. a. »Enhanced hole mobilities in surface-channel strained-Si p-MOSFETs«. In: *Electron Devices Meeting, 1995. IEDM '95., International*. 1995, S. 517–520.
- [Sah64] C.T. Sah. »Characteristics of the metal-Oxide-semiconductor transistors«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 11.7 (1964), S. 324–345.

- [Sch87] Klaus Schumacher. *Integrationsgerechter Entwurf analoger MOS-Schaltungen*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 1987.
- [Sch90] A. Schlachetzki. *Halbleiter-Elektronik*. Teubner Studienbücher, 1990.
- [Sei+90] H. Seidel u. a. »Anisotropic Etching of Crystalline Silicon in Alkaline Solutions«. In: *The Electrochemical Society* 137.11 (1990), S. 3612–3626.
- [SH68] H. Shichman und D. Hodges. »Modeling and simulation of insulated-gate field-effect transistor switching circuits«. In: *Solid-State Circuits, IEEE Journal of* 3.3 (1968), S. 285–289.
- [SK90] James T. Suminto und Wen H. Ko. »Pressure-sensitive insulated gate field-effect transistor (PSIGFET)«. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 21.1–3 (1990). Proceedings of the 5th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators and Eurosensors {III}, S. 126–132.
- [Smi54] Charles S. Smith. »Piezoresistance Effect in Germanium and Silicon«. In: *Phys. Rev.* 94 (1 1954), S. 42–49.
- [SS03] K. Sato und M. Shikida. »Nanometer physics in microsystem research: reversed anisotropy observed in wet chemical etching of silicon«. In: *Micromechatronics and Human Science, 2003. MHS 2003. Proceedings of 2003 International Symposium on.* 2003, S. 33–38.
- [SS91] G. Schumicki und P. Seegebrecht. *Prozeßtechnologie*. Springer-Verlag, 1991.
- [SVB86] A.J. Sprenkels, J.A. Voorthuyzen und P. Bergveld. »A theoretical analysis of the electret air-gap field-effect structure for sensor applications«. In: *Sensors and Actuators* 9.1 (1986), S. 59–72.
- [Sze85] S. M. Sze. *Semiconductor Devices, Physics and Technology*. New York: John Wiley & Sons, 1985.
- [Tas+96] N. Tas u. a. »Stiction in surface micromachining«. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 6.4 (1996).
- [Thu11] Frank Thuselt. *Physik der Halbleiterbauelemente*. 2. Aufl. Springer, 2011.
- [TIS10] Toshiyuki Tsuchiya, Atsuko Inoue und Jiro Sakata. »Tensile testing of insulating thin films; humidity effect on tensile strength of SiO₂ films«. In: *Sensors and Actuators* 82 (2010), S. 286–290.

-
- [Tro74] R.R. Troutman. »Subthreshold design considerations for insulated gate field-effect transistors«. In: *Solid-State Circuits, IEEE Journal of* 9.2 (1974), S. 55–60.
- [Tro79] R.R. Troutman. »VLSI limitations from drain-induced barrier lowering«. In: *Solid-State Circuits, IEEE Journal of* 14.2 (1979), S. 383–391.
- [TS94] Harland G. Tompkins und James A. Sellers. »Oxidation of TiN in an oxygen plasma asher«. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A* 12.4 (1994), S. 2446–2450.
- [VB85] J.A. Voorthuyzen und Piet Bergveld. »Theoretical considerations in the design of integrated semiconductor sensors applying electrets«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 32.7 (1985), S. 1185–1190.
- [VB88] J.A. Voorthuyzen und P. Bergveld. »The pressfet: an integrated electret-mosfet based pressure sensor«. In: *Sensors and Actuators* 14.4 (1988), S. 349–360.
- [VZ06] F. Völklein und T. Zetterer. *Praxiswissen Mikrosystemtechnik*. 2. Aufl. Vieweg Verlag, 2006.
- [WCM90] D.J. Wouters, J. Colinge und H.E. Maes. »Subthreshold slope in thin-film SOI MOSFETs«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 37.9 (1990), S. 2022–2033.
- [WE07] Hans-Günter Wagemann und Heinz Eschrich. *Photovoltaik - Solarstrahlung und Halbleitereigenschaften*. 1. Aufl. Teubner, 2007.
- [WH11] N. H. E. Weste und D. M. Harris. *CMOS VLSI Design - A Circuits and Systems Perspective*. 4. Aufl. Addison Wesley, 2011.
- [WHG94] J. Welser, J.L. Hoyt und J.F. Gibbons. »Electron mobility enhancement in strained-Si n-type metal-oxide-semiconductor field-effect transistors«. In: *Electron Device Letters, IEEE* 15.3 (1994), S. 100–102.
- [YF95] Ping Chin Yeh und J.G. Fossum. »Physical subthreshold MOSFET modeling applied to viable design of deep-submicrometer fully depleted SOI low-voltage CMOS technology«. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 42.9 (1995), S. 1605–1613.
- [Yu+12] Hui-Yang Yu u. a. »A MEMS capacitive pressure sensor compatible with CMOS process«. In: *Sensors, 2012 IEEE*. 2012, S. 1–4.

Literatur

- [Zha+08] Zhao-Hua Zhang u. a. »A novel MEMS pressure sensor with MOSFET on chip«. In: *Sensors, 2008 IEEE*. 2008, S. 1564–1567.