

Miniaturisierung von Beschleunigungssensoren auf Basis des Tunneleffekts

Miniaturisation of accelerometers based on the tunneling effect

Von der Fakultät Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

von

Michael Haub, M.Sc.

aus Schorndorf

Hauptberichter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. André Zimmermann
Mitberichter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Bernd Gundelsweiler

Tag der mündlichen Prüfung: 05.10.2022

Institut für Mikrointegration der Universität Stuttgart
2023

Widmung

Meiner Verlobten
Stephanie

Danksagung

In dieser Arbeit wurde ich durch viele Gespräche und Diskussionen von einigen Personen fachlich und mental unterstützt. Dafür möchte ich mich herzlich bedanken!

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. André Zimmermann für die Übernahme und Ermöglichung meines Promotionsvorhabens, die Korrektur meiner Arbeit, den vielen Rat und insbesondere die offene Türe sowie den einfachen Zugang zum gemeinsamen Gespräch. Außerdem möchte ich dem Vordenker dieses Forschungsprojekts Herrn Prof. Dr.-Ing. Hermann Sandmaier für das Anvertrauen dieser Arbeit und die vielen regen Diskussionen danken. Ebenso möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Bernd Gundelsweiler für die Unterstützung als Mitberichter danken. Weiter gilt mein Dank Prof. Dr.-Ing. Stephan Reichelt für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Ganz herzlich möchte ich mich bei meinen Kolleginnen und Kollegen vom Institut für Mikrointegration der Universität Stuttgart für das angenehme Arbeitsumfeld und den Support bedanken. Ich war immer gerne am Institut und habe die gemeinsame Zeit sehr geschätzt. Besonders hervorheben möchte ich in diesem Zusammenhang Dr. Thomas Günther, der mich als Mentor durch viele Gespräche und Diskussionen nicht nur fachlich sondern auch in der persönlichen Entwicklung sehr unterstützt und geformt hat. Außerdem möchte Dr. Martin Bogner und Dr.-Ing. Sebastian Hummel für die zahlreichen und anregenden Diskussionen sowie die hervorragende Unterstützung während der gesamten Zeit danken. Weiter möchte ich mich bei Ernst Müller für den großartigen technischen Rat und Support bei der Herstellung und Bestückung der Leiterplatten bedanken. Für materialtechnische Untersuchungen stand mir auch immer wieder Petra Kalizan unterstützend zur Seite, wofür ich ihr sehr dankbar bin.

Dem ganzen Institut für technische Optik möchte ich meinen herzlichen Dank aussprechen, mich immer sehr freundlich in den eigenen Räumlichkeiten aufgenommen zu haben. Hier gilt mein besonderer Dank Thomas Schoder für den technischen Support im Nanomesslabor. Außerdem danke ich meinem Freund Alexander Gröger für die vielen Diskussionen und den objektiven kritischen Blick auf meine Arbeit.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern Dorothee und Stephan, und meiner Verlobten Stephanie bedanken, die mich während der ganzen Zeit immer wieder gestärkt, aufgebaut und unterstützt haben. In der intensivsten Phase meiner Schreibarbeiten war der Rückzug im elterlichen Haus für mich besonders wertvoll. Dass ich mich immer wieder zurückziehen durfte und mir viel Freiraum gegeben wurde, um meine Dissertation zu Papier zu bringen, war für mich persönlich entscheidend, um meine Arbeit erfolgreich abzuschließen.

Die Grundlage für diese Dissertation bildet das Projekt *ERNST* (Projektnummer: 321474168), welches durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) gefördert wurde. Mein herzlicher Dank gilt daher der DFG für die Förderung des Vorhabens.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	V
Symbolverzeichnis	IX
Zusammenfassung	XIII
Abstract	XV
Veröffentlichungen	XVII
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	2
1.2 Zielsetzung und Hypothese	3
1.3 Methoden	4
1.4 Aufbau der Arbeit	5
2 Stand der Technik	9
2.1 Einleitung	9
2.2 Kommerzielle Beschleunigungssensorik und ihre Grenzen	10
2.2.1 Kapazitive Sensoren	11
2.2.2 Piezoresistive Sensoren	12
2.2.3 Piezoelektrische Sensoren	13
2.2.4 Thermische Sensoren	13
2.2.5 Weitere Wandlerprinzipien	14
2.3 Tunneleffekt in Natur und Technik	15
2.3.1 Bedeutung in der Natur	15
2.3.2 Rastertunnelmikroskopie	16
2.3.3 Flash-Speicher	16
2.3.4 Tunneldiode	18
2.4 Beschleunigungssensoren auf Basis des Tunneleffekts - ein Rückblick	19
2.4.1 Baski et al. (1988), Waltman et al. (1989) und Kenny et al. (1990-1991) .	21
2.4.2 Rockstad et al. (1996)	24

2.4.3	Liu et al. (1998)	24
2.4.4	Yeh et al. (1995 - 1998)	25
2.4.5	Kubena et al. (1996 - 1999)	26
2.4.6	Zavracky et al. (1996)	27
2.4.7	Hartwell et al. und Burgner et al. (1998 - 2009)	28
2.4.8	Strobelt (2000)	29
2.4.9	Dong et al. (2005) und Miao et al. (2007)	30
2.4.10	Patra et al. (2009-2010)	30
2.5	REM/ FIB Dualbeam-System	30
2.5.1	Funktionsweise	30
2.5.2	Anwendung und Einsatzgebiete	35
2.5.3	Platin-Kohlenstoff-Verbundmaterial	36
2.6	Zusammenfassung	39
3	Auslegung miniaturisierter Beschleunigungssensoren	41
3.1	Einleitung	41
3.2	Designprozess	42
3.2.1	Abhängige Parameter	43
3.2.2	Iterative Auslegung	43
3.3	Gesamtsystem	48
3.3.1	Sensorkomponenten und funktioneller Aufbau	48
3.3.2	Mess- und Steuerungstechnik	49
3.3.3	Transimpedanzverstärkung	50
3.3.4	Umgebungsbedingungen und Handhabung	51
3.4	Tunneleffekt	51
3.4.1	Tunnelwahrscheinlichkeit	51
3.4.2	Tunnelstrom	53
3.4.3	Tunnelkontakte für Metall-, Halbleiter- und Isolator- Kombinationen	56
3.4.4	Einflüsse der Elektrodengeometrie auf den Tunneleffekt	61
3.4.5	Kräfte zwischen den Elektroden	65
3.4.6	Auslegung der Tunnelelektroden	71
3.5	Mechanik	74
3.5.1	Anforderungen	76
3.5.2	Konzepte zur Miniaturisierung der Sensorstruktur	78
3.5.3	Berechnung und Simulation des Feder-Masse-Systems	80
3.6	Dämpfungsmechanismen und Rauschbeiträge	85
3.6.1	Squeeze-Film-Dämpfung	85
3.6.2	Thermisches Rauschen	87
3.6.3	Schrotrauschen	88

3.6.4	Begrenzung der Auflösung bei Annäherung der Tunnelelektroden	88
3.6.5	Ergebnisse	89
3.7	Elektrostatik	90
3.7.1	Grundlagen	90
3.7.2	Randbedingungen und Anforderungen	90
3.7.3	Berechnung und Simulation der Aktoren	92
3.7.4	Ergebnisse	93
3.8	Zusammenfassung	96
4	Herstellung miniaturisierter Beschleunigungssensoren	99
4.1	Einleitung	99
4.2	MEMS-Chip	100
4.2.1	Designregeln	100
4.2.2	Sensorstrukturen	104
4.2.3	Gesamtchip	106
4.3	Breakoutboard	108
4.4	Tunnelelektroden	109
4.4.1	Untersuchung von FIB/FEB-Geometrien	109
4.4.2	Variante 1 - Tunnelelektroden durch gezieltes Abscheiden	113
4.4.3	Variante 2 - Tunnelelektroden durch Abscheiden und nachträgliches Strukturieren	114
4.4.4	Variante 3 - Tunnelelektroden durch Aufschmelzen	115
4.4.5	Variante 4 - Tunnelelektroden durch Strukturierung der Goldschicht . . .	116
4.4.6	Herausforderungen bei der Herstellung	120
4.5	Zusammenfassung	123
5	Untersuchung von PtC-Tunnelelektroden	125
5.1	Einleitung	125
5.2	Material- und Gefügeanalyse	126
5.2.1	Transmissionselektronenmikroskopie	126
5.2.2	Energiedispersive Röntgenspektroskopie	134
5.3	Analyse elektronischer Parameter	138
5.3.1	Widerstandsbetrachtung	138
5.3.2	Rastertunnelmikroskopie	141
5.4	Zusammenfassung	146
6	Messtechnische Charakterisierung	149
6.1	Einleitung	149
6.2	Versuchsaufbau	149
6.2.1	Hardware	150

6.2.2	Software	152
6.3	Messungen	154
6.3.1	Applikation hergestellter Tunnelelektroden	154
6.3.2	Nachweis des Tunneleffekts, Messbereich und Empfindlichkeit	159
6.3.3	Betriebspunkt, Sensorstabilität und -rauschen	162
6.3.4	Beschleunigungsäquivalente Anregung und Abhängigkeit von der Tunnelspannung	164
6.3.5	Messung unter atmosphärischen Bedingungen	166
6.4	Zusammenfassung	168
7	Diskussion	171
7.1	Einleitung	171
7.2	Miniaturisierung, Sensorparameter und Randbedingungen	171
7.3	Sensorherstellung	174
7.4	Materialanalyse und Begrenzungen durch PtC	177
7.5	Messergebnisse und Vergleich zur Literatur	179
8	Fazit und Ausblick	183
	Literaturverzeichnis	187
	Liste eigener Veröffentlichungen	199

Abkürzungsverzeichnis

Au	Gold
ber.	berechnet
BMM	Bulkmikromechanik
BNC	Bayonet Neill Concelman
BSE	Backscattered Electrons
CAD	Computer-Aided Design
C	Kohlenstoff
Cu	Kupfer
CH	Channel
DLC	Diamon like Carbon
DNA	Desoxyribonukleinsäure
EDX	Energiedispersive Röntgenspektroskopie
ENEPIG	Electroless Nickel Electroless Palladium Immersion Gold
FBID	Focused Beam Induced Deposition
FEBID	Focused Electron Beam Induced Deposition
FEB	Focused Electron Beam
FEG	Field Emission Gun
FEM	Finite-Elemente-Methode
FFC/FPC	Flexible Flat Cable/ Flexible Printed Circuit
FCC	Face Centered Cubic
FIB	Focused Ion Beam
FIBID	Focused Ion Beam Induced Deposition
FMS	Feder-Masse-System
FMD	Feder-Masse-Dämpfer
FMDS	Feder-Masse-Dämpfer-Systeme

FR4	Flame Retardant 4
FFT	Fast Fourier Transformation
FGMOS	Floating Gate-Transistoren
GIS	Gas Injection System
Ga	Gallium
GND	Ground
HOPG	Highly Oriented Pyrolytic Graphite
HA	Hauptaktor
JFET	Junction-Field-Effekt-Transistoren
LDOS	Local Density of States
LP	Leiterplatte
KOH	Kaliumhydroxid Ätztechnik
MEMS	Mikroelektromechanisches System
NEMS	Nanoelektromechanisches System
OMM	Oberflächenmikromechanik
O	Sauerstoff
PtC	Platin-Kohlenstoff
PolySi	Polysilizium
Pt	Platin
PtIr	Platin-Iridium
REM	Rasterelektronenmikroskop
RTM	Rastertunnelmikroskopie
RTS	Rastertunnelspektroskopie
RIE	reaktives Ionenätzen
SCREAM	Single-Crystal Reactive Etching and Metallization
SE	Sekundärelektronen
SiO	Siliziumoxid
SMU	Source Measuring Unit
SOI	Silicon-on-Insulator
SAED	Selected Area Electron Diffraction
SA	Selbsttestaktor

SFD	Squeeze-Film-Dämpfung
TEM	Transmissionselektronenmikroskopie
HRTEM	Hochauflösende Transmissionselektronenmikroskopie
TNEA	Thermal Noise Equivalent Acceleration
VdW	Van der Waals
WLCSP	Wafer-Level Redistribution Chip Scale Package
ZIF	Zero Insertion Force

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

A	Beliebige Fläche	m^2
A_{gesamt}	Flächenbedarf einer Sensorstruktur	m^2
A_e	Fläche eines Plattenkondensators/ elektrostatischen Aktors	m^2
A_t	Fläche einer Tunnelelektrode	m^2
A_i	Teilfläche einer Tunnelelektrode	m^2
A_{PtC}	Querschnittsfläche eines PtC-Stegs	m^2
a	Beliebige Beschleunigung	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$
\vec{B}	Magnetische Flussdichte	T
B	Bandbreite der Messung	Hz
b	Beliebige Breite	m
d	Beliebiger Abstand oder Dämpfungskonstante	$\text{m} / \frac{\text{kg}}{\text{s}}$
d_t	Abstand der Tunnelelektroden	m
d_e	Abstand der Kondensatorplatten	m
d_{hkl}	Netzebenenabstand im Kristallgitter mit den Miller-Indizes h, k und l	Å
d_{SF}	Dämpfungskonstante durch den Squeeze-Film Effekt	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$
e	Elementarladung	C
e^-	Elektron	
\vec{E}	Elektrische Feldstärke	$\frac{\text{V}}{\text{m}}$
E	Energie eines Systems oder Elastizitätsmodul	J / Pa
E_F	Fermie-Energie	eV
E_A	Austrittsarbeit	eV
E_μ	Energie der Tunnelspitze	eV
E_v	Energie der Probe	eV
F	Beliebige Kraft	N
F_a	Kraft durch eine einwirkende Beschleunigung	N
F_e	Kraft durch eine elektrostatische Belastung	N

F_k	Rückstellende Federkraft	N
F_d	Dämpfungskraft	N
F_{an}	Anziehende Kräfte zwischen den Tunnelelektroden	N
F_{VdW}	Van der Waals-Kraft	N
F_{cap}	Kapillarkraft	N
F_L	Lorentzkraft	N
f_E	Fermifunktion	
f_0	Resonanzfrequenz	Hz
g	Erdbeschleunigung	$\frac{m}{s^2}$
Ga^+	Galliumionen	
\hbar	Reduziertes Planksches Wirkungsquantum	J s
h	Schichtdicke	m
H	Hamakerkonstante	J
I_t	Tunnelstrom	A
I_{Schrot}	Schrotrauschstrom	A
I	Flächenträgheitsmoment	m^4
$j_{\mu\nu}$	Stromdichte zwischen Tunnelspitze und Probe	$\frac{A}{m^2}$
k	Beliebige Federsteifigkeit	$\frac{N}{m}$
k_a	Zur Beschleunigung äquivalente Steifigkeit	$\frac{N}{m}$
k_t	Zur Tunnelelektrode äquivalente Steifigkeit	$\frac{N}{m}$
k_e	Zum Aktor äquivalente Steifigkeit	$\frac{N}{m} / \frac{V}{nm}$
k_b	Boltzmann-Konstante	$\frac{J}{K}$
Kn	Knudsenzahl	
k_1, k_2, k_3	Reziproke Abklinglänge der Wellenfunktion	$\frac{1}{m}$
l_b, b_b, d_b	Länge, Breite und Dicke eines Federbalkens	m
l_t, b_t, d_t	Länge, Breite und Dicke eines Steges für die Tunnelelektroden	m
l_m, b_m, d_m	Länge, Breite und Dicke einer seismischen Masse	m
l_e, b_e	Länge und Breite einer elektrostatischen Aktorfläche	m
l_{char}	Charakteristische Länge einer Strömung	m
l_{PtC}	Länge eines PtC-Steges	m
m	Seismische Masse	kg
m_e	Elektronenmasse	kg
$M_{\mu\nu}$	Tunnelmatrizelement	
M	Beliebiges Moment	N m
M_a	Moment durch eine einwirkende Beschleunigung	N m
M_t	Moment durch anziehende Kräfte an den Tunnelelektroden	N m
q	Ladung eines Teilchens	C
P_t	Position einer Tunnelelektrode	
P_a	Position einer Einspannung des Federbalkens	

Q	Güte	
$R_{,r}$	Beliebiger Radius	m
R_t	Radius einer Tunnelelektrode	m
$R_{t,r}$	Krümmungsradius einer Tunnelelektrode	m
$R_{t,A}$	Flächenradius einer Tunnelelektrode	m
R_{ge}	Radius der Gegenelektrode	m
r_i	Radius einer Teilfläche	m
R_a	Mittenrauwert	μm
r_0	Mittelpunkt der Tunnelspitze	
R_{gesamt}	Gesamtwiderstand	Ω
R_Z	Widerstand der Zuleitungen	Ω
T	Tunnelwahrscheinlichkeit oder Raumtemperatur	1 / K
$TNEA$	Thermal Noise Equivalent Acceleration	$\frac{\text{g}}{\sqrt{\text{Hz}}}$
t	Zeit	s
U_t	Tunnelspannung	V
U_e	Spannung am elektrostatischen Aktor	V
U_{VdW}	Potential durch eine Van der Waals-Wechselwirkung	J
\vec{v}_e	Geschwindigkeit eines Elektrons	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
V	Potentielle Energie	eV
V_0	Höhe der Potentialbarriere	eV
x	Beliebige Auslenkung	m
x_{tip}	Auslenkung einer Tunnelelektrode	m
x_b	Auslenkung eines Federbalkens	m
x_t	Auslenkung einer Tunnelelektrode durch Neigung des Federbalkens	m
\dot{x}	Geschwindigkeit	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
\ddot{x}	Beschleunigung	$\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$
w_x	Querstabilität in x-Richtung	m
w_y	Querstabilität in y-Richtung	m
z_i	Abstand einer Teilfläche	m

Griechische Symbole

α	Konstante zur Berechnung des Tunnelstroms	$\frac{1}{\sqrt{eVA}}$
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante	$\frac{A \cdot s}{V \cdot m}$
ϵ_r	Permittivität des umgebenden Mediums	
ρ	Spezifischer Widerstand oder Dichte eines Materials	$\Omega \cdot \mu m / \frac{kg}{m^3}$
ρ_{PtC}	Spezifischer Widerstand von PtC	$\Omega \cdot \mu m$
ρ_b	Materialdichte des Federbalkens	$\frac{kg}{m^3}$
ρ_m	Materialdichte der seismischen Masse	$\frac{kg}{m^3}$
ρ_S	Lokale Zustandsdichte der Tunnelspitze	$\frac{1}{eV \cdot m^3}$
ρ_P	Lokale Zustandsdichte der Probe	$\frac{1}{eV \cdot m^3}$
Ψ	Wellenfunktion	$\frac{1}{\sqrt{m^3}}, \frac{1}{m}, \frac{1}{\sqrt{m}}$
ψ_μ	Energetischer Zustand der Tunnelspitze	eV
ψ_v	Energetischer Zustand der Probe	eV
δ	Funktion zur Energieerhaltung bei elastischem Tunneln	
Φ	Effektive Barrierenhöhe, Austrittsarbeit	eV
φ	Neigungswinkel eines Federbalkens	rad, °
γ	Grenzflächenenergie	J
μ	Viskosität	Pa s
λ	Mittlere freie Weglänge	nm

Zusammenfassung

Die weitere Miniaturisierung von Beschleunigungssensoren stößt unter Verwendung herkömmlicher Wandlerprinzipien aufgrund der Skalierungsgesetze bei einer isometrischen Verkleinerung der Sensorstrukturen an ihre Grenzen. In dieser Arbeit wird die Miniaturisierung von Beschleunigungssensoren daher durch den Einsatz einer hochsensitiven quantenmechanischen Tunnelstrecke untersucht. Die theoretische Auslegung der Sensorstrukturen bedarf einer eingehenden Analyse der Zusammenhänge zwischen dem Tunneleffekt, der geometrischen Form und Größe der Feder-Masse-Systeme (FMS) sowie der Parameter der elektrostatischen Aktorik. Die Ergebnisse zeigen zwei Modelle mit einfachem (M1) und spiralförmigem (M2) Federbalken sowie zusätzlicher seismischer Masse und elektrostatischer Aktorik. Durch die geringere Steifigkeit kann mit M2 bei gleichbleibender Empfindlichkeit eine weitere Miniaturisierung erfolgen. Die Tunnelstrecke wird an der Position der größten Empfindlichkeit integriert. Die Steifigkeit der Strukturen ist durch die anziehenden Kräfte zwischen den Tunnelelektroden bei Abständen weniger nm begrenzt. Der Flächenbedarf der Sensorkernfläche (M1 & M2) beträgt einige $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Die Implementierung der Tunnelelektroden erfolgt, nach Herstellung der Sensorstrukturen durch den Foundry Service PolyMUMPs von MEMSCAP Inc., durch den Einsatz eines „Focused Ion Beam“ (FIB, Ga^+) und die Abscheidung von metallorganischem Precursormaterial (MeCpPtMe_3) mit einem „Gas Injection System“. Dies führt insbesondere zu zwei Herausforderungen: Zum einen muss ein Prozess entwickelt werden, um Elektrodenspitzen weniger nm im Radius zu generieren. Zum anderen bedarf es einer Untersuchung des metallorganischen Gefüges sowie geeigneter Parameter des FIB, um die Tauglichkeit der Elektroden für den Tunneleffekt sicherzustellen. Daher werden Materialanalysen des Gefüges (Transmissionselektronenmikroskopie und energie-dispersive Röntgenspektroskopie) sowie der elektronischen Parameter (Widerstandsmessung und Tunnelmikroskopie) durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, dass die Tunnelelektroden mit hohen Blendenströmen des FIB (260 pA, 30 kV) hergestellt werden müssen. Dies führt zu einem erhöhten Platinanteil sowie einer homogenen Verteilung der Platinpartikel im Gefüge. Es werden Elektrodenspitzen mit Radien bis 5 nm hergestellt und initiale Elektrodenabstände von etwa 30 nm bis 300 nm erreicht. Die messtechnische Charakterisierung zeigt den Nachweis des Tunneleffekts bei Tunnelspannungen von 200 mV bis 1 V durch die exponentielle Abhängigkeit zwischen Tunnelstrom und Elektrodenabstand. Die Anregung der Sensorstrukturen mit einer äquivalenten Beschleunigung erfolgt durch die elektrostatische Aktorik. Durch die steigende Sensitivität des Tunneleffekts nimmt das Signalrauschen mit Verkürzung des Tunnelabstandes zu. Der Messbereich beträgt 20 g bei einer Empfindlichkeit des Messsignals von bis zu einigen 10 pA/g. Unter Verwendung der metallorganischen Elektroden lassen sich, je nach Tunnelspannung, Ströme bis 150 pA messen. Die Begrenzung des Tunnelstroms ist auf den hohen Materialwiderstand der Elektroden zurückzuführen. Aus den Ergebnissen folgt die Anforderung nach metallisch „reinen“ Tunnelelektroden, da der dem Tunnelstrom äquivalente Messbereich

(einige 10 nA) durch die metallorganischen Materialien maßgeblich begrenzt wird. Im Bezug auf frühere Arbeiten zeigen die Ergebnisse dieser Arbeit, dass der hochempfindliche Tunneleffekt, anstatt zur Erhöhung der Sensorauflösung eines Beschleunigungssensors, auch zur deutlichen Miniaturisierung der Sensorfläche genutzt werden kann.

Abstract

The further miniaturization of accelerometers using conventional transducer principles reaches its limits due to the scaling laws at an isometrical reduction of the sensor structure's size. In this work, the miniaturization potential of acceleration sensors using a highly sensitive tunneling section is investigated. The theoretical design of the sensor structures requires an in-depth analysis of the relationships between the tunneling effect, the geometric shape and the size of the spring-mass systems, as well as the parameters of the electrostatic actuator. The results show two models with a single (M1) and a spiral (M2) spring beam as well as the additional seismic mass and the electrostatic actuator. Due to the lower stiffness, further miniaturization can be achieved with M2 while maintaining the same sensitivity. The tunneling section is integrated at the position of the greatest sensitivity. The stiffness of the structures is limited by the attractive forces between the tunneling electrodes at distances of a few nm. The area requirement of the sensor core area (M1 & M2) amounts several $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. After fabrication of the sensor structures by MEMSCAP Inc.'s foundry service PolyMUMPs, the tunneling electrodes are implemented using a "Focused Ion Beam" (FIB, Ga^+) and deposition of metal-organic precursor material (MeCpPtMe_3) with a gas injection system. This presented significant challenges: First, a stable and reproducible process has to be developed to create electrode tips with radii of some nm. Second, an analysis of the metal-organic microstructure and suitable parameters of the FIB are required to ensure the suitability of the electrodes for the tunneling effect. Therefore, material analyses of the microstructure (transmission electron microscopy and energy dispersive X-ray spectroscopy) and electronic parameters (resistivity measurement and tunneling microscopy) are performed. The results show that high aperture currents (260 pA, 30 kV) are necessary to achieve an increased platinum content as well as a homogeneous distribution of the platinum particles in the microstructure. Electrode tips with radii down to 5 nm can be fabricated, and initial electrode spacing of about 30 nm to 300 nm are achieved. The tunneling effect can be demonstrated from tunneling voltages from 200 mV up to 1 V by the exponential dependence between the tunneling current and the electrode spacing. The excitation of the sensor structures with an equivalent acceleration is performed by the electrostatic actuator. Due to the increasing sensitivity of the tunneling effect, the signal noise increases with the shortening of the tunneling distance. The measuring range amounts 20 g with a sensitivity of the measuring signal of up to some 10 pA/g. Using the metal-organic electrodes, currents up to 150 pA can be measured reliably, depending on the tunneling voltage. The limitation is due to the high material resistance of the electrodes. The research results show the essential requirement for purer metallic materials since the measuring range equivalent to the tunneling current (some 10 nA) is significantly limited by the metal-organic materials. Regarding previous work, the results of this work show that the highly sensitive tunneling effect can also be used to significantly miniaturize the sensor area, instead of being used to increase the sensor resolution of an accelerometer.

Veröffentlichungen

Teilergebnisse der vorliegenden Arbeit wurden in wissenschaftlichen Zeitschriften vorab veröffentlicht. Die zugehörigen Kapitel sind im nachfolgenden Verzeichnis den Veröffentlichungen zugeordnet. Eine vollständige Liste der Veröffentlichungen des Autors findet sich am Ende dieser Arbeit.

- Kapitel 2.2, 2.4, 3.3.2, 3.4.1-2, 3.4.5-6, 3.5.3, 3.7, 4.2.2, 4.3, 4.4.3, 6.2.1-2, 6.3.2-4:
Michael Haub, Thomas Guenther, Martin Bogner, André Zimmermann und Hermann Sandmaier., „Development and Proof of Concept of a Miniaturized MEMS Quantum Tunneling Accelerometer Based on PtC Tips by Focused Ion Beam 3D Nano-Patterning“. In: *Sensors* 21.11 (Mai 2021), S. 3795.
- Kapitel 2.5.2-3, 4.4.3, 5.2.1, 6.2.1, 6.3.1:
Michael Haub, Thomas Guenther, Martin Bogner und André Zimmermann., „Investigation of Focused Ion and Electron Beam Platinum Carbon Nano-Tips with Transmission Electron Microscopy for Quantum Tunneling Vacuum Gap Applications“. In: *Applied Sciences* 11.24 (Dez. 2021), S. 11793.
- Kapitel 2.5.3, 5.2.2, 5.3:
Michael Haub, Thomas Guenther, Martin Bogner und André Zimmermann., „Use of PtC Nanotips for Low-Voltage Quantum Tunneling Applications“. In: *Micromachines* 13.7 (Jun. 2022), S. 1019.

Kapitel 1

Einleitung

Die Forderung nach Miniaturisierung stellt die Welt der Mikrosystemtechnik vor immer neue Herausforderungen. Trotz bahnbrechender Errungenschaften in der Mikro- und Nanotechnologie in den letzten Jahrzehnten besteht ein ständiger Bedarf nach Verringerung der geometrischen Größen von mikrotechnischen Bauteilen. Dies ermöglicht die Integration einer größeren Anzahl an Komponenten auf geringerem Raum und ständige Kostenreduktion in der Herstellung. Insbesondere bei Beschleunigungssensoren konnte eine deutliche Steigerung der Performance und eine Reduzierung des Bauraums hinsichtlich der Mikroelektronik und Mikrosystemtechnik beobachtet werden. Diese Entwicklung führte vor allem im Konsumerbereich zu einer steigenden Nachfrage. Kommerzielle Beschleunigungssensoren nutzen verschiedene Detektionsprinzipien, um die Auslenkung der seismischen Massen durch eine einwirkende Beschleunigung in ein elektrisches Signal zu wandeln. Das grundlegende Konzept besteht aus einem Feder-Masse-System (FMS), welches auf den Einsatzbereich des Sensors abgestimmt ist. Neben den Wandlerprinzipien des piezoresistiven, piezoelektrischen sowie auch des thermischen Effekts, kommen heutzutage überwiegend Sensoren auf Basis der Kapazitätsmessung zum Einsatz. Die Anwendungsbereiche von Beschleunigungssensoren mit kapazitivem Detektionsprinzip reichen von der Gestensteuerung und Gerätestabilisierung bei Smartphones und Wearables, über Schock- und Vibrationsmessungen bis zum Einsatz in Navigation und industriellen Anlagen. Dadurch entsteht eine große Bandbreite an Anforderungen hinsichtlich des Messbereichs, der Empfindlichkeit und des Auflösungsvermögens. Kapazitive Beschleunigungssensoren werden beispielsweise von den Firmen Bosch und Analog Devices angeboten [1, 2]. Als Herstellungstechnologie wird meistens die Oberflächenmikromechanik (OMM) genutzt, welche die Bulkmikromechanik (BMM) auf Basis der anisotropen Kaliumhydroxid Ätztechnik (KOH) weitgehend ersetzt hat, da auf diesem Wege keine weitere Verkleinerung der Sensorstrukturen möglich war. Die Fläche der OMM-Sensorstruktur bei kapazitiven Beschleunigungssensoren liegt derzeit im Bereich von mehreren $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ [3]. Da die rauschäquivalente Beschleunigung bei einer isometrischen Verkleinerung zunimmt, führt eine weitere Miniaturisierung zu einem immer ungünstigeren Signal-/Rauschverhältnis. Außerdem nimmt die Auslenkung der seismischen Masse und dadurch die Empfindlichkeit quadratisch ab. Die Sensitivität herkömmlicher Wandlerprinzipien reicht

bei einer weiteren Verkleinerung nicht mehr aus, um ein ausreichendes Signal-/Rauschverhältnis aufzuweisen. Um eine weitere Miniaturisierung zu erreichen, ist ein weitaus empfindlicheres Messprinzip, wie der quantenmechanische Tunneleffekt, notwendig. Bis heute wurde der Tunneleffekt in kommerziellen Beschleunigungssensoren nicht umgesetzt. Dagegen hat sich der Tunneleffekt in der Anwendung des Rastertunnelmikroskops sowie der Tunnelioden bereits etabliert. Bisherige Untersuchungen zu Tunnelbeschleunigungssensoren nutzen den hochsensitiven Effekt für eine deutliche Steigerung der Sensorauflösung. Das Ziel dieser Arbeit besteht in der Nutzung des Tunneleffekts für die Reduzierung des Flächenbedarfs, was bisher nicht Gegenstand der Forschung war.

1.1 Motivation

Die Miniaturisierung von Beschleunigungssensoren stößt bei den etablierten Wandlerprinzipien aufgrund der Skalierung der physikalischen Gesetze [4] an ihre Grenzen. Um die Sensorstrukturen weiter zu verkleinern, müssen daher neue Konzepte und Detektionsprinzipien untersucht werden. Da die Auslenkung der seismischen Masse und damit auch die Empfindlichkeit immer mehr abnimmt, müssen beispielsweise bei Betrachtung des kapazitiven Beschleunigungssensors immer geringere Kapazitätsänderungen detektiert werden. Gleichzeitig nimmt der Einfluss des thermischen Rauschens zu. Die weitere Miniaturisierung der kapazitiven Sensoren ist also aufgrund dieser Beziehungen, bedingt durch die Skalierung, begrenzt. Im Hinblick auf den piezoresistiven Beschleunigungssensor wirkt sich die Miniaturisierung ebenfalls auf eine ungünstige Skalierung der mechanischen Spannung des Federbalkens der Sensorstruktur aus. Das Ausgangssignal, welches proportional zur mechanischen Spannung ist, nimmt mit dem Faktor der Skalierung ab. Daher ist auch die Implementierung des piezoresistiven Effekts im Sinne der Miniaturisierung begrenzt. Diese Zusammenhänge zeigen, dass die etablierten Detektionsprinzipien einer weiteren Miniaturisierung entgegenwirken, da die Empfindlichkeit bei gleichzeitiger Zunahme der rauschäquivalenten Beschleunigung abnimmt. Allerdings muss hinsichtlich der Anforderungen an die Kostenreduktion und Verkleinerung des Bauraums eine weitere Miniaturisierung der Sensorstrukturen erfolgen. Die Realisierung erfordert die Implementierung weitaus empfindlicherer Wandlerprinzipien. Einer der empfindlichsten physikalischen Effekte ist der quantenmechanische Tunneleffekt, da geringste Auslenkungen zu einer hohen Signaländerung führen. Konkret können dadurch Abstandsänderungen der sich gegenüberstehenden Tunnelelektroden im Subangstrombereich gemessen werden. Durch die Integration einer Tunnelstrecke in ein Feder-Masse-System können auf diese Weise deutlich miniaturisierte Strukturen konzipiert werden. Damit kann trotz hoher Reduzierung des Flächenbedarfs der gleichzeitige Erhalt der Sensorperformance im Hinblick auf heutige kommerzielle Beschleunigungssensoren erreicht werden. Bisherige Arbeiten zu Beschleunigungssensoren auf Basis des Tunneleffekts [5–15] nutzten die hohe Empfindlichkeit für eine deutliche Steigerung des Auflösungsvermögen mit Hilfe einer großen Sensorfläche. Durch die weitaus höhere Empfindlichkeit im Vergleich zu herkömmlichen Wandlerprinzipien, kann

der Tunneleffekt ebenso für die Verkleinerung der Sensorfläche eingesetzt werden. In diesem Sinne setzt der Tunneleffekt neue Maßstäbe hinsichtlich der Machbarkeit für miniaturisierte Beschleunigungssensoren. Die Reduzierung des Flächenbedarfs bei Beschleunigungssensoren durch die Nutzung des hochsensitiven Tunneleffekts stellt also die Motivation dieser Forschung und Arbeit dar.

1.2 Zielsetzung und Hypothese

Zielsetzung dieser Arbeit ist die Entwicklung und Realisierung eines miniaturisierten Beschleunigungssensors auf Basis des quantenmechanischen Tunneleffekts. Die für die Abhandlung zugrundeliegende Hypothese lautet wie folgt:

Beschleunigungssensoren können auf Basis des quantenmechanischen Tunneleffekts und der FIB-Technologie unter Verwendung metallorganischer Materialien miniaturisiert werden.

Durch die Integration einer Tunnelstrecke in ein Feder-Masse-Dämpfer-System kann unter Variation dessen geometrischer Größen das Miniaturisierungspotential für Beschleunigungssensoren untersucht werden. Die Grenze der geometrischen Größen bei heutigen Beschleunigungssensoren liegt bei einigen $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Ziel dieser Arbeit ist die Miniaturisierung auf einige $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Die Herstellung der Sensorstruktur basiert auf den etablierten Technologien der OMM. Die Integration des Tunneleffekts erfolgt mit Hilfe eines Dualbeamsystems aus einem Rasterelektronenmikroskop (REM) und einem Focused Ion Beam (FIB) sowie einem Gas Injection System (GIS) zur Abscheidung von metallischen Elektroden.

In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt der Forschung und Entwicklung auf der Miniaturisierung der Sensorstruktur. Die Reduzierung des Flächenbedarfs wird schlussendlich durch das thermische Rauschen des Feder-Masse-Systems begrenzt, was wiederum die Auflösungsgrenze des Sensors darstellt. Hierdurch ergibt sich eine wichtige Randbedingung dieser Arbeit, welche in der Sensorauflösung im Bereich heutiger kommerzieller Beschleunigungssensoren von einigen Promille des Messbereiches liegt. Für die Erarbeitung der Sensorkonzepte bedarf es einer tiefgehenden Analyse theoretischer Grundlagen und umfassenden Auslegung der einzelnen Sensorkomponenten, wie der Tunnelstrecke, des Feder-Masse-Systems und der Aktoren. Für die Umsetzung der Konzepte werden in dieser Arbeit außerdem mehrere Technologien der Nano- und Mikrotechnik zur Herstellung der Sensorstrukturen und Integration des Messprinzips kombiniert. Da der quantenmechanische Tunneleffekt im Vergleich zu herkömmlichen Messprinzipien eine sehr hohe Sensitivität aufweist, können Beschleunigungssensoren dadurch deutlich miniaturisiert werden.

Das Grundprinzip des Tunnelbeschleunigungssensors basiert auf einem Feder-Masse-System mit integrierten Tunnelelektroden. Der notwendige Tunnelabstand einiger Å wird nach Herstellung der Tunnelelektroden durch elektrostatische Aktoren eingestellt. Die Herstellung der Sensorstruktur erfolgt durch den Foundry-Service PolyMUMPs von MEMSCAP Inc.. Das Feder-

Masse-System besteht aus einem Polysilizium (PolySi)-Biegebalken und der seismischen Masse. Der Biegebalken ist einseitig eingespannt, sodass eine möglichst hohe Auslenkung bei maximaler Miniaturisierung möglich ist. Die Tunnelelektroden werden an der Stelle der größten Auslenkung in die OMM-Struktur integriert. Im Sensorbetriebspunkt, also einem Elektrodenabstand von einigen Å, tritt der Tunneleffekt auf. Bei einer einwirkenden Beschleunigung ändert sich der Abstand der Tunnelelektroden und damit der Tunnelstrom. Der Zusammenhang aus Strom und Abstand lässt sich durch eine exponentielle Charakteristik im Sinne der Transmissionswahrscheinlichkeit der Elektronen durch die Vakuumbarrriere beschreiben. Die elektrostatischen Stellaktoren ermöglichen einerseits, den Abstand der Tunnelelektroden einzustellen, und andererseits die Durchführung von Selbsttests, um die Sensorstruktur mit einer beschleunigungsäquivalenten Kraft anzuregen.

1.3 Methoden

Bisherige Arbeiten zu Tunnelbeschleunigungssensoren werden durch eine intensive Literaturrecherche untersucht und bereits gewonnene Erkenntnisse zu der Realisierung dieses Sensorprinzips in den Gesamtkontext der Entwicklung eingeordnet. Die Auslegung des Tunnelbeschleunigungssensors basiert zunächst auf der Erfassung aller relevanten Parameter und Zusammenhänge aus quantenmechanischen Grundlagen des Tunneleffekts, der mechanischen Größen des Feder-Masse-Systems, der Anforderungen an die elektrostatischen Aktoren sowie der relevanten Rauschmechanismen zur Abschätzung des Auflösungsvermögens. Die theoretische Umsetzung des Sensorsystems basiert auf analytischer Betrachtungsweise und numerischen Simulationen in COMSOL Multiphysics¹. Die technologische Realisierung der Sensorstruktur basiert auf dem etablierten OMM Foundry Service PolyMUMPs². Für die Herstellung der OMM-Sensorstrukturen wird das Layout mit der Computer-Aided Design (CAD) Software Tanner L-Edit von Siemens³ entworfen. Für die Kontaktierung der Sensorchips wird eine individuelle Leiterplatte (LP) mit Autodesk Eagle⁴ entworfen und anschließend auf FR4-Basis hergestellt. Die Sensorchips werden im Anschluss im Ball-Wedge-Verfahren mit einem Wire Bonder G5 Single (F&K Delvotec)⁵ auf die LP gebondet. Ein weiterer Schwerpunkt in dieser Arbeit liegt in der Mikro-/Nanointegration, d.h. in der Entwicklung von Abscheide- und Strukturierungsprozessen mit Hilfe des Dualbeam-Systems Helios NanoLab 600 DualBeam der Firma Thermo Fisher⁶. Dieses besteht aus einem REM und einem FIB sowie einem GIS. Die Verwendung des Dualbeams dient zum einen der Herstellung von Tunnelstrecken und zum anderen der Nachbearbeitung der Biegebalken des Feder-Masse-Systems. Das FIB ermöglicht zudem die Nachbearbeitung der Sensorstruktur

¹<https://www.comsol.de>

²<http://www.memscap.com/products/mumps/polymumps>

³<https://eda.sw.siemens.com/>

⁴<https://www.autodesk.de/products/eagle/overview>

⁵https://www.fkdelvotec.com/fileadmin/media_fuk/dokumente/DataIch_Sheet_Wire_Bonder_G5_Single_en.pdf

⁶<https://www.thermofisher.com/de/de/home.html>

zur weiteren Reduzierung des Flächenbedarfs der Sensorstrukturen. Die Untersuchung des Elektrodenmaterials (Platin-Kohlenstoff (PtC)) erfolgt durch verschiedene Methoden, wie die Energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX) und Hochauflösende Transmissionselektronenmikroskopie (HRTEM) sowie die Rastertunnelmikroskopie (RTM) und die Widerstandsbetrachtung zur Überprüfung der elektronischen Eigenschaften. Auf diese Weise lassen sich die Beschaffenheit und die Materialcharakteristik der Tunnelelektroden bestimmen. Um den Einsatz der Tunnelelektroden in der Sensorstruktur zu untersuchen und den Nachweis für den Tunneleffekt zu erbringen, wird der Sensorchip mit einer Keithley Source Measuring Unit (SMU) der Firma Tektronix⁷ kontaktiert. Die Charakterisierung und Vermessung der Sensorstrukturen erfolgt über vollautomatische Messabläufe mittels der Programmiersprache Lua⁸.

1.4 Aufbau der Arbeit

Diese Arbeit gliedert sich in die folgenden Schwerpunkte: Aufbauend auf der Literaturrecherche erfolgt die theoretische Auslegung der miniaturisierten Beschleunigungssensoren und die Herstellung der Sensorchips. Im nächsten Schritt werden die Tunnelelektroden in die Sensorstrukturen integriert und materialtechnisch untersucht. Des Weiteren wird der Tunneleffekt und die beschleunigungssensitive Funktion der Sensorstrukturen messtechnisch charakterisiert. Im Folgenden soll ein Überblick über die Teilarbeiten anhand der Struktur dieser Abhandlung gegeben werden.

2. Stand der Technik

- Grundlagen der Beschleunigungssensorik, Übersicht zum heutigen Stand der Technik und den typischen Wandlerprinzipien wie dem kapazitiven, piezoresistiven, piezoelektrischen oder thermischen Effekt.
- Einführung in die Relevanz des Tunneleffekts in natürlichen Prozessen sowie die Anwendung in technischen Komponenten wie dem Rastertunnelmikroskop und der Tunneldiode
- Recherche und Überblick zu bisherigen Arbeiten zu Tunnelbeschleunigungssensoren der letzten Jahrzehnte, Vergleich der Sensordaten wie Flächenbedarf, Messbereich, Auflösungsvermögen und Technologie für die Herstellung.
- Grundlagen und Funktionsweise zu Dualbeamsystemen bestehend aus REM, FIB und GIS sowie deren Anwendung und Einsatzgebiete, Literaturrecherche zum abgechiedenen metallorganischen Material PtC

3. Theoretische Auslegung miniaturisierter Beschleunigungssensoren

⁷<https://www.tek.com/keithley>

⁸<http://www.lua.org>

- Einführung in das Sensorprinzip und Überblick über alle relevanten Parameter aus Tunneleffekt, Mechanik, Elektrostatik und Rauschmechanismen sowie Beschreibung des Gesamtsystems mit allen Komponenten zur Realisierung und Vermessung der Sensorstrukturen
- Grundlagen des quantenmechanischen Tunneleffekts zu Tunnelwahrscheinlichkeit und Tunnelstrom, Übersicht zu möglichen Tunnelkontakten aus verschiedenen Materialien, Einflüsse der Elektrodengeometrie und Abhängigkeit des Tunnelstroms, wirkende Kräfte zwischen Tunnelelektroden und Auslegung der Tunnelelektroden im Sinne zugrundeliegender geometrischer und elektronischer Parameter als Randbedingung für die Auslegung des Feder-Masse-Systems
- Auslegung des Feder-Masse-Systems auf Basis bisheriger Erkenntnisse und Randbedingungen, Konzeptionierung möglicher geometrischer Formen und Anordnungen von seismischer Masse und Federbalken sowie Berechnung und Simulation geeigneter Feder-Masse-Systeme
- Einordnung des Squeeze-Film-Effekts im Hinblick auf ein mikroelektromechanisches System (MEMS) im Allgemeinen und Tunnelsensoren, Übersicht zu relevanten Rauschmechanismen und deren Berechnung im Bezug auf die Ergebnisse aus der mechanischen Auslegung
- Auslegung der elektrostatischen Aktoren auf Basis der Ergebnisse aus den Berechnungen zu den FMS

4. Herstellung miniaturisierter Beschleunigungssensoren

- Herstellung und Design des Sensorchips auf Basis der Designregeln des PolyMUMPs Foundry Service und des Entwurfs durch das L-Edit CAD Design Layout, Übersicht zum Gesamtchip, Bondpads und Sensorstrukturen
- Entwurf und Realisierung einer Breakout-Leiterplatte zur Kontaktierung der Sensorchips
- Erprobung und Untersuchung von FIB-Geometrien im additiven und subtraktiven Sinne durch Abscheidung von PtC-Geometrien durch das GIS und Strukturierung der PolySi und Gold (Au) Struktur bis an die Auflösungsgrenze des Dualbeam-Geräts.
- Entwicklung von Herstellungsvarianten für Tunnelelektroden spitzen mit Radien im Bereich weniger nm durch das FIB, REM und GIS.

5. Analyse der Tunnelelektroden

- Untersuchung des Materialgefüges und der Beschaffenheit durch Methoden der hochauflösenden HRTEM und des EDX

- Untersuchung elektronischer Eigenschaften durch Methoden der RTM sowie Vermessung des spezifischen Widerstands des PtC Materials

6. Messtechnische Charakterisierung

- Beschreibung des Testaufbaus zur Vermessung der finalisierten Sensorstrukturen bestehend aus FMS und integrierter Tunnelelektrode
- Nachweis des Tunneleffekts an den PtC-Elektroden durch deren Integration in die Sensorstruktur und Verwendung der elektrostatischen Aktoren für die Einstellung des notwendigen Tunnelabstands einiger Å
- Vermessung der Sensorparameter wie Sensorsteifigkeit durch Auslenkung mittels elektrostatischer Aktoren, Messbereich, Betriebspunkt, Stabilität des Sensorsignals, elektrostatische Anregung zum Nachweis der beschleunigungssensitiven Funktion und Abhängigkeit der Sensorempfindlichkeit von dem Abstand der Tunnelelektroden, I/U-Kennlinie des Tunneleffekts sowie Verhalten der Tunnelstrecke unter atmosphärischen Bedingungen

7. Diskussion

- Diskussion zur Miniaturisierung, der Abhängigkeiten der Sensorparameter und der sich daraus ergebenden Randbedingungen für die Auslegung und Umsetzung des Tunnelsensors
- Diskussion der Sensorherstellung und der verwendeten Varianten zur Realisierung der Tunnelelektroden
- Diskussion der Untersuchungsergebnisse aus den Methoden der Materialanalyse und der sich daraus ergebenden Randbedingungen für die Umsetzung der Tunnelelektroden
- Diskussion der Messergebnisse im Bezug auf die theoretische Auslegung und Vergleich der Sensorkonzepte

Die Ermittlung aller relevanten Parameter aus Tunneleffekt, Mechanik, Elektrostatik und der Rauschmechanismen sowie Randbedingungen und Begrenzungen aus den Technologien zur Realisierung des Tunnelbeschleunigungssensors führen in dieser Arbeit zu einer Vielzahl von Zusammenhängen über die einzelnen Kapitel hinaus. Die Kapitel zur Sensorherstellung (Kapitel 4) und Analyse der Tunnelelektroden (Kapitel 5) sind entsprechend ihrem inhaltlichen Schwerpunkt getrennt beschrieben, müssen aber für das Gesamtverständnis weitgehend parallel betrachtet werden.

Kapitel 2

Stand der Technik

2.1 Einleitung

Mikrosensoren erfahren eine ständige Verkleinerung ihres Flächenbedarfs, da durch die hohen Stückzahlen eine deutliche Reduzierung der Fertigungskosten erreicht werden kann. Heutige Beschleunigungssensoren, basierend auf kapazitiven, piezoresistiven, piezoelektrischen oder thermischen Effekten, können allerdings aufgrund des Signal-/Rauschverhältnisses nicht weiter verkleinert werden. Aufgrund der Skalierungsbedingungen nehmen die zu messenden Größen mit der isometrischen Verkleinerung der Sensorfläche immer weiter ab, bis eine Detektion dieser nicht mehr praktikabel ist. Der quantenmechanische Tunneleffekt ist weitgehend unabhängig von der Fläche des Sensors und weist eine sehr hohe Empfindlichkeit auf. So können verglichen mit kommerziellen Beschleunigungssensoren weitaus kleinere Sensorstrukturen realisiert werden – bei vergleichbarer Sensorcharakteristik. Im Folgenden werden die Prinzipien heutiger etablierter Beschleunigungssensoren vorgestellt und dadurch die Grenzen im Bezug auf den Flächenbedarf aufgezeigt. Der Tunneleffekt findet seinen Einsatz bereits in verschiedenen Technologien sowie in natürlichen Prozessen, die Leben auf dieser Erde überhaupt erst möglich machen. Es lohnt sich daher, einen Blick über den Tellerrand hinaus zu werfen. Ein Überblick zu bereits vorgestellten Beschleunigungssensoren auf Basis des Tunneleffekts verdeutlicht den Stand der Forschung und zeigt auf, welche Ziele in der Anwendung des Tunneleffekts bisher verfolgt wurden. Außerdem soll hierdurch eine Abgrenzung zu dem in dieser Arbeit entwickelten Sensor vorgenommen werden. Die Fokussierung auf einige Sensorparameter soll helfen, bisherige Tunnelbeschleunigungssensoren in diesen Entwicklungsprozess einzuordnen. Einen wesentlichen Teil dieser Arbeit stellt die Verwendung der Dualbeam-Technologie dar. Aus diesem Grund wird abschließend zu diesem Kapitel eine Erläuterung zu dessen Funktionsweise und ein Überblick über Anwendung und Einsatzgebiete gegeben. Inhalte aus diesem Kapitel wurden teilweise vorab in *MDPI Sensors* [16], *MDPI Applied Sciences* [17] und *MDPI Micromachines* [18] veröffentlicht.

2.2 Kommerzielle Beschleunigungssensorik und ihre Grenzen

Beschleunigungssensoren basieren auf der Auslenkung einer seismischen Masse, die an einer oder mehreren Federbalken aufgehängt ist. Die Auslenkung der Masse wird durch eine von außen wirkende Beschleunigung hervorgerufen. Abbildung 2.1 veranschaulicht das grundlegende Prinzip.

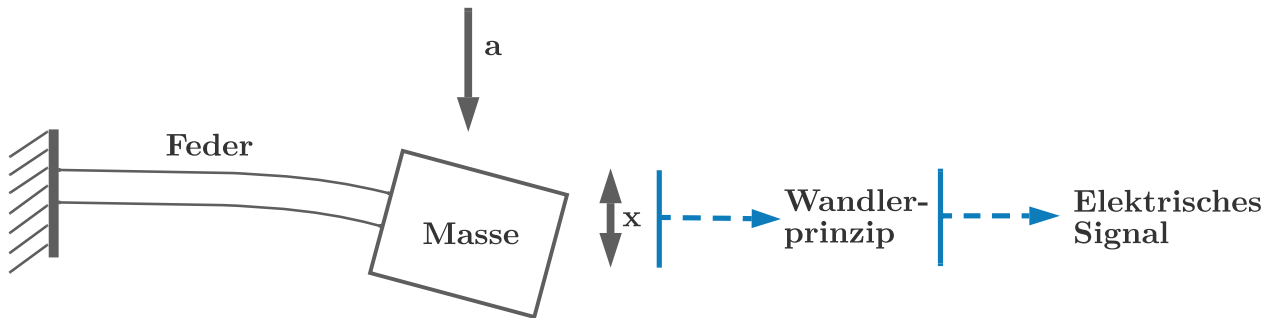


Abbildung 2.1: Funktionsweise eines Beschleunigungssensors.

Die zur Auslenkung führende Kraft F auf Basis der Beschleunigung a und der Masse m basiert auf der Beziehung:

$$F = m a \quad (2.1)$$

Die resultierende Auslenkung x wiederum hängt von der Steifigkeit k der Feder ab und ist definiert durch:

$$x = \frac{F}{k} \quad (2.2)$$

Wie in Abbildung 2.1 dargestellt, wird die Auslenkung durch ein Wandlerprinzip in ein elektrisches Signal überführt. Typische Wandlerprinzipien für kommerzielle Beschleunigungssensoren werden in den nachfolgenden Kapiteln anhand von Beispielen und prinzipieller Darstellung näher erläutert. Die Angabe bisheriger Arbeiten und dabei minimal erreichter Sensorgrößen dient als grundlegender Vergleich und Motivation für diese Abhandlung. Um die Leistung und Empfindlichkeit von Beschleunigungssensoren zu erhöhen, werden große seismische Massen und lange Federbalken implementiert, da im Wesentlichen die Rauschmechanismen zur Begrenzung der Sensorperformance führen [3, 19–21]. Unter Berücksichtigung der Skalierungsgesetze [4] führt eine isometrische Verkleinerung der seismischen Masse zu einer deutlichen Reduzierung der Auslenkung bei einer wirkenden Beschleunigung. Beim piezoresistiven oder piezoelektrischen Prinzip führt die reduzierte Auslenkung der Masse zu einer geringeren Verformung und damit zu einem deutlich schwächeren Messsignal. Beim kapazitiven Beschleunigungsaufnehmer führt die Verkleinerung der Kondensatorplatten zu einer deutlichen Reduzierung der zu messenden Kapazität. Da die Sensoraufösung hauptsächlich vom Signal-/Rauschverhältnis abhängt, sind der Miniaturisierung der heute üblichen Verfahren zur Beschleunigungsmessung Grenzen gesetzt.

Die letzten beiden Jahrzehnte zeigen eine enorme Abnahme der Gesamtgröße von Beschleunigungssensoren [22]. Eine weitere Verringerung der Sensorkernfläche führt jedoch dazu, dass neue Methoden und Wandlerprinzipien benötigt werden.

2.2.1 Kapazitive Sensoren

Die meisten am Markt verfügbaren Beschleunigungssensoren basieren auf dem kapazitiven Effekt. Die Basiskomponente stellt ein Kondensator zwischen zwei Platten beziehungsweise mehreren Interdigitalkämmen dar. Durch das Einwirken einer Beschleunigung wird die Masse der freien Kämmen ausgelenkt. Dies führt zu einer Kapazitätsänderung, welche gemessen wird und direkt proportional zur wirkenden Beschleunigung ist. Wie alle FMS-Sensoren, sind auch diese Sensoren in Bezug auf die Miniaturisierung in ihrer Kernfläche durch den Einfluss des thermischen Rauschens der seismischen Masse begrenzt. Außer der Verschiebung einer der Kondensatorplatten können zur Messung der Kapazitätsänderung auch die Veränderung der Fläche der Kondensatorplatten, die Beeinflussung des Dielektrikums (wie bspw. beim Touchscreen eines Smartphones) oder ein elektrisch leitendes Material in unmittelbarer Umgebung dienen. Abbildung 2.2 zeigt die Funktionsweise eines kapazitiven Beschleunigungssensors. Im Falle einer einwirkenden Beschleunigung wird die seismische Masse samt der verbundenen Stege (blau) ausgelenkt. Zwischen den Kondensatorplatten (blau-orange) kommt es zu einer gegenläufigen Kapazitätsänderung zwischen Kapazität 1 und 2, die über die Kontaktierung der Bondpads gemessen wird.

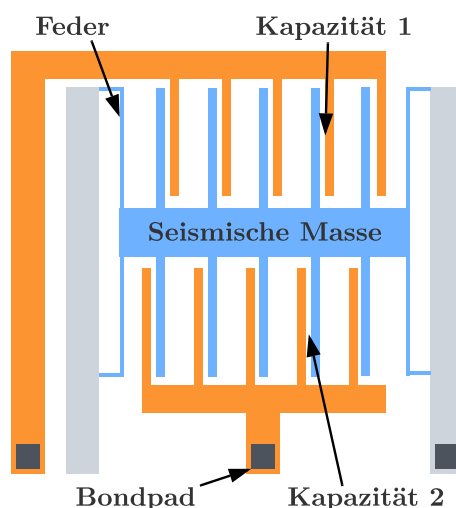


Abbildung 2.2: Funktionsweise eines kapazitiven Beschleunigungssensors. Eigene Darstellung nach [23].

Der kleinste heute verfügbare kommerzielle Beschleunigungssensor, welcher zugleich auf dem kapazitiven Prinzip basiert, ist der MC3672 der Firma mCube [24]. Dieser ist in Wafer-Level Redistribution Chip Scale Package (WLRCSP) Architektur aufgebaut und verfügt über eine Gehäuseabmessung von $1,09 \times 1,29 \times 0,74 \text{ mm}^3$. Die Entwicklungen von Bosch Sensortec von sehr

kleinen kapazitiven Beschleunigungssensoren zeigen vom Modell BMA355 [25] mit ähnlichem Packmaß von $1,2 \times 1,5 \times 0,8 \text{ mm}^3$ zu $2 \times 2 \times 0,65 \text{ mm}^3$ bei aktuell verfügbaren Sensoren (z. B. BMA456 [26]) eine leichte Zunahme der Sensorgröße. Die Kernfläche der Feder-Masse-Systeme kleiner kapazitiver Sensoren beträgt etwa $500 \times 500 \text{ nm}^2$, um mg-Auflösung zu erreichen und $1 \times 1 \text{ nm}^2$, um eine Auflösung von μg zu erreichen [3]. Um eine Auflösung im ng-Bereich zu erreichen, ist eine große Prüfmasse von mehreren $1 \times 1 \text{ nm}^2$ notwendig [27].

2.2.2 Piezoresistive Sensoren

Der piezoresistive Effekt basiert auf der Änderung des spezifischen Widerstands durch Verformung, also Druck oder Zugbelastung, eines Materials. Dieser Effekt ist bei Halbleitern wesentlich größer als bei Metallen. Der piezoresistive Effekt wird in Form von Piezowiderständen umgesetzt. Die Piezowiderstände werden an der Stelle der größten Verformung, also an der Einspannstelle des Balkens, der mit der seismischen Masse verbunden ist, platziert. Auch der piezoresistive Beschleunigungssensor ist durch das thermische Rauschen in seinen geometrischen Abmessungen begrenzt, da der Einfluss des thermischen Rauschens in Bezug auf das Sensorsignal bei einer kleinen seismischen Masse und damit geringen Auslenkung immer größer wird. Abbildung 2.3 zeigt die Funktionsweise eines piezoresistiven Beschleunigungssensors.

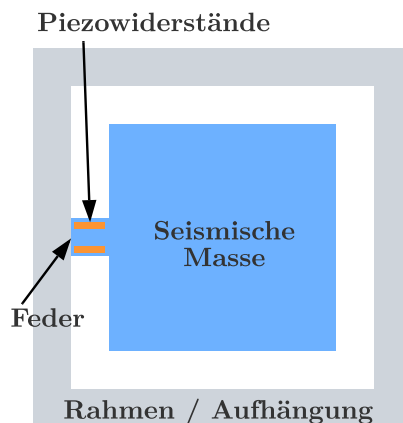


Abbildung 2.3: Funktionsweise eines piezoresistiven Beschleunigungssensors. Eigene Darstellung nach [28].

Ein miniaturisierter piezoresistiver Beschleunigungssensor mit einer Strukturgröße von $387 \times 387 \text{ }\mu\text{m}^2$ wurde von Park et al. [29, 30] vorgestellt. Mit einer Finite-Elemente-Methode (FEM)-Simulation untersuchten Engesser et al. [31] die Miniaturisierungsgrenzen eines lateralen piezoresistiven Sensorelements in Bezug auf verschiedene Balken-Masse-Konfigurationen und die Gesamtrauschgrenze. Ein neuer Ansatz der Miniaturisierung von Beschleunigungssensoren basiert auf dünnen Graphenstegen und deren piezoresistiven Eigenschaften [32, 33]. Fan et al. [34] zeigen in aktuellen Entwicklungen die Aufhängung einer Prüfmasse an einem einlagigen Graphensteg und reduzieren damit die Gesamtfläche der Feder-Masse-Struktur in den Bereich unter $100 \times 100 \text{ }\mu\text{m}^2$.

2.2.3 Piezoelektrische Sensoren

Der piezoelektrische Effekt basiert auf dem Auftreten einer elektrischen Spannung bei Materialverformung. Durch die Krafteinwirkung und die daraus resultierende Materialverformung kommt es zur Bildung von Dipolen innerhalb der Elementarzellen der Kristallstruktur. Durch die Verschiebung der Ladungen entsteht ein elektrisches Feld, welches eine elektrische Spannung erzeugt. Siliziumoxid bzw. Quarz ist in seiner Tetraederform (SiO_4) besonders geeignet zur Realisierung des piezoelektrischen Effekts. Die Verformung führt zur elektrischen Polarisierung des Tetraeders, wodurch eine Spannung an der Oberfläche des Kristalls entsteht, die proportional zur Krafteinwirkung bzw. Beschleunigung ist. Die Auslenkung der Masse führt also zur Krafteinwirkung auf das Piezoelement und dadurch zur mechanischen Beanspruchung des Kristalls. Abbildung 2.4 zeigt die Funktionsweise eines piezoelektrischen Beschleunigungssensors.

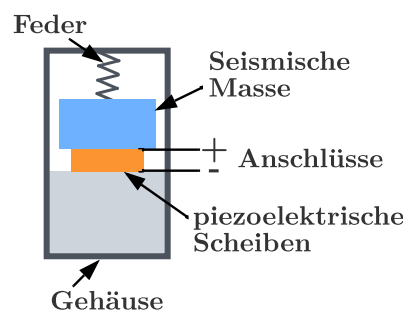


Abbildung 2.4: Funktionsweise eines piezoelektrischen Beschleunigungssensors. Eigene Darstellung nach [35].

Song et al. [36] zeigen einen miniaturisierten piezoelektrischen Beschleunigungsaufnehmer mit einer Größe von $1,5 \times 1,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$. Die Empfindlichkeit des Sensors liegt bei einer Stromänderung von etwa 10 pA bei einer wirkenden Beschleunigung von 1 g . Gesing et al. [37] publizierten Ergebnisse zu einem kleinen piezoelektrischen ringförmigen Beschleunigungsaufnehmer mit einer Sensorfläche von $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

2.2.4 Thermische Sensoren

Der thermische Beschleunigungssensor nutzt den thermoelektrischen Effekt bzw. Thermoelemente zur Ausleitung des Beschleunigungssignals. Beim Thermoelement werden an der Messstelle zwei unterschiedliche Metalle miteinander verbunden. In einem thermischen Beschleunigungssensor wird ein Medium im gasförmigen Zustand durch ein zentrales Heizelement erwärmt. Durch seine Trägheit und einwirkende Beschleunigung wird das Gas zu einem von zwei Kontaktstellen ausgelenkt. Durch das Temperaturgefälle zwischen den Kontaktstellen kommt es zu einer Thermospannung bzw. Potentialdifferenz, die gemessen werden kann. Die Potentialdifferenz ist proportional zur Beschleunigung. Abbildung 2.5 zeigt die Funktionsweise eines thermischen Beschleunigungssensors.

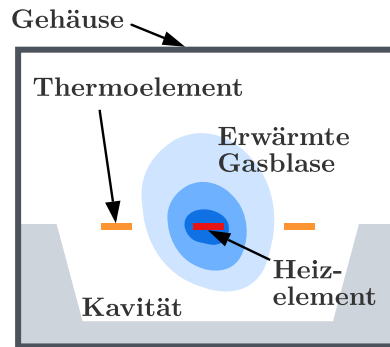


Abbildung 2.5: Funktionsweise eines thermischen Beschleunigungssensors. Eigene Darstellung nach [38].

Die kleinsten thermischen Beschleunigungssensoren, die kommerziell erhältlich sind, liefert die Firma MEMSIC Inc. [39]. Neben einer tiefen Kavität lassen sich die kleinsten lateralen Ausdehnungen des thermischen Sensorelements aus den Veröffentlichungen von Garraud et al. [40] mit $600 \times 600 \mu\text{m}^2$ und von Jiang et al. [41], Mukherjee et al. [38] und Lee et al. [42] mit bis etwa $1 \times 1 \text{ mm}^2$ entnehmen.

2.2.5 Weitere Wandlerprinzipien

Ein weniger konventionelles Prinzip eines Beschleunigungssensors zeigen Dong et al. [43]. Diese Arbeit zeigt den Entwurf eines optomechanischen Beschleunigungsaufnehmers mit einem Whipsering-Gallery-Mode Ringresonator und einem Feder-Masse-System bei einer Größe von etwa $160 \times 100 \mu\text{m}^2$. Die Verwendung optischer Aufnehmerprinzipien erweist sich allerdings als ungeeignet für eine raue Umgebung und hat ein begrenztes Potenzial für die Systemintegration [21].

2.3 Tunneleffekt in Natur und Technik

Der Tunneleffekt hat eine zentrale Bedeutung in Natur und Technik. Die folgenden Abschnitte geben einen Einblick in wesentliche Anwendungsgebiete sowie Vorgänge in der Natur, die essentiell für das Leben auf der Erde sind. Der Tunneleffekt spielt sich in verschwindend kleinen Größenordnungen ab, seine Auswirkungen sind aber im Gegensatz dazu alles entscheidend für viele Abläufe in der Biologie, Physik und Chemie. Der Tunneleffekt beschreibt die Überwindung einer Potentialbarriere durch ein Teilchen, welches nach der klassischen Physik dazu nicht in der Lage wäre, wenn die Energie des Teilchens geringer ist als die der Barriere. Nach der Quantenmechanik kann sich das Teilchen also mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit hinter der Potentialbarriere befinden. Werden zum Beispiel zwei Elektroden bis auf wenige nm angenähert, so kann ein Elektron die Barriere überwinden und es kommt zu einem Stromfluss, ohne dass sich die Elektroden im direkten Kontakt befinden.

2.3.1 Bedeutung in der Natur

In natürlichen Vorgängen spielt der Tunneleffekt eine zentrale Rolle. Ohne den quantenmechanischen Tunneleffekt wäre Leben auf der Erde nicht möglich, da dieser beispielsweise die Kernfusion in der Sonne begünstigt, welche durch das Coloumb-Potential blockiert ist. Der Tunneleffekt führt dazu, dass diese Barriere überwunden wird, die Atomkerne fusionieren und dabei eine große Energie freisetzen [44].

Ein weiteres bekanntes Phänomen in Verbindung mit dem Tunneleffekt ist der Alphazerfall von Atomkernen [45]. Das Austreten des Alphateilchens aus dem Kern durch die Überwindung der Potentialbarriere lässt sich auf den Tunneleffekt bzw. die Tunnelwahrscheinlichkeit zurückführen. Die Wahrscheinlichkeit ist folglich ein Maß für die Halbwertszeit des Zerfalls.

Bei biochemischen Redoxreaktionen, wie der Photosynthese und der Zellatmung, oder bei der enzymatischen Katalyse ist das quantenmechanische Tunneln ebenfalls von großer Bedeutung [46]. Der Tunneleffekt zeigt sich in der Biologie insbesondere in spontanen Mutationen bei der Replikation der Desoxyribonukleinsäure (DNA), da dieser Vorgang durch das Tunneln von Protonen nicht vollständig stabil ist [47]. Ferner wird angenommen, dass der Tunneleffekt eine Ursache für Alterung und Krebs ist [48].

Des Weiteren kann bei chemischen Prozessen, die trotz hoher notwendiger Aktivierungsenergien bei sehr tiefen Temperaturen ablaufen, der Tunneleffekt als dominierender Reaktionsmechanismus betrachtet werden [46, 49].

2.3.2 Rastertunnelmikroskopie

Das Rastertunnelmikroskop ist wohl die populärste Methode, die sich den Einsatz des Tunneleffekts zu Nutze macht und dadurch die atomare Auflösung von Oberflächen ermöglicht. Durch den Einsatz des Tunneleffekts und Rasterung mittels mehrerer Piezoaktoren kann die Oberfläche dreidimensional abgebildet werden. Die Begründer der Rastertunnelmikroskopie (RTM) Gerd Binnig und Heinrich Rohrer erhielten für ihre Entwicklung eines Verfahrens, den Tunneleffekt im Vakuum zu kontrollieren, 1986 den Nobelpreis für Physik [50]. Zuvor wiesen sie 1981 in einem Experiment erstmalig den abstandsabhängigen Tunnelstrom nach [51]. In der Folge entwickelten sie das Experiment weiter und realisierten das Rastertunnelmikroskop, mit dem sie das Verfahren zu einem einsetzbaren Instrument machten. Grundvoraussetzung für die Rastertunnelmikroskopie sind zwei leitende Elektroden bzw. eine leitende Probe und eine leitende Tunnelspitze. Wird die Tunnelspitze bis auf wenige Nanometer an die Probe angenähert, tritt durch die Gesetze der Quantenmechanik der Tunneleffekt auf. Die Tunnelspitze wird nun zeilen- und spaltenweise über die Probe gefahren und rastert diese somit ab. Im *Constant-Current-Mode* wird der Abstand so geregelt, dass der Tunnelstrom immer den gleichen Wert behält. Der Tunnelstrom reagiert äußerst empfindlich auf die Abstandsänderung zwischen Probe und Spitze, da ein exponentieller Zusammenhang besteht. Eine messbare Veränderung ist bereits bei einer Abstandsänderung von einigen Pikometern sichtbar. Die atomare Topographie der Probe entsteht durch Ausleitung der Regelgröße. Im *Constant-Height-Mode* wird der Abstand zur Probe einmal eingestellt. Anschließend wird die Spitze über die Probe gefahren, ohne den Abstand zu regeln. Der gemessene Tunnelstrom ist demnach direkt die bestimmende Größe zur Erzeugung des atomaren Höhenprofils. Dieser Modus birgt die Gefahr der Beschädigung von Probe und Spitze. Indem die Spitze an einer Stelle verharrt und die Tunnelspannung, also die elektrische Spannung zwischen Probe und Spitze, variiert wird, lassen sich die Elektronenzustandsdichten der Oberfläche abbilden. Abbildung 2.6 zeigt die Funktionsweise eines Rastertunnelmikroskops.

2.3.3 Flash-Speicher

Eine weitere Applikation des Tunneleffekts findet sich in den viel genutzten Flash-Speichern. Flash-Speicher basieren auf Floating Gate-Transistoren (FGMOS), deren Funktionsweise maßgeblich durch den Mechanismus des Tunneleffekts zu erklären ist. Der FGMOS dient als nichtflüchtiges Halbleiter-Speicherelement, das bereits vor einigen Jahrzehnten entwickelt wurde. Der zentrale Unterschied zu Feldeffekttransistoren (FET) besteht in der Anzahl der Gates. Beim FGMOS kommen zwei durch eine Oxidschicht getrennte Gates zum Einsatz. Durch eine elektrische Spannung am ersten Gate, dem Control-Gate, wird eine Tunnelstrecke zum zweiten Gate, dem Floating-Gate, aufgebaut. Dadurch können Elektronen vom Control-Gate zum Floating-Gate wandern. Das Floating-Gate ist gegenüber einer positiv dotierten Siliziumschicht mittels einer weiteren Oxidschicht isoliert. Hinzu kommen zwei weitere negativ dotierte Siliziumbereiche, welche Source und Drain bilden. Das Prinzip des FGMOS ist in Abbildung 2.7

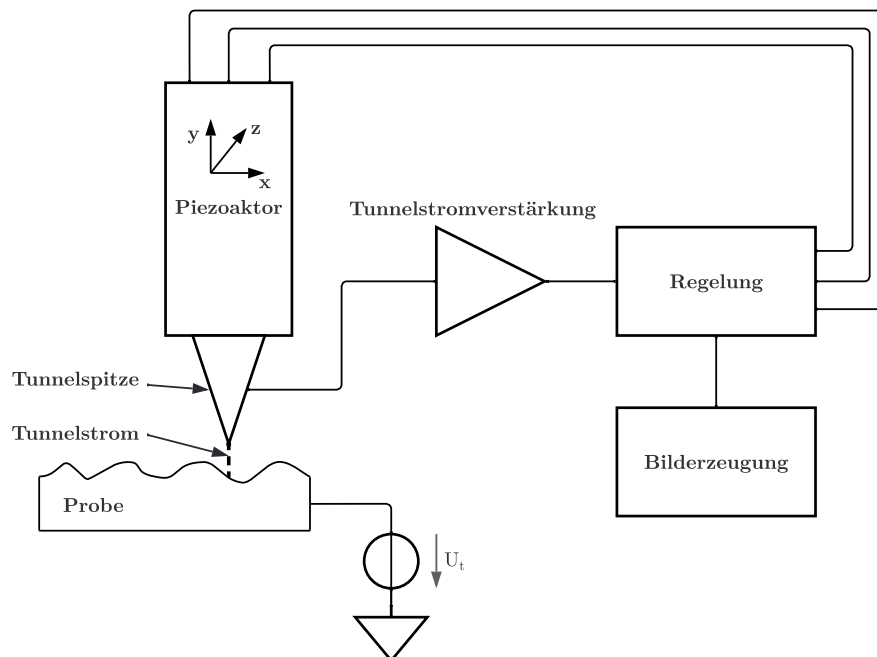


Abbildung 2.6: Funktionsweise eines Rastertunnelmikroskops (eigene Darstellung).

dargestellt. Die Funktionsweise des FGMOS sieht nun vor, dass das Floating-Gate über seine Ladung ein elektrisches Feld generiert, welches zu einem leitenden Kanal zwischen Source und Drain führt. Das Floating-Gate hat selbst keinen Anschluss, sodass die gespeicherte Ladung nicht abfließen kann und von einem nichtflüchtigen Speicher gesprochen wird. Durch die Abhängigkeit von Kanal und Ladung kann die Ladung nun über Drain und Source ausgelesen werden. Soll die Ladung gelöscht werden, wird am Control-Gate eine negative Spannung angelegt, sodass die Elektronen in der Lage sind, vom Floating-Gate zurückzutunneln. Bei FGMOS wird vom Fowler-Nordheim-Tunneln gesprochen. Im Gegensatz zum direkten Elektronentunneln, wie beim RTM, sind dafür höhere Spannungen (ca. 10 V) notwendig.

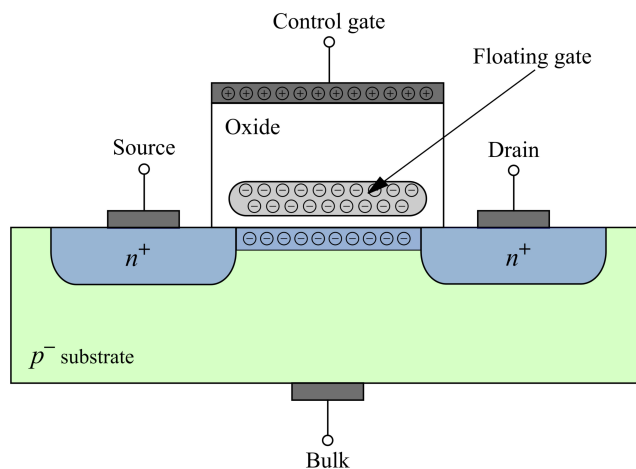


Abbildung 2.7: Prinzipschaubild eines Floating-Gate-Transistors nach Ilić et al. [52].

2.3.4 Tunneldiode

Die Tunneldiode basiert auf hoch dotierten p- und n-Bereichen und ist daher einer Halbleiterdiode. Der n-dotierte Bereich ist meist aus einer Germanium- und der p-dotierte Bereich aus einer Indiumschicht hergestellt. Die Schichten werden so stark dotiert, dass von entarteten Halbleitergebieten gesprochen wird. Dadurch liegt die Fermi-Energie im Leitungsband des n-Halbleiters und im Valenzband des p-Halbleiters. Die Sperrzone zwischen den Schichten kann nach klassischer Betrachtung von den Elektronen nicht passiert werden. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung durchtunneln die Elektronen allerdings mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit den Potentialwall. Die Funktionsweise der Tunneldiode ist auf den japanischen Physiker Esaki zurückzuführen. Man spricht daher auch von der Esaki-Diode. Durch die sehr schmale Sperrzone kommt es selbst bei kleinsten elektrischen Spannungen zum Stromfluss. Daher hat die Tunneldiode, im Gegensatz zur herkömmlichen Diode, keinen tatsächlichen Sperrbereich. Die Elektronen tunneln vom besetzten Valenzband zum unbesetzten Leitungsband. Die Kennlinie der Tunneldiode zeigt, dass der Strom bei Erhöhung der Spannung zunächst kontinuierlich bis zu einem Hochpunkt (etwa 100 mV) ansteigt. Am Hochpunkt liegen die Energielevel von Valenz- und Leitungsband auf gleichem Niveau. Allerdings führt eine weitere Erhöhung der Spannung zur Abnahme des Tunnelstroms. Dies ist auf die weitere Verschiebung der Energieniveaus des Valenz- und Leitungsbandes und die Abnahme des Tunnelstroms zurückzuführen. Nach Erreichen eines Tiefpunktes führt eine weitere Spannungserhöhung zum Abbau der Sperrzone, sodass der pn-Übergang leitend wird und die Kennlinie einer herkömmlichen Diode entspricht. Der Durchlassstrom steigt also wieder an. Zwischen Hoch- und Tiefpunkt wirkt die Tunneldiode als negativ differentieller Widerstand und eignet sich daher beispielsweise zur Entdämpfung von Schwingkreisen. Da der Tunneleffekt keinen Trägheiten unterworfen ist, kann die Tunneldiode auch als sehr schneller Schalter bei Frequenzen bis zu 100 GHz genutzt werden.

2.4 Beschleunigungssensoren auf Basis des Tunneleffekts - ein Rückblick

In der Vergangenheit wurde bereits eine Vielzahl von Beschleunigungssensoren, die auf dem Tunneleffekt basieren, vorgestellt. Die Entwicklungen basierten auf den Vorreitern Binnig und Rohrer [51], die den Tunneleffekt in einem reproduzierbaren Verfahren für die Rastertunnelmikroskopie und damit die atomare Auflösung von Probenstrukturen realisierten. Der Fokus der ersten Tunnelbeschleunigungssensoren lag hierbei nahezu ausschließlich auf einer hohen Auflösung bis in den Bereich von wenigen $\mu\text{g-ng}$. Da der Tunnelstrom stark exponentiell vom Abstand der Tunnelspitzen abhängt und bereits bei einer Abstandsänderung von einigen Pikometern ein ausreichendes Signal erzeugt, können insbesondere Sensoren mit höchster Empfindlichkeit realisiert werden. So zeigen beispielsweise Hamacher et al. [53, 54] die Notwendigkeit, geringste Beschleunigungen von nur wenigen μg in der Raumfahrt zu messen. Die Gleichgewichtsbedingungen eines Raumfahrzeugs sind nur in seinem Schwerpunkt erfüllt. Für alle anderen Positionen im Raumfahrzeug ergeben sich Restbeschleunigungen. Stöße mit Molekülen des Restgases, die Bewegung der Besatzung oder Erschütterungen durch an Bord betriebene Maschinen führen zu Beschleunigungen, die empfindliche Experimente stören. Aus diesem Grund müssen alle vorherrschenden Beschleunigungen aufgezeichnet werden. Auch in anderen Bereichen wie der lokalen Erfassung der Erdbeschleunigung, der Messung kleinster Erschütterungen in der Geophonie oder in der Unterwasseranwendung [55] stieg die Nachfrage an hochempfindlichen Beschleunigungssensoren. Die Pioniere der hochauflösenden Tunnelbeschleunigungssensoren waren Baski et al. [5] sowie Waltman und Kaiser [8]. Sie realisierten das Prinzip des Tunneleffekts in einem beschleunigungssensitiven Aufbau, basierend auf den Erkenntnissen von Binnig und Rohrer [51]. Weitere Arbeiten von Kenny et al. [9, 10], Yeh et al. [11, 56, 57] und Rockstad et al. [15] zeigten die Möglichkeit zur Steigerung der Empfindlichkeit auf bis zu 10^{-8} g und demonstrierten dies in Funktionsmustern sowie BMM-Sensorstrukturen. Tunnelbeschleunigungssensoren in OMM wurden von Kubena et al. [58, 59] und Patra et al. [60–62] realisiert. Kubena et al. zeigten eine kleine Sensorstruktur, um einen hohen dynamischen Messbereich bis zu 10^4 g im kraftkompensierten Betrieb zu realisieren, basierend auf einer hohen Federsteifigkeit ohne zusätzliche seismische Masse. Burgner et al. [7] veröffentlichten eine weitere Arbeit unter Verwendung der Silicon-on-Insulator (SOI)-Technologie. Bis heute wurde noch keine kommerzielle Umsetzung von Tunnelbeschleunigungssensoren erreicht. Das Projekt „GraTa“ [63] aus neuerer Zeit (2017-2018), hatte die Entwicklung eines Graphen-basierten Tunnelbeschleunigungssensors zum Ziel. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick zu den nachfolgend vorgestellten Sensoren, ihren wesentlichen Parametern und einen Vergleich zu in dieser Arbeit vorgestellten Sensorstrukturen.

Autor	Fläche mm ²	Messbereich g	Auflösung g/ $\sqrt{\text{Hz}}$	Technol.	Jahr
Baski et al. [5]	1600	10 ⁻²	10 ⁻⁴	Aufbau	1988
Waltman et al. [8]	1800	1	10 ⁻⁵	Aufbau	1989
Kenny et al. [9, 10]	ca. 224	n/a	10 ⁻⁸ (1 kHz)	BMM	1990–91
Yeh et al. [11, 56, 57]	0.16	-20–10	2.5 × 10 ⁻⁴ (2 kHz)	BMM	1995–98
Rockstad et al. [15]	ca. 168	n/a	10 ⁻⁸ (100 Hz)	BMM	1996
Zavracky et al. [64]	100	10 ⁻²	n/a	BMM	1996
Kubena et al. [58, 59]	0.0033	10 ⁴	8.3 × 10 ⁻⁴ (500 Hz)	OMM	1996–99
Liu et al. [65, 66]	ca. 52	10 ⁻³	20 × 10 ⁻⁹ (1.5 kHz)	BMM	1998–01
Hartwell et al. [6]	1.5	n/a	20 × 10 ⁻⁶ (100 Hz)	BMM	1998
Strobelt [12]	ca. 36	6 · 10 ⁻⁴	2.5 × 10 ⁻⁶	BMM	2000
Burgner et al. [7]	ca. 1	±10	n/a	SOI	2005–09
Dong et al. [13]	1.21	1	5 × 10 ⁻⁴ (1.25–100 Hz)	BMM	2005
Miao et al. [14]	1.21	±10	15 × 10 ⁻⁶	BMM	2007
Patra et al. [60, 61]	0.36– 0.96	10 ⁻⁵ –10 ⁻² (ber.)	3.61–9.84 × 10 ⁻⁶ (ber.)	SMM	2009
Patra et al. [62]	ca. 0.04	0.027–0.343	2.97 × 10 ⁻⁶ (ber.)	OMM	2010
Diese Arbeit	0.0023– 0.003	20	2.4–3.4 × 10 ⁻³ (ber.)	OMM	2021–22

Tabelle 2.1: Literaturreückblick: Bisher vorgestellte Beschleunigungssensoren auf Basis des Tunneleffekts [16]. ber. steht für berechnet, n/a steht für „nicht angegeben“.

2.4.1 Baski et al. (1988), Waltman et al. (1989) und Kenny et al. (1990-1991)

Baski: Baski et al. [5] waren neben Waltman et al. [8] die Vorreiter der Tunnelbeschleunigungssensorik und setzten die neu entwickelte Technologie der Tunnelstrommessung von Binnig und Rohrer [51] im Rahmen der Sensorik um. Durch den exponentiellen Zusammenhang von Tunnelstrom und Elektrodenabstand sowie Abstandsänderungen im sub-nm Bereich lag der Fokus auf der Detektion kleinster Beschleunigungen bis zu wenigen μg . Baski et al. zeigten in ihrem Aufbau die Auslenkung einer Masse mit Hilfe der Anregung durch einen „Table Shaker“. Die Masse ist in der Mitte eines $14,5 \times 5 \text{ mm}^2$ großen Cantilever befestigt. Als Gegenelektrode zur Tunnelspitze dient eine Graphitprobe. Die Tunnelspitze besteht aus Wolfram und wird vermutlich, wie es auch bei einem Rasterelektronenmikroskop üblich ist, durch elektrochemisches Ätzen hergestellt und anschließend an einem Piezoaktor befestigt. Die Wolframspitze wird durch ein Schraubgewinde grob und anschließend bis zum Auftreten des Tunnelstroms mit dem Piezoaktor präzise angenähert. Abbildung 2.8 zeigt den Aufbau nach Baski et al. und die hierbei verwendeten Komponenten.

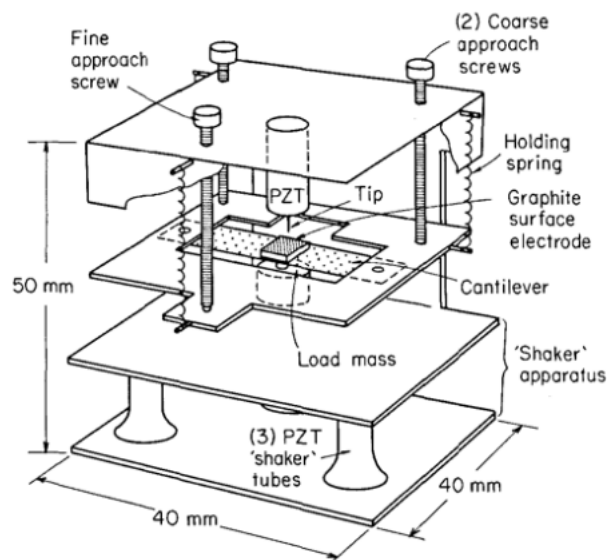


Abbildung 2.8: Aufbau zur Beschleunigungsmessung mit Hilfe des Tunneleffekts nach Baski et al. [5]. Abdruck von „Journal of Microscopy“, 152.1, A. A. Baski, T. R. Albrecht und C. F. Quate, „Tunnelling accelerometer“, S. 74. © 1988 The Royal Microscopical Society. Wiederverwendung mit Genehmigung.

Baski et al. sind durch ihre empirischen Untersuchungen und den grundsätzlichen Nachweis von Beschleunigungsmessungen Vorreiter für den Einsatz des Tunneleffekts in Beschleunigungssensoren. Der Aufbau gleicht in seinen Komponenten und in seiner Regelung im Wesentlichen denen eines Rastertunnelmikroskops. Der Unterschied besteht allerdings in der Änderung des Elektrodenabstands. Durch die einwirkende Beschleunigung wird die seismische Masse am integrierten Cantilever ausgelenkt. Baski et al. nutzen für die Ausregelung des Elektrodenab-

stands den Konstantstrom-Modus, wie es in Rastertunnelmikroskopen üblich ist. Der Aufbau zeigt die hohe Sensitivität des Tunneleffekts durch Messung von Beschleunigungen bis in den Bereich von 10^{-4} g bei einer periodischen Anregung bis 200 Hz. Dies stellt in dieser Arbeit die Auflösungsgrenze dar. Durch die Nichtlinearität des Tunneleffekts begrenzen die Autoren ihren Messbereich bis zu maximal 10^{-2} g. Um eine hohe Beschleunigungssensitivität zu erreichen, statten Baski et al. den oszillierenden Cantilever mit einer seismischen Masse von 2 Gramm aus. In der Veröffentlichung wird lediglich der Zusammenhang aus einwirkender Beschleunigung und Regelgröße als Ausgangssignal des Piezotubes gezeigt. Der Veröffentlichung fehlt die Angabe des gemessenen Tunnelstroms oder Betriebspunkts und der eingestellten Tunnelspannung. Es ist davon auszugehen, dass die Versuche im Vakuum durchgeführt worden sind, da die Wolframspitze in atmosphärischen Bedingungen schnell oxidiert und dies ein Elektronentunneln unmöglich macht. Die Autoren machen hierzu keine Angabe, beziehen die Berechnung des Auflösungsvermögens bezüglich der Elektrodenabstandsänderung allerdings auf die Durchführung bei Luft als umgebendes Gas.

Waltman: Die Arbeiten von Waltman et al. [8] entstanden zur selben Zeit wie die bereits vorgestellte Arbeit von Baski et al. [5]. Die ersten Überlegungen zum Aufbau und Nachweis von Beschleunigungen mit Hilfe des Tunneleffekts ähneln der Arbeit von Baski et al. Die Umsetzung des Prinzips in Form eines BMM-Sensors wurde anschließend von Kenny et al. [9, 10] realisiert. Waltman et al. vereinen die bewegliche Struktur und die piezoelektrische Funktion in einem piezoelektrischen Cantilever. Die Zustellung der Spitze erfolgt auf der einen Seite mit einem Schraubgewinde, um einen großen Weg zurückzulegen, und im Nahbereich durch den Cantilever. Der Cantilever bietet durch seine aktorische Eigenschaft gleichzeitig die Möglichkeit zur Regelung des Abstandes der Tunnelelektroden bzw. des Abstandes zwischen Tunnelspitze und Probe. Bei Auftreten einer Beschleunigung ist also die Änderung der Aktorspannung proportional zur einwirkenden Beschleunigung. Die Spitze und ihre Gegenelektrode sind jeweils aus Gold gefertigt. Die Gegenelektrode besteht aus einem Glasplättchen, das mit einer 100 nm Goldschicht besputtert und anschließend am Cantilever befestigt wird. Die Tunnelspitze wird durch Reißen eines Golddrahtes hergestellt. Waltman et al. führen die Versuche unter atmosphärischen Bedingungen durch. Abbildung 2.9 zeigt den Aufbau nach Waltman et al. und verwendete Komponenten. Die Arbeiten von Waltman et al. zeigen eine konsequente Weiterentwicklung des reinen RTM-Ansatzes hin zu dem Einsatz des Tunneleffekts in einem sensorischen Aufbau. Außerdem erhielten sie die besten Ergebnisse bei Tunnelspannungen bis zu 100 mV und Tunnelströmen im Bereich von 10 pA bis 1 nA. Die Charakterisierung des Sensors erfolgt auf einem „Shaker Table“ sowie durch Ausrichtung im Schwerfeld in Kombination mit einem kommerziellen Beschleunigungssensor. Waltman et al. erhalten eine gute Übereinstimmung zwischen den Signalen der beiden Sensoren im Bereich von mg bis g, durch periodische und statische Anregung des Sensors. Durch Spektroskopiemessungen wird die Rauschgrenze mit 10^{-6} g/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ermittelt. Der Anfangsabstand der Tunnelelektroden beträgt schätzungsweise 3 μm , was

zu einer notwendigen Aktorspannung von 70 V führt.

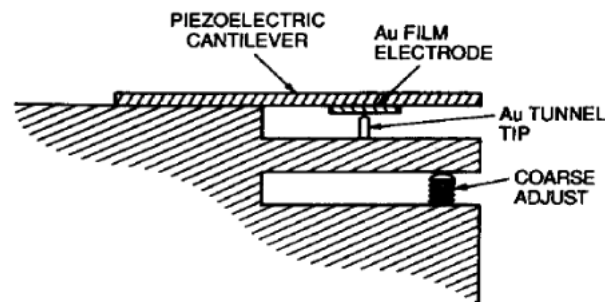


Abbildung 2.9: Aufbau zur Beschleunigungsmessung mit Hilfe des Tunneleffekts nach Waltman et al. [8]. Abdruck von „Sensors and Actuators“, 19.3, S.B. Waltman und W.J. Kaiser, „An electron tunneling sensor“, S. 203. © 1989 mit Genehmigung von Elsevier.

Kenny: Wie bereits erwähnt wurden die Erkenntnisse von Waltman et al. [8] von Kenny et al. [9, 10] weitergeführt. Kenny et al. konzipierten eine kompaktere Sensorstruktur und führten eine elektrostatische Zustellung der Tunnelelektroden ein. Die Tunnelspitze wird durch Ätzung eines Siliziumoxid Blocks, die daraus entstehenden Pyramidenform und anschließender Bedampfung mit einer 300 nm Goldschicht hergestellt. Die Gegenelektroden werden ebenfalls unter Verwendung von Masken durch die Abscheidung einer Goldschicht hergestellt. Abbildung 2.10 zeigt den Aufbau nach Kenny et al. und verwendete Komponenten.

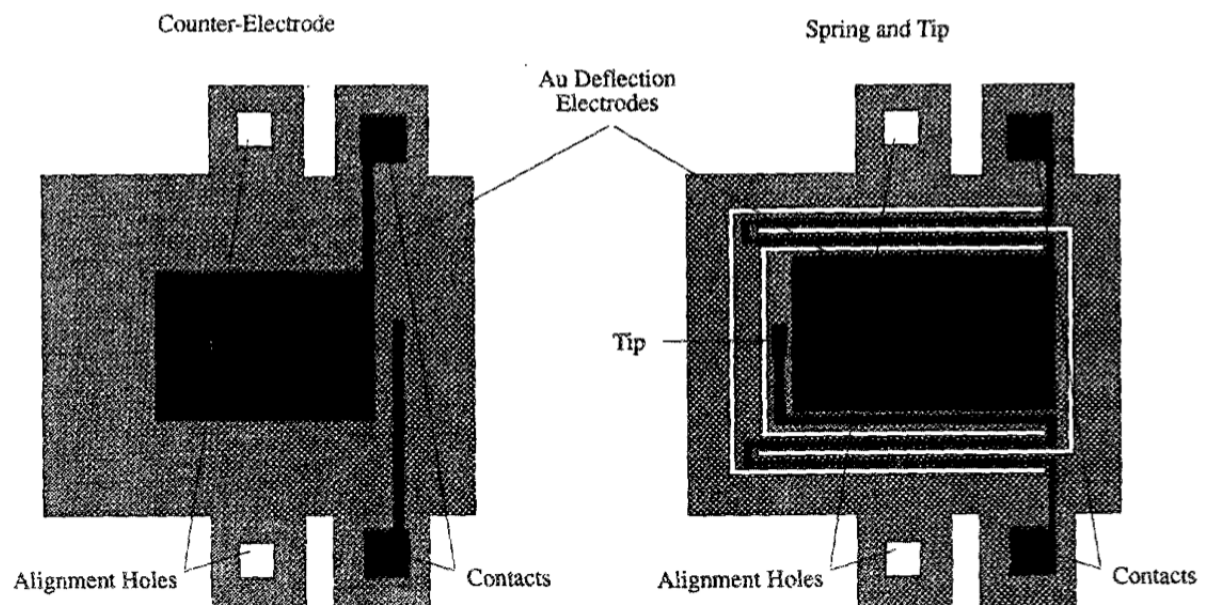


Abbildung 2.10: Aufbau zur Beschleunigungsmessung mit Hilfe des Tunneleffekts nach Kenny [10]. Abdruck mit Genehmigung von „Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films“, 10.4, T. W. Kenny, W. J. Kaiser, J. K. Reynolds, J. A. Podosek, H. K. Rockstad, E. C. Vote und S. B. Waltman, „Electron tunnel sensors“, Juli 1992, S. 2114–2118. © 1992, American Vacuum Society.

Die Charakterisierung des Sensors zeigt die rauschbedingte Auflösung bei $10^{-7} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$

bei einer Bandbreite von 10 Hz und $10^{-8} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 kHz. Der Betriebspunkt wird bei 100 mV Tunnelspannung und 1.3 nA Tunnelstrom festgelegt. Den Veröffentlichungen fehlen allerdings Belege für den Nachweis des Tunnelstroms bzw. den exponentiellen Zusammenhang zum Elektrodenabstand.

2.4.2 Rockstad et al. (1996)

Rockstad et al. [15] bauen mit ihrer Arbeit auf die Entwicklung von Kenny et. al auf. Rockstad et al. demonstrieren einen Tunnelbeschleunigungssensor für die Unterwasseranwendung [55], also die Messung kleinster Beschleunigungen. Durch die Integration einer großen seismischen Masse von 8 Gramm wird eine hohe Sensitivität bezogen auf die einwirkende Beschleunigung realisiert. Abbildung 2.11 zeigt den schematischen Aufbau nach Rockstad et al. im Querschnitt und die hierbei verwendeten Komponenten.

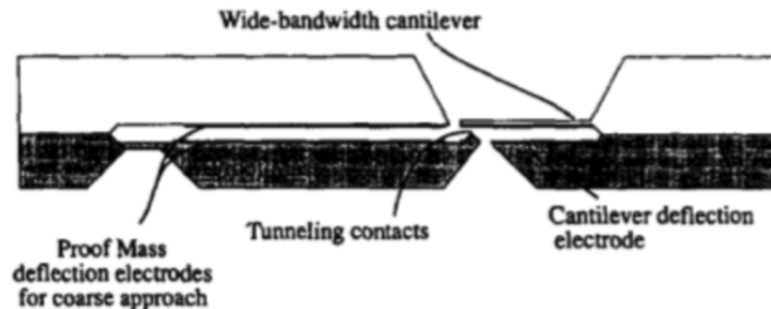


Abbildung 2.11: Aufbau zur Beschleunigungsmessung mit Hilfe des Tunneleffekts nach Rockstad [15]. Abdruck von „Sensors and Actuators A: Physical“, 53.1-3, Howard K Rockstad, T.K Tang, J.K Reynolds, T.W Kenny, W.J Kaiser und Thomas B Gabrielson, „A miniature, high-sensitivity, electron tunneling accelerometer“, S. 227. © 1996 mit Genehmigung von Elsevier.

Die Sensorstruktur besteht aus einer beweglichen Masse mit einer Resonanzfrequenz von 100 Hz und einem Cantilever, der als Gegenelektrode für die Tunnelspitze dient. Dadurch kann eine große Bandbreite des Sensors bei einer niedrigen Resonanzfrequenz der Tunnelspitze realisiert werden. Die Auflösungsgrenze des Sensors liegt im Bereich von $10^{-8} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 100 Hz. Rockstad et al. zeigen ebenfalls keinen Nachweis des Tunnelstroms, sondern lediglich das Frequenzverhalten des Sensors bezogen auf eine beschleunigungsäquivalente Ausgangsspannung und das entsprechende Rauschen des Sensorsignals.

2.4.3 Liu et al. (1998)

Liu et al. entwickeln die ursprünglichen Arbeiten von Waltman über Kenny und Rockstad et al. zu einem ausgereiften Sensorkonzept [65, 66] weiter. Liu et al. legen bei ihren Veröffentlichungen vor allem den Fokus auf den Herstellungsprozess, die Sensorstruktur und insbesondere auf die Charakterisierung mit Hilfe von einem realisierten Regelkreis. Die Anwendung des Sensors zielt als konsequente Weiterführung der Entwicklung von Rockstad et al. ebenfalls auf den

Unterwassereinsatz ab. Abbildung 2.12 zeigt das Konzept und den schematischen Aufbau im Querschnitt nach Liu et al. und die vorgenommenen Änderungen im Vergleich zu Rockstad et al.

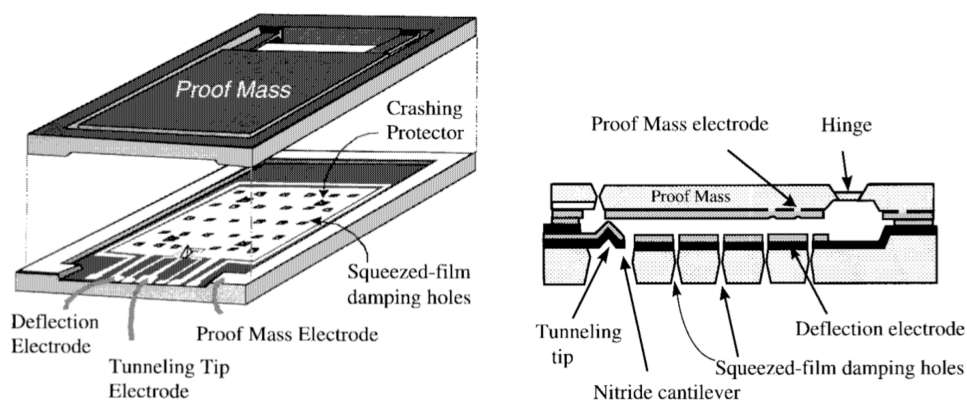


Abbildung 2.12: Aufbau zur Beschleunigungsmessung mit Hilfe des Tunneleffekts nach Liu et al. [65]. © 1998 IEEE.

Die Realisierung eines geeigneten Regelkreises spielt bei Liu et al. eine bedeutende Rolle. Der Sensor ist auf eine Bewegung im Bereich der Auflösungsgrenze von $20 \text{ ng}/\sqrt{\text{Hz}}$ bis 1 mg ausgelegt. Um dies zu realisieren und einen „Crash“ des Sensors bei höheren Beschleunigungen bspw. durch das Schwerefeld der Erde zu vermeiden, ist eine Regelung notwendig. Bei Änderung des Tunnelstroms, beziehungsweise des äquivalenten Ausgangssignals der Regelung in Form einer elektrischen Spannung, ändert sich die Aktorspannung am elektrostatischen Aktor. So kann der Abstand der Tunnelelektroden konstant gehalten werden. Die Empfindlichkeit des Sensors liegt bezogen auf die Ausregelung bei einwirkender Beschleunigung bei $0.44 \text{ V}/\text{mg}$. Durch den Fokus auf die Regelung stellen Liu et al. damit das große Potential eines Regelkreises in einem Tunnelbeschleunigungssensor vor und haben mit der Auflösungsgrenze von $20 \text{ ng}/\sqrt{\text{Hz}}$ neben Kenny et al. [9, 10] bis heute das beste Ergebnis in Bezug auf die Auflösung einer Beschleunigungsmessung in einem Tunnelbeschleunigungssensor erreicht.

2.4.4 Yeh et al. (1995 - 1998)

Yeh et al. [11, 56, 57] präsentieren einen Tunnelbeschleunigungssensor auf einer aktiven Fläche von $400 \times 400 \text{ }\mu\text{m}^2$ mit einem Messbereich von -10 bis $+20 \text{ g}$. Die Besonderheit an diesem Konzept liegt in dem geringen Anfangsabstand zwischen den Tunnelelektroden von $0.3 \text{ }\mu\text{m}$ und der dadurch geringen Betriebsspannung des elektrostatischen Aktors von weniger als 10 V . Die Herstellung der Tunnelspitze ist vergleichbar zu dem bereits vorgestellten Prinzip von Kenny et al. [9, 10]. Aufgrund der hohen Steifigkeit der Sensorstruktur bedarf es keiner besonders scharfen Tunnelspitze. Die Auswertung des Sensorsignals basiert auf einer einfachen Schaltung, die die dem Tunnelstrom äquivalente Spannung mit der Aktorspannung vergleicht bzw. diese aufgrund der Differenz anpasst. Damit sinkt die Aktorspannung bei Erhöhung des Tunnelstroms, also

bei Verringerung des Elektrodenabstandes, um auf diese Weise einen konstanten Abstand zu gewährleisten. Durch eine weitere Elektrode können Selbsttest-Aktionen am Sensor durchgeführt werden. Yeh et al. zeigen eine Auflösungsgrenze von $1.75 \text{ mg}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 50 Hz und $0.25 \text{ mg}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 2.5 kHz. Abbildung 2.13 zeigt das Konzept und den schematischen Aufbau im Querschnitt nach Yeh et al.

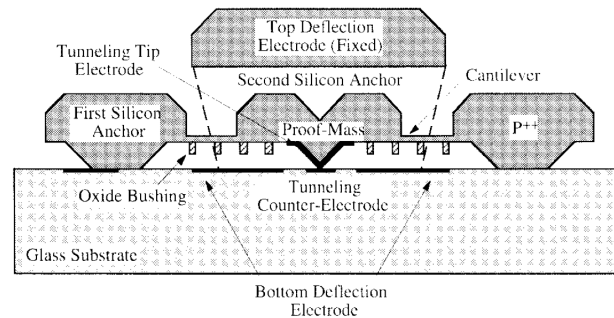


Abbildung 2.13: Aufbau zur Beschleunigungsmessung mit Hilfe des Tunneleffekts nach Yeh et al. [11]. © 1997 IEEE.

2.4.5 Kubena et al. (1996 - 1999)

Bei der Entwicklung von Kubena et al. [58, 59] lag der Fokus für einen Tunnelbeschleunigungssensor auf einem sehr hohen dynamischen Messbereich bis hin zu mehreren 10^4 g . Hierfür werden zwei verschiedene Sensorstrukturen, bestehend aus einem einfachen Balken und den Elektroden, auf der Chipoberfläche für die elektrostatische Aktorik und die Gegenelektrode zur Tunnelspitze hergestellt. Die Kombination aus einer sehr steifen Struktur und der Implementierung eines Regelkreises ermöglichen das Abfangen auch sehr hoher Beschleunigungen. Durch die Verringerung der Masse der beweglichen Struktur und durch die deutliche Vergrößerung der Eigenfrequenz des Systems verringert sich auch das Auflösungsvermögen auf bis $0,83 \text{ mg}/\sqrt{\text{Hz}}$. Dies steht im klaren Gegensatz zu bisher vorgestellten Konzepten. In diesem Konzept wird aber weitestgehend auf eine hohe Auflösung und Empfindlichkeit bezüglich der Beschleunigung verzichtet, um einen großen Bereich an messbaren Beschleunigungen zu gewährleisten. Für die Herstellung der Tunnelspitze wird eine Goldschicht nach dem Verfahren der optischen Lithographie hergestellt. Um einen möglichst kleinen Radius der Tunnelspitze zu erhalten, wird der Resist über der Goldschicht mit einem FIB strukturiert. Kubena et al. veröffentlichen damit eine neue Variante zum Einsatz des Tunneleffekts in einem Beschleunigungssensor. Der Fokus liegt auf einem großem Messbereich, welcher aus einer hohen Systemsteifigkeit und der Vermeidung einer zusätzlichen seismischen Masse resultiert. Trotz anderem Schwerpunkt lässt sich die Arbeit von Kubena et al. im Bezug auf die Sensorkernfläche mit der Zielgröße in dieser Arbeit vergleichen – siehe Tabelle 2.1. Abbildung 2.14 zeigt das Konzept und die hergestellte Tunnelspitze. Der Durchmesser der hergestellten Tunnelspitze lässt sich auf etwa 100-150 nm abschätzen. Die Erbringung eines Nachweises für den Tunneleffekt bleibt allerdings in dieser Arbeit aus.

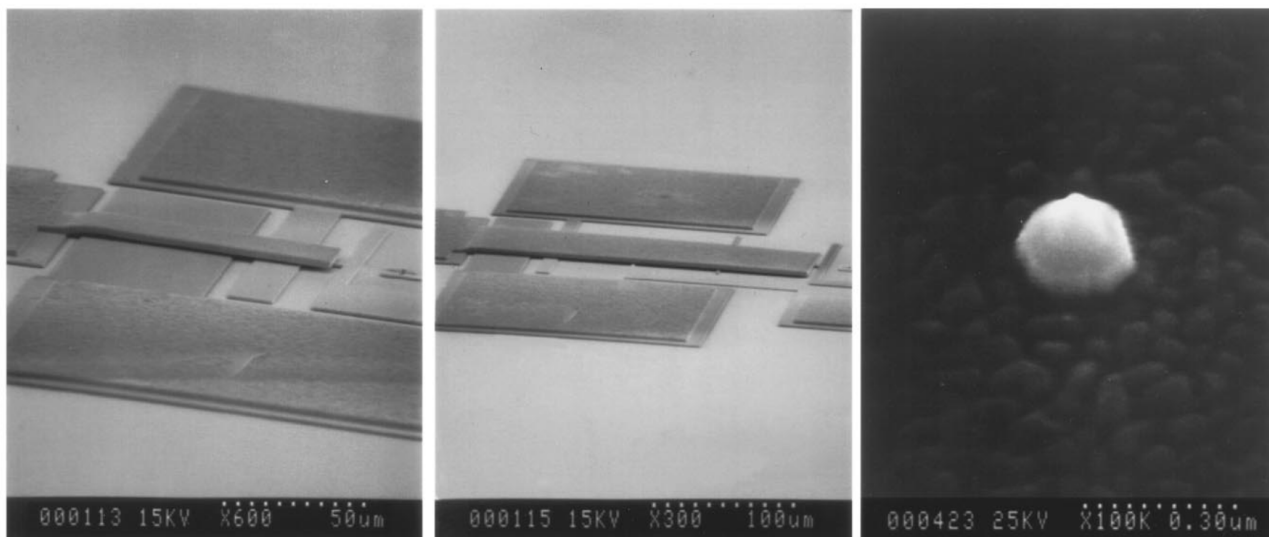


Abbildung 2.14: Aufbau zur Beschleunigungsmessung mit Hilfe des Tunneleffekts nach Kubena et al. [59]. Abdruck mit Genehmigung von „Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures“, 14.6, R. L. Kubena, „A new high-performance surface-micromachined tunneling accelerometer fabricated using nanolithography“, Nov. 1996, S. 4029. © 1996, American Vacuum Society.

2.4.6 Zavracky et al. (1996)

Zavracky et al. [64] zeigen einen Tunnelbeschleunigungssensor in BMM für einen dynamischen Messbereich von 10^{-2} g. Der Sensor besteht aus drei aufeinander gebondeten Chips, die die jeweiligen Komponenten des Sensors enthalten: Erstens die elektrostatische Elektrode, zweitens die aufgehängte seismische Masse mit Gegenelektrode für den Aktor und drittens die Tunnelspitze. Der Aktor verfährt die Spitze in den Betriebspunkt und regelt den Elektrodenabstand im Betrieb. Abbildung 2.15 zeigt das Konzept und die hergestellte Tunnelspitze nach Zavracky et al.

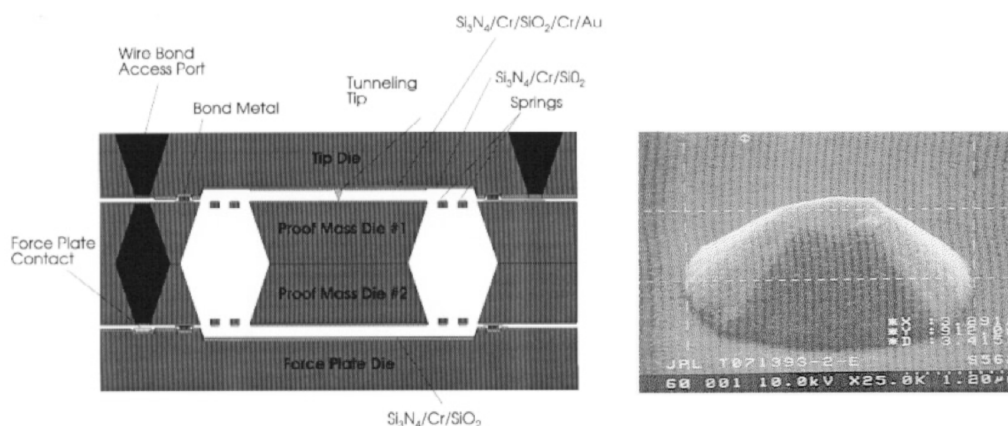


Abbildung 2.15: Aufbau zur Beschleunigungsmessung mit Hilfe des Tunneleffekts nach Zavracky et al. [64]. Abdruck von „Journal of Micromechanics and Microengineering“, 6.3, Paul M Zavracky, Bob McClelland, Keith Warner, Jianchao Wang, Frank Hartley und Ben Dolgin, „Design and process considerations for a tunneling tip accelerometer“, Sep. 1996, S. 352-353. © IOP Publishing. Wiederverwendung mit Genehmigung. Alle Rechte vorbehalten.

Die Tunnelspitze hat am äußeren Ende einen Durchmesser von etwa $1\ \mu\text{m}$. Zavracky et al. vergleichen die Funktion ihres Sensors mit einem kommerziellen Beschleunigungssensor in einem Prüfstand. Die Ausgangssignale zeigen einen gleichmäßig korrelierenden Verlauf. Für die periodische Anregung der Sensoren nutzten Zavracky et al. einen Piezoaktor, der unter einer Amplitude weniger μm und Frequenzen bis zu 200 Hz betrieben wird.

2.4.7 Hartwell et al. und Burgner et al. (1998 - 2009)

Hartwell et al. [6] realisierten einen Tunnelbeschleunigungssensor durch die BMM-Technologie mit Hilfe des Single-Crystal Reactive Etching and Metallization (SCREAM) Prozesses. Der Sensor ist für die laterale Bewegung ausgelegt und basiert bezüglich der Aktorik auf kapazitiven Kammstrukturen. Die Tunnelelektroden werden nach Herstellung der Sensorstruktur mit Aluminium und zuletzt Gold beschichtet. Die Größe der Sensorstruktur beträgt $1,5 \times 1\ \text{mm}^2$. Wie in anderen Veröffentlichungen zu Tunnelbeschleunigungssensoren basiert der Regelkreis auf einer Summierung der Transimpedanzverstärkung des Tunnelstroms und der Spannung für den elektrostatischen Aktor im Betriebspunkt. Hartwell et al. erbringen erstmals einen umfänglichen Nachweis des Tunneleffekts im offenen Kreis, indem sie die direkt gemessenen Rohdaten des Tunnelstroms präsentieren. Darauf aufbauend zeigen sie die Messung einer periodischen Anregung im geschlossenen Kreis und die dem Tunnelstrom äquivalente Ausgangsspannung. Die Messung des Rauschspektrums zeigt ab einer Frequenz von 5 kHz die Auflösungsgrenze durch thermisches Rauschen bei $10^{-6}\ \text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$. Abbildung 2.16 zeigt das Konzept und die hergestellte Tunnelspitze nach Hartwell et al.

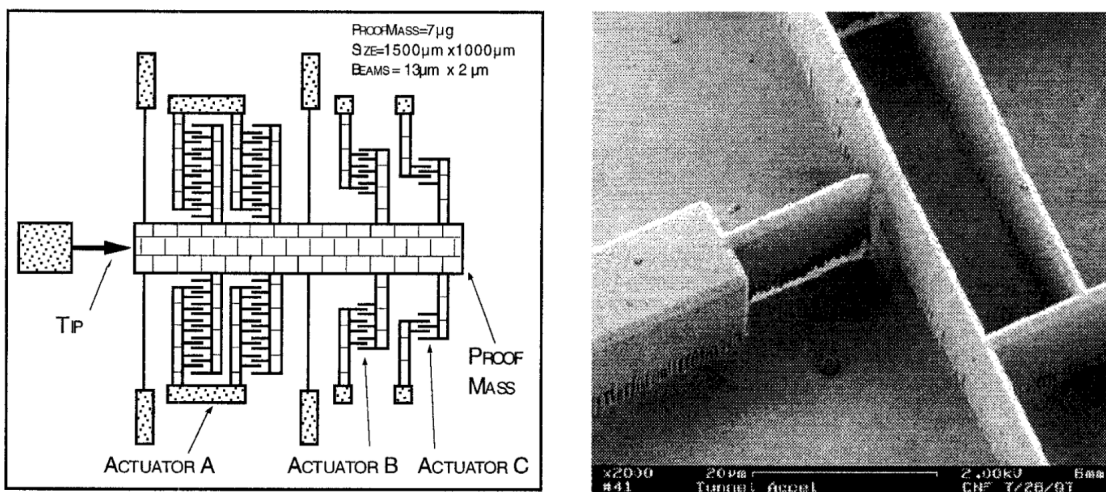


Abbildung 2.16: Aufbau zur Beschleunigungsmessung mit Hilfe des Tunneleffekts nach Hartwell et al. [6]. © 1998 IEEE.

Die Arbeiten von Hartwell et al. wurden durch Burgner et al. [7] in den darauffolgenden Jahren fortgeführt. Die Sensorstruktur ähnelt stark dem ursprünglichen Konzept. Im Fokus stehen allerdings der Aspekt der Regelungstechnik durch Matlab/Simulink-Simulationen und

die Einführung eines digitalen Reglers sowie die Umsetzung der Struktur in SOI-Technologie.

2.4.8 Strobel (2000)

Strobel [12] legt den Fokus in seiner Arbeit auf den Einsatz eines Tunnelbeschleunigungssensors in der Raumfahrt und die dabei sehr kleinen zu messenden Beschleunigungen. Der Betrieb des Sensors wird im geschlossenen Kreis, bezogen auf die einseitige und zweiseitige Aktorik, betrachtet. Strobel führt zunächst die bisher vorgestellten Konzepte aus und setzt diese in Zusammenhang mit Beschleunigungssensoren anderer Prinzipien bezogen auf die Auflösungsgrenze. Strobel betrachtet hierbei wichtige Kenngrößen und Einflussfaktoren, um einen hochauflösenden Sensor zu realisieren. Demzufolge werden insbesondere die Rauschanteile wie thermisches Rauschen oder das Schrotrauschen der Tunnelstrecke betrachtet. Für den Einsatz des hochempfindlichen Sensors zur Messung kleinster Beschleunigungen zeigt Strobel die Notwendigkeit einer geeigneten Regelschaltung. Höhere Beschleunigungen bei gewöhnlichen Umweltbedingungen bzw. Vibrationen aus der Umgebung würden unmittelbar zu einem „Crash“ der Tunnelelektroden führen. Der Umsetzung des Regelkreises geht eine analytische sowie numerische Simulation des Gesamtsystems voraus, um dessen dynamisches Verhalten zu untersuchen. Ein Messplatz dient zur Charakterisierung des Sensors bis an seine Auflösungsgrenze. Strobel weist auf der einen Seite den Tunnelstrom aus der exponentiellen Beziehung zwischen Elektrodenabstand und Tunnelstrom nach und zeigt auf der anderen Seite das erwartete Verhalten durch periodische Anregung des Sensors auf. Hierfür kommt ein Piezo-Aktor zum Einsatz, dessen periodische Anregungen mit gezielter Wahl der Frequenz und Amplitude zu einer resultierenden Beschleunigung führen. Strobel kann auf diese Weise eine Auflösung von $2 \times 10^{-6} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$ nachweisen. Es werden technologische Schwierigkeiten bei der Herstellung der Tunnelspitze gezeigt und auf den Einsatz eines Piezobiegewandlers mit einem Bonddraht ausgewichen, um den Sensor im Betriebszustand zu charakterisieren. Abbildung 2.17 zeigt den schematischen Aufbau des Sensors mit seismischer Masse, den Piezobiegewandler zur Positionierung der Tunnelspitze sowie die Montage des Bonddrahtes als Tunnelspitze.

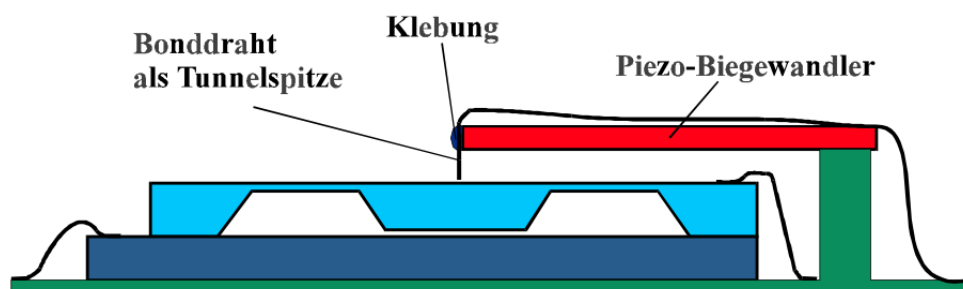


Abbildung 2.17: Aufbau zur Beschleunigungsmessung mit Hilfe des Tunneleffekts nach Strobel [12]. Abdruck von „Hochauflösende Beschleunigungssensoren mit Tunneleffekt“, Dissertation, Villingen-Schwenningen: Hahn-Schickard-Gesellschaft für angewandte Forschung e.v., 2000, S. 81, mit Genehmigung vom Autor Prof. Dr.-Ing. Tilo Strobel.

2.4.9 Dong et al. (2005) und Miao et al. (2007)

Dong [13] und Miao et al. [14] greifen in ihrer Entwicklung die Arbeiten von Yeh et al. [11, 56, 57] auf. Die Publikationen zeigen einen sehr ähnlichen Sensor, der sich nur in den geometrischen Größen maßgeblich unterscheidet. Dadurch verringert sich der Messbereich des Sensors auf 1 g [13], kann aber im weiteren Verlauf auf ± 10 g [14] gesteigert werden. Die Auflösungsgrenze von $0.5 \text{ mg}/\sqrt{\text{Hz}}$, bei einer Bandbreite von 100 Hz, kann ebenfalls auf $1.5 \text{ }\mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$ deutlich verbessert werden. Die etwa vierfach größere Masse vermindert hierbei direkt den Einfluss der thermischen Rauschamplitude und lässt somit auf die Optimierung der Auflösungsgrenze schließen.

2.4.10 Patra et al. (2009-2010)

Patra et al. [60, 61] zeigen eine ausführliche Auslegung der wichtigen Sensorparameter eines Tunnelbeschleunigungssensors bezüglich Mechanik, Elektronik und Rauschmechanismen. Die Arbeiten beschreiben die Konzeption dreier Sensorstrukturen in verschiedenen geometrischen Größen sowie Form und Anzahl der Aufhängungen der seismischen Masse. Dadurch ergeben sich diverse Messbereiche aus den unterschiedlichen Sensorvarianten (0.027-0.343 g). Die Fertigung der Sensorstrukturen erfolgt, wie in der vorliegenden Arbeit, durch den Foundry Service PolyMUMPs. Die Herstellung der Tunnelelektrode wird direkt in den automatisierten Herstellprozess anhand eines „Dimples“ (Höcker) realisiert. Da diese entsprechend aus PolySi bestehen, ist die Funktionalität aufgrund nachfolgender Oxidation der Oberfläche fraglich. Im Vergleich zu ihren bisherigen Veröffentlichungen zeigen Patra et al. in einer weiteren Publikation [62] eine völlig neue Sensorstruktur, allerdings auf Basis des gleichen Herstellverfahrens sowie Verwendung der Tunnelspitze in Form eines PolySi-Dimples. Neben den konzeptionellen Eckdaten und Berechnungsansätzen des Sensors zeigen die Autoren die Vermessung des Beschleunigungssensors. Die Messung mit Nachweis des Tunneleffekts zeigt einen initialen Sprung des „Tunnelstroms“. Dieses Verhalten lässt sich weder durch bisherige Arbeiten, noch durch typische Messungen mit dem RTM oder auf Basis der quantenmechanischen Zusammenhänge des Tunneleffekts nachvollziehen. Die gezeigten Messungen lassen sich daher eher durch die Charakteristik eines Snap-in-Effekts bzw. eines „Crashes“ der Elektroden beschreiben. Näheres hierzu wird in Kapitel 3.4.5 erläutert.

2.5 REM/ FIB Dualbeam-System

2.5.1 Funktionsweise

Für die Herstellung nanostrukturierter Geometrien [67] werden Dualbeam-Systeme, ausgestattet mit einer Elektronen- und Ionenstrahlsäule, eingesetzt. Die Kombination beider Technologien bietet für die Fertigung maßgebliche Vorteile gegenüber Geräten, die nur über ein REM oder

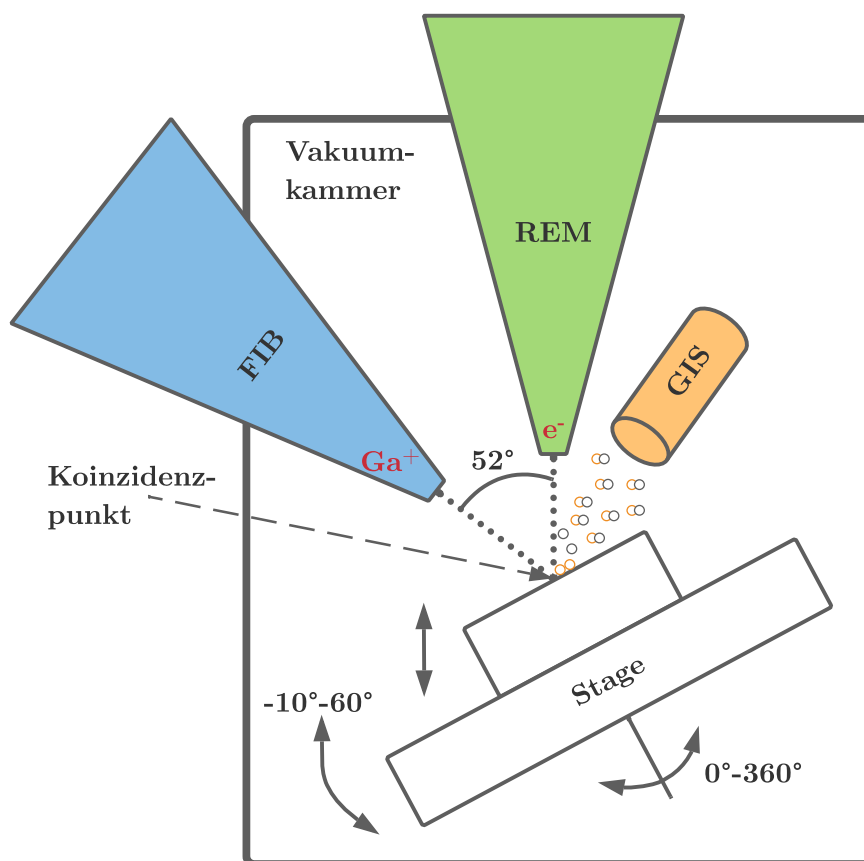


Abbildung 2.18: Prinzipieller Aufbau des Dualbeam-Systems. REM und FIB-Säule bilden einen Winkel von 52°. Beide Strahlen werden auf einen Koinzidenzpunkt fokussiert. Durch die Stage lässt sich die Probe rotieren, verkippen und lateral sowie vertikal bewegen. Das GIS bietet die Möglichkeit zur additiven Fertigung auf der Nano- und Mikrometerskala.

nur über ein FIB-System verfügen. Die Stärke des Rasterelektronenmikroskops liegt in der hochauflösenden Bildgebung. Der Ionenstrahl hingegen dient der additiven oder subtraktiven Bearbeitung der Probe. Die additive Bearbeitung erfolgt durch die Verwendung eines GIS. Abbildung 2.18 zeigt den schematischen Aufbau des Dualbeam-Systems. Der Ionenstrahl ist um 52° gegenüber dem Elektronenstrahl geneigt. Der Koinzidenzpunkt der Strahlengänge liegt beim verwendeten Gerät (Thermo Fischer Helios NanoLab 600 DualBeam) bei einer euzentrischen Höhe von 4 mm. Mit Hilfe der Stage wird die Probenoberfläche im Koinzidenzpunkt positioniert. Der Verfahrensweg der Stage beträgt in x- und y-Richtung 50 mm und in z-Richtung 20 mm. Die Probe kann um 360° um die z-Achse rotiert werden. Außerdem lässt sich die Verkipfung zwischen -10° und +60° einstellen. Entsprechend der Lage der Säulen steht bei 0° der Elektronenstrahl und bei 52° der Ionenstrahl senkrecht auf der Probe. Ist das Gerät präzise auf die euzentrische Höhe kalibriert, wird die Position auf der Probe bei Verkipfung, Verdrehung oder lateralem Verfahren stets beibehalten. Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über die wesentlichen Parameter des Elektronen- und Ionenstrahls.

Parameter	REM	FIB
Elementarladung	e^-	Ga^+
Durchmesser	0.01 pm	200 pm
Masse	$9,1 \times 10^{-31} \text{ kg}$	$1,2 \times 10^{-25} \text{ kg}$
Geschwindigkeit	$1,0 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$	$2,8 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$

Tabelle 2.2: Technische Parameter des Elektronen- und Ionenstrahls [68].

Nachfolgend wird nun jeweils gesondert der Fokus auf die Funktionalität von REM und FIB sowie GIS gelegt. Hierbei werden die entsprechend für diese Arbeit relevanten Aspekte beleuchtet.

Rasterelektronenmikroskop: Beim Rasterelektronenmikroskop erfolgt die Bildgebung über den Elektronenbeschuss der Probe. Die Elektronen werden mit Hilfe einer Feldemissionskathode (Field Emission Gun (FEG)) erzeugt. Durch Anlegen eines starken elektrischen Feldes an einer feinen Spitze werden die Elektronen emittiert und anschließend in die Richtung der Probe beschleunigt und fokussiert. Der Emitter besteht aus einer Wolframspitze mit einer Schicht aus Zirkoniumoxid, die ihre elektrische Leitfähigkeit bei hoher Temperatur erhöht. Bei der thermischen Feldemission wird die Spitze zusätzlich erhitzt, um auf diese Weise die Elektronenausbeute zu erhöhen. Die FEG hat gegenüber den thermischen Emittoren im Hinblick auf den entstehenden Elektronenstrahl folgende entscheidende Vorteile [69]: 1) Es wird ein kohärenterer Elektronenstrahl mit kleinerem Durchmesser erzeugt. 2) Die Intensität beträgt einen um bis zu drei Größenordnungen höheren Wert. 3) Die Auflösung ist deutlich höher, da die genannten Punkte zu einem deutlich verbesserten Signal-/Rauschverhältnis führen. Die Fokussierung des Strahls auf die Probe und Abrasterung der Oberfläche erfolgt durch Linsen in Form elektromagnetischer Spulen. Die hierbei wirkende Kraft auf die Elektronen ist die Lorentzkraft \vec{F}_L , welche sich definiert aus:

$$\vec{F}_L = e (\vec{v}_e \times \vec{B}) \quad (2.3)$$

mit der Elementarladung e , der Geschwindigkeit des Elektrons \vec{v}_e und der magnetischen Flussdichte \vec{B} . Der Einsatz von Blenden definiert den auftreffenden Elektrodenstrom und bestimmt gemeinsam mit der Beschleunigungsspannung (1-30 keV) sowie der Einstellung der Stigmatoren das Auflösungsvermögen des Bildes. Treffen die Elektronen auf die Oberfläche, kommt es zur Wechselwirkung zwischen dem Primärelektronenstrahl und den Atomen der Proben. In erster Linie werden die Sekundärelektronen (SE) zur Bildgebung genutzt. Die SE entstehen durch inelastische Stöße der Primärelektronen mit schwach gebundenen Elektronen an der Oberfläche. Folglich sind dies die Elektronen, welche aus den Schichten nahe der Oberfläche (wenig nm) herausgelöst werden und eine Energie von nur wenigen eV besitzen. Diese bilden die Topographie der Probe ab. SE werden meist mit einem Everhart-Thornley-Detektor detektiert, der seitlich zur Probe angebracht ist. Dadurch entstehen Schatten im erzeugten Bild und

zugewandte Flächen erscheinen heller, was eine zusätzliche Aussage zur Topographie der Probe ermöglicht. Die Elektronen erzeugen im Szintillator des Detektors Photonen, welche durch einen Photomultiplier in eine elektrische Spannung umgewandelt werden. Entsprechend der erzeugten Spannung entsteht durch die Abrasterung der Probe das Bild. Eine weitere Detektionsart basiert auf den rückgestreuten Elektronen (Backscattered Electrons (BSE)). Diese werden normalerweise von einem In-Lens-Detektor aufgenommen. Dieser befindet sich im Linsensystem der Elektronensäule. Die BSE stammen aus einer Tiefe von mehreren μm . Sie entstehen durch elastische Stoßprozesse, sind im Wesentlichen reflektierte Primärelektronen und besitzen Energien von einigen kV. Mit den BSE kann im Gegensatz zu den SE ein Materialkontrast hergestellt werden, da die Rückstreuung abhängig von der Ordnungszahl der Elemente ist. Während Elemente höherer Ordnungszahl heller erscheinen, wirken Elemente niedrigerer Ordnungszahl dunkler. Ein weiterer wichtiger Aspekt, insbesondere in Bezug auf das in dieser Arbeit verwendete Gerät (Helios NanoLab 600 DualBeam), ist die Probenabbildung im Immersionsmodus. Im Immersionsmodus, auch „High Resolution Modus“ genannt, lassen sich die Proben mit einer deutlich erhöhten Auflösung abbilden. Ähnlich wie bei der Lichtmikroskopie und Eintauchen der Probe in eine Immersionslösung, wird die Probe im REM in ein starkes elektromagnetisches Feld „eingetaucht“. Durch das elektromagnetische Feld werden der Elektronenstrahl bzw. die aus der Säule austretenden Elektronen zusätzlich fokussiert und treffen dadurch in einem weitaus geringeren Spotdurchmesser auf die Probe. Durch die Abrasterung der Probe mit dem effektiv deutlich geringeren Spotdurchmesser lassen sich in der Praxis mit dem Helios NanoLab 600 DualBeam Objekte mit Größen von 2-3 nm (aus eigener Erprobung) abbilden.

Ionenstrahl: Die Funktionsweise des FIB ist sehr ähnlich zu der des REM. Im ersten Schritt werden die Ionen erzeugt. In der Ionenquelle des in dieser Arbeit verwendeten Gerätes wird Gallium (Ga) bis zu seinem Schmelzpunkt durch eine Wolframdraht erhitzt. Ga eignet sich durch seine Eigenschaften besonders für den Einsatz als Ionenquelle in einem FIB:

- Der Schmelzpunkt ist sehr niedrig [68, 70] und liegt bei $29,76\text{ °C}$ [71].
- Durch die geringe Flüchtigkeit hat die Quelle eine hohe Lebensdauer [70].
- Der Einsatz liegt vorrangig im Materialabtrag mit einer Auflösung von max. 5-10 nm [72].
- Die Masse der Ga-Ionen deckt die Eignung für die Bearbeitung leichter sowie schwerer Elemente gleichermaßen ab [68, 70].

Da das Ga nach dem Aufschmelzen flüssig vorliegt, wird von einer Flüssigmetallquelle gesprochen. Das Ga fließt an die Spitze des Wolframdrahts. Durch Anlegen einer hohen Spannung an einer Ringelektrode, dem Extraktor, entsteht ein hohes elektrisches Feld. Aus dem Gleichgewicht zwischen elektrostatischen Kräften und Oberflächenspannung kommt es zu einer Feldemission der Ionen. Der entstehende Ionenstrom wird hierbei durch einen Suppressor auf $2\ \mu\text{A}$ begrenzt. Da dieser Strom unter Verwendung des Geräts konstant bleibt, kann hierdurch die Lebensdauer

der Quelle bestimmt werden. Nach der Emission werden die erzeugten Ga^+ -Ionen mit einer Spannung von 1-30 keV beschleunigt und durch das Linsensystem auf die Probe fokussiert. Der finale Strahldurchmesser beträgt hierbei nur wenige Nanometer. Wesentlicher Unterschied zum Strahlengang des REM ist die Verwendung von elektrostatischen Linsen. Die Lorenkraft elektromagnetischer Linsen ist zu gering, um genügend Kraft zur Lenkung der schweren Ionen aufzubringen. Die elektrostatische Kraft \vec{F}_e ist definiert durch:

$$\vec{F}_e = -q \vec{E} \quad (2.4)$$

mit der Ladung der Teilchen q und der elektrischen Feldstärke \vec{E} . Durch das Aperturenrad lässt sich der Strom gezielt auf die gewünschte Größe einstellen. Da folglich der Ionenstrom erst durch die Blende begrenzt wird, trägt dieser fortwährend Material von der Blende ab. Mit der Zeit kommt es zu einer Aufweitung, weshalb die Blende gewöhnlich beim Wechsel der Ionenquelle ebenfalls ausgetauscht wird. Die erreichbare Auflösung mit dem FIB liegt bei etwa 5-10 nm und ist im Wesentlichen beschränkt durch Linsenfehler und die Wechselwirkung mit der Probe. Durch inelastische Stöße der Ionen und der Atome der Probe werden ebenfalls Sekundärelektronen erzeugt, die zur Bildgebung verwendet werden. Im Vordergrund steht bei Verwendung des FIB allerdings die subtraktiven Eigenschaften. Treffen die Ionen auf die Oberfläche oder ein Prozessgas, wird Material abgetragen oder durch Aufspaltung abgeschieden. D.h. die Bildgebung ist immer begleitet von einem subtraktiven oder additiven Vorgang. Außerdem werden Ionen im Gefüge der Probe eingelagert oder es kommt zur Amorphisierung der Oberfläche, abhängig vom Energieeintrag durch Wahl des Ionenstroms. Durch das FIB kann die Oberfläche im Nanometermaßstab strukturiert werden. Auf diese Weise können beliebige geometrische Formen erzeugt werden, was für gewöhnlich über eine geeignete Software erfolgt, die das Zeichnen von Musterstrukturen oder das Einfügen von binären Bitmaps erlaubt. Der bekannteste Anwendungsfall eines FIB ist die Herstellung von dünnen Lamellen mit einer Dicke einiger 10 nm zur Materialanalyse mittels Transmissionselektronenmikroskopie. Bei der Herstellung von Lamellen wird über einen großen Ionenstrom zunächst der Großteil des Materialabtrags durchgeführt. Anschließend wird die Lamelle mit einem kleineren und sensitiveren Strom weiter ausgedünnt bis in den Bereich ihrer finalen Breite. Abschließend wird die Kantenfläche der Lamelle mit einem minimalen Ionenstrom poliert, um mögliche Schäden durch Amorphisierung im Gefüge gering zu halten.

REM/ FIB-induzierte Abscheidung mit Prozessgasen: Bei der Verwendung des REM fällt auf, dass bei längerer Betrachtung einer Stelle auf der Probe diese dunkler erscheint als der umgebende Bereich. Dies ist auf die Kontamination mit Abscheidung von Kohlenwasserstoffen zurückzuführen, welche durch Verunreinigung der Vakuumkammer mittels Staub, Berührung des Probenhalters oder die Einleitung von Prozessgasen entsteht. Dieser Effekt ist unerwünscht und kann durch regelmäßige Reinigung der Kammer zum Teil verhindert werden. Allerdings lässt sich selbiger Effekt durch die Verwendung von induziertem Prozessgas mittels GIS zur

Abscheidung von Materialien auf der Probe gezielt einsetzen. Respektive der subtraktiven Probenbearbeitung lässt sich auf diese Weise eine Vielzahl unterschiedlicher Muster auch additiv fertigen. Der Elektronen- oder Ionenstrahl spaltet hierbei das Prozessgas in einen flüchtigen und nichtflüchtigen Teil auf. Der nichtflüchtige Teil scheidet sich auf der Oberfläche ab und bleibt an dieser haften. Neben der subtraktiven Bearbeitung ist diese Technik die Hauptanwendung des Dualbeam-Systems. Unterschieden wird zwischen der Focused Electron Beam Induced Deposition (FEBID) und Focused Ion Beam Induced Deposition (FIBID). Die Nadel des GIS wird eingeführt und in etwa 100 μm über der zu bearbeitenden Stelle auf der Probe positioniert. Anschließend wird das Gas injiziert. Durch Beschuss der Gaspartikel und Aufbrechen der Moleküle wird der nicht-volatile Teil auf der Probe abgeschieden und haftet durch die Van der Waals (VdW)-Kräfte an dieser. Bei der Abscheidung tragen drei verschiedene Wechselwirkungen zum Gesamtprozess bei [69]:

- Substrat & Precursor-Gas: An der Substratoberfläche kommt es hauptsächlich zu einer Adsorption der Precursor-Moleküle des Prozessgases und zur Diffusion an der Substratoberfläche
- Elektronen/Ionen & Precursor-Gas: Für die Spaltung der Precursor-Moleküle reichen lediglich Elektronen mit einer Energie von wenigen eV. Der nichtflüchtige Teil der Moleküle wird am Substrat abgeschieden. Der flüchtige Teil wird abgepumpt.
- Elektronen/Ionen & Substrat: Durch den Ionenbeschuss kommt es zur Einlagerung von Ionen, dem Abtragen von Substrat- oder auch abgeschiedenen Atomen sowie zur Erzeugung von Sekundärelektronen. Der Primärstrahl der Elektronen trifft auf die Substratoberfläche und es kommt zu diversen Stoßprozessen. Hierdurch entstehen einerseits durch nicht elastische Stöße Sekundärelektronen mit nur wenigen eV und durch elastische Stöße zurückgestreute Elektronen mit höherer Energie.

Die Ablagerung wird abhängig von den beschriebenen Wechselwirkungen durch drei wesentliche Faktoren begrenzt [69]:

- Begrenzung durch die Stromdichte von Elektronen- bzw. Ionenstrahl
- Begrenzung durch die Anzahl der Gasmoleküle, die durch das GIS der belichteten Stelle zugeführt werden
- Begrenzung durch den Einfluss der Oberflächendiffusion

2.5.2 Anwendung und Einsatzgebiete

FEBID und FIBID werden heute in einer Vielzahl von Anwendungen eingesetzt. Das maskenlose Verfahren bietet große Vorteile bei der Herstellung von Strukturen im Nanometer- sowie

Mikrometermaßstab. Der einstufige Prozess ermöglicht den additiven Aufbau nahezu beliebiger Strukturen. Typische Anwendungen durch FEBID und FIBID sind daher:

- Herstellung von dreidimensionalen Strukturen in der Mikro- und Nanometerskala [73–76]
- Herstellung von Nanodrähten und -kontakten [77–80]
- Verbindung oder Reparatur von integrierten Schaltungen [81–83]
- Reparatur von Röntgenstrahl-Masken [84]
- Maskenlose Herstellung von Junction-Field-Effekt-Transistoren (JFET) [85]
- Herstellung von Nanogaps durch FEBID [86]

2.5.3 Platin-Kohlenstoff-Verbundmaterial

Die Abscheidung durch FIB/ Focused Electron Beam (FEB) mittels eines Platin (Pt)-Precursors ist eine der gängigsten Varianten unter einer Vielzahl anderer verfügbarer Materialien wie Aluminium (Al), Gold (Au), Wolfram (W) oder Palladium (Pd) und weiteren. Dorp et al. [87] und Utke et al. [88] geben einen umfassenden Überblick zur Verarbeitung mit Focused Beam Induced Deposition (FBID) sowie den technologischen Unterschieden zwischen FEBID und FIBID. In dieser Arbeit wird ausschließlich ein Precursor zur Abscheidung von Platin verwendet. Das Ausgangsmaterial ist Trimethyl(methylcyclopentadienyl)platin(IV) (MeCpPtMe_3). Dieses liegt zunächst in festem Zustand vor und wird für die Sublimation auf etwa 43°C erhitzt.

Die induzierte Abscheidung mit einem fokussierten Strahl kann in drei Hauptprozessschritte unterteilt werden: (1) Zunächst wird das Precursorgas eingeleitet und flutet die Umgebung der Probe. (2) Anschließend wird der fokussierte Elektronen-/Ionenstrahl aktiviert und tastet die Probe pixelweise in einer bestimmten geometrischen Form und Sequenzroutine ab. (3) Dabei werden die Precursormoleküle in einen nicht-flüchtigen und einen flüchtigen Teil aufgespalten. Der nicht-flüchtige Teil lagert sich auf der Probe ab, während der flüchtige Teil den Probenbereich verlässt. Theoretisch wird nur der nicht-flüchtige metallische Teil (Pt) auf dem Substrat abgeschieden. Tatsächlich entsteht jedoch ein metallorganisches Verbundmaterial, bei dem einzelne Platinpartikel in eine Kohlenstoffmatrix (Kohlenstoff (C)) eingebettet sind. Dies führt zu einer starken Verunreinigung der Pt-Struktur und zu einem wesentlich höheren Widerstand im Vergleich zu reinem Pt. In dem metallorganischen Verbundwerkstoff sind die metallischen Komponenten nach der Abscheidung ferner in einer hochohmigen amorphen Kohlenstoffmatrix, auch Diamon like Carbon (DLC) genannt, enthalten. Dieses Ergebnis wurde bereits vielfach durch frühere Studien untersucht [67, 87–94]. Im DLC liegen die Kohlenstoffatome in einer sp^2 -Bindungsstruktur, entsprechend Graphit, und einer sp^3 -Bindungsstruktur, entsprechend Diamant, vor. Dies wird durch Raman-Spektroskopie von Matsui et al. [73], Kanda et al. [95] und Stanishvsky et al. [96], durch Röntgenphotoelektronenspektroskopie von Fernández-Pacheco et

Publikation	ρ ($\mu\Omega$ cm)	C:Pt:Ga:O (atomar %)
Lin et al. [104]-[105]	61,5-545	67:30:3:0
Tao et al. [107]	70-700	24:46:28:2
Puretz et al. [102]	400-2100	47:37:13:0
De Teresa et al. [90]	800	70:20:10:0
Dovidenko et al. [103]	1000-5000	63:31:4:2
Langford et al. [94]	1000-10 ⁶	50:45:5:5
Fernandes-Pacheco et al. [97]	700-10 ⁸	66:18:16:0 - 44:32:24:0

Tabelle 2.3: Literaturwerte zu spezifischem Widerstand und atomaren Anteilen bei der Abscheidung von PtC mittels FIBID, Darstellung nach [97].

al. [97] und durch Elektronenenergieverlustspektroskopie von Frabboni et al. [98] gezeigt. Das hochohmige DLC führt zu einem hohen elektrischen Materialwiderstand. Ferner ist bekannt, dass der Leitungsmechanismus durch intrinsisches Tunneln zwischen den Platinpartikeln erfolgt [92, 97, 99–101]. Die Untersuchung des Widerstands von PtC und der Vergleich mit reinem Pt wird in einigen bisherigen Veröffentlichungen [90, 92, 94, 97, 102–108] gezeigt. So wird aus verschiedenen Blickwinkeln eingehend untersucht, wie groß der Widerstand im Allgemeinen ist und wo die Abhängigkeiten bezüglich der Abscheideparameter [92, 94, 104–107], Temperatur [90, 94, 108], Technologie (FIB/FEB) [94, 106] oder Materialdicke [90, 97] liegen. Tao et al. [107] zeigen eine Abhängigkeit des spezifischen Widerstands vom gewählten Ionenstrom: Der niedrigste spezifische Widerstand wird bei dem höchsten verwendeten Ionenstrom von 222 pA gemessen. Frühere Studien beschreiben unterschiedliche Werte (siehe einen Auszug in Tabelle 2.3) für den spezifischen Widerstand von FIBID- und FEBID-Pt. Dieser liegt für FIBID-Pt um etwa 1-2 Größenordnungen und für FEBID-Pt um etwa 4-5 Größenordnungen höher [90, 94, 97, 107] als der von reinem Pt mit 10,5 $\mu\Omega$ cm [71]. Tabelle 2.3 stellt außerdem die Ergebnisse der prozentualen Materialanteile von C, Pt, Ga und Sauerstoff (O) aus EDX und Auger-Messungen dar.

Der typische atomare Anteil von Platin liegt bei etwa 20-40 % und der Kohlenstoffanteil beträgt etwa 50-70 %. Außerdem liegen Anteile von Ga und Sauerstoff (O) vor. Der Eingriff der Ionen im Gefüge führt zu einer Amorphisierung der Substratoberfläche. Der eingestellte Ionenstrom bestimmt dabei die Tiefe der amorphisierten Schicht. So kann nach Bearbeitung mit einem hohen Strom die Fläche des abgetragenen Musters mit Hilfe eines niedrigen Ionenstroms poliert werden, um die geschädigte Schicht möglichst dünn zu halten. Der Eintrag durch Elektronen führt hingegen aufgrund ihres geringen Energielevels nicht zur Veränderung des Substratgefüges.

Der Einsatz von FIBID hat im Gegensatz zu FEBID durch den um ein Vielfaches höheren Energieeintrag folgende Merkmale bei der Abscheidung.

- Höhere Abscheiderate, durch mehr Wechselwirkung mit dem Precursor-Gas
- Höherer Platinanteil, geringerer Kohlenstoffanteil

- Um 2-4 Größenordnungen geringerer spezifischer Widerstand
- Invasiver Eingriff trotz Abscheidung und überwiegender Abtrag bei zu großem Ionenstrom

Für kommerzielle Zwecke wird der Tunneleffekt hauptsächlich im RTM angewendet. Wichtige Voraussetzungen hierbei sind die Verwendung hochleitfähiger, metallischer Spitzen und der Betrieb unter Vakumbedingungen, um eine Verunreinigung oder Oxidation zu minimieren. In der Konfiguration einer gut leitenden Spitze und Probe sind Tunnelströme von bis zu 100 nA zu erwarten. Da elektrisch isolierende oder halbleitende Anteile der Tunnelspitze das Tunneln von Elektronen zwischen den Elektroden verhindern oder erschweren, muss die Nanostruktur des PtC-Verbunds, insbesondere seines Randbereichs, untersucht werden. Schwalb et al. [109] nutzen das intrinsische Tunneln, also den Leitungsmechanismus von metallorganischen Materialien, für die Umsetzung eines Dehnungssensors. Durch Biegen eines PtC-Nanodrahtes resultiert eine Änderung des Materialwiderstandes. Dies ist auf die exponentielle Abhängigkeit des Abstandes zwischen den Metallkörnern und dem Tunnelstrom zurückzuführen. Der grundsätzliche Tunnel-Leitungsmechanismus des Materialgefüges ist ein wichtiger Aspekt für diese Arbeit. Existiert ein Tunneln zwischen den Metallkörnern des Gefüges durch die hochohmige DLC-Matrix, kann ebenfalls ein Tunneln durch einen Vakuumpalt zwischen den Metallkörnern auftreten. Wenn sich die Pt-Körner also direkt am Rand der Spitze befinden, kann ein Tunnelstrom bei Annäherung der Spitzen entstehen. Dies ist einer der Hauptaspekte dieser Arbeit (siehe Kapitel 5), da die Anwendung von PtC-Spitzen nur durch geeignete Anordnung und Verteilung der Pt-Körner eine Applikation des Tunneleffekts durch einen Vakuumpalt ermöglicht.

2.6 Zusammenfassung

Die Miniaturisierung von Beschleunigungssensoren ist bei der Verwendung von herkömmlichen Wandlerprinzipien wie dem kapazitiven, piezoresistiven, piezoelektrischen oder thermischen Effekt weitestgehend begrenzt. Bisherige Arbeiten zeigen die Verkleinerung der Sensorfläche bis an ein sinnvolles Signal-/Rauschverhältnis. Die kleinsten kommerziellen Beschleunigungssensoren auf Basis des kapazitiven Prinzips besitzen Gehäuseabmessung von $1,09 \times 1,29 \times 0,74 \text{ mm}^3$ [24]. Neuartige Beschleunigungssensoren basieren auf der Aufhängung einer seismischen Masse an dünnen Graphenstegen und die Nutzung des piezoresistiven Effekts [34]. Dadurch kann ein deutlicher Miniaturisierungsfaktor erreicht werden.

Eine andere Möglichkeit zur Miniaturisierung besteht in der Verwendung des hochsensitiven Tunneleffekts. Bisherige Arbeiten der letzten Jahrzehnte zeigen das Design, die Entwicklung und Umsetzung von Tunnelbeschleunigungssensoren bis zu einem Auflösungsvermögen von $10^{-8} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$ [9, 10] durch die Einspannung großer seismischer Massen in eine oder mehrere Federgeometrien. Weitere Arbeiten zeigen die deutliche Vergrößerung des Messbereiches [58, 59] durch extrem steife Sensorstrukturen und dabei die Nutzung geringster Auslenkungen im Bereich einiger Å.

Der Einsatz von Dualbeam-Systemen, bestehend aus REM und FIB, ermöglicht eine Strukturierung im Nanometermaßstab. Als Hauptanwendung gelten die Herstellung von Lamellen für die Materialanalyse mittels Transmissionselektronenmikroskopie, die Reparatur von Schaltungen oder die Herstellung dreidimensionaler Nanostrukturen. Das FIB ermöglicht die subtraktive Bearbeitung der Probe und durch Einsatz des GIS den additiven Aufbau weitgehend beliebiger Geometrien. Durch das maskenlose Verfahren und die hohe Auflösung zeigt der Einsatz von Dualbeam-Systemen eine hohe Flexibilität im Herstellungsprozess und eignet sich dadurch insbesondere auch für den Einsatz in der Prototypenfertigung. FIBID und FEBID erzeugen Pt-Strukturen mit einem hohen Anteil an amorphem Kohlenstoff (DLC). Dies führt zu einem deutlich erhöhten Widerstand im Vergleich zu reinem Platin. Der Leitungsmechanismus in metallorganischen Strukturen lässt sich mittels intrinsischem Tunneln zwischen den Metallkörnern durch die hochhohmigen DLC-Schichten beschreiben.

Kapitel 3

Auslegung miniaturisierter Beschleunigungssensoren

3.1 Einleitung

Die Auslegung eines Beschleunigungssensors und insbesondere der Einsatz des Tunneleffekts erfordert eine umfassende Betrachtung der verschiedenen Sensorkomponenten sowie aller abhängigen Parameter. Ein Beschleunigungssensor beinhaltet im Wesentlichen ein FMS, das sensorische Element bzw. Wandlerprinzip, die Aktorik sowie die Regelung und das Auslesen des Sensorsignals. Für die Charakterisierung und Grenzen des Sensors muss außerdem eine Rauschbetrachtung durchgeführt werden. Abbildung 3.1 zeigt das grundlegende Prinzip und die verschiedenen Komponenten des Tunnelbeschleunigungssensors. Durch eine äußere Beschleunigung g und die seismische Masse entsteht die Kraft F_a in Richtung der Beschleunigungswirkung. Dies führt zur Auslenkung der Masse bzw. zur Verringerung des Abstandes der Tunnelelektroden. Um die Elektroden auf ihren Betriebsabstand zu bringen, werden diese durch einen elektrostatischen Aktor soweit ausgelenkt, bis ein Tunnelstrom zwischen den Elektroden entsteht. Dieser Abstand liegt im Bereich weniger nm. Für die Sensorcharakterisierung lassen sich außerdem über einen weiteren elektrostatischen Aktor der Sensor zusätzlich anregen und Selbsttests durchführen. Dieses Kapitel gibt Aufschluss über die Auslegung dieser Komponenten, ihre Parameter und die resultierenden Sensoreigenschaften. Zunächst gibt der Designprozess einen Überblick über den Ablauf der Auslegung. Der Tunneleffekt als zentrales Element des Sensors ist der Ausgangspunkt aller weiteren Berechnungen. Daher werden im ersten Schritt die wesentlichen Grundlagen des Tunneleffekts aufgezeigt und in den Designprozess eingegliedert. Ohne eine FMS könnte ein Beschleunigungssensor nicht realisiert werden. Die Parameter des FMS bestimmen maßgeblich die Sensoreigenschaften. Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist die Reduzierung des Flächenbedarfs des Sensors. Daher ist eine umfassende Auseinandersetzung mit der Mechanik der Sensorstruktur von Bedeutung. Außerdem bestimmen die elektronischen Komponenten, wie die elektrostatischen Aktoren, ebenfalls die wesentliche Charakteristik des Sensors. Auch hier

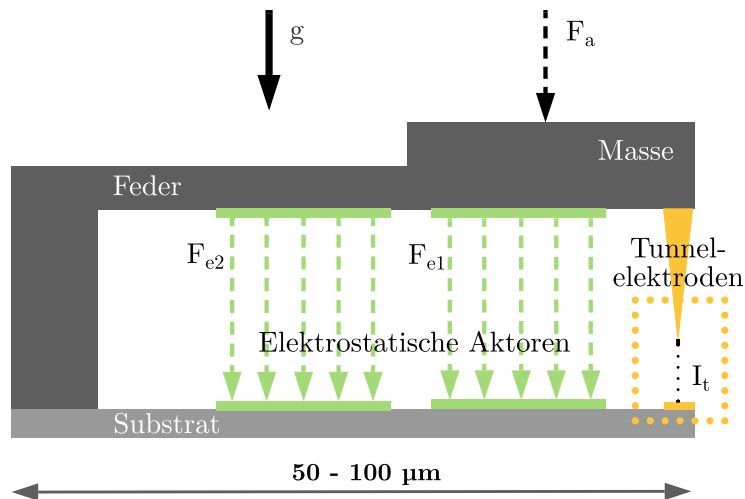


Abbildung 3.1: Grundlegender Aufbau des Tunnelbeschleunigungssensors bestehend aus seismischer Masse, Balken, elektrostatischer Aktorik und Elektroden der Tunnelstrecke. Die Maßangabe zeigt die geplante geometrische Ausdehnung der Sensorstruktur zur Erreichung eines hohen Miniaturisierungsgrades. Mit der Erdbeschleunigung g , der Kraft F_a durch eine einwirkende Beschleunigung, den Kräften F_{e1} und F_{e2} durch die elektrostatischen Aktoren und dem Tunnelstrom I_t (nach [16]).

erfolgt eine intensive Abschätzung und Bestimmung geeigneter Parameter. Für den Einsatz und die Beurteilung eines Beschleunigungssensors spielt das Auflösungsvermögen eine bedeutende Rolle. Mit dem Einsatz des Tunnelstroms erfolgt die Implementierung eines hochempfindlichen quantenmechanischen Effekts für die Messung kleinster Auslenkungen. Dennoch werden die Sensorsignale durch Rauschmechanismen beeinflusst und begrenzt. Daher erfolgt ferner eine Betrachtung relevanter Rauschmechanismen. Inhalte aus diesem Kapitel wurden teilweise vorab in *MDPI Sensors* [16] veröffentlicht.

3.2 Designprozess

Die Auslegung eines Beschleunigungssensors und insbesondere die eines auf dem Tunneleffekt basierenden Sensors erfordert die Betrachtung vieler Einfluss nehmender Parameter. Zu berücksichtigen sind außerdem die unmittelbaren Zusammenhänge zwischen diesen Parametern. So führt beispielsweise die Annäherung zweier Tunnelelektroden auf wenige nm unweigerlich zu einem Snap-in-Effekt, wenn die Federstruktur eine geringe Steifigkeit besitzt und/oder der effektive Radius an der Spitze zu groß gewählt ist. Bei großer seismischer Masse ist von einem geringen thermischen Rauschen auszugehen, allerdings führen bei Betrieb im offenen Kreis bereits kleinste Beschleunigungen zu einem Crash der Tunnelelektroden. Weiter darf der initiale Abstand der Tunnelelektroden nicht größer sein als ein Drittel des Elektrodenabstandes des elektrostatischen Aktors, da dies sonst zu einem Pull-in bei der Annäherung der Tunnelelektroden führen würde. In diesem Kapitel werden daher alle Parameter für die Sensorauslegung in Zusammenhang

gebracht. Die Auslegung erfolgt iterativ, unter Berücksichtigung der Auswirkung der Parameter untereinander, um die spätere Realisierung und Funktionalität des Sensors sicherzustellen.

3.2.1 Abhängige Parameter

Zur Einordnung der Parameter werden diese in die Kategorien Tunneleffekt, Mechanik und Elektronik gegliedert. Die Sensorcharakteristik ist durch die Parameter bestimmt, die in der konzeptionellen Phase festgelegt werden. Eine weitere Kategorie ist die der Rausch- und Dämpfungsmechanismen, die ebenfalls gesondert betrachtet wird. Die Abbildung 3.2 zeigt die Abhängigkeiten innerhalb einer Kategorie. Blau hervorgehoben sind die wesentlichen Sensorparameter, orange markiert sind die Einflüsse externer Größen. Die Komplexität der Auslegung liegt in den kategorieübergreifenden Zusammenhängen zwischen Elektronik, Tunneleffekt, Mechanik und Rauschen. So trägt das thermische Rauschen beispielsweise maßgebend zur Auflösungsgrenze bei, was eine unmittelbare Eigenschaft des Sensors darstellt. Der Einfluss des Rauschmechanismus wird allerdings vor allem durch die Steifigkeit und Größe der seismischen Masse bestimmt und wirkt sich folglich auf die Messung an der Tunnelelektrode aus. Demzufolge sind mehrere Kategorien an einer Eigenschaft beteiligt. Ein weiteres Beispiel zeigt sich an der Wahl des Spitzenradius der Tunnelelektrode, da dieser deutlich in die Größe anziehender Kräfte zwischen den Tunnelspitzen eingeht. Ob es möglich ist, die Tunnelspitze in einen für den Tunneleffekt notwendigen Abstand zu verfahren, wird zudem von der mechanischen Steifigkeit des Systems bestimmt, da die Federkraft den anziehenden Kräften entgegenwirkt.

3.2.2 Iterative Auslegung

Das iterative Vorgehen ist ein wesentlicher Aspekt in dieser Sensorauslegung. Der detaillierte Ablauf in Abbildung 3.3 ist als Überblick und begleitend zu nachfolgenden Kapiteln zu verstehen. Beginnend mit der Betrachtung des Tunneleffekts als zentralem Aspekt in der Auslegung, folgt die Bestimmung mechanischer Komponenten und Parameter sowie die theoretische Untersuchung der Aktorik. Der Fokus liegt auf der Miniaturisierung der Sensorstruktur unter Berücksichtigung gewählter Messbereiche für die einwirkende Beschleunigung. Die Betrachtung relevanter Rauschmechanismen schließt den Bogen zum hochsensitiven Wandlerprinzip des Tunneleffekts und legt die erwartete Auflösungsgrenze des Sensors fest.

Da die Tunnelstrecke die Basis des zu konzeptionierenden Sensors darstellt, müssen zu Beginn deren Parameter, die notwendig für nachfolgende Berechnungen sind, festgelegt werden. Die elektrische Vorspannung der Tunnelelektroden liegt bei metallischen bzw. sehr leitfähigen Elektroden typischerweise bei 100 mV bis 1 V [110] und bei halbleitenden Materialien aufgrund der Bandlücke im Bereich von 1-2 V [111–113]. In dieser Arbeit handelt es sich um die Herstellung von metallorganischen Elektroden mit dem FIB. Typische Werte für die Anwendung solcher Elektroden sind bisher kaum Gegenstand der Forschung. Einzig die Arbeit von Alipour et al. [114] zeigt die Verwendung von FEBID-Elektroden auf Basis eines Platin-Precursors in

einem RTM mit einer Tunnelspannung von 3 V. In dieser Arbeit ist aufgrund der beweglichen Struktur und der anziehenden Kräfte an den Elektroden eine möglichst geringe Tunnelspannung im Bereich von 0.1 bis 1 V anzustreben. Der erreichbare minimale Spitzenradius ist durch die Technologie und Auflösungsgrenze des FIB begrenzt. Umso kleiner der Spitzenradius ist, umso mehr Spielraum bleibt bei der Realisierung des Sensors, da ein direkter Zusammenhang zu den anziehenden Kräften der Tunnelelektroden besteht. Eigene Untersuchungen zeigen mögliche Spitzenradien durch das FIB im Bereich von 5 nm bis 30 nm, je nach angewendetem Herstellverfahren (siehe Kapitel 4). Die iterative Herangehensweise hat zunächst das Ziel, zu überprüfen, bei welcher minimalen Federsteifigkeit ein Snap-in an der Tunnelstrecke bei einem Abstand von 1-3 nm vermieden wird. Es findet demnach ein Vergleich zwischen den anziehenden Kräften an der Tunnelelektrode und der rückstellenden Federkraft statt. Die in diesem Absatz eingeführten Größen dienen als Grundlage für die Berechnung der Sensoreigenschaften und weiteren Parameter:

- Elektrische Vorspannung an der Tunnelstrecke $U_t = 0.1-1$ V
- Spitzenradius der Tunnelspitze $R_t = 5-30$ nm
- Abstand der Tunnelelektroden für Auftreten des Tunneleffekts $d_t = 1-3$ nm

Der Abstand der Elektroden wird auf den Bereich von 1-3 nm festgelegt, da dies typischen Abständen bzgl. Anwendung des Tunneleffekts im RTM entspricht [113]. Es ist ersichtlich, dass eine Grenzbetrachtung zwar Grundlage für die Auslegung ist, für die Umsetzung der Sensorstruktur aber moderate Sicherheitsfaktoren einbezogen werden müssen, um eine sichere Funktion der beschleunigungssensitiven Tunnelstrecke zu gewährleisten. Für die Bestimmung der minimalen Federsteifigkeit zur Vermeidung eines Snap-ins muss zum einen die initiale anziehende Kraft in einem bestimmten Elektrodenabstand und der weitere Verlauf, also dessen Zunahme oder Steigung, bei weiterer Annäherung betrachtet werden. Dieser Verlauf muss in direkten Zusammenhang mit der Federsteifigkeit gebracht werden. Konkret muss überprüft werden, ob die rückstellende Federkraft in der Lage ist, die anziehenden Kräfte zu überwinden (siehe Kapitel 3.4.5). Nach Bestimmung der minimal erforderlichen Federsteifigkeit für obige festgelegte Parameter der Tunnelstrecke können über die Dimensionierung der seismischen Masse weitere Sensorparameter festgelegt werden. So ergibt sich aus der seismischen Masse und der Federsteifigkeit die Empfindlichkeit für die einwirkende Beschleunigung. Des Weiteren erfolgt aus der seismischen Masse und dem Elektrodenabstand, ab dem ein Elektronentunneln auftritt, bis hin zum kritischen Abstand, der theoretische Messbereich (siehe Kapitel 3.5.3). Durch die weitere Berechnung relevanter Dämpfungsmechanismen kann das Feder-Masse-Dämpfer-System der Sensorstruktur vollständig ausgelegt und die mechanische Bandbreite des Systems bestimmt werden (Kapitel 3.6). Aus der Geometrie der Sensorstruktur und damit den Flächen, die gleichzeitig die „oberen“ Elektroden des elektrostatischen Aktors darstellen, dem Plattenabstand sowie vorliegenden Konstanten des Dielektrikums und der elektrischen Feldkonstante kann der

Aktor ausgelegt werden (Kapitel 3.7.3). Hieraus ergibt sich in Bezug auf den Anfangsabstand der Tunnelelektroden und der Steifigkeit der Sensorstruktur die notwendige Aktorspannung, um den Sensor in den Betriebspunkt zu bringen. Für die Bestimmung der Sensorauflösung spielen die Rauschmechanismen sowie Umgebungseinflüsse die entscheidende Rolle. Für das thermische Rauschen wird insbesondere Bezug auf die seismische Masse und die Eigenfrequenz des Systems genommen. Des Weiteren wird das Schrotrauschen der Tunnelstrecke ermittelt und fließt in die Bestimmung der Auflösungsgrenze mit ein (Kapitel 3.6). Der beschriebene Ablauf der Sensorauslegung bezieht alle Parameter aus der Übersicht in Abbildung 3.3 in das Gesamtkonzept mit ein. Die Basis für die Auslegung stellt die Tunnelstrecke bzw. die mindestens notwendige Federsteifigkeit dar. Alle darauf aufbauenden Sensorparameter, wie Empfindlichkeit oder Messbereich, können über die Geometrie der seismischen Masse maßgeblich beeinflusst und definiert werden. Der Einsatz einer Tunnelstrecke stellt aufgrund der geringen Abstände der Elektroden eine erste Grenze in der Sensorentwicklung hinsichtlich der Federsteifigkeit dar. Allerdings begrenzt diese Randbedingung im Wesentlichen die Empfindlichkeit bezogen auf einwirkende Beschleunigungen und die daraus resultierende Auslenkung. In dieser Auslegung liegt der Fokus allerdings auf der Miniaturisierung durch die hohe Sensitivität des Tunneleffekts und den dadurch nur sehr kleinen notwendigen Abstandsänderungen. Nicht im Fokus steht die Messung kleinster Beschleunigungen durch eine hohe Empfindlichkeit. Die Federsteifigkeit kann demnach unter Einbezug der seismischen Masse und der daraus resultierenden Empfindlichkeit beliebig hoch bis zur Auflösungsgrenze der Tunnelstrecke gewählt werden. Mit Zunahme der Federsteifigkeit steigt gleichermaßen der Messbereich. Umso größer dieser ausfällt, umso geringer ist die kleinste messbare Beschleunigung. Folgende Randbedingungen gelten neben oben festgelegten Parametern für die theoretische Auslegung und Eigenschaften des Sensors:

- Messbereich etwa ± 10 g
- Flächenbedarf der Sensorstruktur von wenigen $10 \times 10 \mu\text{m}^2$
- Auflösungsgrenze bei einigen ‰ des Messbereichs

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die funktionelle Struktur eines Beschleunigungssensors auf einer möglichst kleinen Fläche zu realisieren. Die Konzeption ist daher abhängig von gegenläufigen Größen, wie einer maximal möglichen Reduzierung des Flächenbedarfs auf der einen Seite und ausreichender Empfindlichkeit für Signaländerung auf der anderen Seite. Die Reduzierung des Flächenbedarfs führt gleichermaßen zu einer hohen Steifigkeit und kleineren Masse, was wiederum zu einer hohen Eigenfrequenz und einem großen Einfluss des thermischen Rauschens führt. Dies begrenzt folglich die Auflösung. Da eine hohe Einflussnahme zwischen den Sensorparametern besteht, erfordert die nachfolgende Auslegung die vorherige Zielfestlegung der wichtigsten Parameter für jede Sensorvariante. Diese sind der Flächenbedarf und der Messbereich. Die Eigenschaften der Tunnelstrecke sind dabei technologisch durch die Herstellung und physikalisch durch die quantenmechanischen Grundlagen wie die Transmissionswahrscheinlichkeit der Elektronen durch eine Barriere begrenzt.

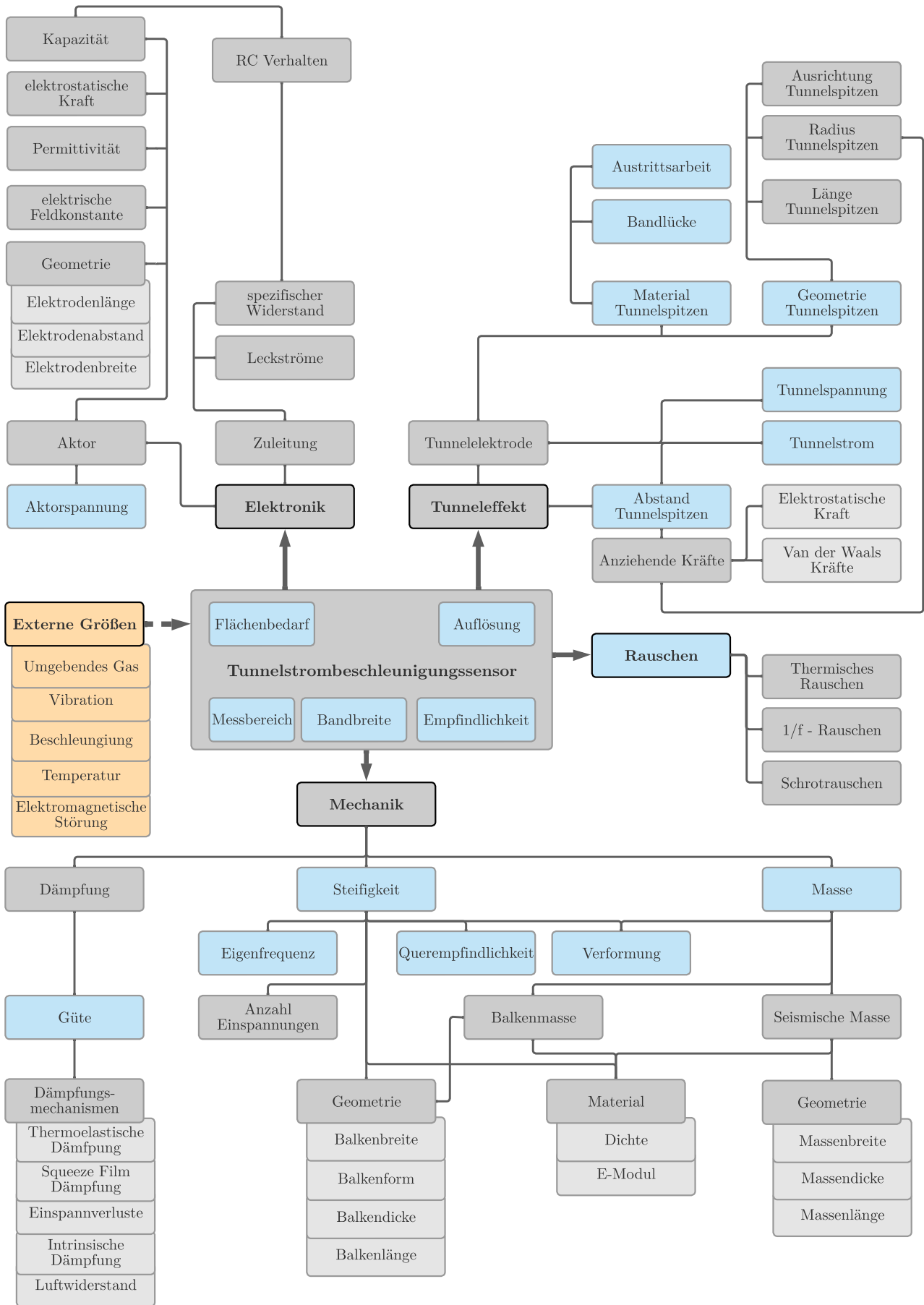


Abbildung 3.2: Übersicht zu wichtigen Parametern des Tunnelbeschleunigungssensors. Blau hinterlegt sind die wesentlichen Sensormerkmale. Orange markiert sind externe Störeinflüsse. Grau hinterlegt sind sonstige und untergeordnete Größen.

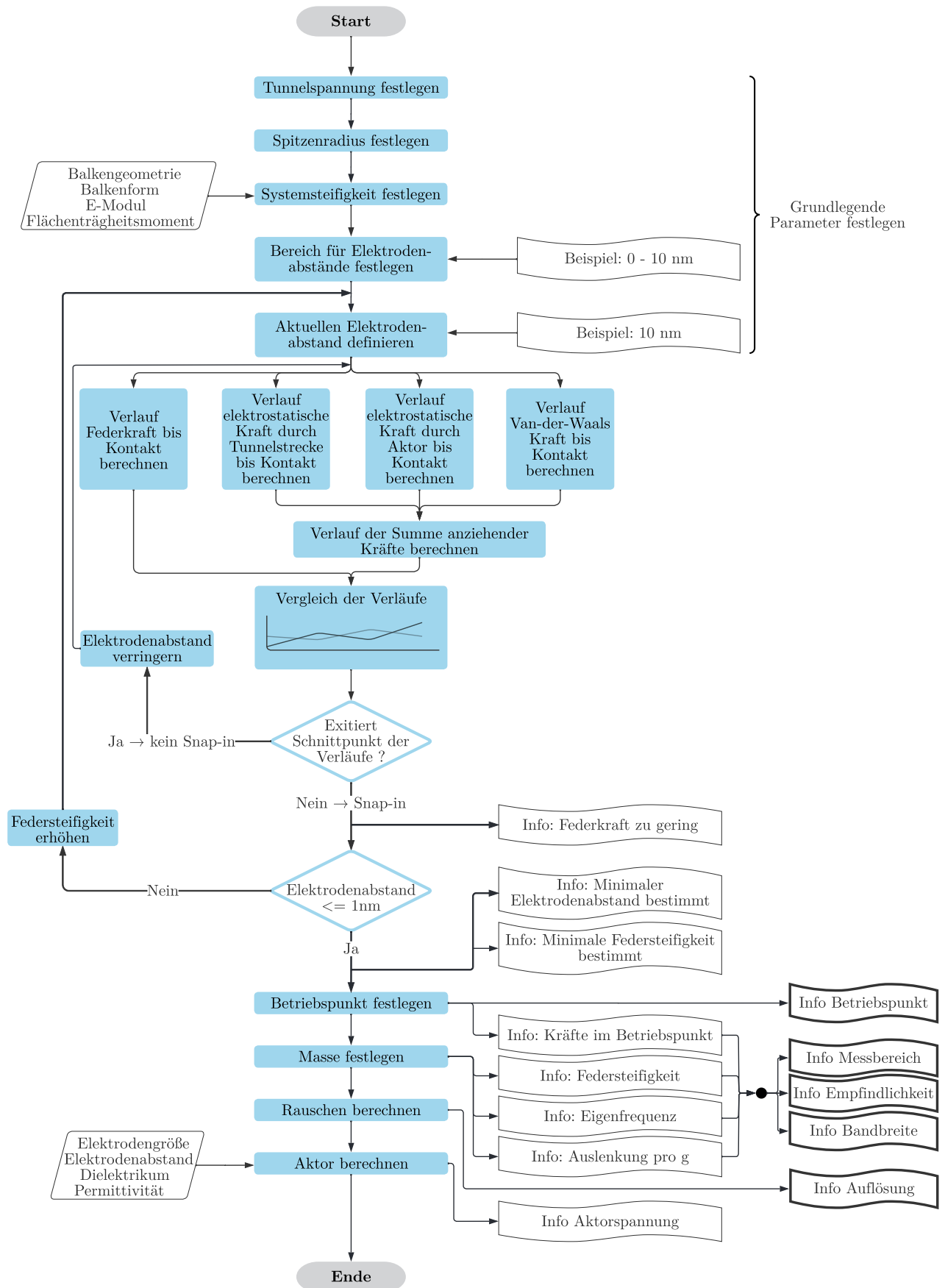


Abbildung 3.3: Übersicht zum iterativen Prozess der Sensorauslegung mit zentralem Element der Tunnelstrecke.

3.3 Gesamtsystem

3.3.1 Sensorkomponenten und funktioneller Aufbau

Der Tunnelbeschleunigungssensor basiert im Wesentlichen zum einen auf einer beweglichen und damit beschleunigungssensitiven Struktur, und zum anderen auf den Tunnelelektroden, als Messprinzip zur Ausleitung der Beschleunigung. Kommerzielle Sensoren verfügen über eine integrierte Schaltung zur Auswertung des Messsignals. In dieser Arbeit wird der gesamte Messaufbau diskret aufgebaut. Die Kontaktierung der Struktur erfordert außerdem die Zuleitungen direkt auf dem Sensorchip, Bonddrähte und Leiterbahnen auf der LP sowie die Verdrahtung der Messapparatur. Diese Arbeit fokussiert sich auf die Abschätzung des Miniaturisierungspotentials von Beschleunigungssensoren durch unterschiedliche Sensorstrukturen. Außerdem soll eine flexible Bearbeitung und Charakterisierung dieser Prototypen möglich sein. Daher wird das Gesamtsystem zum Betrieb der Sensorstrukturen nach folgendem Schema (siehe Abbildung 3.4) diskret, entsprechend seiner Einzelkomponenten, in verschiedenen Systemebenen aufgebaut.

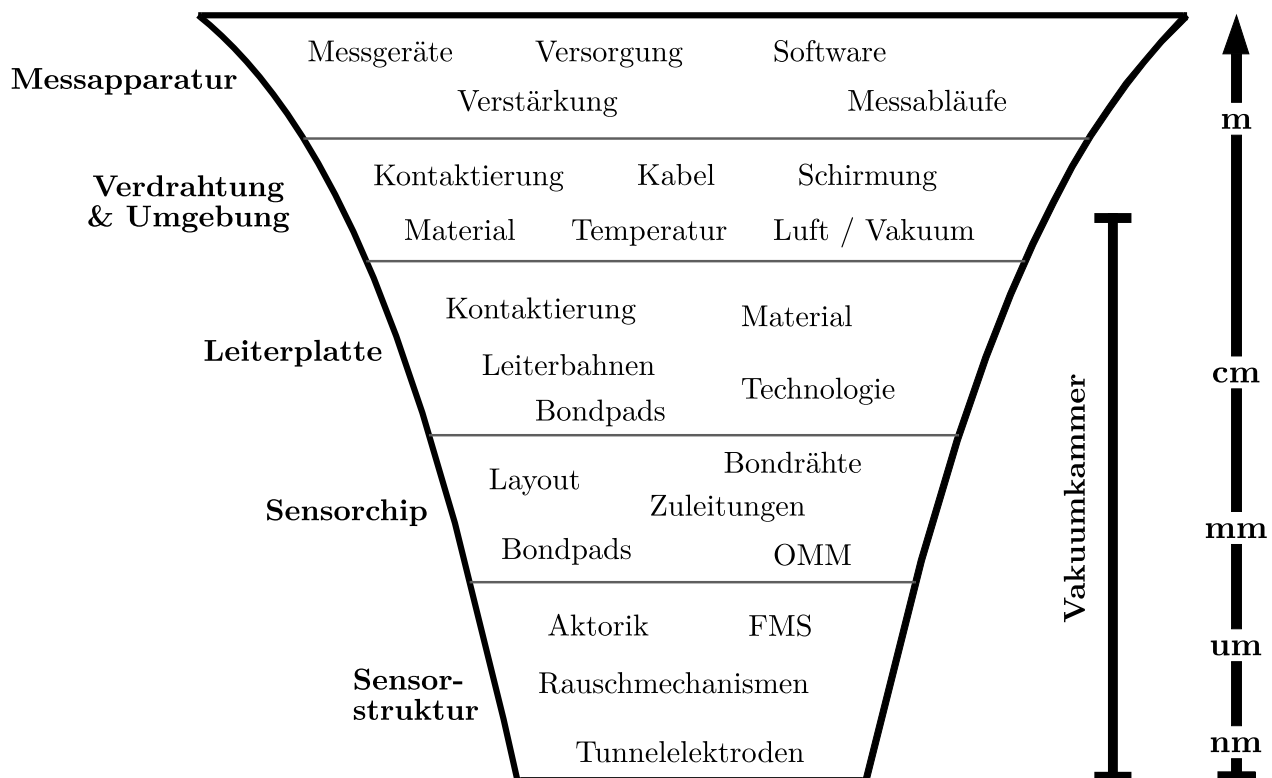


Abbildung 3.4: Übersicht zu den Komponenten und dem Aufbau des Gesamtsystems anhand mehrerer Systemebenen.

Die zentralen Komponenten des Gesamtsystems sind die Tunnelelektroden, welche mit Hilfe des FIB in das Feder-Masse-System integriert werden. Gemeinsam mit der Aktorik und relevanten Rauschmechanismen bildet die Sensorstruktur die wesentliche Funktionalität des

Tunnelbeschleunigungssensors ab. Für die Abschätzung des Miniaturisierungspotentials wird eine Vielzahl an Sensorstrukturen auf einem Sensorchip aufgebaut. Die Herstellung der Sensorchips bzw. Sensorstrukturen basiert auf dem PolyMUMPs Foundry Service in OMM-Technologie. Die Kontaktierung der Strukturen erfolgt über jeweils separate Zuleitungen, Bondpads und Verdrahtung mit einer Breakout-LP über entsprechende Au-Bonddrähte. Die LP basiert auf dem Trägermaterial Flame Retardant 4 (FR4). Für eine flexible Verschaltung der Sensorstrukturen sind alle Bondpads mit einem jeweiligen Pin am LP-Rand über Kupfer-Leiterbahnen verbunden. Die Bondpads auf der LP sind jeweils in Electroless Nickel Electroless Palladium Immersion Gold (ENEPIG)-Oberflächen ausgeführt, um ein Bonden mittels Au-Draht zu ermöglichen. Die Kontaktierung der Leiterplatten erfolgt über Flexible Flat Cable/ Flexible Printed Circuit (FFC/FPC) und vakuumtaugliche Teflonkabel innerhalb der Vakuumkammer des FIB. Die Verbindung der Messgeräte wird über eine Kabeldurchführung an der Vakuumkammer unter Verwendung von Bayonet Neill Concelman (BNC)-Kabeln ermöglicht. Die Schnittstellen zwischen Sensorsystem und Bediener stellen die Mess- und Versorgungsgeräte sowie Bedienersoftware und die Möglichkeit zur Implementierung von Messalgorithmen für die Charakterisierung der Sensorstruktur dar. Der grundlegende Ablauf zur Inbetriebnahme des Sensors mit Hilfe der Messapparatur wird im nachfolgenden Kapitel beschrieben.

3.3.2 Mess- und Steuerungstechnik

Um den Sensor in Betrieb zu nehmen, muss der Abstand der Tunnelelektroden auf wenige nm eingestellt werden. Wirken im Betriebspunkt Kräfte auf das FMS, wird die bewegliche Tunnelelektrode zusätzlich ausgelenkt, was zu einer sofortigen Änderung des Tunnelstroms führt. Diese Änderung ist proportional zur Beschleunigung. Die Auslenkungen im sub-nm-Bereich reichen aus, um große Änderungen im Tunnelstrom zu erreichen. Dadurch können deutlich miniaturisierte Systeme umgesetzt werden. Abbildung 3.5 zeigt die funktionelle Struktur des Messsystems zum Betrieb und zur Charakterisierung des Beschleunigungssensors sowie essentielle Komponenten. Der Ablauf ist in zwei Phasen aufgeteilt. In der ersten Phase (gelb) wird die Spannung am elektrostatischen Aktor (U_{e++}) erhöht bis der Tunnelstrom detektiert und ein vorher festgelegter Schwellwert ($I_{t,set}$) erreicht wird. Der Sensor ist nun im Betriebsmodus entsprechend Phase 2 (grün) mit der Aktorspannung $U_{e,set}$. Durch die Krafteinwirkung mittels Selbsttest-Aktorik (F_e), Shaker (Δa) oder im Erdschwerefeld (g) kann die Sensorstruktur zusätzlich belastet und die seismische Masse ausgelenkt werden. Eine hoch präzise SMU wird verwendet, um kleinste Änderungen im Tunnelstrom im sub-pA-Bereich bis hin zu einigen nA zu messen.

Bisherige Arbeiten zu Tunnelbeschleunigungssensoren zeigen den Betrieb im offenen und/oder geschlossenen Kreis. Der offene Kreis bezieht sich auf die direkte Ansteuerung der Aktorik ohne integrierten Regelkreis. Hingegen ist im geschlossenen Kreis eine Regelstrecke für eine Kraftkompensation vorgesehen. Ein Regelkreis dient der Stabilisierung der Sensorfunktion

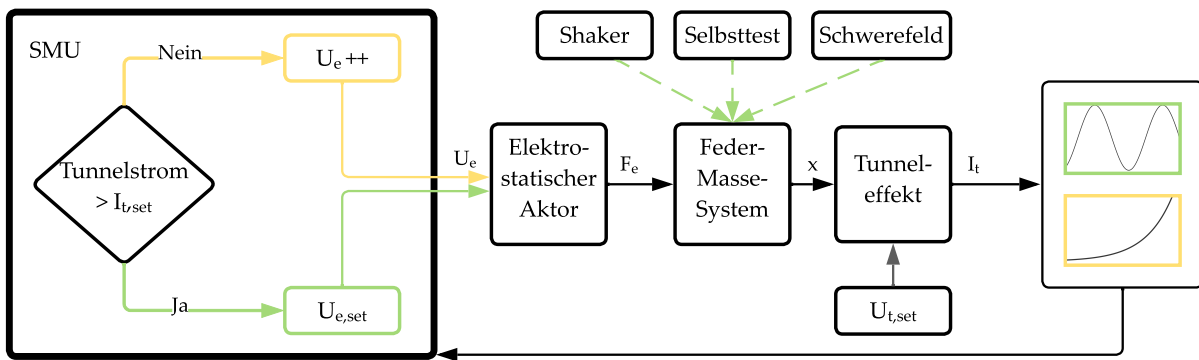


Abbildung 3.5: Übersicht zum Sensorsystem mit den entsprechenden Ausgangsvariablen: U_e = Aktorspannung, F_e = Elektrostatische Kraft, x = Auslenkung, I_t = Tunnelstrom [16].

zur Verhinderung von „Crashes“ der Tunnelelektroden bei großen Störeinflüssen außerhalb des Messbereichs. Sollen wie in bisherigen Arbeiten kleinste Beschleunigungen gemessen werden, führt die Einwirkung von Beschleunigungen im Bereich des Schwerefeldes bereits zu einem Vielfachen der Auslenkungen, welche durch den Elektrodenabstand von wenigen nm erlaubt sind. Außerdem kann durch eine Regelung der dynamische Messbereich des Sensors erhöht werden, da auch große Beschleunigungen ausgeregelt werden können. In Tunnelbeschleunigungssensoren höherer Steifigkeit kann der Betrieb in einem definierten dynamischen Bereich im offenen Kreis durchgeführt werden. In dieser Arbeit soll die statische Auslenkung auf Basis einer einwirkenden Beschleunigung und dadurch die Empfindlichkeit und der Messbereich gemessen werden. Durch die exponentielle Kennlinie aus linearer Krafteinwirkung und ansteigendem Strom kann der Tunneleffekt nachgewiesen werden. Unter Verwendung hochpräziser Messgeräte kann der Tunnelstrom im Bereich weniger pA bis nA direkt an der Sensorstruktur in Form des Rohsignals ohne zusätzliche Verstärkung ausgeleitet werden. Daher wird auf die Implementierung einer Regelung verzichtet. Zusätzliche Störsignale oder Rauschquellen für das Ausgangssignal aufgrund weiterer Komponenten, wie einer Verstärkerschaltung oder Digital-/Analogwandler, können auf diese Weise minimiert werden.

3.3.3 Transimpedanzverstärkung

Für den zukünftigen Einsatz des Sensors im Feld und die Weiterentwicklung muss aus Stabilitätsgründen eine Regelschaltung integriert und für die Signalverarbeitung im geschlossenen Kreis daher eine Transimpedanzverstärkung realisiert werden. Im Falle eines miniaturisierten Tunnelbeschleunigungssensors mit hoher Eigenfrequenz (einigen 10 kHz) und geringen Strömen (einige pA bis nA) ist die Umsetzung eines Operationsverstärkers eine große Herausforderung, da eine große Verstärkungsstufe bei geringen Zeitkonstanten realisiert werden muss. Wie bereits erwähnt, wird daher in dieser Entwicklung auf die Implementierung einer Regelschaltung mit Verstärkungsstufe verzichtet.

3.3.4 Umgebungsbedingungen und Handhabung

Für eine möglichst fehlerfreie Auswertung des Sensorsignals wird der Sensor durch ein zur Beschleunigung äquivalentes Eingangssignal oder Störsignal in Form einer elektrischen Spannung am elektrostatischen Aktor angeregt und die Antwort des Signals an der Tunnelstrecke in Form des elektrischen Stroms ausgelesen. Die Messung realer Beschleunigungswirkung, beispielsweise durch einen Drehtisch im Erdschwerefeld oder einen „Shaker Table“, ist aufgrund des Aufbaus und der Messung in der Vakuumkammer des Dualbeams nicht möglich. Die Vermessung des Sensors direkt nach Bearbeitung durch das FIB minimiert mögliche Störquellen wie Kontamination der Tunnelelektroden, elektrostatische Entladung oder Stoßbelastung und Auftreten hoher Beschleunigungen bei Transport des Sensorchips sowie weitere äußere Einflüsse wie Temperaturschwankungen. Dies erfordert allerdings einen erhöhten Aufwand und führt zu zusätzlichen Einschränkungen in der Herstellung der Tunnelelektroden. Da die Verkabelung der Leiterplatte bereits vor dem Schließen der Vakuumkammer erfolgen muss, ist die Bewegungsfreiheit der Stage deutlich reduziert. Um das FIB an seiner Auflösungsgrenze zu betreiben, ist Hochvakuum im Bereich von 10^{-7} mBar notwendig, welches nach einer Abpumpzeit einiger Stunden erreicht wird.

3.4 Tunneleffekt

Der quantenmechanische Tunneleffekt beschreibt die Überwindung einer Potentialbarriere mit der Energie V_0 durch ein Teilchen mit der Energie kleiner V_0 , welche nach der klassischen Physik auf diese Art nicht möglich ist. Wird das Teilchen als Welle beschrieben, lässt sich nach der Quantenmechanik das Durchdringen der Welle durch die Barriere erklären. Das Teilchen kann sich demzufolge auf der Gegenseite aufhalten. Der quantenmechanische Tunneleffekt beschränkt sich auf Barrieren im nm- und pm-Bereich. Beim Annähern zweier Elektroden auf nur wenige nm kommt es daher zu einem Stromfluss. Der Betrag des elektrischen Stroms ist dabei exponentiell vom Abstand abhängig. Durch den Tunneleffekt können deshalb hochempfindliche Sensoren und Geräte wie das Rastertunnelmikroskop realisiert werden. Dieses Kapitel zeigt die physikalischen Grundlagen des Tunneleffekts und wichtige Aspekte, die für den praktischen Einsatz im Sensor berücksichtigt werden müssen. Weitere Anwendungen des Tunneleffekts lassen sich in Kapitel 2.3 nachlesen.

3.4.1 Tunnelwahrscheinlichkeit

Der Tunneleffekt lässt sich durch die Wellenfunktion, basierend auf der Wellenmechanik nach Erwin Schrödinger, beschreiben. Konkret wird hierbei der quantenmechanische Zustand von Teilchen oder Systemen gezeigt. Die Wellenfunktion stellt die Bewegungsgleichung im Orts- oder Impulsraum dar. Abbildung 3.6 zeigt drei Bereiche (I, II und III), die beim Auftreffen einer Welle auf eine Potentialbarriere von Bedeutung sind. Zur Erläuterung des Tunnelns eines

Teilchen durch die Barriere muss das jeweilige Verhalten der Welle für diese Bereiche beschrieben werden. Das Energieniveau der Potentialschwelle V_0 ist dabei höher als die Energie des Teilchens E . Nach der klassischen Physik kann das Teilchen die Barriere nicht überwinden, sondern wird an dieser gänzlich reflektiert. Der Tunneleffekt erlaubt hingegen die Transmission der Welle, sodass diese hinter der Barriere auftritt. Im Bereich I trifft eine von links kommende ebene Welle Ψ_1 respektive ein Teilchen mit der Energie E auf die Potentialbarriere der Höhe V_0 und Breite d . In Bereich II, also innerhalb der Potentialschwelle, tritt der Tunneleffekt durch Transmission der Welle Ψ_2 auf. Da nicht die gesamte Welle Ψ_1 transmittiert, wird ein Teil (Ψ_R) dieser wieder nach links reflektiert. Die eindringende Welle Ψ_2 klingt innerhalb der Potentialschwelle ab. Bereich III beschreibt den Austritt bzw. die resultierende Welle Ψ_3 nach der Potentialbarriere.

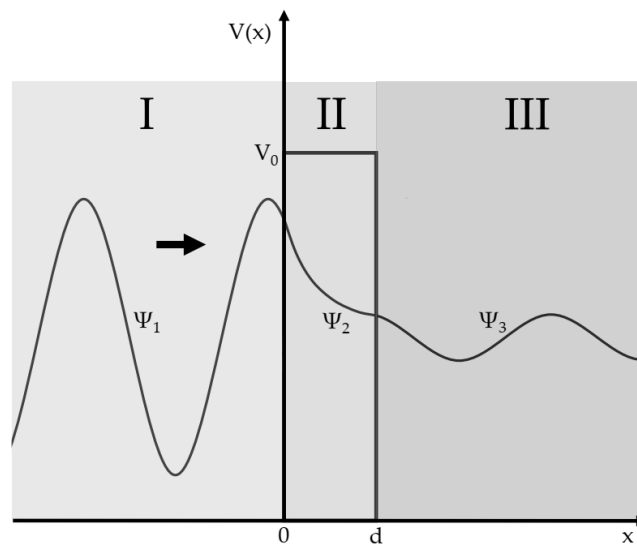


Abbildung 3.6: Eine von links ankommende Welle Ψ_1 trifft auf eine Potentialschwelle. Ein Teil der Welle wird reflektiert, ein weiterer Teil Ψ_2 transmittiert durch die Barriere [16].

Die zeitunabhängigen Schrödingergleichung lautet

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} + V(x) \Psi(x) = E \Psi(x) \quad (3.1)$$

mit \hbar dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum, m der Masse des Teilchens, $\Psi(x)$ der Wellenfunktion, $V(x)$ der potentiellen Energie und E der Energie des Systems. Zur Lösung der Gleichung 3.1 und schlussendlich der Berechnung der Tunnelwahrscheinlichkeit T wird der Ansatz

$$\Psi(x) = A e^{ikx} \quad (3.2)$$

gewählt. Für die Bereiche I und III wird der oszillatorische Ansatz verwendet. Als Lösung für die Wellenfunktionen Ψ_1 und Ψ_3 mit den Koeffizienten A_1 , B_1 , A_3 und B_3 ergibt sich daraus:

$$\Psi_1(x) = A_1 e^{ik_1x} + B_1 e^{-ik_1x} \quad (3.3)$$

$$\Psi_3(x) = A_3 e^{ik_3x} + B_3 e^{-ik_3x} \quad (3.4)$$

In Bereich II wird der Ansatz für eine exponentiell ansteigende oder abfallende Wellenfunktion gewählt mit den Koeffizienten A_2 , B_2 und ergibt sich zu:

$$\Psi_2(x) = A_2 e^{k_2x} + B_2 e^{-k_2x} \quad (3.5)$$

Da für $x < 0$ und $x > d$ das Potential $V(x) = 0$ ist, ist $k_1 = k_3$. Die Übergänge $x = 0$ und $x = d$ müssen stetig und stetig differenzierbar sein, um eine Lösung für das gesamte Gebiet zu erhalten. Dabei ist $B_3 = 0$, da im Bereich III von rechts keine reflektierte Welle existiert.

Aus der Gleichung 3.1 ergibt sich k_n zu:

$$k_1 = k_3 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2 m E} \quad (3.6)$$

in Bereich 1, 3 und in Bereich 2 zu:

$$k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2 m (V_0 - E)} \quad (3.7)$$

Die Transmissionswahrscheinlichkeit T ergibt sich als Quotient der Wahrscheinlichkeitsdichten $|A_3|^2$ und $|A_1|^2$ zu:

$$T = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} \quad (3.8)$$

Durch Umformung der Gleichungen 3.3, 3.4 und 3.5, Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen und Einsetzen von k berechnet sich die Transmissionswahrscheinlichkeit T zu:

$$T = \frac{1 - \frac{E}{V_0}}{\left(1 - \frac{E}{V_0}\right) + \frac{V_0}{4E} \sinh^2(k_2 d)} \quad (3.9)$$

Die Gleichung 3.9 für die Transmissionswahrscheinlichkeit zeigt, dass diese bei $E < V_0$ nicht gleich null ist. Demnach besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, das Teilchen auf der Seite, die es nach den Regeln der klassischen Physik nicht erreichen kann, aufzufinden. Dieser Vorgang definiert den quantenmechanischen Tunneleffekt. Durch einen Potentialunterschied der beiden Tunnelelektroden, entsprechend Bereich I und III, nehmen die Elektronen eine bestimmte Richtung ein. Der daraus resultierende Strom ist der Tunnelstrom. Diese Herleitung beschreibt das eindimensionale Modell für den Tunneleffekt.

3.4.2 Tunnelstrom

Der Ansatz zur Berechnung des Tunnelstroms wurde noch vor Erfindung des RTM durch den Bardeen-Formalismus [115] beschrieben und ist definiert durch:

$$I_t = \frac{2 \pi e}{\hbar} \sum_{\mu, \nu} f(E_\mu) [1 - f(E_\nu + eU_t)] |M_{\mu\nu}|^2 \delta(E_\mu - E_\nu) \quad (3.10)$$

mit I_t dem Tunnelstrom, mit e der Elementarladung, \hbar dem reduzierten plankschen Wirkungsquantum, $f(E)$ der Fermifunktion, U_t der angelegten Spannung, $M_{\mu\nu}$ dem Tunnelmatrixelement zwischen den Zuständen ψ_μ der Spitze und ψ_ν der Probe, der Energie E_μ der Spitze und E_ν der Probe, sowie der δ -Funktion zur Beschreibung der Energieerhaltung bei elastischem Tunneln. Die Fermifunktionen $f(E_\nu)$ und $1 - f(E_\nu + eU_t)$ beschreiben die Besetzungswahrscheinlichkeiten der sich auf gleichem Energieniveau gegenüberstehenden Zustände der beiden Elektroden. Tersoff und Hamann [116] zeigen die Vereinfachung von Gleichung 3.10 unter den Bedingungen niedriger Temperatur und kleiner Tunnelspannung zu:

$$I_t = \frac{2 \pi e^2}{\hbar} V \sum_{\mu, \nu} |M_{\mu\nu}|^2 \delta(E_\nu - E_F) \delta(E_\mu - E_F) \quad (3.11)$$

mit der Fermie-Energie E_F .

Die Problematik zur Berechnung des Tunnelstroms durch diese Gleichung liegt im Tunnelmatrixelement $M_{\mu\nu}$, welches definiert ist durch:

$$M_{\mu\nu} = \frac{\hbar^2}{2 m_e} \int d\vec{S} (\psi_\mu^* \vec{\nabla} \psi_\nu - \psi_\nu \vec{\nabla} \psi_\mu^*) \quad (3.12)$$

mit m_e der Elektronenmasse und dem Integral, das die gesamte Fläche innerhalb der Vakuumbarriere einschließt, sowie der Stromdichte $j_{\mu\nu}$ als der Ausdruck in der Klammer. Da die Wellenfunktionen der Elektroden unbekannt sind, müssen diese durch Näherungen beschrieben werden. Diese Näherung zeigen Tersoff und Hamann durch die Annahme einer sphärischen Elektrode über einer planaren Gegenelektrode entsprechend Abbildung 3.7

Dadurch lässt sich das Matrixelement $M_{\mu\nu}$ berechnen, indem die Elektrodenspitze näherungsweise durch eine s-Wellenfunktion angenommen wird. Die Wellenfunktion der Probe hingegen wird mit einem allgemeinen Ausdruck für eine periodische Oberfläche gewählt. Durch die beiden Wellenfunktionen und einigen Umformungen lässt sich das Matrixelement beschreiben und folgender Ausdruck für den Tunnelstrom erhalten:

$$I_t = \frac{32 \pi^3 e^2}{\hbar} U_t \frac{\Phi^2}{k^4} \rho_S(E_F) R^2 e^{2kR} \rho_P(r_0, E_F) \quad (3.13)$$

mit ρ_S der Zustandsdichte der Spitzen, $k = \sqrt{\frac{2m\Phi}{\hbar^2}}$ der Abklinglänge, Φ der effektiven Barrierenhöhe, R dem effektiven Spitzenradius, r_0 dem Zentrum der Spitzensphäre und $\rho_P = \sum_\nu |\psi_\nu(r_0)|^2 \delta(E_\nu - E_F)$ der Local Density of States (LDOS) – lokalen Zustandsdichten – der Probe bei r_0 . Die Betrachtung der LDOS nimmt eine wichtige Stellung bei der Beschreibung des Tunnelleffekts ein, da die Elektronen jeweils zwischen besetzten und unbesetzten Zuständen der beiden Elektroden durch die Barriere tunneln. Die LDOS ist eine Verteilungsfunktion, die

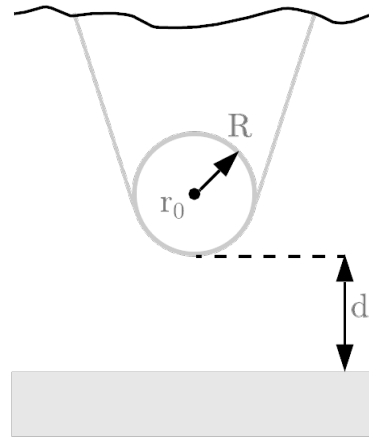


Abbildung 3.7: Veranschaulichung des Modells von Tersoff und Hamann mit einer sphärischen Probenspitze über einer planaren Gegenelektrode mit dem Radius R der Spitze, dem kürzesten Abstand d und Mittelpunkt der Sphäre r_0 . Eigene Darstellung nach [116].

die örtliche Zustandsdichte der Elektrode an der Femikante beschreibt. Bei einer RTM-Messung werden daher im Grunde die LDOS der Oberfläche abgebildet. Bei der Tunnelspektroskopie können im RTM die LDOS durch Variation der anliegenden Tunnelspannung an einem bestimmten Ort direkt gemessen werden. Die Position der Tunnelspitzen wird dabei in alle drei Raumrichtungen konstant gehalten. In der Praxis entsteht nicht nur eine Tunnelstrecke zwischen den beiden Tunnelelektroden, sondern eine Vielzahl von Tunnelübergängen entsprechend der LDOS, die zum Tunneleffekt beitragen. Die Elektronen tunneln also von besetzten Zuständen der Spitze durch eine Barriere in unbesetzte Zustände der Gegenelektrode. Durch das exponentielle Abklingen der Wellenfunktion der Oberfläche $\psi(\nu)$ zeigen Tersoff und Hamann weiter, dass der Tunnelleitwert $\sigma \sim e^{-2kd}$ [116] und damit selbstverständlich auch der Tunnelstrom exponentiell vom Abstand d der Elektroden abhängen. Die Formel des Tunnelstroms wurde durch Simmons [117] bereits 1963 generalisiert. Auf Basis von Simmons Erkenntnissen kann der Tunnelstrom näherungsweise durch folgende Formel bestimmt werden:

$$I_t \propto U_t \exp\left(-2 d_t \frac{\sqrt{2 m_e \Phi}}{\hbar}\right) \approx U_t \exp\left(\alpha \sqrt{\Phi} d_t\right) \quad (3.14)$$

mit d_t dem Abstand der Elektroden, m_e der Elektronenmasse und Φ der durchschnittlichen Barrierenhöhe auf Basis der Austrittsarbeiten des Elektrodenmaterials. Die rechte Seite von Gleichung 3.14 zeigt die Vereinfachung durch die Konstante $\alpha = 1.025 eV^{-0.5} \text{\AA}^{-1}$ und ist die gängigste Näherung des Tunnelstroms zwischen zwei Tunnelelektroden. Bei einer Barrierenhöhe weniger eV zeigt die Gleichung eine Änderung des Tunnelstroms um eine Größenordnung bei einer Abstandsänderung von 1\AA [110]. Diese starke Abhängigkeit vom Abstand erlaubt die Untersuchung atomarer Strukturen, wie bereits gezeigt bei der Anwendung im RTM in Kapitel 2.3. Im Gegensatz zum Tunnelbeschleunigungssensor sind im RTM die Elektroden

fixiert, sodass wesentlich geringere Abstände zwischen den Elektroden erreicht werden können. Dennoch kann die hohe Empfindlichkeit des Tunneleffekts auch für die Miniaturisierung von Beschleunigungssensoren verwendet werden, da nur geringste Abstandsänderungen für eine ausreichende Signaländerung notwendig sind.

Bai [118] erweitert die Gleichung 3.14 durch die Einführung der Fläche, die zum Elektronentunneln beiträgt:

$$I_t = k_2 A_t U_t \frac{k_1}{d_t} \exp(-2k_1 d_t) \quad (3.15)$$

mit A_t der Elektrodenfläche, $k_1 = \sqrt{\frac{2m\Phi}{\hbar^2}}$ und k_2 einer Konstante mit dem Wert $\frac{18}{10^4 \Omega}$ [118]. k_2 verschiebt lediglich den absoluten Tunnelabstand im Verlauf des Tunnelstroms. Aus dieser Gleichung lässt sich leicht schließen, dass eine Vergrößerung der Elektrodenfläche auch zu einer Vergrößerung des Tunnelstroms führt. Daher ist diese Näherung sinnvoll für die Anwendung von Elektrodenspitzen mit Radien mehrerer nm.

3.4.3 Tunnelkontakte für Metall-, Halbleiter- und Isolator-Kombinationen

In der Regel kommen beim Aufbau von Tunnelstrecken im Rastertunnelmikroskop oder bei Beschleunigungssensoren metallische Elektroden zum Einsatz. Der Widerstand der Tunnelstrecke ist zum einen von der Austrittsarbeit des Materials, aber im Wesentlichen von dem Elektrodenabstand abhängig. Zusätzlich ergeben sich allerdings Einflüsse durch die Elektrodenoberfläche, wie deren Topographie, Rauheit oder die Anlagerung von Fremdatomen. Am einfachsten lässt sich der Tunnelvorgang durch das Energiediagramm eines Vakuum-Übergangs zwischen den Tunnelelektroden beschreiben. Je nach Konfiguration der Randschichten aus Metall, Halbleiter oder Isolator ändern sich die Energiediagramme charakteristisch bezüglich Austrittsarbeit, Bandlücke, Valenz- und Leitungsband sowie Fermi-Level. Da in dieser Arbeit metallorganische Materialien für die Elektrodenspitzen verwendet werden, müssen insbesondere die Konfiguration aus einem Metall-Halbleiter-Vakuum-Halbleiter-Metall - Übergang betrachtet werden. Der Tunneleffekt ist, wie in Gleichung 3.13 gezeigt, maßgeblich von der Anzahl unbesetzter Elektronenzustände abhängig, da die Elektronen durch die Barriere zu diesen Zuständen tunneln. Sind nur wenige Elektronenzustände unbesetzt, fällt der Tunnelstrom geringer aus als beispielsweise bei dem Tunneleffekt zwischen metallischen Materialien, in welchen sehr viele unbesetzte Zustände vorhanden sind. Für die Bewertung der unbesetzten Elektronenzustände wird von Elektronenzustandsdichten gesprochen. Im weiteren Sinne bedeutet dies, dass auch bei fehlendem elektrischen Potential an den Tunnelelektroden ein Tunnelstrom entsteht, wenn die Elektroden auf einen kleinen Abstand gebracht werden. Dieser ist jedoch nicht gerichtet und es fließt ein Tunnelstrom in beide Richtungen, der in der Summe einen Nettostrom von null ergibt. Erst durch das Anlegen einer Spannung werden die Fermi-Niveaus bezüglich des

Energielevels zueinander verschoben. Dadurch kommt es zu einem relativen Unterschied in der Anzahl unbesetzter Zustände, folglich zu einer Erhöhung und außerdem zu einer Ausrichtung des Tunnelstroms. D.h. drei wesentliche Abhängigkeiten und deren Auswirkung für den Tunnelstrom können an dieser Stelle definiert werden:

- Die Tunnelspannung \rightarrow ist proportional zum Tunnelstrom, also dessen Verschiebung auf der y-Achse
- Die Austrittsarbeit \rightarrow nimmt Einfluss auf die Empfindlichkeit des Tunnelstroms
- Der Elektrodenabstand \rightarrow nimmt Einfluss auf die Empfindlichkeit und Höhe des Tunnelstroms

Abhängig von der Elektrodenkonfiguration bezüglich des Materials kommen weitere Einflüsse hinsichtlich der Energiebänder wie die Bandlücke des Halbleiters oder des Isolators und deren Valenz- und Leitungsbandstruktur hinzu. Außerdem spielt die Ortskoordinate, wie beispielsweise die Schichtdicke eines Isolators, eine wichtige Rolle. Nachfolgende Energiebanddiagramme geben Aufschluss über die verschiedenen Konfigurationen aus Metall-Vakuum-Metall (Abb. 3.8), Metall-Halbleiter-Vakuum-Metall (Abb. 3.9), Metall-Halbleiter-Vakuum-Halbleiter-Metall (Abb. 3.10). Der Halbleiter kann jeweils durch einen Isolator ersetzt werden mit dem Unterschied, dass eine wesentlich größere Bandlücke berücksichtigt werden muss. Da in dieser Arbeit metallorganische Materialien verwendet werden, die aus leitenden Platinanteilen und Anteilen von hochohmigen DLC bestehen, kann sich im Bereich der Tunnelstrecke theoretisch jede der nachfolgend vorgestellten Konfigurationen oder eine Kombination aus diesen bilden. Es ergeben sich folglich unterschiedliche Tunnelströme je nachdem, ob der entstehende Platin-Kohlenstoff-Verbund als Leiter, Halbleiter oder Isolator vorliegt. Die Größe der Bandlücke des Materials entscheidet, ob die Elektronen durch die Bandlücke tunneln und ob das Leitungsband zum Tunnelstrom beiträgt. Letzteres ist zudem stark abhängig von dem Potentialunterschied zwischen den Elektrodenspitzen. Nachfolgende Abbildungen zeigen jeweils den Bereich besetzter Elektronenzustände (grün), unbesetzter Elektronenzustände (gelb), Bandlücke (grau), Leitungsband (gelb), Valenzband (grün), Vakuumbarriere (weiß) und Tunnelstrom (rot). Abbildung 3.8 stellt das Energiebanddiagramm zweier Metalle (M) bei einem Tunnelkontakt dar. In Abbildung 3.8a sei der Abstand der Elektroden d sehr groß, sodass es nicht zu einem Tunneleffekt kommt.

Die jeweiligen Metalle definieren sich durch ihre Austrittsarbeit E_A und Fermi-Niveau E_F . Bei Annäherung der Tunnelelektroden auf Tunnelabstand (Abbildung 3.8b) bildet sich durch die jeweiligen Austrittsarbeiten ein Kontaktpotential aus, da sich zwischen den beiden Fermi-Niveaus ein Gleichgewicht einstellt (durchgehende gestrichelte Linie). Die Fermi-Niveaus sind damit auf gleicher Potentialstufe. Der Tunnel-Nettostrom ist gleich null, da unter gewisser Wahrscheinlichkeit Elektronen in beide Richtungen gleichermaßen tunneln. In Abbildung 3.8c liegt auf der linken Seite eine elektrische Spannung von +0.1 V an. Dies führt zu einer Störung des Fermi-Gleichgewichts. Die Elektronen können nur richtungsabhängig von den besetzen

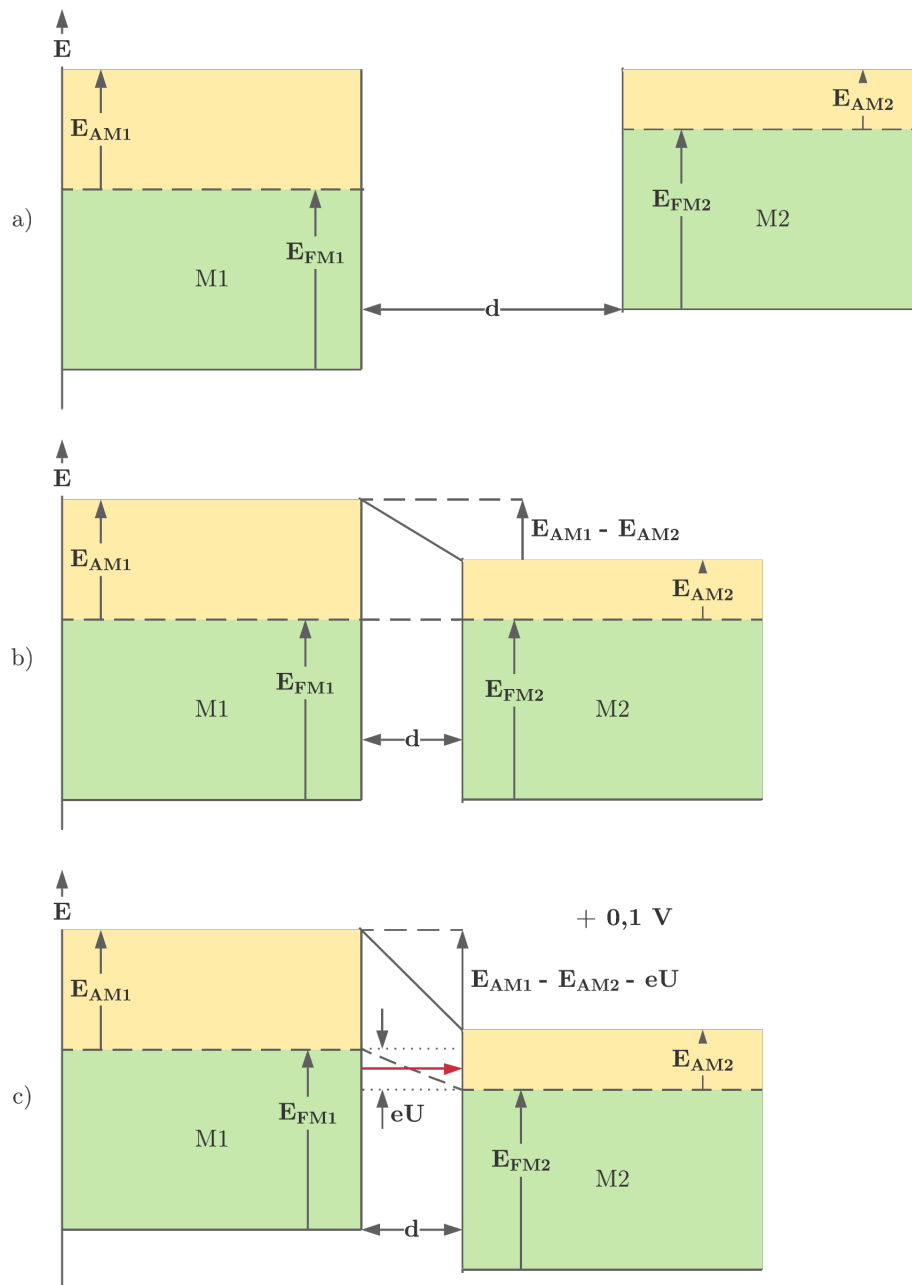


Abbildung 3.8: Metall-Vakuum-Metall - Übergang mit a) keinem Kontakt, b) Kontakt ohne Potential, c) Kontakt bei kleinem Potentialunterschied. Eigene Darstellung nach [119].

Zuständen des einen Materials in die unbesetzten Zustände des anderen Materials tunneln (roter Pfeil). Wird nun eine der Metallelektroden durch eine Metall-Halbleiter-Elektrode ersetzt, spielen beim Tunnelvorgang weitere Faktoren eine Rolle, wie in Abbildung 3.9 zu sehen. Zum einen ist dies die Bandlücke E_B zwischen Valenz- und Leitungsband und zum anderen die angelegte Tunnelspannung. Bei kleiner Tunnelspannung tunneln die Elektronen von den besetzten Zuständen des Metalls ausschließlich durch die Bandlücke des Halbleiters (H) in das andere Metall. Im Vergleich zum Metall-Vakuum-Metall - Übergang ergibt sich bei gleichem

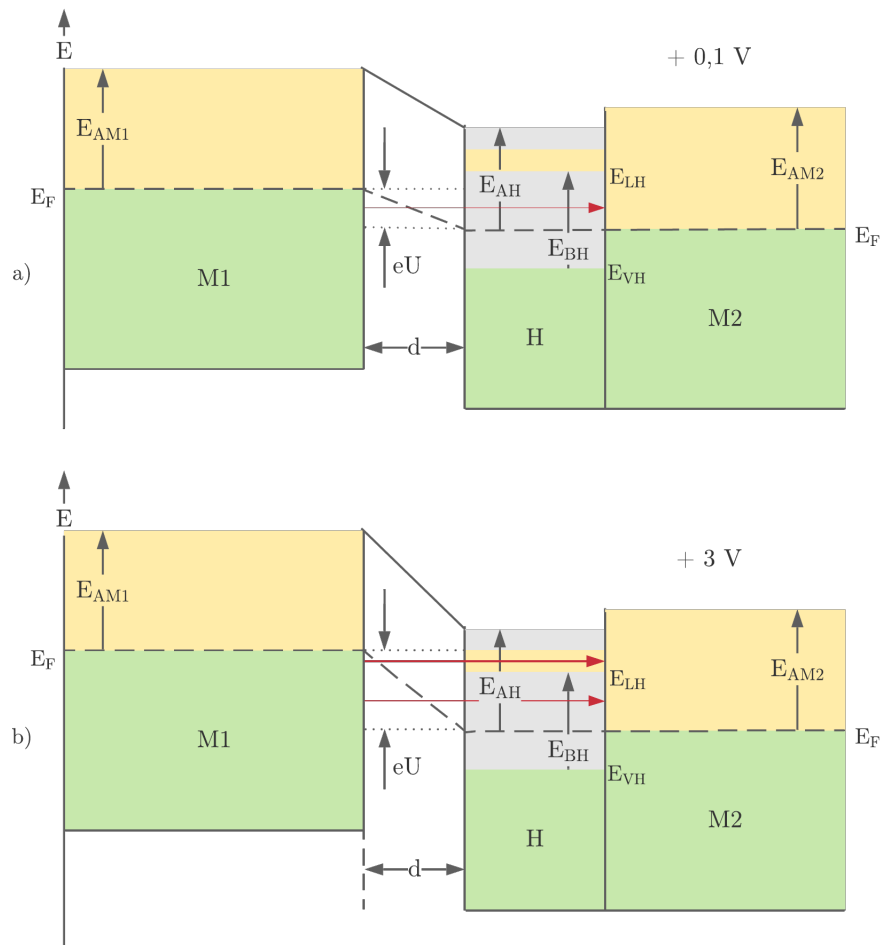


Abbildung 3.9: Metall-Vakuump-Halbleiter-Metall - Übergang mit a) Kontakt bei kleiner Tunnelspannung b) Kontakt mit großer Tunnelspannung. Eigene Darstellung nach [119].

Elektrodenabstand ein wesentlich kleinerer Tunnelstrom, da der effektive Tunnelabstand bzw. die Potentialbarriere zwischen den Elektroden deutlich größer ausfällt. Da der Tunneleffekt maßgeblich vom Elektrodenabstand abhängig ist, kommt der Tunnelstrom bei zu großer Schichtdicke der Randschicht bzw. des Halbleiters oder Isolators zum Erliegen. Abbildung 3.9b zeigt die Verschiebung im Energiebanddiagramm beim Anlegen einer großen Tunnelspannung. Der Unterschied zu Abbildung 3.9a liegt im zusätzlichen Tunnelstrom (dicker roter Pfeil) über die unbesetzten Elektronenzustände in dem Leitungsband des Halbleiters. Der effektive Tunnelabstand muss nun in den Bereich des Leitungsbandes und der Bandlücke unterteilt werden. Folglich trägt das Elektronentunneln über das Leitungsband einen viel größeren Beitrag zum Tunnelstrom bei, als der Anteil über die Bandlücke. Demnach wird bei der Rastertunnelmikroskopie mit Halbleitern eine weitaus größere Tunnelspannung angelegt, als dies bei metallischen Proben der Fall ist [118].

Wird nun auch der Rand des anderen Metalls mit einer Halbleiterschicht konfiguriert, wie in Abbildung 3.10 dargestellt, ergibt sich eine weitere Kombination. Es ist eindeutig, dass diese

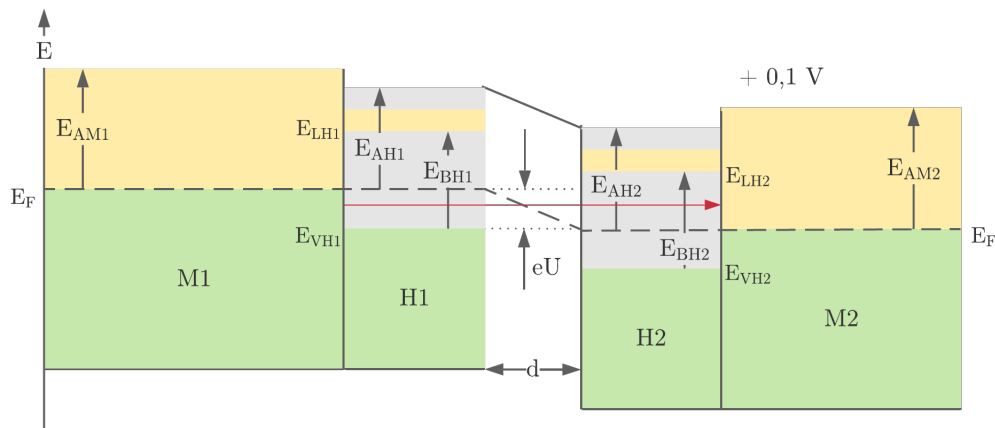


Abbildung 3.10: Metall-Halbleiter-Vakuums-Halbleiter-Metall - Übergang mit Kontakt bei kleiner Tunnelspannung. Eigene Darstellung nach [119].

Konfiguration bei kleiner Tunnelspannung zu einer Reduzierung des Tunnelstroms führen muss. Die Elektronen tunneln nun durch die Bandlücke der einen Seite durch das Vakuum und erneut durch die Bandlücke der anderen Seite. Die effektive Tunnelstrecke wird dadurch deutlich verlängert und die Elektroden müssen sehr nahe aneinander geführt werden, damit ein Tunnelstrom sichtbar wird. Wenn die Dicke der Randschichten zu groß wird, kommt das Elektronentunneln zum Erliegen. Der Übergang ist fließend und kann daher auch zu sehr kleinen Tunnelströmen führen, die nicht messbar sind oder im Bereich des Signalrauschens liegen (siehe Kapitel 3.6). In dieser Konfiguration bietet es sich daher an, eine Tunnelspannung größer als die Bandlücke anzulegen, um das Leitungsband des Halbleiters für den Tunnelvorgang mit einzubeziehen. Wie in Abbildung 3.9b dargestellt, tunneln die Elektronen in diesem Fall zum einen in das Leitungsband und zum anderen durch die Bandlücke des Halbleiters. Da die Tunnelelektroden in dieser Arbeit mit metallorganischem Material hergestellt werden, ist insbesondere letzterer Übergang zu berücksichtigen. Hierbei muss im Wesentlichen die Schichtdicke der Randschicht und die Bandlücke des Halbleiters betrachtet werden. Wenn die Tunnelspannung hoch genug gewählt wird, sodass sie oberhalb der Bandlücke liegt, kann auch bei großer Schichtdicke des Halbleiters ein Tunneln über das Leitungsband stattfinden. Ist die Schichtdicke groß und liegt die Tunnelspannung innerhalb der Bandlücke, kann der Tunneleffekt nicht realisiert werden. Im Hinblick auf die rückstellende Federkraft und die anziehenden Kräfte im Tunnelkontakt ist dies für die Anwendung im Sensor ein wichtiger Aspekt, da die elektrostatische Kraft quadratisch von der anliegenden Spannung abhängt. Liegt also eine große Schichtdicke des Halbleiters vor und ist die anliegende Tunnelspannung durch die Snap-in Gefahr (siehe Kapitel 3.4.5) nach oben hin begrenzt, ist auch der Tunnelstrom bzw. dessen nutzbarer Messbereich begrenzt. Rückblickend muss an dieser Stelle festgehalten werden, dass der Tunnelstrom eine sehr hohe Sensitivität bezüglich des Abstandes aufweist. Das Potential des Tunneleffekts lässt sich dann ausschöpfen, wenn die Tunnelbarriere möglichst klein ist. Die Bandlücke und nichtleitende Schichtdicken

wirken dem entgegen. Für die Herstellung der Tunnelelektroden mit dem FIB- und GIS-System muss also das Material, unter Berücksichtigung der vorgestellten Konfigurationen, untersucht werden. Die Bandlücke kann durch die Tunnelspektroskopie mit Hilfe des RTM ermittelt werden. Da sich mehrere Tunnelstrecken zwischen den Elektrodenspitzen bilden, kann es zum einen zu Metall-Vakuum-Metall- und zum anderen zu Metall-Halbleiter-Vakuum-Halbleiter-Metall-Übergängen kommen. Je nach Anteilen der Übergänge ergibt sich eine Summe an Tunnelströmen und es zeichnet sich eine größere oder kleinere Bandlücke im I/U-Diagramm der RTM-Messung ab (siehe Kapitel 5.3.2).

3.4.4 Einflüsse der Elektrodengeometrie auf den Tunneleffekt

Neben energetischen Parametern spielen auch die geometrischen Eigenschaften der Tunnelspitze für die Realisierung des Tunneleffekts eine bedeutende Rolle. An dieser Stelle lohnt sich der Blick auf die geometrischen Zusammenhänge der Elektroden hinsichtlich Rauheit und Topographie sowie der Ausrichtung, Form, dem Radius und Öffnungswinkel der Elektrodenspitzen. Für diese Parameter lässt sich ein direkter Bezug zur Empfindlichkeit und dem Messbereich des Sensors herstellen.

Im theoretischen Idealfall trifft eine Ein-Atom-Spitze auf ein ideal planes Substrat oder senkrecht auf eine weitere Ein-Atom-Spitze. In der Praxis ist dies nicht umsetzbar, da das verwendete Material eine gewisse Rauheit und Topographie besitzt. Außerdem entstehen, je nach Herstellverfahren, verschiedene Ausrichtungen der Elektroden zueinander. Im RTM werden vorzugsweise elektrochemisch geätzte Wolframspitzen verwendet, deren Spitzenradius im Bereich einiger nm liegt. Bei Erreichung solch kleiner Ausdehnungen an der Spitze wird unabhängig von der Topographie die Rauheit der Materialrandschicht für den Tunnelstrom in Betracht gezogen. Bei „gröberen“ Tunnelspitzen muss neben der Rauheit auch die Topographie in Betracht gezogen werden. Abbildung 3.11 stellt die verschiedenen Möglichkeiten exemplarisch dar. Die zu beachtenden geometrischen Mechanismen sind dabei für die Rauheit und die Topographie in verschiedenen Maßstäben vergleichbar. Bei der Annäherung der beiden Elektrodenspitzen kann es entweder zu senkrechten, winkelabhängigen oder waagerechten Tunnelstrecken kommen. Abbildung 3.11a zeigt eine ideale Tunnelstrecke, da die kürzeste Entfernung zwischen Spitze und Probe in Richtung der Bewegungsrichtung der Spitze liegt. Da im Realfall keine Ein-Atom-Spitze vorliegt, tunneln die Elektronen zwischen mehreren Atomen der Randschicht in die gegenüberliegende Elektrode (Abbildung 3.11b). Abbildung 3.11c zeigt den Fall für eine waagerechte Tunnelstrecke. In diesem Fall behält der Tunnelstrom bei weiterer Annäherung der Elektroden seinen Wert theoretisch bei, da der Tunnelabstand gleich bleibt. D.h. die Tunnelstrecke ist unempfindlich in Bezug auf eine Abstandsänderung bzw. einwirkende Beschleunigung beim Einsatz im Sensor. Im Fall von Abbildung 3.11d tritt ein Tunneln in mehrere Richtungen entsprechend der Rauheit der Randschicht auf. Hier kommt es also neben der senkrechten Tunnelstrecke auch zu winkelabhängigen Tunnelstrecken. Die Häufigkeit ist entsprechend der

Rauheit und Topographie stochastischer Natur.

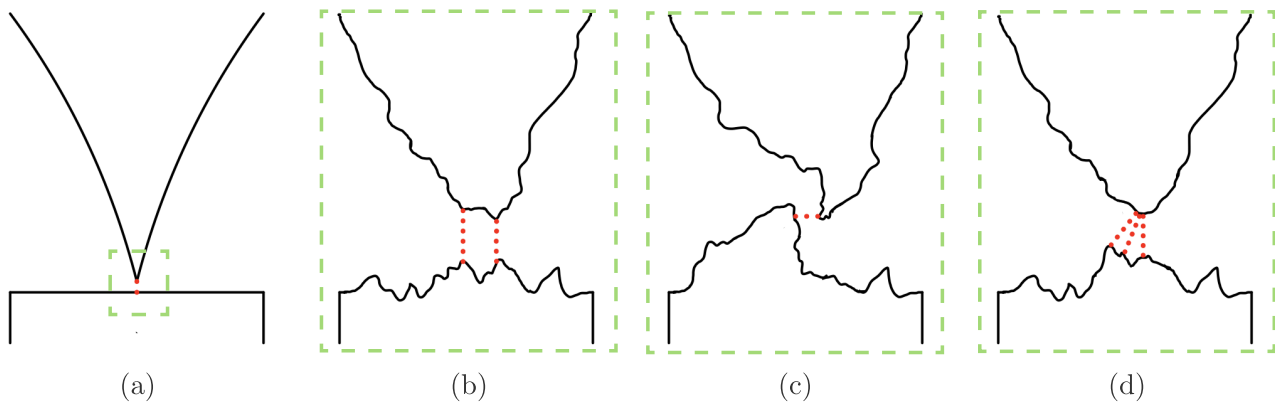


Abbildung 3.11: Möglichkeiten zur Ausrichtung der Tunnelstrecke bezüglich der Rauheit der Elektrodenoberflächen.

Die Ausrichtung der Tunnelspitzen zueinander lässt sich bei der Herstellung mit dem FIB beeinflussen (siehe Kapitel 4.4). Die Topographie bzw. Rauheit der Randschicht ist dabei ein Zufallsprodukt eintreffender Ionen und der Zusammensetzung des abgeschiedenen und strukturierten Materials. Das Resultat der Spitzenausrichtung ist allerdings abhängig vom Winkel und Strom des Ionenstrahls. Die Modelle aus Abbildung 3.11 müssen folglich bezüglich der Spitzenausrichtung durch die Variablen der Ausrichtung erweitert werden, wie in Abbildung 3.12 gezeigt.

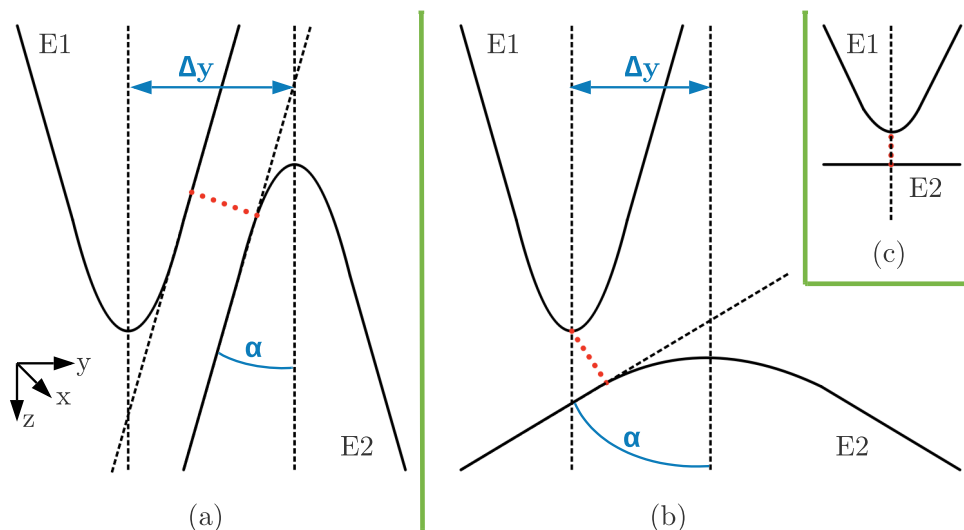


Abbildung 3.12: Mögliche Ausrichtung der Tunnelstrecke bei Annäherung der Elektrodenspitzen bezüglich lateralem Abstand Δy der Elektroden und Einfluss des Spitzenöffnungswinkels α auf die Tunnelstrecke.

Durch eine laterale Verschiebung (Δy) der Tunnelspitzen zueinander steigt die Tendenz der Winkelabhängigkeit (α) bei der Verwendung sphärischer Elektroden. Bei Betrachtung von Abbildung 3.12 lässt sich die Randschicht ersatzweise als Gerade beschreiben. Im Ersatzmodell

müssen folglich die beiden Geraden der Elektrodenspitzen unter Zuhilfenahme trigonometrischer Zusammenhänge in Bezug gebracht werden. Der Winkel der Geraden zur senkrechten Achse der Spitze (α) zeigt den Zusammenhang aus Verfahrensweg durch den Aktor und Änderung des Tunnelabstandes. Die Rauheit kann diesen Zusammenhang in der Nahordnung hinsichtlich der Proportionalität verstärken oder verringern. D.h.: stehen sich die Spitzen oder eine Spitze über einer planaren Gegenelektrode senkrecht gegenüber (siehe Abbildung 3.12c), besteht ein Proportionalitätsfaktor von 1. Der Verfahrensweg entspricht der Änderung im Tunnelabstand. Sind die Elektroden lateral zueinander verschoben (siehe Abbildung 3.12a,b), verringert sich der Proportionalitätsfaktor entsprechend dem Winkel der Strecke zur vertikalen Spitzenachse. Es ergibt sich der Zusammenhang:

$$\text{Tunnelabstand} = \text{Verfahrensweg} \cdot \sin(\alpha) \quad (3.16)$$

Die laterale Verschiebung (Δy) und der Öffnungswinkel (α) der Spitze lässt sich durch die Geräteparameter des FIB bis zu einer gewissen Grenze beeinflussen und in diesem Rahmen unter Berücksichtigung entsprechender Fertigungstoleranzen einstellen. Aufgrund anziehender Kräfte der Elektrodenspitzen bei Annäherung auf Tunnelabstand ist eine möglichst geringe aktive Fläche der Elektroden, also ein möglichst geringer Spitzenradius auf beiden Seiten, anzustreben. Bei der Herstellung feiner sich gegenüberstehender Spitzen mit nur wenigen nm Radius und Integration dieser in die Sensorstruktur ist allerdings von einer lateralen Verschiebung auszugehen. Ist die Verschiebung größer, als die Radien der Elektrodenspitzen, treffen die Spitzen entsprechend Abbildung 3.12a nicht direkt aufeinander. Dadurch sinkt die Empfindlichkeit des Sensorsignals, da der Verfahrensweg der Spitzen in z-Richtung nicht mehr gleichzusetzen ist mit der Verkürzung der Tunnelstrecke. Durch die Fertigungstoleranzen und Begrenzungen des FIB lässt sich dies nicht vollständig vermeiden. Daher ist trotz größerer wirksamer Fläche und damit größerer anziehender Kräfte die Konfiguration aus Abbildung 3.12b anzustreben. Der Öffnungswinkel der Spitze stellt nach Gleichung 3.16 einen weiteren wesentlichen Parameter für die Einstellung der Empfindlichkeit und auch des Messbereiches dar. Je größer der Winkel α ausfällt, desto größer ist die Empfindlichkeit der Tunnelstrecke. Abbildung 3.10c zeigt einen Öffnungswinkel von 90° und damit eine plane Gegenelektrode. Dadurch ergibt sich die maximale Empfindlichkeit. Im Gegensatz dazu würde es bei einem Öffnungswinkel 0° , also senkrechte Spitzenkanten (nicht abgebildet), zu einer Empfindlichkeit von 0 kommen. D.h. entsprechend Abbildungen 3.12a,b nimmt mit Abnahme von α auch die Empfindlichkeit der Tunnelstrecke ab. An dieser Stelle sei erwähnt, dass der Messbereich im gegenläufigen Sinne zunimmt, da der effektiv mögliche Verfahrensweg in z-Richtung wächst. Mit dem in dieser Arbeit verwendeten FIB lassen sich maximale Öffnungswinkel von 60° erzeugen. Die Herstellung von waagerechten Flächen bezogen auf die Substratoberfläche ist ohne zusätzliche manuelle Verkipfung der Probe nicht möglich. Um eine maximale Empfindlichkeit bezüglich einwirkender Beschleunigung und Änderung des Tunnelstroms zu erhalten, sollte α möglichst groß gewählt werden. Ferner bietet

dieser Zusammenhang die Möglichkeit, die Werte für die Empfindlichkeit des Sensors über den Winkel α in einem bestimmten Bereich einzustellen. Die Erprobung des FIB zeigt realisierbare Öffnungswinkel der Spitzen von etwa 6° bis 60° . Rechnerisch entspricht die Empfindlichkeit zwischen Auslenkung und Verkürzung der Tunnelstrecke dann einem Faktor von etwa 1.15 bis 9.6, entsprechend $1/\sin(\alpha)$. Mit dem gleichen FMS lassen sich also verschiedene Messbereiche und Empfindlichkeiten umsetzen. Werden bei einem Winkel von 60° Messbereiche von 1 g erreicht, entsprechend der maximal möglichen Auslenkung der Tunnelspitze, sind bei Änderung des Öffnungswinkels ebenfalls etwa 10 g möglich. Entsprechend 1 g vorher einer Verkürzung des Tunnelabstandes von 1 nm, folgen später etwa 1 nm bei einer einwirkenden Beschleunigung von 10 g.

Das Modell aus Abbildung 3.12 muss außerdem um die Oberflächenrauheit R_a der Tunnel Elektroden erweitert werden. Da je nach Ausrichtung die Tunnelstrecke entlang dem Randbereich wandert, führt dies zu einer ständigen Änderung des Tunnelabstandes. Da die Rauheit der Oberfläche keine gleichmäßige Größe darstellt, sondern stochastischer Natur ist, muss die Unregelmäßigkeit im Sinne eines Toleranzbandes für die Tunnelstrecke berücksichtigt werden. Das Toleranzband stellt im Grunde eine Auflösungsgrenze dar, die vom Öffnungswinkel und der Rauheit abhängig ist. Bei kleinem Öffnungswinkel der Elektroden wandert die Tunnelstrecke deutlich stärker, entsprechend Abbildung 3.12a und hat dadurch eine deutlich geringere Auflösung zur Folge. Die Rauheit ist definiert durch den Mittenrauwert, also den mittleren Abstand eines Messpunktes an der Oberfläche zur Mittellinie. Daraus ergibt sich eine Erweiterung von Gleichung 3.16 zu Gleichung 3.17:

$$\text{Tunnelabstand} = \text{Verfahrweg} \cdot \sin(\alpha) \pm 2 R_a \quad (3.17)$$

Neben Rauheit, Topographie, Ausrichtung der Spitze und ihrer Randschicht ist der Radius der Spitzen ein weiterer wesentlicher Faktor für die Auslegung der Tunnelstrecke. Der Spitzenradius geht unmittelbar in die wirksame Tunnelfläche ein, da entsprechend Gleichung 3.15 mit wachsender Fläche auch mehr Atome zum Tunneln beitragen. Dies führt zu einem größeren Betrag, aber auch zu größeren Schwankungen des Tunnelstroms und dadurch zu einer Absenkung der Auflösung. Außerdem wächst mit steigendem Radius auch die Gefahr des Snap-ins, also des sofortigen Zusammenziehens der Elektroden, da bei kleinem Abstand die anziehenden Kräfte die rückstellende Federkraft überwinden. Dies wird in nachfolgendem Abschnitt 3.4.5 näher erläutert. Um eine hohe Empfindlichkeit des Tunnelstroms bzw. eine hohe Auflösung des Sensorsignals zu erreichen, muss der Spitzenradius möglichst klein gehalten werden. Abbildung 3.13 verdeutlicht den Unterschied exemplarisch zwischen einer großen und kleinen Elektroden Spitze im Sinne des Sphärenradius. Die Wirkung jedes Atoms an der Oberfläche nimmt mit dem Abstand zur Mitte bzw. des nächsten Atoms zur Gegenelektrode ab. D.h. die aktive Fläche der Elektroden Spitze muss in mehrere Bereiche eingeteilt werden, um die Wirkung des Tunneleffekts zu beschreiben. Die Wahrscheinlichkeit für den Tunneleffekt ist im Zentrum der Spitzen am größten. Da der

Tunnelstrom exponentiell vom Abstand abhängt, liegt in diesem Bereich der größte Beitrag zum Tunnelstrom vor. Mit wachsendem Abstand vom Zentrum nimmt der Tunnelstrom der Teilstrecken weiter ab.

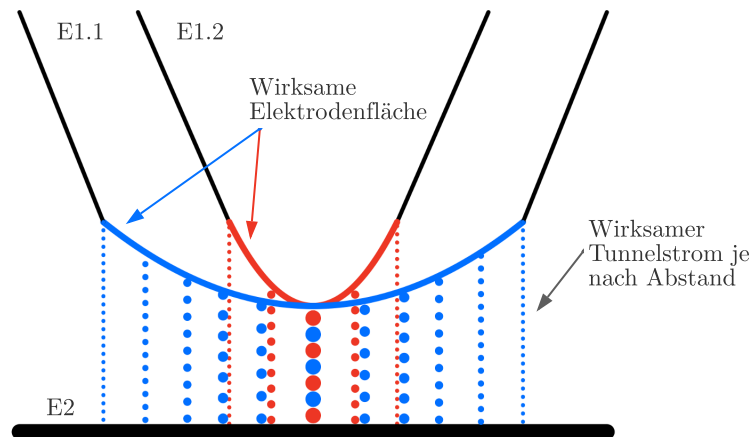


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung der wirksamen Elektrodenfläche an einer Spitze mit großem (blau) und kleinem (rot) Sphärenradius mit $E1 =$ Elektrode 1 und $E2 =$ Elektrode 2.

3.4.5 Kräfte zwischen den Elektroden

Eine bedeutende Rolle für den Vorgang des Elektronentunnels zwischen zwei Spitzen, bei denen mindestens eine der Spitzen frei beweglich ist, spielen die anziehenden Kräfte. Die anziehenden Kräfte wirken entgegen der rückstellenden Federkraft. Die Summe der anziehenden Kräfte resultiert aus den Einzelkräften der elektrostatischen Kraft, der VdW-Kraft und der Kapillarkraft. Alle Kräfte haben gemein, dass der Abstand und die Größe der wirksamen Flächen maßgeblich die Größe der Einzelkraft bestimmen. Daher spielen der Radius und die Form der Spitze, wie bereits vorgestellt, nicht nur eine Rolle für den wirksamen Tunnelstrom, sondern nehmen auch einen maßgeblichen Einfluss auf die anziehenden Kräfte. Diese können nicht über die Differenz der Einzelkräfte berechnet werden, da die Federkraft und die elektrostatische Aktorkraft im Gleichgewicht sind. Die Kräfte an der Tunnelspitze wirken dem Aktor-Feder-Gleichgewicht entgegen. D.h. es stellt sich ein zusätzliches Gleichgewicht zwischen den anziehenden Kräften der Tunnelelektroden und der rückstellenden Federkraft ein. Ein Snap-in wird vermieden, solange die rückstellende Federkraft in der Lage ist, den anziehenden Kräften entgegenzuwirken. Konkret erfordert dies die Überprüfung eines Schnittpunktes hinsichtlich des nichtlinearen Verlaufs der anziehenden Kräfte und des linearen Verlaufs der Federkraft, ausgehend von einem bestimmten Elektrodenabstand. Tritt kein Schnittpunkt zwischen den Kraftverläufen ein, führt der entsprechende Elektrodenabstand zum Snap-in. Entsprechend dieser Überlegung lässt sich der minimal erreichbare Elektrodenabstand in Bezug auf die Federsteifigkeit berechnen. Sadewasser et al. [120] und Alipour et al. [114] zeigen ebenfalls eine Berechnung des Kräftegeschehens im Tunnelbereich, wählen allerdings den Ansatz, lediglich die Kräfte in einem initialen Elektrodenabstand aufzusummieren. Dieser Ansatz führt zwangsläufig zum falschen Ergebnis, da er nicht

den Verlauf der Kräfte mit einbezieht und lediglich eine Kräftebilanz berechnet wird. Folgende Grafik 3.14 veranschaulicht exemplarisch den Vorgang bei zwei unterschiedlichen initialen Elektrodenabständen. Für eine verständlichere Darstellung sind die Kräfte betragsmäßig aufgetragen.

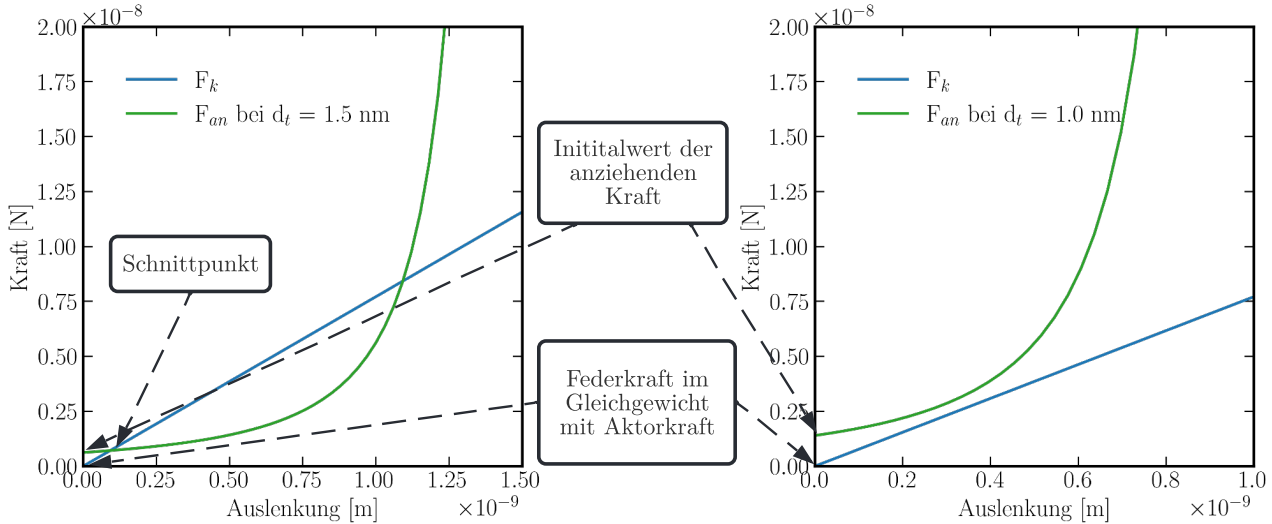


Abbildung 3.14: Vergleich der Kraftverläufe bei initialen Elektrodenabständen von 1 nm und 1.5 nm. Wenn die rückstellende Federkraft (blau) in der Lage ist, die anziehende Kraft (grün) einzuholen (Schnittpunkt), stellt sich ein Gleichgewicht der Kräfte an diesem Punkt ein. Im anderen Fall kommt es zu einem Snap-in der Elektroden.

Abbildung 3.14 zeigt jeweils die Verläufe der anziehenden Kräfte F_{an} sowie der rückstellenden Federkraft F_k bei unterschiedlichen initialen Elektrodenabständen d_t . Bei einem initialen Abstand d_t von 1,5 nm liegt der Schnittpunkt der beiden Kraftverläufe bei einer Verringerung des Elektrodenabstandes um etwa 0,1 nm. Die rückstellende Federkraft (blauer Verlauf) ist also in der Lage, die anziehenden Kräfte (grüner Verlauf) zu überwinden. Im Gegensatz hierzu steht der Verlauf bei einem initialen Elektrodenabstand von 1 nm. In diesem Fall ist die rückstellende Federkraft nicht in der Lage, die anziehende Kraft zu überwinden. Der Grund dafür ist entweder eine zu geringe Federsteifigkeit oder ein bereits zu hoher Initialwert der anziehenden Kraft. Bei Wahl einer höheren Federsteifigkeit wäre die Steigung der Federkraft größer und könnte den Verlauf der anziehenden Kräfte schneiden. Um den Einfluss der anziehenden Kräfte festzustellen, müssen diese im Wesentlichen auf Basis des Spitzenradius, der Tunnelspannung und des variablen Elektrodenabstandes berechnet und in Beziehung zur Federsteifigkeit gesetzt werden. Das Ergebnis stellt die Grundlage für die minimale Steifigkeit und damit die Auslegung der Sensorstruktur dar. Folgende Kräfte müssen berücksichtigt werden:

- Elektrostatische Kraft mit den Parametern: Radien der Spitzen R_t , Elektrodenabstand d_t , Tunnelspannung U_t , elektrische Feldkonstante ϵ_0 , Permittivität des umgebenden Mediums ϵ_r
- Van der Waals-Kraft mit den Parametern: Radien der Spitzen R_t , Elektrodenabstand d_t ,

Hamakerkonstante H

- Kapillarkraft mit den Parametern: Radien der Spitzen R_t , Elektrodenabstand d_t , Oberflächenenergie γ des umgebenden Mediums, Schichtdicke h des Mediums zwischen den Elektroden

Durch die anziehenden Kräfte an den Tunnelelektroden kommt es außerdem zu einer Verringerung des Plattenabstandes des Aktors, was zu einer Vergrößerung der elektrostatischen Kraft des Aktors führt. Dieser Einfluss ist allerdings minimal und kann für diese Betrachtung vernachlässigt werden. Bei der Berechnung der Kräfte wird von einer festen Elektrode und einer beweglichen Elektrode ausgegangen. Daher ist die Untersuchung wirkender Kräfte bei Annäherung der Elektroden für die Auslegung eines Tunnelbeschleunigungssensors und Vermeidung eines Snap-in unbedingt notwendig.

Die elektrostatische Kraft $F_{e,pl-pl}$ zwischen zwei kreisrunden Kondensatorplatten ($pl - pl$) ist definiert durch:

$$F_{e,pl-pl} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \pi R^2 U_t^2}{2 d_t^2} \quad (3.18)$$

mit dem Radius R der Flächen, der Tunnelspannung U_t , der elektrischen Feldkonstante ε_0 , der Permittivität des umgebenden Mediums ε_r und dem Abstand der Elektroden d_t . Die elektrostatische Kraft $F_{e,sp-pl}$ zwischen einer sphärischen (sp) Form und planen (pl) Gegenelektrode lässt sich durch Gleichung 3.19 berechnen. Da sich bei einer sphärischen Form die wirksamen Flächen nicht planparallel gegenüberstehen, sondern von einer Abstandsänderung ausgehend vom Zentrum bzw. der Stelle mit dem kürzesten Abstand zwischen den Elektroden ausgegangen werden muss, lässt sich der Term 3.18 nicht anwenden und muss folgendermaßen angepasst werden:

$$F_{e,sp-pl} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \pi R U_t^2}{d_t} \quad (3.19)$$

mit dem Radius R der sphärischen Spitze. Das Modell der Tunnelspitzen in dieser Arbeit sieht eine Spitze-zu-Spitze Konfiguration vor, da die FIB-Herstellung zwangsläufig zu einer sphärischen Form der Elektroden führt. Eine der Elektroden wird möglichst spitz mit Radien im Bereich von 10 nm geformt. Der Radius der Gegenelektrode beträgt mehrere 10 nm, um eine möglichst senkrechte Tunnelstrecke, aber dennoch eine geringe Elektrodenfläche zu erhalten. In Gleichung 3.19 wird nur der Radius der sphärischen Spitze berücksichtigt. Term 3.19 stellt folglich eine vereinfachte Näherung für diesen Fall dar. Um die Berechnung der entstehenden elektrostatischen Kraft zwischen einer sphärischen Spitze und einer ebenfalls sphärischen Gegenelektrode mehr dem Realfall anzunähern, muss der Radius beider Elektroden mit einbezogen werden. Des Weiteren muss zwischen dem Radius der Spitzenrundung und dem Radius der wirksamen projizierten Elektrodenfläche unterschieden werden. Abbildung 3.15 zeigt die schematische Darstellung der geometrischen Parameter für die analytische Näherung der verschiedenen Spitze-Spitze-Konfigurationen.

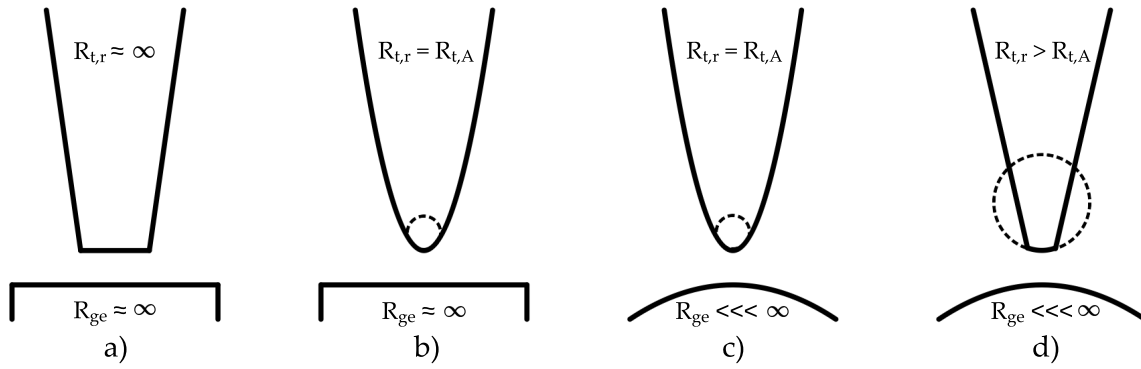


Abbildung 3.15: Mögliche Konfigurationen der Tunnelelektroden im Bezug auf deren Radien mit $R_{t,r}$ dem Radius der Spitzenrundung, $R_{t,A}$ dem Radius der Spitzenfläche und R_{ge} dem Radius der der Gegenelektrode (nach [16]).

Abbildung 3.16a zeigt im Detail den Realfall (Sphäre-Sphäre) durch Berücksichtigung der Radien (Rundung und Fläche) der beweglichen Elektrode und der fixierten Gegenelektrode. Durch Einbeziehung der gezeigten geometrischen Parameter kann der tatsächliche Einfluss des Abstandes zwischen zwei anteiligen Elektrodenflächen bestimmt werden. Die größte Kraft entsteht im Bereich des kürzesten Elektrodenabstands und nimmt relativ gesehen mit der zunehmenden Entfernung bzw. bei Vergrößerung des Elektrodenabstands ab. Abbildung 3.16b stellt den Vergleich der Berechnung zweier sich gegenüberstehender Elektroden zwischen den Gleichungen 3.18, 3.19 und 3.20 dar.

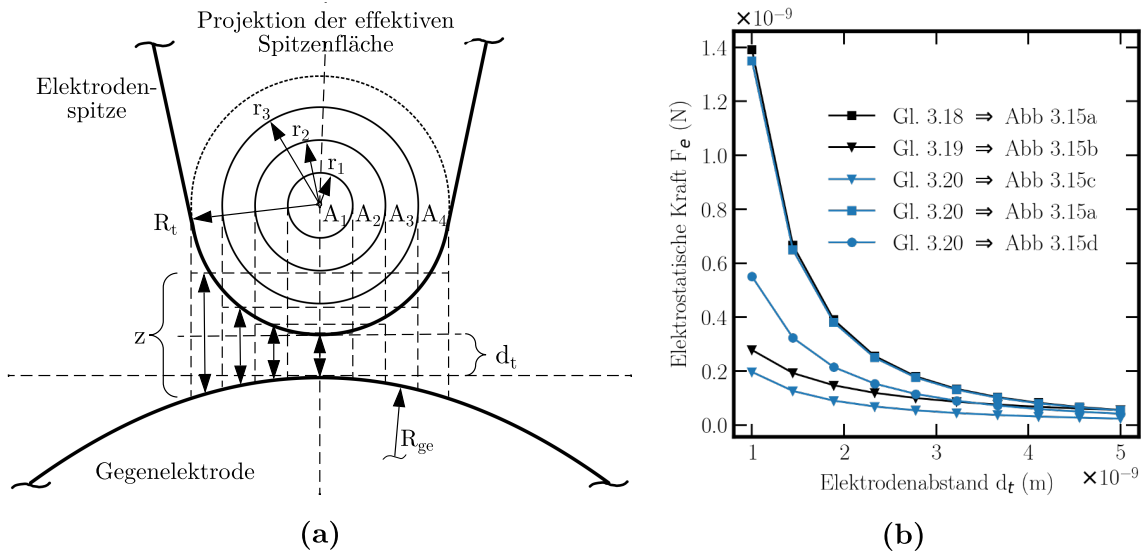


Abbildung 3.16: a) Veranschaulichung geometrischer Parameter zur rechnerischen Annäherung des Realfalls einer sphärischen Spitze. b) Vergleich der Berechnungen aus Gleichungen 3.18, 3.19 und 3.20 sowie der zugeordneten Nummerierung a), b), c) und d) aus Abbildung 3.15 (nach [16]).

Der Term 3.18 muss so angepasst werden, dass die Rundung der Spitze und die dadurch

verursachte relative Abstandsänderung mit berücksichtigt wird und ergibt sich zu:

$$F_{e,sp-sp} = \sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_0 A_i U_t^2}{2 z_i^2} \quad (3.20)$$

mit n gleich der Anzahl der Unterteilungen der wirksamen Kreisfläche A der Spitze und der Potentialspannung U_t zwischen den Elektroden. Die wirksame Teilfläche A_i ergibt sich aus:

$$A_i = (r_i^2 - r_{i-1}^2) \pi \quad (3.21)$$

mit dem Radius r_i ($r_0 = 0$, $r_n = R_{t,A}$) der Teilfläche

$$r_i = \frac{R_{t,A}}{n} i \quad (3.22)$$

Der wirksame Abstand z_i je Flächenanteil ergibt sich aus:

$$z_i = d_t + \Delta z_{t,i} + \Delta z_{ge,i} \quad (3.23)$$

mit dem Elektrodenabstand der Spitzenmitte d_t und dem zusätzlichen effektiven Abstand eines Spitzenabschnitts $\Delta z_{t,i}$

$$\Delta z_{t,i} = R_{t,r} - \sqrt{R_{t,r}^2 - \left(\frac{R_{t,A}}{n} (i - 0.5)\right)^2} \quad (3.24)$$

sowie dem zusätzlichen Abstand des Abschnitts durch die Rundung der Gegenelektroden $\Delta z_{ge,i}$

$$\Delta z_{ge,i} = R_{ge} - \sqrt{R_{ge}^2 - \left(\frac{R_{t,A}}{n} (i - 0.5)\right)^2} \quad (3.25)$$

R_t (mit $R_{t,r} = R_{t,A}$ bei der sphärischen Elektrodenform) ist definiert durch den Radius der beweglichen Elektrode und R_{ge} durch den Radius der fixierten Gegenelektrode. Im Fall $R_{t,r} \neq R_{t,A}$ muss zwischen dem Rundungsradius $R_{t,r}$ und dem Radius der Spitzenfläche $R_{t,A}$ unterschieden werden (siehe Abbildung 3.15d). Mit Gleichung 3.20 wird die Summe der elektrostatischen Kraft pro Teilfläche und effektivem Abstand gebildet. Abbildung 3.16b zeigt den Vergleich des Berechnungsansatzes für die planar-planar, sphärisch-planar und sphärisch-sphärisch-Konfigurationen, entsprechend der Gleichungen 3.18, 3.19 und 3.20 sowie der zugeordneten Nummerierung a), b), c) und d) aus Abbildung 3.15. Die Radien aus den Gleichungen 3.18 und 3.19 haben unterschiedliche Bedeutungen. Für die planar-planar-Konfiguration (Gleichung 3.18) entspricht R dem Radius der kreisrunden Elektrodenfläche und für das sphärisch-planare Modell der Rundung der sphärischen Spitzenform (Gleichung 3.19). Abbildung 3.16b zeigt die deutliche Abhängigkeit der resultierenden elektrostatischen Kraft von den geometrischen Parametern der Elektroden unter Berücksichtigung der Radien der Spitzenrundung $R_{t,r}$, der effektiven Spitzenfläche $R_{t,A}$ und der Gegenelektrode R_{ge} . Bei hohen Werten für $R_{t,r}$ und R_{ge} entsprechen die Ergebnisse von

Gleichung 3.20 denen von Gleichung 3.18 aufgrund der planar-planar-Konfiguration. Für Werte von $R_{t,r} = R_{t,A}$ und hohen Werten von R_{ge} entsprechen die Ergebnisse von Gleichung 3.20 denen von Gleichung 3.19 aufgrund der sphärisch-planar-Konfiguration. In dieser Arbeit können die Tunnelelektroden durch sphärische Spitzen beschrieben werden, bei denen $R_{t,r}$ und $R_{t,A}$ weitgehend gleiche Werte besitzen und die Werte von R_{ge} um etwa eine Größenordnung höher sind. Die Herstellung von Elektroden Spitzen mit dem FIB zeigt reproduzierbare Radien von 10 nm für die bewegliche Elektrode und 100 nm für die Gegenelektrode (siehe Kapitel 4.4). Das Diagramm aus Abbildung 3.16 zeigt die Problematik bei Elektrodenkonfigurationen, deren Spitzenprofil zwischen der sphärischen und der planaren Form liegt. Die herkömmlichen Gleichungen 3.18 und 3.19 führen demnach zu Berechnungsfehlern. Die Anwendung von Gleichung 3.20 zeigt also die Notwendigkeit, beide Spitzenradien zu beachten, um Fehler bzgl. der anziehenden Kräfte zu vermeiden. Durch diesen Ansatz kann jede potentielle Spitzenkonfiguration gewählt werden [16].

In der Nahordnung spielt neben der elektrostatischen Kraft auch die VdW-Kraft eine große Rolle. Bei sehr kleinen Abständen entstehen zwischen Atomen oder Molekülen anziehende Dipolkräfte. Die VdW-Kraft F_{VdW} zwischen einer planaren und sphärischen Form ist näherungsweise definiert durch [121]

$$F_{VdW}(d_t) = \frac{H R_t}{6 d_t^2} \quad (3.26)$$

mit H der Hamakerkonstante, R_t dem Radius der Sphärenform und d_t dem Abstand der Elektroden. Das Potential U_{VdW} zwischen zwei sphärischen Flächen lässt sich berechnen über

$$\begin{aligned} U_{VdW}(d_t) = & -\frac{H}{6} \left[\ln \left(\frac{(d_t+R_2+R_1)^2 - (R_2+R_1)^2}{(d_t+R_2+R_1)^2 - (R_1-R_2)^2} \right) \right. \\ & + \frac{2 R_1 R_2}{(d_t+R_2+R_1)^2 - (R_2+R_1)^2} \\ & \left. + \frac{2 R_1 R_2}{(d_t+R_2+R_1)^2 - (R_1-R_2)^2} \right] \end{aligned} \quad (3.27)$$

mit R_1 oder R_2 den Radien der Spitzen [121]. Die VdW-Kraft lässt sich aus der Ableitung berechnen und ist definiert durch:

$$F_{VdW}(d_t) = \frac{32 H R_1^3 R_2^3 (d_t + R_2 + R_1)}{3 d^2 (d_t + 2 R_2 + 2 R_1)^2 (d_t^2 + (2 R_2 + 2 R_1) d_t + 4 R_1 R_2)^2} \quad (3.28)$$

VdW-Kräfte sind begrenzt auf Abstände bis zu wenigen hundert Å. Die Radien beziehen sich auf die Rundung der Sphärenform. Dabei wird die effektive Fläche und der zunehmende Abstand der Oberflächen beginnend vom Zentrum, also dem kürzesten Abstand der Spitzen, mit einbezogen. Die Gleichung 3.28 erfordert demnach die Angabe beider Radien. Das Ergebnis von Gleichung 3.28 entspricht dem Ergebnis aus Gleichung 3.26, wenn der zweite Radius einen Wert von unendlich annimmt und sich damit eine planare und sphärische Form gegenüberstehen. Im Falle dieser Arbeit ist von zwei sphärischen Flächen auszugehen, sodass die jeweiligen Radien R_1 und R_2 berücksichtigt werden müssen.

Eine weitere Kraft spielt nur bei Anwendung unter atmosphärischen Bedingungen eine Rolle,

da sie den Kapillareffekt aufgrund des umgebenden gasförmigen oder flüssigen Mediums mit einbezieht. Die Wirkung des Kapillareffekts basiert auf den Molekularkräften zwischen den Grenzflächen von festen Körpern, Flüssigkeiten oder Gasen und wird als Kapillarkraft bezeichnet. Die Kapillarkraft F_{cap} zwischen zwei Flächen ist definiert durch [122]:

$$F_{cap} = \frac{4 \pi \gamma_{medium} R_t}{1 + (d_t/h)} \quad (3.29)$$

mit γ_{medium} der Grenzflächenenergie des Übergangs, R_t dem Radius der sphärischen Fläche, d_t dem Abstand der Flächen und h der Dicke der Schicht des umgebenden Mediums zwischen den Flächen. Bei der Anwendung in atmosphärischen Bedingungen nimmt die Kapillarkraft aufgrund der Luftfeuchtigkeit, im Gegensatz zur elektrostatischen und VdW-Kraft, die dominierende Rolle ein. Im Vakuum haben die elektrostatische Kraft und die VdW-Kraft den entscheidenden Einfluss. Die Kapillarkraft ist in diesem Fall zu vernachlässigen. Da alle Versuche in dieser Arbeit im Vakuum durchgeführt werden, wird die Kapillarkraft für die nachfolgende Berechnungen nicht miteinbezogen.

3.4.6 Auslegung der Tunnelelektroden

Mit den beschriebenen Größen, Einflüssen und Parametern und insbesondere den anziehenden Kräften können nun die Tunnelelektroden ausgelegt werden und der Zusammenhang zwischen den Tunnelelektroden und der Sensorstruktur hergestellt werden. Dies stellt im weiteren Verlauf die Grundlage für die Auslegung des FMS dar. Aus der Auslegung der Tunnelelektrode über die anziehenden Kräfte ergibt sich die minimal mögliche Federsteifigkeit, um einen Snap-in an der Tunnelspitze zu vermeiden. Hieraus folgt im weiteren Verlauf, gemeinsam mit der Größe der seismischen Masse, der Messbereich und die Empfindlichkeit bezogen auf die einwirkende Beschleunigung. Je nach Resultat der minimal möglichen Federsteifigkeit muss die Größe der seismischen Masse angepasst werden, um einen bestimmten Messbereich zu erreichen. Tabelle 3.1 zeigt die Parameter für die Berechnung der minimalen Federsteifigkeit und die weitere Auslegung der Sensorstruktur zur Realisierung von Messbereichen mehrerer g. Dies erfolgt im nächsten Kapitel.

Tabelle 3.1: Parameter der Tunnelelektroden zur Berechnung der anziehenden Kräfte [16].

Parameter	Variable	Wert
Radius Tunnelelektrode [nm]	R_t	2–130
Radius Gegenelektrode [nm]	R_{ge}	≈ 100
Elektrodenabstand [nm]	d_t	0,5–3
Tunnelspannung [V]	U_t	0,1, 0,5, 1
Permittivität [Vm/As]	ε_0	$8.8541878128 \times 10^{-12}$
Relative Permittivität	ε_r	1
Hamakerkonstante [J]	H	10^{-19}

Der Grenzwert für die Federsteifigkeit steht in Abhängigkeit zum Abstand der Tunnelelektroden d_t , der Tunnelspannung U_t und zum Spitzenradius R_t/R_{ge} . Um einen Snap-in Effekt zu vermeiden, muss ein Kompromiss zwischen diesen Größen gefunden werden. Entsprechend den quantenmechanischen Grundlagen des Tunneleffekts soll ein Abstand der Elektroden von mindestens 1 nm erreicht werden. Daraus folgt der Messbereich im Sinne der Elektrodenauslenkung zwischen einem absoluten Elektrodenabstand von etwa 1-3 nm. Der Messbereich und die Empfindlichkeit in Bezug auf die Beschleunigung ergibt sich aus der Federsteifigkeit und der seismischen Masse. Der Spitzenradius und damit die Elektrodenfläche spielen eine essentielle Rolle für die Untersuchung der Elektrodenannäherung. Um einen Snap-in Effekt zu vermeiden, muss das System mit einer minimalen Federsteifigkeit k_t ausgelegt werden. Daher ist k_t eine der bedeutendsten Parameter für die Auslegung der Sensoren. k_t ist definiert durch den Einfluss der anziehenden Kräfte und die daraus resultierende Auslenkung der Sensorstruktur an der Position der Tunnelelektroden. Da nicht beide Elektroden wie bei einem RTM fixiert sind, ist es wichtig, zwischen dem eigentlichen Betriebspunkt und dem Snap-in-Punkt zu unterscheiden. Konkret ist der Snap-in-Punkt definiert durch den Abstand, bei dem die rückstellende Federkraft nicht mehr in der Lage ist, den anziehenden Kräften entgegenzuwirken. Es besteht also kein Schnittpunkt mehr zwischen den beiden gegenläufigen Kräften. Der Betriebspunkt hingegen beschreibt den tatsächlichen Abstand zwischen den beiden Elektroden durch das Gleichgewicht zwischen anziehender und rückstellender Kraft. Des Weiteren muss der Aktorpunkt definiert werden. Dieser ist nur durch die auf das FMS wirkende elektrostatische Kraft des Aktors definiert und unabhängig von den anziehenden Kräften. Durch die anziehenden Kräfte im Bereich von Abständen weniger nm liegt der tatsächliche Betriebspunkt bzw. Abstand der Tunnelelektroden immer unter dem Aktorpunkt. Wenn der Betriebspunkt den Snap-in-Punkt erreicht, kann das System einen Snap-in-Effekt nicht länger vermeiden und die Elektroden kollidieren durch die anziehenden Kräfte. Abbildung 3.17 zeigt exemplarisch den Verlauf bei Annäherung der Elektroden. Bei ausreichendem Abstand der Elektroden entspricht die Verkürzung des Elektrodenabstandes dem Verfahrweg durch den elektrostatischen Aktor. Der Verlauf ist demnach linear. Bei weiterer Annäherung der Elektroden nehmen die anziehenden Kräfte zwischen den Elektroden eine immer bedeutendere Rolle ein, sodass es zu einer Differenz bzw. einem nichtlinearen Verlauf zwischen dem Aktorpunkt und dem tatsächlichen Betriebspunkt kommt. Der Snap-in tritt bei weiterer Annäherung ein, sobald die Federkraft nicht mehr in der Lage ist, den anziehenden Kräften entgegenzuwirken.

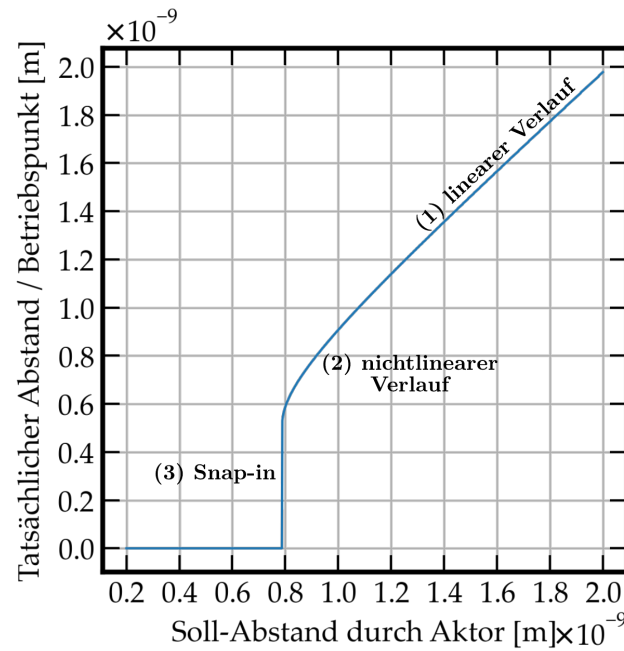


Abbildung 3.17: Tatsächlicher Abstand der Elektroden bei Annäherung gegenüber dem Soll-Abstand durch den Aktor, sowie Snap-in bei weiterer Verkürzung des Elektrodenabstandes.

Beim Betrieb des Sensors sollten die Elektroden durch die elektrostatische Aktorik so positioniert werden, dass ein ausreichender Sicherheitsabstand zum Snap-in Punkt besteht. Auf diese Weise kann die Tunnelelektrode um den Betriebspunkt in beide Richtungen ausgelenkt werden. Wie bereits oben beschrieben, wird hierfür der kritische Abstand $d_{t,krit}$ auf 1 nm festgelegt. Durch diese Randbedingung kann nun in Abhängigkeit von der effektiven Federsteifigkeit k_t ein kritischer Radius $R_{t,krit}$ der Tunnelspitzen eingeführt werden, um einen Snap-in-Effekt zu vermeiden. Abbildung 3.18 zeigt den kritischen Radius $R_{t,krit}$ vor Eintritt eines Snap-in-Effekts gegenüber der effektiven Federsteifigkeit k_t bei einer Annäherung der Tunnelelektroden auf 1 nm bei verschiedenen Tunnelspannungen U_t entsprechend den Gleichungen 3.20 und 3.28. Dies bestätigt die zwingende Anforderung eines möglichst geringen Spitzenradius R_t . Die effektive Federsteifigkeit k_t führt zu einem essentiellen Parameter des FMS. Aufgrund der Abhängigkeit von k_t und der Empfindlichkeit des FMS bzgl. der wirkenden Beschleunigung sollte dennoch eine möglichst geringe Federsteifigkeit angestrebt werden. Entsprechend den Simulationsergebnissen aus Abbildung 3.18 können unter den beiden Voraussetzungen, Tunnelspannungen bis 1 V zu ermöglichen und einen Tunnelabstand von 10 Å zu erreichen, alle Werte unterhalb der 1 V-Linie verwendet werden. Daraus folgernd kann exemplarisch bei einer Steifigkeit k_t von 1 N/m und einer Tunnelspannung U_t von 1 V ein maximal zulässiger Radius $R_{t,zul}$ von 20 nm verwendet werden. Dies ermöglicht eine Annäherung der Elektroden bis zu einem finalen Abstand von 10 Å, was aufgrund des exponentiellen Zusammenhangs zwischen Tunnelstrom und Elektrodenabstand zu einer hohen Signalsensitivität führt. Um Beschriebenes an dieser Stelle zusammenzufassen: Je kleiner der Radius und je größer die Steifigkeit, desto geringer ist der mögliche Elektrodenabstand und desto größer der Messbereich in Bezug auf eine einwirkende

Beschleunigung.

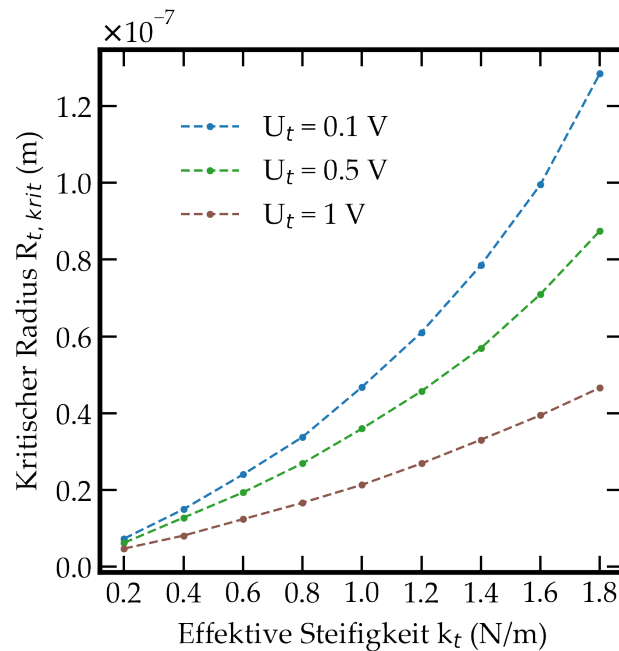


Abbildung 3.18: Kritischer Radius $R_{t,krit}$ vs. effektive Federsteifigkeit k_t bei Annäherung der Tunnelelektroden auf 10 \AA für verschiedene Tunnelspannungen U_t ohne Eintritt eines Snap-in-Effekts [16].

Eine geeignete Größe der Federsteifigkeit ist die Grundvoraussetzung, um einen Snap-in beim Tunnelbeschleunigungssensor zu vermeiden. Um eine ausreichende Bewegung der Tunnelelektroden bei einwirkender Beschleunigung zu gewährleisten, muss die seismische Masse entsprechend ausgelegt werden. Die Kraft, die durch die einwirkende Beschleunigung auf die seismische Masse entsteht, führt zur Auslenkung der Elektrode. Damit die Masse möglichst klein gewählt werden kann, empfiehlt es sich, die minimal mögliche Federsteifigkeit einzustellen. Dies ist ein wesentlicher Grundsatz, um den Flächenbedarf möglichst klein zu halten und damit einen hohen Miniaturisierungsgrad zu erreichen. Aus den beschriebenen Zusammenhängen und der Ermittlung der mindestens notwendigen Federsteifigkeit k_t lassen sich im folgenden Abschnitt die geometrischen Parameter des FMS ableiten.

3.5 Mechanik

Die im vorherigen Kapitel ermittelten Größen, insbesondere die Federsteifigkeit, sind Grundvoraussetzung für die Auslegung der mechanischen Sensorstruktur. Die bewegliche Sensorstruktur definiert im Wesentlichen den Charakter des Beschleunigungssensors. Der Fokus der Auslegung der mechanischen Komponenten liegt auf der maximalen Miniaturisierung unter Einhaltung der Grenzwerte aus dem vorherigen Kapitel. Das Ziel ist die Ermittlung des geringsten Flächenbedarfs bei Gewährleistung der notwendigen Auslenkung für einen Messbereich von einigen

g, Berücksichtigung der minimalen Federsteifigkeit und Definition der hierfür notwendigen seismischen Masse. Um den Flächenbedarf zu minimieren, stellt sich unter anderem die Frage nach der geometrischen Form der Federstruktur. So kann beispielsweise ein einfacher, ein mäanderförmiger oder spiralförmiger Balken realisiert werden. Außerdem spielt die Anzahl der Aufhängungen bzw. Federn eine entscheidende Rolle. Eine zweiseitige Einspannung der Struktur würde beispielsweise im Gegensatz zum einseitigen System zu einer wesentlichen Versteifung führen bei gleicher Balkenlänge. D.h. es müsste eine weitaus größere Masse vorgesehen werden, um bei gleicher Beschleunigung die gleiche Auslenkung an der Tunnelelektrode zu erhalten. Das dynamische Verhalten des FDM-Systems wird durch seine Bewegungsgleichung definiert. Hierfür müssen die Federsteifigkeit, die Masse und die Dämpfungsmechanismen berücksichtigt werden. Die Eigenfrequenz des Systems ergibt sich aus der Federsteifigkeit und der Masse. Für das Resonanzverhalten und das Abklingen nach Anregung spielt insbesondere die Betrachtung relevanter Dämpfungsmechanismen eine Rolle. Bei der Auslegung der Sensorstruktur, also des Feder-Masse-Dämpfer-Systems, sind folgende Größen zu berücksichtigen:

- Federsteifigkeit → Die Anforderung resultiert aus der Berechnung zu anziehenden Kräften an der Tunnelstrecke.
- Geometrie der Federstruktur → Die Ausdehnung des Federbalkens ist durch dessen Länge, Breite und Dicke zu definieren. Um einen geringen Flächenbedarf zu gewährleisten, sollten verschiedene Balkenformen wie der einfache Balken, die Mäander- oder Spiralform berücksichtigt werden.
- Flächenträgheitsmoment → Dieses ergibt sich aus der Ausdehnung des Querschnitts der Federstruktur.
- Dämpfungsmechanismen → Die typischen wirksamen Dämpfungsmechanismen sind der Squeeze-Film-Effekt, die intrinsische Dämpfung, der Luftwiderstand und die thermoelastische Dämpfung. Daraus resultiert der Wert für die Güte des schwingungsfähigen Systems.
- E-Modul → Der Elastizitätsmodul ist materialabhängig und hat einen direkten Einfluss auf die Steifigkeit des FMS.
- Geometrie der seismischen Masse → Die Ausdehnung der seismischen Masse ist durch deren Länge, Breite und Dicke zu definieren.
- Resonanzfrequenz → Diese resultiert aus der Federsteifigkeit und der seismischen Masse des FMS und hat entscheidenden Einfluss auf die zur Beschleunigung äquivalente Rauschamplitude.

3.5.1 Anforderungen

Basierend auf den Anforderungen an den Tunnelbeschleunigungssensor kann die bewegliche Sensorstruktur ausgelegt werden. Unter Berücksichtigung der Einflussgrößen kann die Sensorcharakteristik definiert werden. Diese definiert sich durch den Messbereich, die Empfindlichkeit, die Auflösung und im Zuge dieser Arbeit insbesondere durch den Flächenbedarf. Diese Sensoreigenschaften werden maßgeblich durch die mechanischen Komponenten beeinflusst. Konkret sind diese:

- **Flächenbedarf** → In Abhängigkeit von der Geometrie des Federbalkens und der seismischen Masse wird ein Flächenbedarf von wenigen $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ angestrebt, um einen Miniaturisierungsfaktor von etwa 100 in Bezug auf die Sensorkernfläche kommerzieller Beschleunigungssensoren zu realisieren.
- **Messbereiche** → Der Messbereich ist abhängig von der Größe der seismischen Masse, der Federsteifigkeit und dem begrenzten Tunnelabstand. In dieser Arbeit soll ein Messbereich von ca. $\pm 1 \text{ g} - \pm 10 \text{ g}$ realisiert werden.
- **Empfindlichkeit** → Die Empfindlichkeit spielt in dieser Arbeit eine untergeordnete Rolle. Für die Auslegung des FMS ist allerdings eine Zielvorgabe notwendig. Daher wird eine Empfindlichkeit von 1 \AA pro 1 g (Auslenkung pro Beschleunigung) angestrebt.
- **Auflösung** → Die Auflösungsgrenze wird durch die vorherrschenden Rauschmechanismen bestimmt und soll bei den herzustellenden Sensorstrukturen etwa ein Promille des Messbereiches betragen.

Der Fokus dieser Auslegung liegt auf Konzepten für Sensorstrukturen mit hohem Miniaturisierungsgrad der Sensorkernfläche. Wie in obiger Auflistung zu erkennen, spielen die Faktoren der Federsteifigkeit und der seismischen Masse eine bedeutende Rolle. Die Bewegungsgleichung 3.30 eines Feder-Masse-Dämpfer-Systems und einer angreifenden Kraft F in Abhängigkeit von der Zeit, ist definiert durch die Differentialgleichung, die den Zusammenhang aus angreifender Kraft und Auslenkung des Systems beschreibt:

$$F(t) = m \frac{d^2x}{dt^2} + d \frac{dx}{dt} + k x(t) = m \ddot{x}(t) + d \dot{x}(t) + k x(t) \quad (3.30)$$

mit m der seismischen Masse, \ddot{x} der Beschleunigung, d der Dämpfungskonstante, \dot{x} der Geschwindigkeit, k der Federsteifigkeit, x dem Weg und F der angreifenden Kraft in Abhängigkeit von der Zeit t . Abbildung 3.19 zeigt die schematische Darstellung des Feder-Masse-Dämpfer-Systems und die Bilanz der wirkenden Kräfte.

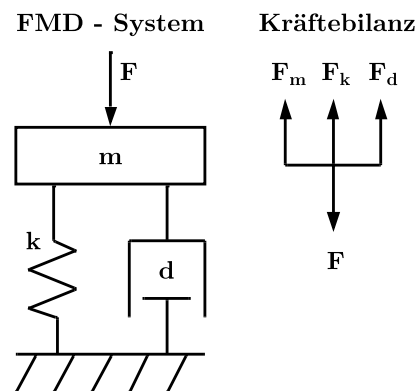


Abbildung 3.19: Schematische Darstellung des FMD-Systems und die Kräftebilanz.

Im Sinne einer einwirkenden Beschleunigung kann die auf das System wirkenden Kraft durch die Gleichung

$$F_a = m a \quad (3.31)$$

beschrieben werden, mit m der seismischen Masse und a der wirkenden Beschleunigung. Bezogen auf die Auslenkung der Sensorstruktur ergibt sich die rückstellende Federkraft zu:

$$F_k = k x \quad (3.32)$$

mit k der Federsteifigkeit und x der Auslenkung des Systems. Da im Tunnelbeschleunigungssensor die einwirkende Beschleunigung direkt über die Auslenkung an den Tunnelelektroden mit der Änderung einer elektrischen Größe gemessen wird, gilt die Beziehung:

$$a = \frac{k x}{m} \quad (3.33)$$

Die einwirkende Beschleunigung bewirkt also die im System entstehende rückstellende Kraft durch die Auslenkung der Feder. Dieser Zusammenhang ist wesentlich für die Bestimmung der Sensoreigenschaften bezüglich Messbereich und Empfindlichkeit. Zum einen kann überprüft werden, welche Beschleunigung zu einer maximal erlaubten Auslenkung führt, und zum anderen kann das Verhältnis aus Beschleunigung und Auslenkung bestimmt werden. Die vordefinierten Parameter für diesen Zusammenhang sind die Federsteifigkeit, der Messbereich und der minimale Abstand der Tunnelelektroden. Bei einer Tunnelstrecke zwischen 1 nm und 3 nm Abstand ergibt sich eine maximale Auslenkung von $\pm 10 \text{ \AA}$ bei einem Betriebspunkt von 2 nm Abstand. Für eine Federsteifigkeit von 1 N/m ergeben sich durch Umformung von Gleichung 3.33 für die Größe der Masse, je nach Messbereich, tendenzielle Werte von 10^{-11} – 10^{-10} kg. Diese Berechnung bezieht sich auf die Auslenkung des Balkenendes durch eine dort einwirkende Kraft. Für die tatsächliche Berechnung der Masse muss die Aufhängung und Position der Masse sowie die Position der Tunnelstrecke berücksichtigt werden. Hierzu ist zunächst die geometrische Konzeption der

Sensorstruktur notwendig. Für die Auslenkung an der Tunnelstrecke muss außerdem, wenn diese nicht am Balkenende positioniert wird, der Strahlensatz berücksichtigt werden. Die Ergebnisse für die laterale Ausdehnung der seismischen Masse lässt sich über die Dichte des Materials und die bekannte Dicke der Materialschicht berechnen, sofern diese als quadratisch angenommen wird. Abbildung 3.20 zeigt die schematische Darstellung der Sensorstruktur und relevante Größen für die Auslegung der gewünschten Auslenkung Δx_{tip} von etwa 1 \AA/g an der Position der Tunnelelektroden.

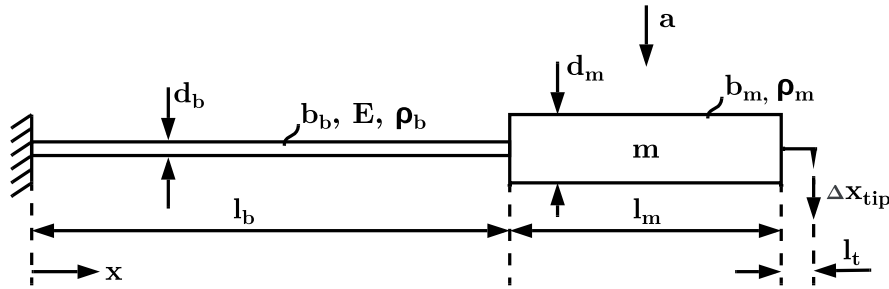


Abbildung 3.20: Schematische Darstellung der Sensorstruktur und Basisgrößen für die Auslegung der Auslenkung Δx_{tip} an der Position der Tunnelelektrode.

Die Längen l_b/l_m , Dicken d_b/d_m und Breiten b_b/b_m sind die geometrischen Größen des Federbalkens bzw. der seismischen Masse. Außerdem basiert die Auslenkung auf den Materialparametern, wie dem E-Modul E und der Dichte ρ . Die Auslenkung der Tunnelelektrode Δx_{tip} folgt nun aus der einwirkenden Beschleunigung a und der seismischen Masse m durch die resultierende Kraft aus Gleichung 3.31 sowie der entgegenwirkenden Federkraft entsprechend Gleichung 3.32. Der Fokus zur Untersuchung des Miniaturisierungspotentials von beschleunigungssensitiven Strukturen erfordert die Konzeption von Feder und Masse auf engstem Raum. Neben den grundsätzlichen Parametern von Balken und Masse ist in diesem Sinne insbesondere das Design der Feder von entscheidender Bedeutung. Im vereinfachten Modell aus Abbildung 3.20 sind Feder, Masse und Tunnelelektrode in einer Ebene angeordnet. Die Auslenkung Δx_{tip} lässt sich also über die Gleichung 3.33 nur annähern. Für die Berechnung der tatsächlichen Auslenkungen muss zudem das resultierende Moment der Masse m und der Abstand der Tunnelelektrode zum Balkenende l_m+l_t ($l_t =$ Länge eines Steges für die Tunnelelektroden) berücksichtigt werden (siehe Kapitel 3.5.3).

3.5.2 Konzepte zur Miniaturisierung der Sensorstruktur

Wesentliche Überlegungen für das Konzept des miniaturisierten Tunnelbeschleunigungssensors beziehen sich auf die geometrische Form der Sensorstruktur. Konkret geht es um eine geeignete Kombination aus Federsteifigkeit und seismischer Masse für eine ausreichende Auslenkung bei festgelegten Messbereichen unter dem Fokus auf den geringsten Flächenbedarf. Für das Design der Sensorstruktur ergibt sich dadurch eine Vielzahl an Möglichkeiten in Bezug auf die grundsätzliche

Form, die sich durch die einzelnen Parameter stark potenziert. Es sind keine Grenzen gesetzt, außer durch die Rahmenbedingungen und Designregeln der Herstellungstechnologie. Daher muss eine grundlegende Kategorisierung möglicher Formen des Federbalkens und Größe sowie Position der seismischen Masse erfolgen. Abbildung 3.21 zeigt die drei Kategorien zu Sensorstrukturen mit einfacher, mäanderförmiger und spiralförmiger Feder jeweils in der Draufsicht und der Seitenansicht. Das System hat jeweils lediglich eine Einspannung, um bei geringster Masse die größtmögliche Auslenkung zu erreichen. Bei höherer Steifigkeit ist außerdem eine größere Masse notwendig, um bei gleicher Beschleunigung ausreichende Auslenkungen zu realisieren. Da dies dem Ziel des geringen Flächenbedarfs widerspricht, wird die Anzahl der Einspannungen auf den Wert 1 festgelegt.

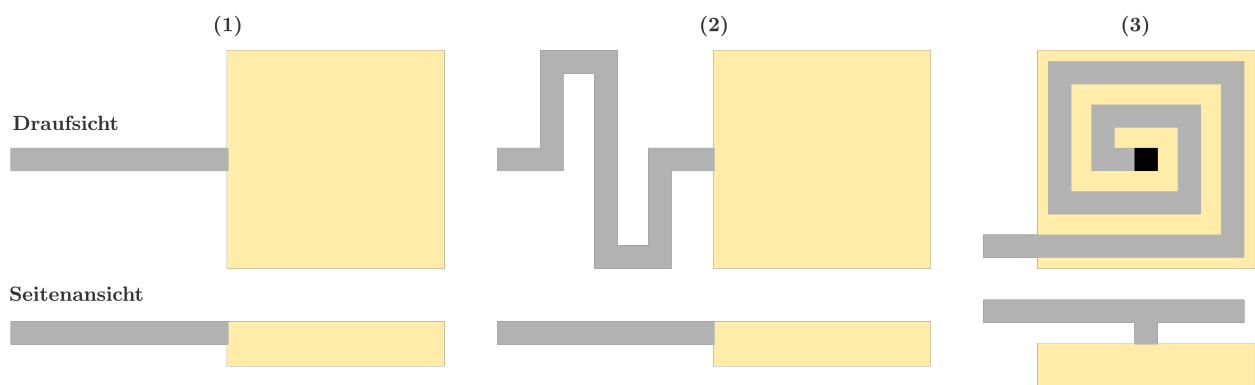


Abbildung 3.21: Kategorien zu Sensorstrukturen mit (1) einfacher, (2) mäanderförmiger und (3) spiralförmiger Feder. Grau = Feder, gelb = seismische Masse.

Abbildung 3.21 zeigt exemplarisch drei Feder-Masse-Dämpfer-Systeme (FMDS) mit gleicher seismischer Masse. Die Federsteifigkeit ist abhängig von den geometrischen Formen der Feder. Dabei nehmen die Balkenlänge und -dicke einen bedeutenden Einfluss auf die Steifigkeit. Die Balkendicke ist durch das verwendete Verfahren für die Herstellung der Sensorstrukturen auf $1,5 \mu\text{m}$ begrenzt. Entsprechend Abbildung 3.21 nimmt die Balkenlänge von Kategorie 1 bis 3 stark zu. Dies ermöglicht durch die geringere Steifigkeit eine Implementierung einer kleineren seismischen Masse und somit einen höheren Miniaturisierungsgrad. Hierbei spielen allerdings weitere Faktoren wie die Position der Tunnelstrecke, die Querempfindlichkeit und die Symmetrie des Systems eine wichtige Rolle. Lediglich bei Kategorie 1 ist von einer Symmetrie auszugehen. Kategorie 2 und 3 lassen dies über ihre Balkenform nicht zu. Dadurch kommt es bei einwirkender Kraft zu einer komplexen mehrdimensionalen Bewegung, auch wenn die Richtung der Kraft senkrecht auf der Struktur steht. Daher werden weitere Berechnungen zu diesen Sensorstrukturen numerisch gelöst. Querbewegungen führen bei dem Einsatz des Tunneleffekts und Messungen von Abstandsänderungen im sub-nm-Bereich zu großen Änderungen des Tunnelstroms. Je nach Richtung lassen sich dann keine eindeutigen Zusammenhänge zwischen Auslenkung und Messsignalen bilden. Daher muss im Zuge der theoretischen Auslegung auch die Querstabilität überprüft werden.

Die Beurteilung geeigneter Strukturen aus den drei vorgestellten Kategorien erfolgt durch den Aufbau von Modellen und deren numerische Analyse mit Hilfe von COMSOL Multiphysics. Grundlage für den Entwurf der Modelle sind die bis dato ermittelten Sensorparameter für das FMDS sowie die Designregeln des gewählten Foundry Service PolyMUMPS von MEMSCAP Inc. Da die Dicke der Feder durch die Schichtdicke des OMM-Prozesses festgelegt ist, kann weiterhin bezüglich der Federbreite und des Abstands zwischen parallel laufenden Federelementen variiert werden. Auf diese Weise kann der Flächenbedarf der Feder minimiert werden. Der Entwurf der Feder-Masse-Dämpfer (FMD) Modelle erfolgt in einem iterativen Prozess. Auf Basis von Kategorie 1 werden anhand der bereits ermittelten Parameter und Randbedingungen die geometrischen Größen (Länge, Breite und Dicke) der Feder festgelegt. Daraufhin folgt die Bestimmung der geometrischen Größen der seismischen Masse in Bezug auf den Messbereich. Außerdem definiert sich hierdurch die beschleunigungsabhängige Empfindlichkeit. Da Kategorie 2 gegenüber Kategorie 3 keine entscheidenden Vorteile aufweist, werden die aus Kategorie 1 bis dato gewonnenen Erkenntnisse ausschließlich für die weitere Miniaturisierung mit Sensorstrukturen aus Kategorie 3 verwendet. Bei gleichbleibender Masse lässt sich über Änderung der geometrischen Form der Feder bei gleichem Flächenbedarf eine größere Auslenkung bei gleicher Beschleunigung erzielen oder bei geringerem Flächenbedarf eine vergleichbare Auslenkung bei gleicher Beschleunigung erreichen. Kategorie 3 zeichnet sich demnach charakteristisch durch eine geringere Steifigkeit und einen geringeren Flächenbedarf aus. Somit muss abgewogen werden, ob eine höhere Empfindlichkeit (weichere Feder) oder eine geringe Fläche erreicht werden soll. Außerdem sind die Feder und seismische Masse bei Kategorie 3 übereinander angeordnet. Dadurch kommt es selbst bei gleichbleibender seismischer Masse zu einer deutlichen Verringerung des Flächenbedarfs. Weiter können die geometrischen Größen der Feder und die Anzahl der Spiralwindungen so angepasst werden, dass eine geringere oder höhere Steifigkeit erreicht werden kann. Die Grenzen für die Konzeption der Strukturen stellen die Designregeln des Foundry Service dar, mit Abständen zwischen den Strukturen und Strukturbreiten von mindestens $2\ \mu\text{m}$ (siehe Kapitel 4.2.1).

3.5.3 Berechnung und Simulation des Feder-Masse-Systems

Um den Tunneleffekt unter möglichst stabilen Bedingungen im Sensor zu realisieren, wird zum einen eine symmetrische Sensorstruktur (entsprechend Kategorie 1) mit einem einfachen Balken hoher Querstabilität und zusätzlicher seismischer Masse gewählt. Um einen hohen Grad der Miniaturisierung zu erreichen und einen Flächenbedarf unterhalb von $50 \times 50\ \mu\text{m}^2$ zu erreichen, wird ein weiteres Konzept (entsprechend Kategorie 3) im Sinne einer spiralförmigen Feder mit aufgehängter Masse untersucht. Dieses Konzept ermöglicht die Realisierung eines langen Federbalkens bei kleinerer seismischer Masse und damit einen insgesamt geringeren Flächenbedarf. Beide Modelle sind in Abbildung 3.22 gezeigt. Die Hauptauslenkung beider Modelle zeigt in Richtung des Chipsubstrates. Da die Empfindlichkeit des Tunneleffekts sehr hoch ist und bereits

Bewegungen von wenigen \AA ausreichen, ist eine maximale Vereinfachung des FMS anzustreben. Offensichtlich ist für Modell 2 eine geringere Querstabilität zu erwarten. Um die geometrischen Parameter der Sensorstrukturen zu bestimmen, müssen drei verschiedene Steifigkeiten des Systems berücksichtigt werden. Die bereits eingeführte Größe k_t hängt von den anziehenden Kräften der Tunnelelektroden und der daraus resultierenden Auslenkung der Sensorstruktur ab. k_a hängt von der seismischen Masse und der Auslenkung der Tunnelelektroden durch eine einwirkende Beschleunigung ab. k_e basiert auf der Auslenkung durch die elektrostatische Kraft des Aktors.

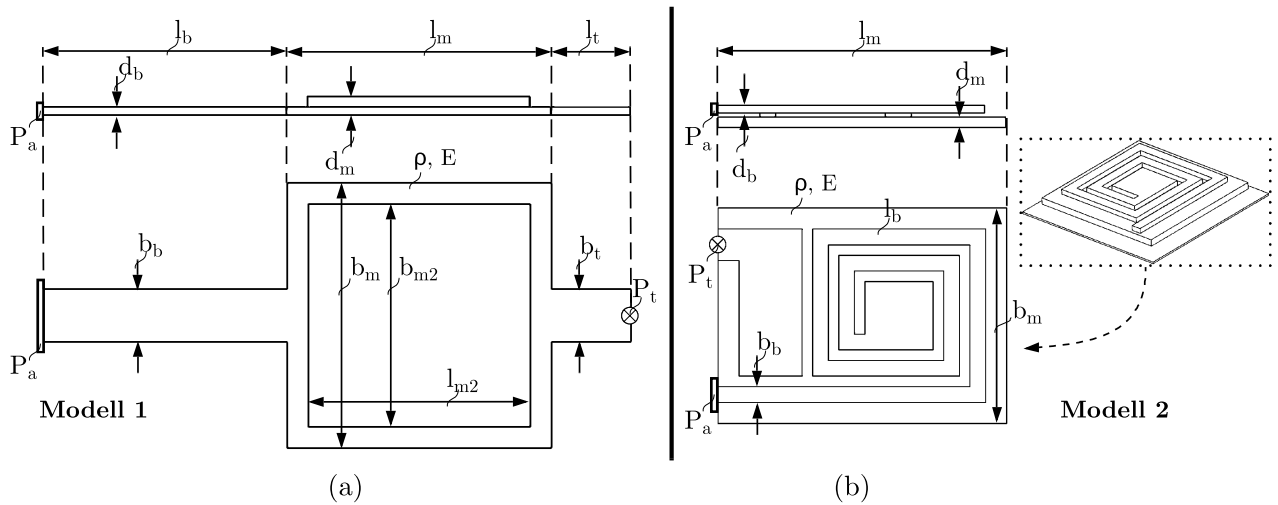


Abbildung 3.22: Zwei Konzepte der Sensorstruktur mit den Parametern: Länge der Feder l_b , Dicke der Feder d_b , Breite der Feder b_b , Länge der Masse l_m , Dicke der Masse d_m , Breite der Masse b_m , Materialdichte ρ , Länge der Aufhängung der Tunnelelektrode l_t , Breite der Aufhängung der Tunnelelektrode b_t , Position der Einspannung der Struktur P_a und Position der Tunnelelektrode P_t . (a) Modell 1 (M1) mit einfachem Federbalken. (b) Modell 2 (M2) mit spiralförmigem Federbalken [16].

Der Betrieb des Sensors hängt maßgeblich von den Steifigkeiten des Systems im Bezug auf die Auslenkung durch die anziehenden Kräfte an den Tunnelelektroden ab. Beginnend von einem bereits bestimmten minimalen Wert für k_t , können die Parameter des FMS und insbesondere die Steifigkeit k_a ermittelt werden. Wenn die rückstellende Kraft zu gering ist, kommt es zu einem Snap-in-Effekt der Elektroden, noch bevor ein Abstand weniger nm erreicht ist. Auf der einen Seite muss beachtet werden, dass der Wert für die Steifigkeit k_t nicht unter einen minimalen Wert fällt, und auf der anderen Seite muss k_a so bestimmt sein, dass der Messbereich und die Empfindlichkeit geeignete Werte erreichen. Der Messbereich und die Empfindlichkeit hängen maßgeblich von der seismischen Masse, der Federsteifigkeit sowie dem maximalen Messbereich der Tunnelstrecke ab und können durch die nachfolgenden analytischen Gleichungen für Modell 1 bestimmt werden. Die Berechnung von k_t und k_a resultiert aus den Parametern der Feder, dem ausübenden Moment der seismischen Masse sowie der Position der Tunnelelektroden und den anziehenden Kräften im System. Die Auslenkung der Tunnelelektroden x_{tip} ist eine

Überlagerung der Balkendurchbiegung x_b , gleichzeitigen Neigung des Balkenendes und der daraus resultierenden zusätzlichen Auslenkung an der Stelle der Tunnelelektrode x_t .

$$x_{tip} = x_b + x_t \quad (3.34)$$

mit x_b der Durchbiegung der Feder:

$$x_b = \frac{M l_b^2}{2 E I} \quad (3.35)$$

mit l_b der Länge des Federbalkens, E dem E-Modul, I dem Flächenträgheitsmoment und M dem wirkenden Moment (für M_a oder M_t). M_a bezieht sich auf die Kraft F_a durch die einwirkende Beschleunigung a auf die seismische Masse m und M_t auf die anziehenden Kräfte F_t zwischen den Tunnelelektroden:

$$M_a = F_a \left(\frac{l_m}{2} + l_b \right) \quad (3.36)$$

$$M_t = F_t (l_m + l_t + l_b) \quad (3.37)$$

mit l_m der Länge der Masse und l_t der Länge des zusätzlichen kurzen Balkens für die Tunnelelektroden. x_t ist die zusätzliche Auslenkung durch die Neigung der Feder und den Abstand zwischen dem Balkenende und den Tunnelelektroden:

$$x_t = (l_m + l_t) \sin(\varphi) \quad (3.38)$$

mit dem Neigungswinkel $\sin(\varphi) = \varphi$ für kleine Winkel:

$$\varphi = \frac{M l_b}{E I} \quad (3.39)$$

mit M_a oder M_t für M . Die Anteile zur gesamten Durchbiegung an der Stelle der Tunnelstrecke resultieren im Falle einer einwirkenden Beschleunigung durch

$$F_a = m a \quad (3.40)$$

mit der Beschleunigung a und der Masse m

$$m = l_m b_m d_m \rho \quad (3.41)$$

aus der Länge l_m , Breite b_m und Dicke d_m der seismischen Masse und ρ der Dichte des Materials. Außerdem ist die Durchbiegung abhängig von dem Elastizitätsmodul E des Materials und dem Flächenträgheitsmoment I der Feder:

$$I = \frac{b_b d_b^3}{12} \quad (3.42)$$

mit b_b und d_b der Breite und Dicke des Federbalkens. Die äquivalente Federsteifigkeit k für das System ergibt sich zu

$$k = \frac{F}{x_{tip}} \quad (3.43)$$

x_{tip} bezieht sich auf die Gesamtauslenkung der Tunnelstrecke. Die Kraft F bezieht sich auf die seismische Masse m und die einwirkende Beschleunigung a oder auf die Summe der anziehenden Kräfte. Aus dem bereits ermittelten Wert für k_t als der effektiven Steifigkeit bezogen auf die anziehenden Kräfte der Tunnelelektroden lassen sich die geometrischen Größen des FMS herleiten. Durch Gleichung 3.43 können die Beziehungen für k_t und k_a als Funktion der verschiedenen Längenangaben bestimmt werden.

$$k_t = \frac{2 E I}{l_b (l_b + l_m + l_t) (l_b + 2 (l_m + l_t))} \quad (3.44)$$

$$k_a = \frac{2 E I}{l_b (\frac{l_m}{2} + l_b) (l_b + 2 (l_m + l_t))} \quad (3.45)$$

Für die Vermeidung eines Snap-in-Effekts bei einer Annäherung der Tunnelelektroden auf 10 \AA bestimmt ein minimaler Wert von k_t die Längen l_b und l_m und außerdem die resultierende Steifigkeit k_a . Tabelle 3.2 zeigt die gegebenen, die gewählten und die berechneten Werte des mechanischen Systems und den Vergleich zwischen analytischen und numerischen Ergebnissen für die gewünschte Auslenkung x_{tip} im Bereich von 1 \AA bei 1 g wirkender Beschleunigung. Die maximale Auslenkung der Tunnelelektroden wird auf $2,5 \text{ nm}$ festgelegt. Da die analytische Berechnung auf den Gleichungen der Balkentheorie sowie der Kinetik und die numerische Simulation auf der Finite-Elemente-Methode basiert, weichen die jeweiligen Ergebnisse in Tabelle 3.2 voneinander ab.

Die Ergebnisse zu Modell 1 zeigen die Machbarkeit auf Basis des verwendeten Foundry Service im Hinblick auf die Miniaturisierung der Sensorkernfläche mit einem einfachen FMD-System. Modell 2 stellt die Optimierung durch Verwendung einer spiralförmigen Feder und dadurch eine weitere deutliche Reduzierung des Flächenbedarfs dar. Bei etwa gleicher lateraler Ausdehnung der seismischen Masse kann die Feder unterhalb der Masse platziert werden. Aufgrund der Komplexität von Modell 2 wird von einer analytischen Berechnung abgesehen und nach Konstruktion des Modells erfolgt eine numerische Ermittlung der mechanischen Parameter mit Hilfe von COMSOL Multiphysics. Die numerischen Ergebnisse zu Modell 1 und Modell 2 aus Tabelle 3.2 basieren auf den gleichen Rand- und Umgebungsbedingungen. Die Modelle werden jeweils einseitig eingespannt und in der Umgebung von Luft durch den Einfluss der Schwerkraft statisch belastet, um die äquivalente Auslenkung der Tunnelelektrode zu erhalten. Die Werte der Steifigkeiten ergeben sich aus der Gleichung 3.43. Die Querstabilität entspricht der Auslenkung der Strukturen an der Stelle der Tunnelelektroden unter Belastung von 1 g . Wie zu erwarten zeichnet sich in Modell 2 aufgrund der fehlenden Symmetrie und höheren Formkomplexität

Tabelle 3.2: Mechanische Parameter der Sensorstrukturen (nach [16]).

Parameter	Variable	Modell 1		Modell 2
Länge Feder [μm]	l_b/l_t	46/15		218
Breite Feder [μm]	b_b/b_t	10		3
Dicke Feder [μm]	d_b	1,5		1,5
Länge Masse [μm]	l_m/l_{m2}	50/42		55
Breite Masse [μm]	b_m/b_{m2}	50/42		41
Dicke Masse [μm]	d_m	3,5		2
Masse [kg]	m	$1,7 \times 10^{-11}$		$1,05 \times 10^{-11}$
E-Modul [GPa]	E	158		158
Materialdichte [kg/m^3]	ρ	2330		2330
Ergebnisse		analytisch	numerisch	numerisch
Tunnelelektroden äqu. Steifigkeit [N/m]	k_t	1	1,18	0,50
Beschleunigung äqu. Steifigkeit [N/m]	k_a	1,55	2,04	1,17
Auslenkung bei 1 g [\AA]	Δx_{tip}	1,1	0,82	0,9
Messbereich bei 2.5 nm [g]	a_{max}	22,73	30,48	27,78
Resonanzfrequenz [kHz]	f_0	48,1	70,62	59,33
Querstabilität in x bei 1 g [\AA]	w_x	≈ 0	≈ 0	0,081
Querstabilität in y bei 1 g [\AA]	w_y	0,024	0,019	0,189
Flächenbedarf [mm^2]	A_{gesamt}	0.003		0.0023

der Feder eine deutlich niedrigere Querstabilität als bei Modell 1 ab. Der Entwurf der Modelle basiert auf dem Ausgangswert zur Steifigkeit k_t , äquivalent zu den anziehenden Kräften an den Tunnelelektroden. Auf Basis der numerischen Simulation liegen diese Werte für Modell 1 bei 1.18 N/m und für Modell 2 bei 0.5 N/m. Nach den Simulationsergebnissen aus Abbildung 3.18 ergeben sich daraus für Modell 1 bei einer Tunnelspannung U_t von 1 V ein kritischer Radius $R_{t,krit}$ der Tunnelelektrode von etwa 20 nm und für Modell 2 von etwas unter 10 nm. Bei niedrigeren Tunnelspannungen können die Radien größer gewählt werden. So ergibt sich bei $U_t = 0.1$ V für Modell 1 ein kritischer Radius $R_{t,krit}$ von etwa 50 nm und für Modell 2 von etwa 20 nm. Die Herstellung der MEMS erfolgt maßgeblich in einem zweistufigen Verfahren der OMM-Technologie und anschließenden Integration der Tunnelstrecken mittels REM/FIB-Technologie. Die Werte der Radien für die Tunnelelektroden stellen die grundlegende Anforderung an die Herstellung mittels REM/FIB-Technologie dar. Die geometrischen Daten der Sensorstrukturen stellen im Gegensatz die Grundlage für das OMM-Verfahren (Design und Herstellung) dar. Die Resultate aus Tabelle 3.2 zeigen demnach die Grenzen und Randbedingungen für die Machbarkeit des Tunnelbeschleunigungssensors in Bezug auf den gewählten Flächenbedarf. Nachfolgende Abbildung 3.23 verdeutlicht zunächst die Begrenzung für die Auslegung des Sensors durch die verwendeten Technologien. Der Entwurf der mechanischen Sensorstruktur ist außerdem, wie beschrieben, maßgeblich durch die anziehenden Kräfte an den Tunnelelektroden begrenzt.

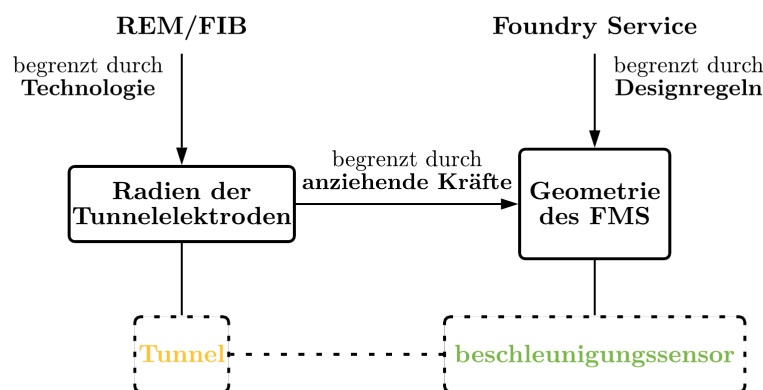


Abbildung 3.23: Begrenzungen für die Auslegung des Sensors durch die verwendeten Technologien.

3.6 Dämpfungsmechanismen und Rauschbeiträge

Die Leistungsdaten von schwingungsfähigen Systemen in der Mikrotechnik sind zum einen abhängig von auftretenden Dämpfungsmechanismen und zum anderen begrenzt durch die Rauschbeiträge, welche die Auflösung herabsetzen. Bei heutigen Mikrosensoren und -aktoren spielen diese also eine bedeutende Rolle. Im Sinne des kapazitiven Beschleunigungssensors ist eine hohe Güte bzw. eine geringe Dämpfung erwünscht, um eine hohe Dynamik der beweglichen Elemente des Sensors zu gewährleisten. Eine große Dämpfung begrenzt demnach die Leistungsdaten des Sensors, da sie unmittelbaren Einfluss auf die thermischen Rauschbeiträge nimmt. Wie bereits in Kapitel 2.2 dargestellt, unterscheidet sich der Tunnelbeschleunigungssensor hinsichtlich des Wandlerprinzips maßgeblich von konventionellen Sensorprinzipien. Beim kapazitiven Sensor skaliert das Messsignal quadratisch, da die wirkende Fläche des Kondensators bei Reduzierung des Flächenbedarfs in zwei Dimensionen (Länge und Breite) abnimmt. Im Sinne der Dämpfung und des Rauschens muss für den Tunnelsensor festgestellt werden, ob und wenn ja welche Mechanismen im Hinblick auf sehr geringe Auslenkungen weniger nm auftreten können und ob diese die Funktion des Sensors beeinträchtigen oder unterstützen. Im Nachfolgenden wird deshalb die Squeeze-Film-Dämpfung diskutiert und deren Relevanz für den Tunnelbeschleunigungssensor betrachtet. Die Einflüsse weiterer Dämpfungsmechanismen wie der thermoelastischen Dämpfung, der Dämpfung durch Einspannungsverluste oder der Dämpfung durch akustische Abstrahlung können nach einer rechnerischen Abschätzung für das vorliegende System vernachlässigt werden. Allerdings müssen die Einflüsse durch thermisches Rauschen und Schrotrauschen betrachtet werden, da diese einen direkten Einfluss auf die Sensorauflösung haben.

3.6.1 Squeeze-Film-Dämpfung

Die Squeeze-Film-Dämpfung (SFD) beschreibt den Mechanismus eines Fluides oder Gases, das bei zwei sich senkrecht zueinander bewegenden Platten verdrängt wird. Bewegen sich die

Platten aufeinander zu, wird das dazwischenliegende Volumen verkleinert. Je nach Frequenz des schwingungsfähigen Systems wird das Medium zum einen Teil verdrängt und zum anderen Teil komprimiert. Liegt eine hohe Frequenz vor, dominiert der zweitgenannte Effekt, da das Medium nicht genügend Zeit hat, den Zwischenraum zu verlassen. In diesem Fall wirkt der Squeeze-Film-Effekt wie eine zusätzliche Feder. Treten geringe Frequenzen auf, wirkt das Medium wie eine Dämpfung, die durch viskoses Ein- und Ausströmen des Mediums verursacht wird. Die Viskosität des Fluids bewirkt einen Widerstand für die Plattenbewegung und dämpft das System ab. Das Verhältnis aus federnder und dämpfender Wirkung wird durch die dimensionslose Squeeze-Zahl σ beschrieben. Eine umfassende Beschreibung und Berechnung des Squeeze-Film-Effekts bei MEMS kann der Arbeit von Bao et al. [123] entnommen werden. Für die Annäherung der Dämpfung durch die Dämpfungskonstante d_{SF} genügt die vereinfachte Gleichung aus [123]:

$$d_{SF} = \frac{\mu l_m b_m^3}{d_e^3} \quad (3.46)$$

mit der Viskosität μ , der Länge l_m , Breite b_m und dem Abstand d_e der gegenüberstehenden Platten. Für den Betrieb unter atmosphärischen Bedingungen und im Hochvakuum ergeben sich für Modell 1 und 2 daraus unterschiedliche Werte – siehe Tabelle 3.3. In der Literatur ist nicht abschließend geklärt, inwiefern die Amplitude der Plattenauslenkungen Einfluss auf den Squeeze-Film Effekt hat. Bei herkömmlichen MEMS ist die Auslenkung wesentlich größer als beim Tunnelsensor, wo maximal Auslenkungen weniger nm erreicht werden. Bezogen auf einen Plattenabstand von 2 μm ergibt sich bei Nutzung des gesamten Messbereiches eine Auslenkung von 2.5 nm und damit eine Komprimierung des Gesamtvolumens um lediglich 0.125 %. Die Auslenkung um 0.1 nm, also 1 Å, entspricht einer Komprimierung des Gesamtvolumens um nur 0.005 %. Des Weiteren liegt die Auslenkung unter der freien Weglänge. Der Betrieb im Vakuum führt hier zu einem noch größerem Unterschied. Der Arbeit von Bao et al. [123] ist zu entnehmen, dass im „luftarmen“ Raum die klassische Betrachtung der SFD fraglich ist. Die Autoren erläutern dies am Verhältnis vom Plattenabstand zur mittleren freien Weglänge. Dieser Zusammenhang kann auch auf das Verhältnis von der mittleren freien Weglänge zur Auslenkung übertragen werden, da es in beiden Fällen um die Interaktion der Plattenbewegung mit dem umgebenden Medium geht. Unabhängig von der Viskosität des umgebenden Mediums, sei dies Luft oder Vakuum, müssen die Ergebnisse der SFD daher als tendenzielle Größen betrachtet werden. Auch weitere Ausführungen in [123], wie die Betrachtung von molekularer Dämpfung, lassen keine abschließende Erklärung zum vorliegenden System zu. Entsprechend den Ergebnissen aus Tabelle 3.3 wird die Güte Q daher mit einem moderaten Wert von 50 angenommen.

Für die Approximation der Squeeze-Film-Dämpfung im Vakuum muss eine effektive Viskosität μ_{eff} berechnet werden. Entsprechend der Arbeit von Veijola et al. [124] ergibt sich die Näherungsgleichung zu:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu}{1 + 9,658 Kn^{1,159}} \quad (3.47)$$

mit μ der Viskosität von Luft und Kn der Knudsenzahl, welche sich berechnet aus:

$$Kn = \frac{\lambda}{l_{char}} \quad (3.48)$$

mit λ der mittleren freien Weglänge und l_{char} der charakteristischen Länge der Strömung. Bei einem Umgebungsdruck von 10^{-5} Pa ergibt sich eine mittlere freie Weglänge von etwa 1000 m. Die charakteristische Länge beträgt entsprechend der lateralen Ausdehnung der seismischen Masse 50 μm für M1 und 47,5 μm im Mittel für M2. Dadurch ergibt sich eine Knudsenzahl von 20 für M1 und von 21,05 für M2. Die entsprechenden Ergebnisse zur Squeeze-Film-Dämpfung lassen sich Tabelle 3.3 entnehmen.

3.6.2 Thermisches Rauschen

Das thermische Rauschen spielt in der Entwicklung von MEMS eine entscheidende Rolle. Das schwingungsfähige System wird durch thermodynamische Bewegungen der Luftmoleküle und der Siliziumatome angeregt. Die Anregung spiegelt sich in der thermisch mechanischen Rauschamplitude wider. Die thermischen Rauschbeiträge stellen die unmittelbare Auflösungsgrenze insbesondere bei Beschleunigungssensoren dar. Entsprechend der Skalierungsgesetze, nimmt der Einfluss des thermischen Rauschens bei isometrischer Verkleinerung zu. Diese führt zu immer kleineren Änderungen der zu messenden physikalischen Größe (Kapazität, Spannung usw.). Das Signal-/Rauschverhältnis nimmt daher mit der Miniaturisierung ab. Bei der Skalierungsbetrachtung eines FMS nimmt das zur einwirkenden Beschleunigung äquivalente thermische Rauschen (Thermal Noise Equivalent Acceleration (TNEA)) bei isometrischer Verkleinerung quadratisch zu. D.h. bei herkömmlichen Wandlungsprinzipien führt die Miniaturisierung zu einer ungünstigen Skalierung der Rauschbeiträge und des Sensorsignals, da diese entgegengesetzt skalieren. Das TNEA ist wie folgt definiert [125]:

$$TNEA = \sqrt{\frac{8 \pi T k_b f_0}{m Q}} \quad (3.49)$$

Mit T der Temperatur, k_b der Boltzmann-Konstante, f_0 der Resonanzfrequenz, m der Masse und Q der Güte. Da die Resonanzfrequenz und die Masse voneinander abhängen, nimmt die TNEA quadratisch bei isometrischer Verkleinerung zu. Im Hinblick auf den kapazitiven Sensor nimmt die zu detektierende Kapazitätsänderung gleichzeitig ab. Diese ungünstigen Skalierungseffekte führen zu einer drastischen Begrenzung des Miniaturisierungspotentials bei kapazitiven Sensoren. Bei der Auslegung eines Tunnelbeschleunigungssensors besteht der gleiche Skalierungseffekt hinsichtlich der TNEA, jedoch unterliegt die Tunnelstrecke keiner Skalierungsbedingung, da sie geometrisch zunächst nur von dem Tunnelabstand abhängt, dessen Nutzbereich annähernd konstant ist. Für die Auslegung des FMD-Systems ermöglicht eine Erhöhung der Güte Q , eine Verringerung der Resonanzfrequenz f_0 oder eine Vergrößerung der Masse m nach Gleichung 3.49

eine Reduzierung des Rauscheinflusses.

3.6.3 Schrotrauschen

Wird die Tunnelstrecke isoliert betrachtet, übernimmt das Schrotrauschen den dominierenden Rauschanteil. Das Schrotrauschen (shot noise) tritt insbesondere dann auf, wenn eine Potentialbarriere überwunden werden muss. Die Stromrauschamplitude ergibt sich durch Gleichung 3.50 zu

$$I_{Schrot} = \sqrt{2 e I_t B} \quad (3.50)$$

mit e der Elementarladung, I_t dem Tunnelstrom und B der Bandbreite der Messung [126]. Wird also ein Tunnelstrom I_t von 1 nA mit einer Bandbreite B von 1 Hz gemessen, beträgt der Schrotrauschstrom I_{Schrot} 17,9 fA. Entsprechend der Gleichung 3.31 steigt das Schrotstromrauschen mit der Wurzel der Bandbreite. In dieser Arbeit wird die statische Auslenkung der seismischen Masse gemessen, wodurch die Bandbreite der Messung lediglich im niederfrequenten Bereich liegt. Daher kann der geringe Beitrag des Schrotrauschens vernachlässigt werden, da insgesamt das thermische Rauschen das Sensorsignal dominiert. Werden andere Rauschquellen außer Acht gelassen, liefert das Schrotrauschen allerdings die unmittelbare Auflösungsgrenze einer Tunnelstrecke [118].

3.6.4 Begrenzung der Auflösung bei Annäherung der Tunnelelektroden

Im Idealfall ist die Tunnelelektrode eine Ein-Atom-Spitze. Da dies in der Realität nur schwer umsetzbar ist, die Spitzenradien wesentlich größer sind und in atomarer Größenordnung von einer deutlichen Rauheit auszugehen ist, muss neben bekannten Rauschmechanismen auch ein Rauschen in Bezug auf die Geometrie der Tunnelelektroden berücksichtigt werden. Da die Oberfläche der Tunnelelektroden unbekannt ist, kann der Rauschbeitrag durch die Oberflächenrauheit nicht berechnet werden. In dieser Arbeit werden keine metallischen, sondern metallorganische Elektroden verwendet, die aus einem Material aus nichtleitenden DLC- und leitenden Pt-Anteilen bestehen. Daher kann dieser Effekt noch verstärkt werden. Im Grunde wird dadurch ein stochastisches Auftreten vieler kleiner Teilstrecken des Tunneleffekts beschrieben. Bei metallischen Elektroden ist von einer „homogeneren“ Tunnelstrecke auszugehen. Bei Annäherung summieren sich neu dazukommende Teilstrecken zur Gesamtstrecke auf. Da PtC-Elektroden insgesamt eine geringe Tunnelaktivität aufweisen (sichtbar durch den absoluten Tunnelstrombereich), kann ein stochastisches Auftreten und Erliegen von Teilstrecken als Erklärung für die zunehmenden Schwankungen des Messsignals bei Annäherung der Elektroden dienen. Insgesamt verringert also die Anzahl der Tunnelstrecken die Auflösung des Messsignals. Bei Annäherung der Elektroden wird dieser Effekt immer dominanter, da die Anzahl der zum Tunneln beitragenden Atome zunimmt und zugleich die Sensitivität exponentiell vom Elektrodenabstand abhängt bzw.

ebenfalls zunimmt.

3.6.5 Ergebnisse

Aus den Gleichungen zur Squeeze-Film-Dämpfung und dem thermischen Rauschen ergeben sich die Werte aus Tabelle 3.3. Entsprechend der in Kapitel 3.6.1 genannten Gründe wird die Güte Q_{ang} mit einem moderaten Wert von 50 für den weiteren Verlauf angenommen. Dennoch liegt die beschleunigungsäquivalente Rauschamplitude der Sensorstrukturen bei einer Bandbreite von wenigen Hz und $Q \approx 0.5$ lediglich bei wenigen Promille des Messbereiches.

Tabelle 3.3: Ergebnisse zur Squeeze-Film-Dämpfung und zum thermischen Rauschen für Modell 1 und Modell 2 bei atmosphärischem Druck und im Vakuum.

Parameter	Variable	Modell 1		Modell 2	
		Luft	Vakuum	Luft	Vakuum
Squeeze-Film Dämpfung [$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$]	d_{SF}	1.42×10^{-5}	4.56×10^{-8}	1.16×10^{-5}	3.71×10^{-8}
Viskosität [$\frac{\text{kg}}{\text{m s}}$]	μ/μ_{eff}	18.6×10^{-6}	5.83×10^{-8}	18.6×10^{-6}	5.83×10^{-8}
Güte	Q_{ber}	0,5	166	0,3	95
TNEA [$\frac{\text{mg}}{\sqrt{\text{Hz}}}$] bei Q_{ber}	$TNEA$	28,2	1,6	41,2	2,33
TNEA [$\frac{\text{mg}}{\sqrt{\text{Hz}}}$] bei $Q_{ang} = 50$	$TNEA$		2,91		3,4

3.7 Elektrostatik

Der Betrieb der Sensorstrukturen basiert auf der Verwendung von elektrostatischen Aktoren, da die Sensorkomponenten durch den Foundry Service direkt integriert werden. Die Aktoren dienen zum einen der Verringerung des Elektrodenabstandes auf wenige nm und zum anderen der Durchführung von Selbsttest-Funktionen im Sinne einer äquivalenten Beschleunigung. Die elektrostatische Kraft ist maßgeblich abhängig von der Fläche und dem Abstand der Aktor pads sowie der angelegten elektrischen Spannung. Da die Leckströme der Sensorstruktur mit steigender Aktorspannung zunehmen, soll eine möglichst geringe Aktorspannung für das Erreichen des Betriebspunktes ausreichen. Der Weg, den der Aktor zurücklegen muss, ist wiederum von dem initialen Elektrodenabstand mit einer Toleranz von einigen 10 nm abhängig (siehe Kapitel 4.4 Herstellung der Tunnelelektroden). Schlussendlich ergibt sich für die Auslegung des Aktors aus diesem Toleranzband der notwendige Bereich der Aktorspannung.

3.7.1 Grundlagen

Die elektrostatische Kraft F_e zwischen den beiden Kondensatorplatten lässt sich analytisch aus folgendem Zusammenhang berechnen:

$$F_e = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A_e}{d_e^2} U_e^2 \quad (3.51)$$

mit der Fläche A_e , der elektrischen Feldkonstante ε_0 , der Permittivitätszahl ε_r , der Aktorspannung U_e und dem Abstand der Kondensatorplatten d_e . Im Sensor ist jeweils ein Aktor pad unter der Feder sowie unter der Masse vorgesehen. Diese dienen zum einen zur primären Bewegung der Sensorstruktur und zum anderen zur Durchführung von Selbsttest-Funktionen. Der Hauptaktor unter der seismischen Masse führt die Tunnelelektroden in den Betriebspunkt und hält im stationären Modus die Spannung konstant. Aufgrund seiner Vorspannung kann dieser Aktor auch als Regelaktor verwendet werden. Der Selbsttest-Aktor unter der Feder kann für die Simulation von Störungen durch Anlegen einer Spannung und der daraus resultierenden elektrostatischen Kraft eingesetzt werden.

3.7.2 Randbedingungen und Anforderungen

Die Auslegung der Aktoren basiert auf den Randbedingungen, die durch das Feder-Masse-System bzw. die Steifigkeit der Sensorstruktur und Größe der seismischen Masse vorgegeben sind. Der Hauptaktor (HA) des Sensors wird unterhalb der seismischen Masse platziert. Durch die laterale Ausdehnung der Masse ergibt sich auf diese Weise eine maximale elektrostatische Kraft beim Anlegen einer elektrischen Spannung. Der Selbsttestaktor (SA) wird im Fall von Sensorstruktur 1 unterhalb der Feder platziert. Da bei Sensorstruktur 2 die Feder spiralförmig über der Masse angeordnet ist, wird ein Teil der Fläche unterhalb der Masse für den Selbsttestaktor genutzt

– siehe Abbildung 3.24. Die Angaben zum Hauptaktor von Sensorstruktur 2 in Tabelle 3.4 sind daher als einhüllende Größen zu verstehen. Die tatsächliche Aktorgröße ergibt sich durch Abzug der Fläche des Selbsttestaktors und dessen lateralen Mindestabstands, entsprechend den Designregeln des Foundry Service.

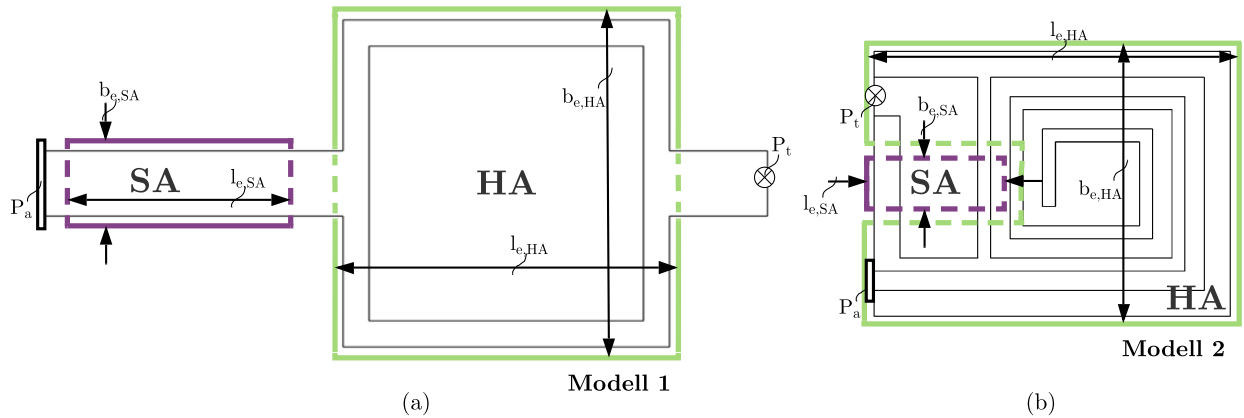


Abbildung 3.24: Aktorkonzepte der Sensorstruktur mit den Parametern: Länge des Hauptaktor pads $l_{e,HA}$, Breite des Hauptaktor pads $b_{e,HA}$, Länge des Selbsttestaktor pads $l_{e,SA}$, Breite des Selbsttestaktor pads $b_{e,SA}$, Position der Einspannung der Struktur P_a und Position der Tunnelelektrode P_t . (a) Modell 1 (M1) mit einfachem Federbalken. (b) Modell 2 (M2) mit spiralförmigem Federbalken.

Des Weiteren besteht ein direkter Zusammenhang zur Herstellung der Tunnelelektroden, welcher zu einem initialen Elektrodenabstand im Bereich von 30 bis 300 nm führt (siehe Kapitel 4.4 Herstellung der Tunnelelektroden). Eine wesentliche Größe im Hinblick auf die Auslenkung der Elektroden ist die AktorstEIFigkeit $k_{e,t}$. Diese ergibt sich aus der wirkenden elektrostatischen Kraft F_e durch den jeweiligen Aktor und die daraus resultierende Auslenkung an der Position der Tunnelelektrode. Der Abstand der Aktor pads ist ebenfalls durch den Foundry Service vorgegeben und beträgt je nach verwendeter PolySi-Schicht 2 oder 2.75 μm (siehe Kapitel 4.2.1). Der maximale Verfahrweg der Aktoren ist auf ein Drittel des Anfangsabstandes begrenzt, um einen „Pull-in“-Effekt der Kondensatorplatten zu vermeiden. Tabelle 3.4 gibt einen Überblick zu den Randbedingungen und Anforderungen.

Tabelle 3.4: Anforderungen und Randbedingungen der elektrostatischen Aktoren (in Anlehnung [16]).

Parameter	Variable	Modell 1		Modell 2	
		HA	SA	HA	SA
Länge [μm]	l_e	50	40	55	20
Breite [μm]	b_e	50	10	41	10
Anfangsanstand [μm]	d_e	2	2,75	2	2
Verfahrweg [nm]	d_t	30-300			
Elektrische Feldkonstante [$\frac{\text{A s}}{\text{V m}}$]	ε_0	8,8541878128		10^{-12}	
Relative Permittivität	ε_r	1			

3.7.3 Berechnung und Simulation der Aktoren

Aus den Parametern zu den elektrostatischen Aktoren je Sensorstruktur lässt sich deren Charakteristik analytisch und numerisch bestimmen. Entscheidend ist der Zusammenhang aus anliegender elektrischer Spannung und der daraus resultierenden Auslenkung der Tunnelelektrode. Dieser Zusammenhang ergibt sich aus der elektrostatischen Kraft des jeweiligen Aktors und der Steifigkeit der Sensorstruktur k_e in Bezug auf den Aktor. Bei Bewegung der Sensorstruktur durch die elektrostatischen Aktoren stellt sich stets ein Gleichgewicht aus der elektrostatischen Kraft F_e und der entgegenwirkenden Federkraft F_k ein. Die Werte für k_e ergeben sich entsprechend den Formeln 3.44 und 3.45 für k_t und k_a aus den Gleichungen 3.34-3.43 mit der resultierenden Kraft des elektrostatischen Aktors F_e in Abhängigkeit der geometrischen Größen der Sensorstruktur. Für die Berechnung der Elektrodenannäherung durch den Aktor müssen zum einen die Steifigkeit in Bezug auf die Auslenkung der Kondensatorplatten $k_{e,pad}$ und zum anderen die Steifigkeit in Bezug auf die Auslenkung der Tunnelelektrode $k_{e,t}$ bestimmt werden. $k_{e,t}$ ergibt sich zu

$$k_{e,t} = \frac{2 E I}{l_b \left(\frac{l_m}{2} + l_b\right) (l_b + 2 (l_m + l_t))} \quad (3.52)$$

und $k_{e,pad}$ zu

$$k_{e,pad} = \frac{2 E I}{l_b \left(\frac{l_m}{2} + l_b\right) (l_b + l_m)} \quad (3.53)$$

Da die Aktorbewegung im Wesentlichen vom Gleichgewicht zur entgegenwirkenden Federkraft und demzufolge von dem sich einstellenden Abstand der Kondensatorplatten abhängig ist, muss die Auslenkung auf Basis von $k_{e,pad}$ berechnet werden. Die Bewegung der Kondensatorplatten je Spannungsschritt am Aktor berechnet sich aus dem Schnittpunkt der Federkraft F_k und der elektrostatischen Kraft F_e . Wie in Abbildung 3.25 gezeigt, ergibt sich die daraus resultierende Auslenkung der Tunnelelektrode aus der äquivalenten Steifigkeit $k_{e,t}$ und dem Schnittpunkt je Spannung am Aktor.

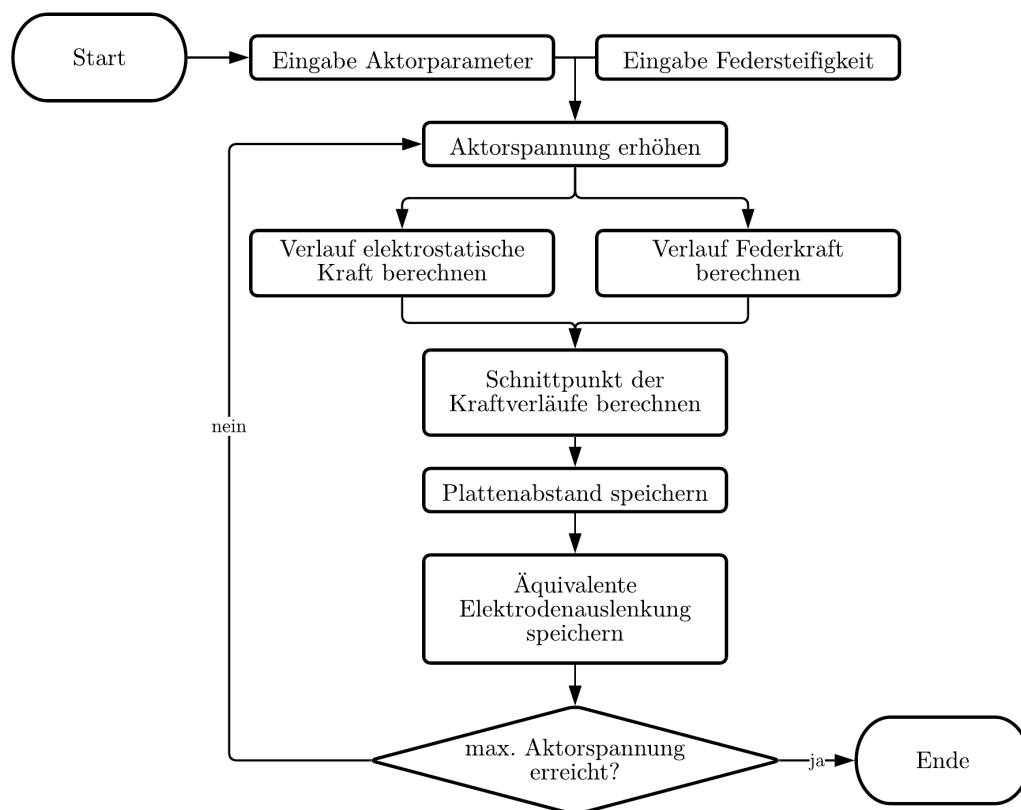


Abbildung 3.25: Ablauf zur Berechnung der Auslenkung auf Basis der elektrostatischen Kraft F_e und der rückstellenden Federkraft F_k . Die Auslenkung der Tunnelelektrode ergibt sich durch die Beziehung $k_{e,t}$.

Daraus ergeben sich die Kennlinien der Aktoren jeder Sensorstruktur, welche die Auslenkung der Elektroden durch die Änderung der Aktorspannung beschreiben. Dieses analytische Verfahren lässt sich für Sensorstruktur 1 aufgrund der geringen Komplexität anwenden. Im Vergleich hierzu wird eine numerische Simulation durchgeführt. Wie bereits im vorherigen Kapitel gezeigt, wird die Charakteristik von Sensorstruktur 2 aufgrund ihrer höheren Komplexität ausschließlich numerisch untersucht. Als Erweiterung zu Abbildung 3.22 werden den Sensormodellen die Aktor pads der Haupt- sowie Selbsttestaktoren hinzugefügt – siehe Abbildung 3.24. Für die Simulation der Aktoren gelten die gleichen Randbedingungen der Sensorstrukturen wie in Kapitel 3.5 gezeigt. Als umgebendes Medium zwischen den Kondensatorplatten wird Luft gewählt, da die relative Permittivität nahezu bei 1 liegt und somit im Sinne des elektrostatischen Prinzips den Eigenschaften von Vakuum entspricht.

3.7.4 Ergebnisse

Die Ergebnisse zu der Steifigkeit $k_{e,t}$ in Bezug auf die elektrostatische Kraft sind Tabelle 3.5 zu entnehmen. Im Vergleich stehen die Ergebnisse aus analytischer Berechnung sowie numerischer Simulation für die beiden Sensorstrukturen. Die analytische Berechnung ist als Näherung zu

sehen, da sie die Bewegung und Geometrie der Sensorstruktur in vereinfachter Form abbildet. Die Ergebnisse weichen dadurch von der numerischen Simulation ab. Die Werte zur Aktorstefigkeit $k_{e,t}$ werden zudem in V/nm und in N/m angegeben. Die Werte zu V/nm beziehen sich aufgrund der quadratischen Abhängigkeit des Aktors jeweils auf eine definierte Aktorspannung U_e und geben einen direkten Aufschluss über das Verhältnis aus Änderung der Aktorspannung und Auslenkung der Tunnelelektroden. Abhängig von der Größe der Aktoren und ihrer Position in der Sensorstruktur fallen die Steifigkeiten durch Einwirkung der elektrostatischen Kraft und der daraus resultierenden Auslenkung der Tunnelelektrode sehr unterschiedlich aus (siehe hierzu auch Abbildung 3.26).

Tabelle 3.5: Anforderungen und Randbedingungen der elektrostatischen Aktoren. Die Aktorstefigkeit $k_{e,t}$ in V/m bezieht sich aufgrund der quadratischen Abhängigkeit des Aktors jeweils auf eine definierte Aktorspannung U_e .

Parameter	Variable	Modell 1		Modell 2	
		HA	SA	HA	SA
Aktorsteif. in [N/m]	$k_{e,t}$ (analyt.)	1,55	16,26	-	-
Aktorsteif. in [N/m]	$k_{e,t}$ (numeri.)	2,145	21,17	1,25	0,55
Aktorsteif. in [V/nm]	$k_{e,t}$ (numeri.)	0,072 (5 V)	2,286 (20 V)	0,1 (5 V)	0,306 (4 V)

Die Herstellung der Tunnelelektroden führt zu einem initialen Abstand im Bereich von 30 bis 300 nm (siehe Kapitel 4.4 Herstellung der Tunnelelektroden). In Abhängigkeit von der Systemsteifigkeit bzw. der entgegenwirkenden Kraft der Feder sind zur Überwindung dieses Abstandes Spannungen im Bereich von 4 bis 15 V, je nach Modell, notwendig. Die Selbsttestaktoren sollen kleine Auslenkungen bis zu 3 nm ausüben, um eine äquivalente Beschleunigung zu simulieren. Tabelle 3.6 gibt einen Überblick zu den finalen Parametern der elektrostatischen Aktoren hinsichtlich notwendiger Aktorspannungen in Abhängigkeit der Auslenkungen. Wie bereits erwähnt, führt die Vereinfachung in der analytischen Berechnung zu abweichenden Ergebnissen im Vergleich zur numerischen Simulation. So zeigen bspw. die numerischen Ergebnisse höhere notwendige Spannungshübe für eine Auslenkung von 2,5 nm (siehe Tabelle 3.6), da aus der Simulation eine höhere Aktorstefigkeit resultiert (siehe Tabelle 3.5). Selbsttestaktionen können sowohl mit dem HA als auch mit dem SA durchgeführt werden. Die Überwindung des initialen Elektrodenabstandes kann ausschließlich mit dem HA erreicht werden, um möglichst geringe elektrische Spannungen im System zu erhalten. Die Verläufe der Auslenkung in Abhängigkeit von der Aktorspannung sind Abbildung 3.26 zu entnehmen. Modell 2 weist eine geringere Aktorstefigkeit (N/m) auf, allerdings sind im Vergleich zu Modell 1 höhere Spannungen für die gleiche Auslenkung notwendig. Dies ist auf die geringere effektive Fläche der Kondensatorplatten bei Modell 2 zurückzuführen. Außerdem wird das Resultat einer einwirkenden Beschleunigung von 1 g und die äquivalente Kompensationsspannung des jeweiligen Aktors gezeigt. Im Vergleich stehen die Ergebnisse aus analytischer Berechnung sowie numerischer Simulation für die beiden

Sensorstrukturen. Die Verläufe der Auslenkungen je Aktor über der Aktorspannung sind in Abbildung 3.26 dargestellt.

Tabelle 3.6: Ergebnisse aus der Simulation (analytisch (ana) und numerisch (num)) zu den elektrostatischen Aktoren (in Anlehnung [16]).

Auslenkung [nm]	Var.	Modell 1				Modell 2	
		HA		SA		HA	SA
		ana	num	ana	num	num	num
		[V]				[V]	
Init. Elektrodenabs: 30-300	d_t	4-12.3	4.65-13.53	-	-	5.43-15.1	-
Selbsttest 5 V mit HA: 0-2.5	ΔU_e	0.133	0.174	-	-	0.241	-
Selbsttest 8 V mit HA: 0-2.5	ΔU_e	0.081	0.102	-	-	0.138	-
Selbsttest mit SA: 0-2.5	ΔU_e	-	-	11.25	15.03	-	2.485
Beschleunigung [g]							
1 (bei HA: 5 V und SA: 0 V)	ΔU_e	0.006	0.006	2.33	2.76	0.009	0.472

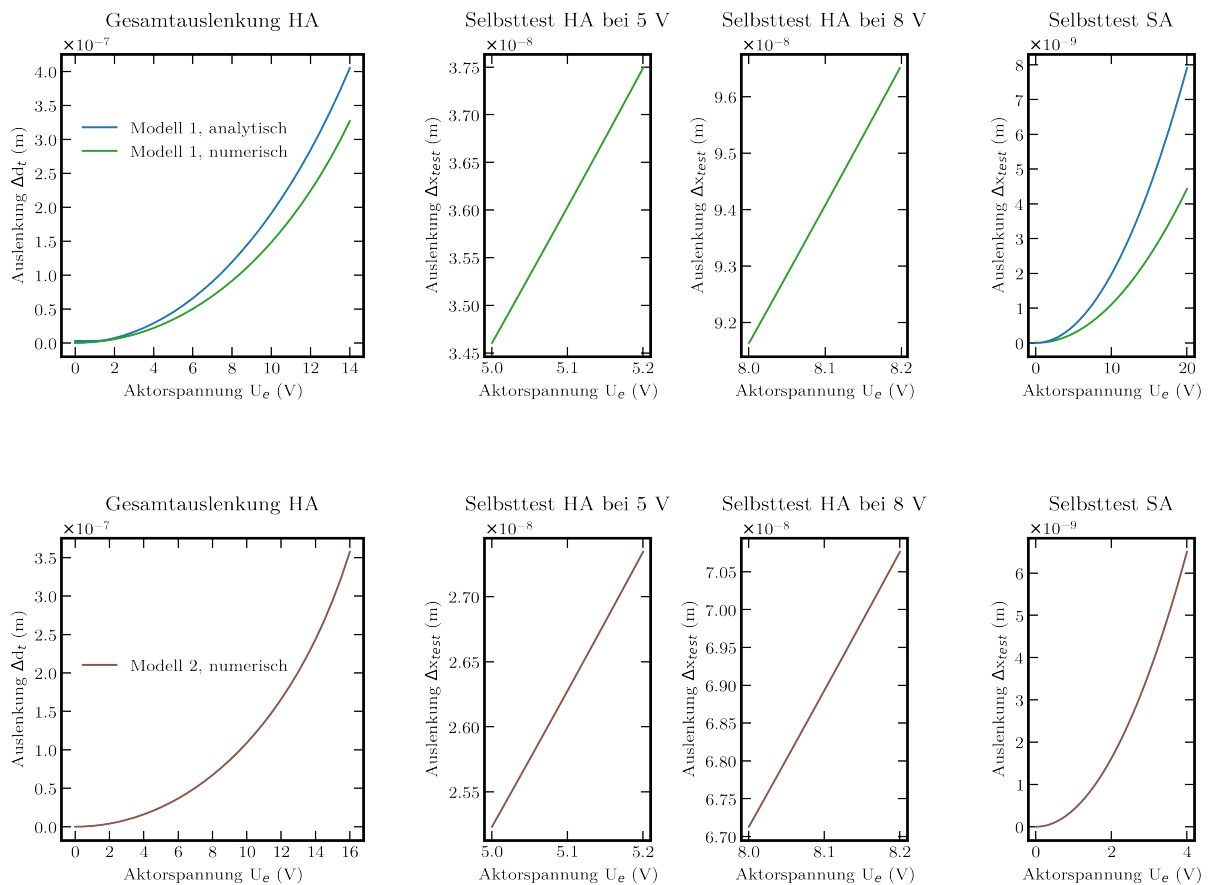


Abbildung 3.26: Ergebnisse der Verläufe der Auslenkungen x_{test} je Aktor über der Aktorspannung U_e für Modell 1 oben und Modell 2 unten (in Anlehnung [16]).

3.8 Zusammenfassung

Die Auslegung der Sensorstrukturen erfolgt in einem iterativen Prozess zur Bestimmung aller relevanten Parameter für den Tunneleffekt, die mechanischen Komponenten, die relevanten Dämpfungs- und Rauschmechanismen sowie die elektrostatischen Aktoren. Außerdem müssen die Zusammenhänge zwischen diesen Kategorien untersucht werden, um geeignete Sensorstrukturen zu entwickeln. Wesentliche Anforderung an die theoretische Auslegung ist die Miniaturisierung der Sensorkernfläche. Da die Verkleinerung des Flächenbedarfs einen unmittelbaren Einfluss auf den Messbereich, die Empfindlichkeit und die Auflösung des Sensors nimmt, müssen diese durch entsprechende Zielgrößen vorher festgelegt werden.

Gesamtsystem: Für die Konzeption des Gesamtsystems müssen neben der Sensorstruktur auch weitere Komponenten wie der Messaufbau und die Umgebungsbedingungen definiert werden. Die Beschreibung des funktionellen Aufbaus gibt einen Überblick zu den jeweiligen Ebenen des Systems (siehe Abbildung 3.4). In dieser Arbeit soll die statische Auslenkung der Sensorstruktur bei einer einwirkenden Beschleunigung bzw. äquivalenten elektrostatischen Kraft untersucht werden. Daher wird auf den Einsatz einer Regelung verzichtet. Die Konzeption der Sensorstrukturen erfolgt so, dass Beschleunigungen mit einem Vielfachen der Erdbeschleunigung notwendig sind, um einen Kontakt der Tunnelelektroden zu provozieren.

Tunneleffekt: Die Höhe und Empfindlichkeit des Tunnelstroms sind abhängig von der Elektrodengeometrie und -ausrichtung sowie den Materialeigenschaften hinsichtlich der Energiebändermodelle. Da in dieser Arbeit metallorganische Materialien verwendet werden, ist von einer Konfiguration Metall-Halbleiter-Vakuum-Metall bzw. Metall-Halbleiter-Vakuum-Halbleiter-Metall auszugehen. Dadurch sind höhere Tunnelspannungen als beim Einsatz metallischer Elektroden, wie im RTM, notwendig. Die Grundlage für die Konzeption der Sensorstruktur stellen zunächst die anziehenden Kräfte an den Tunnelelektroden dar. Diese definieren sich durch die elektrostatische und VdW-Kraft bei Annäherung der Elektroden auf wenige nm. In Abhängigkeit von den Spitzenradien und einer gewählten Tunnelspannung können die minimalen Steifigkeiten des FMS festgelegt werden. Werden die Grenzwerte für die Steifigkeit unterschritten, muss mit einem Snap-in-Effekt an den Tunnelelektroden gerechnet werden. Herkömmliche Berechnungsansätze der elektrostatischen Kraft zwischen den Elektroden führen, wie gezeigt, zu Berechnungsfehlern und müssen durch die Konfiguration zweier sich gegenüberstehender sphärischer Spitzen erweitert werden.

Mechanik: Die Auslegung des FMS basiert auf den Ergebnissen zu den anziehenden Kräften an den Tunnelelektroden sowie den Anforderungen an den Flächenbedarf weniger $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, einem Messbereich von etwa 20 g und einer Empfindlichkeit von etwa 0,1 nm/g. Die Auflösung soll begrenzt durch das thermische Rauschen einige Promille des Messbereiches betragen. Für die Konzeption geeigneter Sensorstrukturen werden zwei Modelle mit einfachem

(M1) und spiralförmigem (M2) Balken entworfen. Durch die Anordnung von Federbalken und Masse bei M2 kann eine zusätzliche Miniaturisierung im Vergleich zu M1 erfolgen. Durch eine analytische Betrachtung wird M1 so optimiert, dass die Anforderungen aus der Begrenzung durch die anziehenden Kräfte erfüllt und die gewünschten Sensoreigenschaften erreicht werden. Die Ergebnisse zu M1 werden durch eine numerische Simulation bestätigt. Die Ergebnisse zu M2 zeigen eine weitere Verringerung des Flächenbedarfs unter Beibehaltung der Empfindlichkeit von M1. Die Messbereiche von M1 und M2 liegen zwischen 20-30 g. Die Auslenkung bei einer einwirkenden Beschleunigung von 1 g beträgt etwa 1 Å. Die Querstabilität für M2 ist aufgrund der geometrischen Form der Feder um etwa den Faktor 10 geringer als bei M1. In Bezug auf die Richtung der Hauptauslenkung liegt die Querstabilität für M1 im Bereich von 2% und für M2 im Bereich von 20%.

Dämpfungs- und Rauschmechanismen: Bei Betrachtung relevanter Dämpfungsmechanismen muss der Squeeze-Film-Effekt für schwingungsfähige Komponenten untersucht werden. Daraus lassen sich die Werte der Güte Q ableiten. Für die Berechnung der Squeeze-Film-Dämpfung muss im Sinne der Viskosität des umgebenden Mediums festgelegt werden, ob der Sensor im Vakuum oder unter atmosphärischen Bedingungen betrieben wird. Da die Auslenkungen des Sensors unterhalb der mittleren freien Weglänge liegen, ist der Einfluss des Squeeze-Film-Effekts kritisch zu beurteilen. Die Berechnungsansätze liefern hier keinen Bezug zur Auslenkung und beziehen lediglich die geometrischen Größen der Struktur sowie den Anfangsabstand der Platten mit ein. Auch auf Basis der Erkenntnisse bisheriger Veröffentlichungen [123] müssen die Ergebnisse daher als tendenzielle Wert betrachtet werden. Für die Güte wird aus diesem Grund ein moderater Wert von 50 gewählt, der für die Berechnung der thermischen Rauschamplitude verwendet wird. Dadurch ergibt sich eine Auflösungsgrenze im Bereich weniger Promille des Messbereiches, entsprechend der Anforderungen an die Auslegung der Sensorstruktur.

Elektrostatik: Für die Annäherung der Elektroden auf einen notwendigen Tunnelabstand werden elektrostatische Aktoren eingesetzt. Für M1 und M2 wird jeweils ein Haupt- und Selbsttestaktor implementiert. Auf Basis der Federsteifigkeit k_e und der geometrischen Parameter der Sensorstruktur kann der Verlauf der Auslenkung durch die Einwirkung der elektrostatischen Kraft F_e analytisch und numerisch untersucht werden. Bei einem initialen Elektrodenabstand von 30-300 nm sind Aktorspannungen U_e von 4-15 V je nach Modell notwendig. Für die Simulation von Beschleunigungen innerhalb des Tunnelabstandes (2,5 nm) sind Spannungsdifferenzen von einigen 10 mV am Hauptaktor und von einigen V am Selbsttestaktor notwendig. Durch die kleinere Aktorfläche von M2 ergibt sich eine höhere Aktorsteifigkeit (V/nm) als bei M1, obwohl M2 mechanisch niedrigere Steifigkeitswerte (N/m) aufweist.

Kapitel 4

Herstellung miniaturisierter Beschleunigungssensoren

4.1 Einleitung

Die Herstellung der Sensoren erfolgt mit Hilfe von Technologien der Oberflächenmikromechanik und der nachträglichen Implementierung der Tunnelelektroden durch den Einsatz der Rasterelektronenmikroskopie und Focused Ion Beam-Technologie sowie gezielter FEBID/FIBID mit Hilfe eines Gas Injection System. Die Vorteile der FIB-Technologie liegen in der hohen Flexibilität bei der Herstellung der Elektroden. Deshalb wird die gesamte Herstellung der Tunnelelektroden mit dem FIB durchgeführt. Dennoch sind hiermit große Herausforderungen verbunden, denn die Elektrodenspitzen müssen, wie im vorherigen Kapitel beschrieben, mit möglichst geringen Spitzenradien erzeugt werden. Außerdem ist bekannt, dass das Erzeugnis mit Hilfe eines GIS und der Verwendung eines Pt-Precursors ein stark durch Kohlenstoff verunreinigtes Material darstellt. Vorzugsweise werden beim Tunneleffekt metallische Elektroden verwendet. Die Kombination aus Herstellung einer geeigneten Spitzengeometrie sowie Bereitstellung eines für den Tunneleffekt geeigneten Materials stellt folglich eine große Herausforderung für die Herstellung der Sensoren dar. Dieses Kapitel gibt Aufschluss über die Designregeln des gewählten Foundry Services und dessen Grenzen für das Sensordesign, das Design der zwei Kategorien zu möglichen Sensorstrukturen sowie das Konzept des gesamten MEMS-Chips. Für die Anbindung des Sensorchips an die Ansteuer- und Auswerteelektronik erfolgt der Entwurf und die Herstellung einer geeigneten Leiterplatte. Das REM/FIB Dualbeam-System mit integriertem GIS wird zum grundlegenden Verständnis der Technologie und Funktionsweise zur Herstellung der Tunnelelektroden in Kapitel 2.5 vorgestellt. Die Flexibilität dieser Technologie führt zu einer Vielzahl an Herstellungsmöglichkeiten der Tunnelspitzen. Nachfolgende Grafik 4.1 zeigt den Gesamtprozess der Herstellung. Inhalte aus diesem Kapitel wurden teilweise vorab in *MDPI Sensors* [16] und *MDPI Applied Sciences* [17] veröffentlicht.

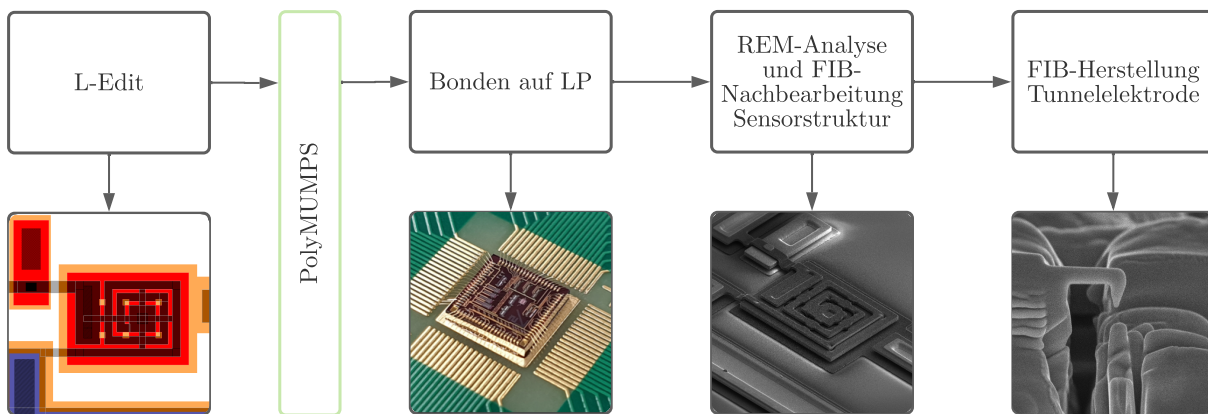


Abbildung 4.1: Gesamtprozess zur Herstellung der Tunnelsensoren.

4.2 MEMS-Chip

Die Sensorstrukturen werden in OMM-Technologie hergestellt. Für die Herstellung wird der PolyMUMPS-Prozess von MEMSCAP Inc. genutzt. Dieser Prozess wurde bereits in den 90er Jahren ins Leben gerufen, mit dem Fokus auf der Realisierung von Prototypen in der frühen Designphase. Durch die hohe Standardisierung können kurze Lieferzeiten, geringe Kosten und ein hohes Maß an Sicherheit in Bezug auf die Funktionalität gewährleistet werden. Der PolyMUMPS-Prozess beinhaltet drei Polysiliziumschichten, zwei Opferschichten und eine Metallschicht. Die geringste mögliche Strukturgröße beträgt $2\ \mu\text{m}$. Für diese Arbeit bietet dies die optimale Voraussetzung, um das Potential für die Miniaturisierung eines Tunnelbeschleunigungssensors durch eine Vielzahl von Sensorstrukturvarianten zu untersuchen.

4.2.1 Designregeln

Um die Funktionalität der OMM-Strukturen sicherzustellen, müssen strikte Designregeln eingehalten werden. Auf diese Weise kann der Prozess standardisiert werden. Allerdings können aus diesem Grund keine spezifischen Kundenwünsche berücksichtigt werden. Ein Teil der Designregeln ist verpflichtend und deren Einhaltung zwingend notwendig. Ein weiterer Teil lässt sich als Richtlinie verstehen und darf auf eigene Verantwortung unter- bzw. überschritten werden. Die verpflichtenden Regeln („mandatory rules“) beziehen sich zum einen auf die minimalen Strukturbreiten und bilden daher die Auflösung des Prozesses ab, zum anderen beinhalten sie die minimalen Abstände der Ätzlöcher, um eine vollständige Ätzung der Opferschicht zu gewährleisten. Eine Regel ist also beispielsweise die Einhaltung einer minimalen Strukturbreite von $2\ \mu\text{m}$. Dies verhindert eine ungewollte Verjüngung der Struktur. Die Richtlinien („advisory rules“) beziehen sich hingegen auf die Abstände zwischen den OMM-Schichten. Eine Richtlinie zeigt sich beispielsweise in der minimalen Überlappung zweier PolySi-Schichten. Diese Vorgabe darf verletzt werden, kann allerdings durch die Höhenunterschiede der Schichten zu einer

Beeinträchtigung der Funktionalität führen. Die folgende Abbildung 4.2 zeigt exemplarisch einen Querschnitt. Zu sehen ist die notwendige Überlappung, um einen horizontalen Verlauf der Sensorstruktur nach einer Stufe zu gewährleisten. Außerdem ist zu erkennen, dass die Goldschicht einen minimalen Abstand zur PolySi-Kante aufweisen sollte, damit diese ganzflächig aufliegt und ein Abkippen am Rand verhindert wird.

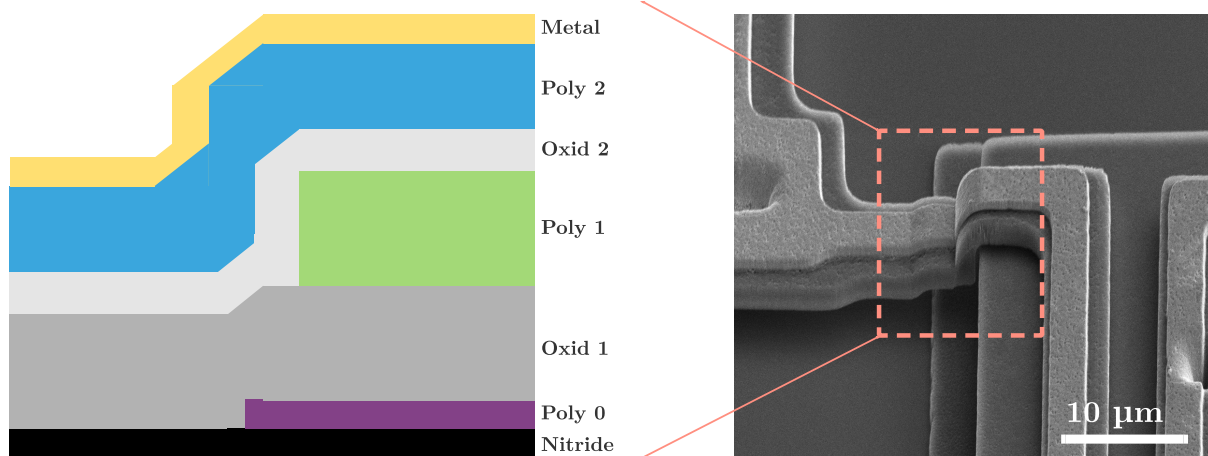


Abbildung 4.2: Exemplarischer Querschnitt einer OMM-Struktur, hergestellt durch den PolyMUMPs-Prozess. Abgebildet sind die sieben Funktionsschichten (links). Die REM-Aufnahme (rechts) zeigt den Zustand nach Ätzung der Opferschichten (Oxid 1 und 2).

Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht zu den verpflichtenden Regeln. Die sonstigen Richtlinien beziehen sich auf die Abstände zwischen den OMM-Schichten und werden in den Designrules von PolyMUMPs wie folgt beschrieben. Abbildung 4.3 stellt die Einführung der Richtlinien exemplarisch dar. Weitere Details zu den Designregeln finden sich in „PolyMUMPs Design Handbook“¹.

Die Designregeln nehmen entscheidenden Einfluss auf das Sensorkonzept. Durch die Begrenzung der Abstände und Strukturgrößen wird die Vielfalt der Sensorstrukturen im Hinblick auf die Miniaturisierung technologisch begrenzt. Die Richtlinien können zum Teil in ihren Grenzen unterschritten werden. In dieser Arbeit soll das Potential zur Miniaturisierung von Tunnelbeschleunigungssensoren abgeschätzt werden. Daher werden auch Strukturvarianten entworfen, die auf einer bewussten Unterschreitung der Designregeln basieren. Um eine hohe Sicherheit für einsetzbare Sensorstrukturen zu gewährleisten, wird zu jeder dieser Varianten auch eine Variante entworfen, die den Regeln entspricht. Dieser Vorgang führt neben einer großen Variantenvielfalt durch Anpassungen in geometrischer Größe und funktioneller Gestalt (Kammstruktur, Plattenkondensator usw.) zu einer Potenzierung der Sensorvarianten auf dem MEMS-Chip. Der Einsatz von Dimples (Höckern) schützt die Sensorstrukturen vor einem Sticking während des Ätzens der Opferschichten, des Transports und des späteren Einsatzes sowie der Bewegung der

¹http://www.memscap.com/___data/assets/pdf_file/0019/1729/PolyMUMPs-DR-13-0.pdf

Tabelle 4.1: Überblick zu allen Regeln, die bei dem Design der Sensorstrukturen zwingend eingehalten werden müssen [127].

Bezeichnung	Mindestbreite [μm]	Mindestabstand [μm]
Poly0	2	2
Dimple	2	3
Anchor 1	3	2
Poly1	2	2
Poly1 Poly2 Via	2	2
Anchor 2	3	2
Poly 2	2	2
Metal	3	3
Hole0	2	2
Hole1	3	3
Hole2	3	3
HoleM	4	4

Struktur, beispielsweise durch elektrostatische Aktorik. Die Dimples müssen daher an jeder frei beweglichen Struktur positioniert sein. Dimples können sowohl in der Poly1- als auch der Poly2-Schicht durch vorheriges reaktives Ionenätzen (RIE) der Opferschichten eingebracht werden. Die „Anchors“ bzw. „Vias“ stellen die Verbindungen unter den Polyschichten durch Ätzung der Opferschicht dar. Auf diese Weise werden die Strukturen der OMM-Schichten sowohl elektronisch als auch mechanisch kontaktiert. Die Metallschicht (Gold) wird per Lift-Off-Verfahren auf der Poly2-Schicht aufgebracht. Daher können keine freistehenden Goldschichten erzeugt werden. Außerdem ist darauf zu achten, dass bewegliche PolySi-Strukturen nicht zusätzlich mit einer Metallschicht versehen werden. Die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten führen nach Abscheidung der Gold-Schicht zu einer starken Verformung der Strukturen. Der PolyMUMPs-Prozess bietet keine direkte Möglichkeit zur Isolation zwischen den Poly-Schichten und zur Metallschicht. Durch ein bewusstes Weglassen der Perforierung für das finale Ätzbad kann allerdings erreicht werden, dass Teile der Opferschicht bestehen bleiben und ein Sandwich aus Poly1-Oxid-Poly2 entsteht. Dies funktioniert aber nur für Flächen in Größenordnungen ab $60 \mu\text{m}$ lateraler Ausdehnung. Für Strukturgrößen im Bereich von $2 \mu\text{m}$, die in dieser Arbeit angestrebt werden, ist die Herstellung isolierter Sandwichstrukturen daher nicht von Bedeutung. Für die Auslegung und Realisierung der MEMS-Strukturen sind außerdem die mechanischen und elektronischen Materialdaten der OMM-Schichten von besonderer Bedeutung, siehe Tabelle 4.2.

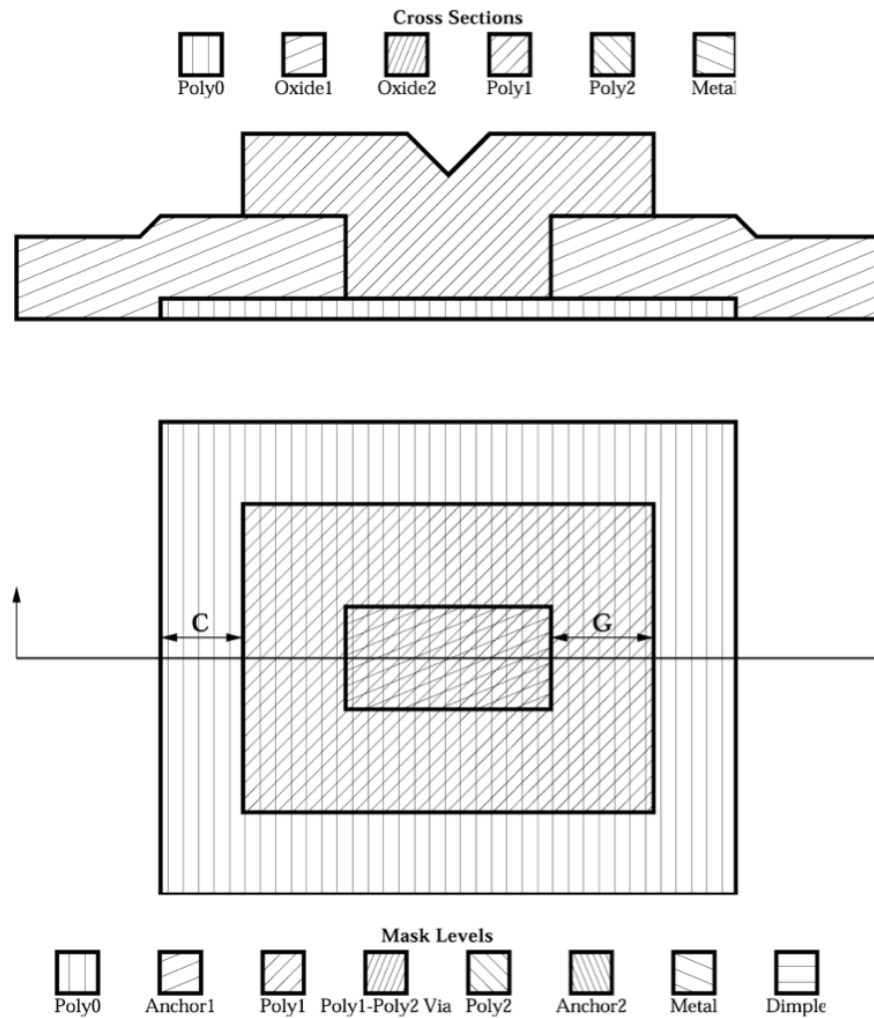


Abbildung 4.3: Exemplarischer Querschnitt und Draufsicht einer Design-Zeichnung zu Abstands-Richtlinien zwischen unterschiedlichen OMM-Schichten. Regel C zeigt bspw. den minimalen Betrag, um den ein Poly0-Pad eine Struktur in der Poly1-Ebene beinhalten sollte. Regel G hingegen zeigt bspw. den minimalen Abstand der Poly1-Kante zu einem Ätzloch für die Verbindung der Poly1- und Poly0-Schicht. Abdruck mit Genehmigung von MEMSCAP Inc. [127].

Tabelle 4.2: Überblick zu den Materialdaten der OMM-Schichten [127].

OMM-Schicht	Typ. Dicke [μm]	E-Modul [GPa]	Widerstand [Typ. Ω/sq]
Nitride	0.6	–	–
Poly 0	0.5	158 ± 10	30
Oxid 1	2	N/A	N/A
Poly 1	2	158 ± 10	10
Oxid 2	0.75	N/A	N/A
Poly 2	1.5	158 ± 10	20
Metal	0.5	N/A	0.06

4.2.2 Sensorstrukturen

Die MEMS-Sensorstrukturen definieren im Wesentlichen die Eigenschaften des Tunnelbeschleunigungssensors in Bezug auf den Messbereich sowie die Empfindlichkeit und gliedern sich in das Feder-Masse-System (FMS) sowie die elektrostatische Aktorik (A). Die Realisierung der Tunnelstrecke (T) erfolgt im Nachhinein mit der Technologie des REM/FIB Dualbeams. Durch die Anforderungen an den Beschleunigungssensor ergibt sich eine Vielfalt unterschiedlicher Strukturen. Ausgehend von den geometrischen Kategorien von einfachen und spiralförmigen Strukturen, ergeben sich eine Reihe weiterer Parameter für das Design. Nachfolgende Auflistung verschafft einen Überblick darüber:

- Geometrisch Form der Feder: einfacher oder spiralförmiger Balken
- Geometrische Größe der Feder: Balkenbreite, -länge, -dicke
- Geometrische Größe der Masse: Massenbreite, -länge, -dicke
- Position der Tunnelstrecke
- Anzahl elektrostatischer Aktoren
- Prinzip des Aktors: Plattenkondensator, Kammstruktur
- Hauptbewegungsrichtung des Sensors: lateral oder vertikal

Wie im vorherigen Kapitel bereits umfassend beschrieben, soll im Folgenden das Resultat aus der Herstellung von Modell 1 (M1) und 2 (M2) mittels OMM-Technologie näher beleuchtet werden – siehe Abbildung 4.4. Die Sensorstruktur besteht aus den mechanischen Komponenten der Feder (F) und der seismischen Masse (M), den elektrostatischen Aktoren (A) und der Tunnelstrecke (T). Für die Herstellung der Tunnelstrecke und Nachbearbeitung der Sensorstruktur erfolgen zusätzlich subtraktive Prozessschritte mit dem FIB. Durch dessen flexiblen und direkten Eingriff können die Sensorstrukturen im Hinblick auf Schnitte an der Struktur beliebig angepasst werden. Dies umfasst zum einen das Lösen fixierter Federelemente (siehe Abbildung 4.4b unten) und zum anderen eine weitere Optimierung des FMS zur Anpassung der Sensoreigenschaften. Ein wesentlicher Aspekt bei der Realisierung beweglicher MEMS-Strukturen ist der Einsatz von Dimples (D). Diese unterstützen maßgeblich die Verhinderung von „Sticking“-Problemen bei der Realisierung und dem Betrieb des Sensors.

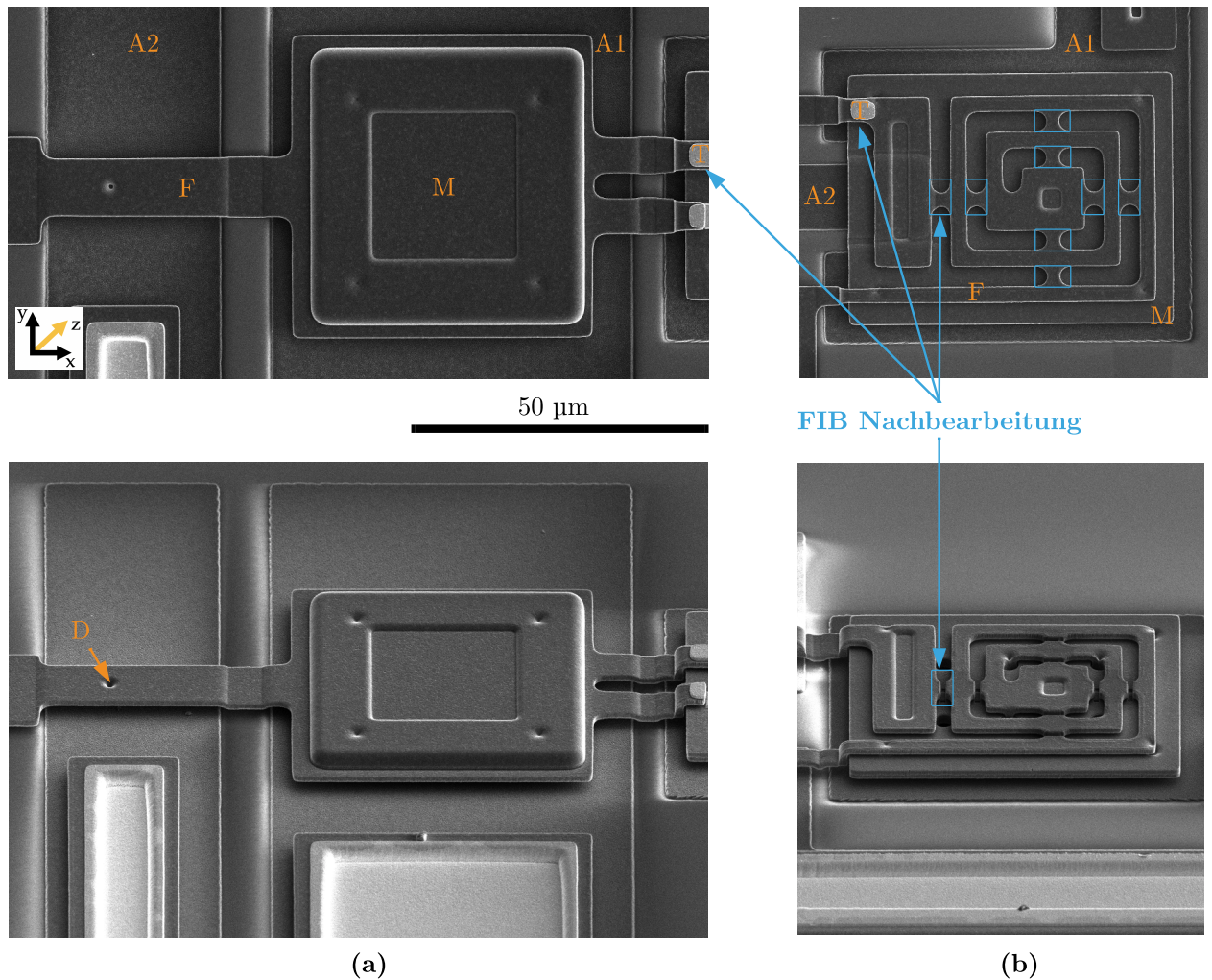


Abbildung 4.4: REM-Aufnahmen der Sensorstrukturen M1 & M2 mit einfachem (a) und spiralförmigem (b) Federbalken in der Draufsicht und Seitenansicht (52°). A = Aktor, F = Feder, M = seismische Masse, T = Position der Tunnelstrecke, D = Dimple. Blau markiert sind die Bereiche der FIB-Nachbearbeitung für die Herstellung der Tunnelstrecke und Lösen der Querverbindung der Feder (oben: unbearbeitet, unten: bearbeitet) (in Anlehnung [16]).

Die nachfolgenden Detailbilder (Abbildung 4.5) zeigen die integrierten Dimples (a) für die Vermeidung von Sticking-Problemen und die Position für die Implementierung der Tunnelelektroden (b) im Detail. Die Detailabbildungen stammen von weiteren MEMS-Strukturen mit deutlich geringerer lateraler Ausdehnung. Die Tunnelelektroden müssen auf einem freistehenden PolySi-Steg hergestellt werden. Im OMM-Prozess wird dieser Bereich fixiert, um eine Bewegung und dadurch Schäden während des Ätzens der Opferschicht oder des Transports zu vermeiden. Bei der Herstellung der Tunnelelektroden wird die Struktur an dieser Stelle gelöst, um die Bewegung des FMS zu ermöglichen.

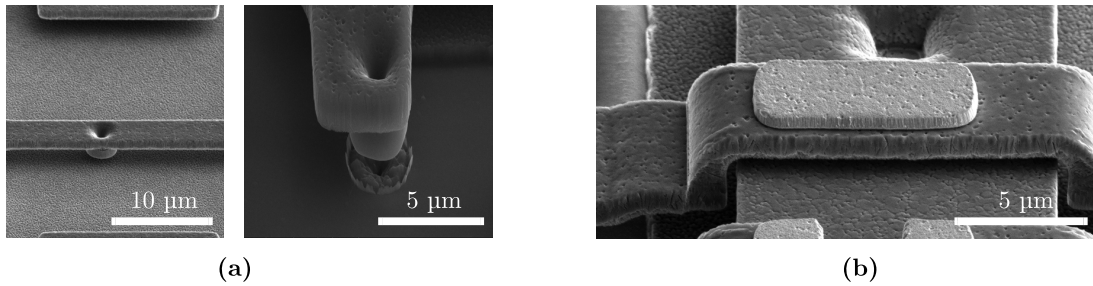


Abbildung 4.5: REM-Aufnahmen der integrierten Dimples (a) und der Position für die Implementierung der Tunnelstrecke (b).

4.2.3 Gesamtchip

Im Rahmen des PolyMUMPs-OMM-Prozesses können Chips in Größen von $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$ bis $10 \times 10 \text{ mm}^2$ bestellt werden. Das Design des Gesamtchips bezieht sich zunächst auf die maximale Chipgröße von $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Entsprechend den Designregeln kann im Design angegeben werden, auf welche Größe der Chip zugeschnitten werden soll. In dieser Arbeit wird der Chip geviertelt, sodass vier Chips der Größe $5 \times 5 \text{ mm}^2$ ausgeliefert werden. Insgesamt werden fünfzehn Exemplare des Gesamtchips gefertigt. D.h. die Lieferung beinhaltet insgesamt sechzig Einzelchips. Jeder der Quadranten wird individuell mit Sensorstrukturen gefüllt. Das Postprocessing des Foundry Service ermöglicht das Ätzen der Opferschicht, sodass ein Bonden der Chips auf eine Leiterplatte unmittelbar nach Auslieferung erfolgen kann. Durch die Anforderungen des Bond-Prozesses können auf jedem Chip insgesamt achtzig Bondpads platziert werden. Um voneinander elektronisch unabhängige Sensorstrukturen zu realisieren, ergibt sich die Gesamtzahl der möglichen Strukturen zunächst aus dem Quotient der Anzahl der Bondpads und der benötigten Zuleitungen je Struktur. Die Mindestanzahl der Zuleitungen beläuft sich auf drei Anschlüsse für die elektronische Masse, das Potential für den elektrostatischen Aktor und die Tunnelelektrode. Bei Integration eines zweiten oder dritten Aktors ergeben sich zwei zusätzliche Anschlüsse. Um die Anzahl möglicher MEMS-Strukturen weiter zu erhöhen, empfiehlt sich der Einsatz von „Schaltern“, die durch eine Nachbearbeitung mit dem FIB aktiviert und deaktiviert werden können. Dadurch ergibt sich eine weitaus höhere Zahl möglicher Strukturen. Alle Zuleitungen werden durch die Abscheidung der Goldschicht möglichst niederohmig realisiert. Durch das Design von Brücken in den Zuleitungen, können diese einzeln durch die FIB-Nachbearbeitung getrennt werden. Dies ist insbesondere notwendig, wenn im Rahmen der FIB-Bearbeitung die Isolation zwischen den Zuleitungen durch die Implantation von Ga^+ oder Abscheidung von Platin durch das GIS geschädigt wird. Zudem ist auf jedem Chip jeweils ein Bondpad mit dem Chip-Substrat (PolySi) verbunden, um eine Erdung des Chips zu ermöglichen. Abbildung 4.6 gibt einen Überblick zu den Komponenten des Gesamtchips. Der Gesamtchip bildet eine Vielfalt unterschiedlicher Strukturen ab, die zum großen Teil der funktionellen Evaluierung geometrischer Formen der mechanischen und elektrostatischen Strukturen dienen und in dieser Arbeit nicht im Detail betrachtet werden.

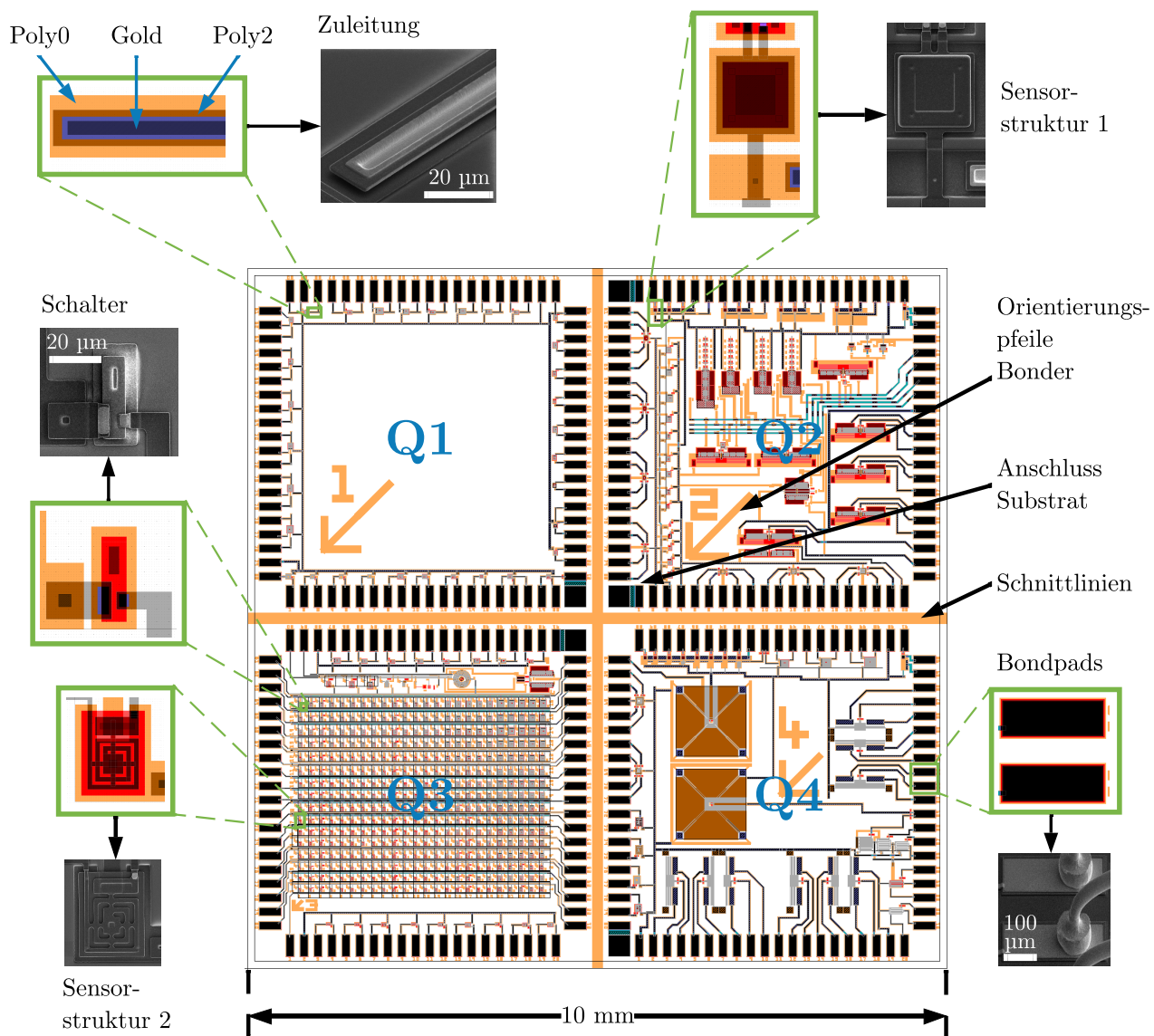


Abbildung 4.6: Design-Layout des Gesamtchips mit Beschriftungen und Detailbildern zu Zuleitung, Schalter, Orientierungspfeilen für den Bonder, Anschlusspad für das Substrat, Schnittlinien für die Aufteilung der Chips, Bondpads und Position der Sensorstrukturen.

4.3 Breakoutboard

Das Breakoutboard stellt die Schnittstelle zwischen dem MEMS-Chip und der Messapparatur dar. Im Wesentlichen sind die insgesamt achtzig Bondpads auf dem Board über die jeweiligen Zuleitungen mit Zero Insertion Force (ZIF)-Buchsen für den Anschluss 20-poliger Flachbandkabel je Boardkante verbunden. Für das Golddrahtbonden sind die Oberflächen der Pads in ENEPIG ausgeführt. Tabelle 4.3 zeigt die technischen Daten der Leiterplatte. Das 3D-Modell der Leiterplatte mit Beschriftung der Einzelkomponenten und der gebondete MEMS-Chip sind in Abbildung 4.7 dargestellt.

Tabelle 4.3: Überblick zu den technischen Daten der Leiterplatte.

Eigenschaft	Daten
Breite Zuleitungen	150 μm
Dicke Zuleitungen	35 μm
Material Zuleitungen	Kupfer
Basismaterial	FR4 (TG 135)
Lagenanzahl	2
Abmessung	60 x 60 mm ²
Oberfläche Bondpads	NiPdAu (ENEPIG)

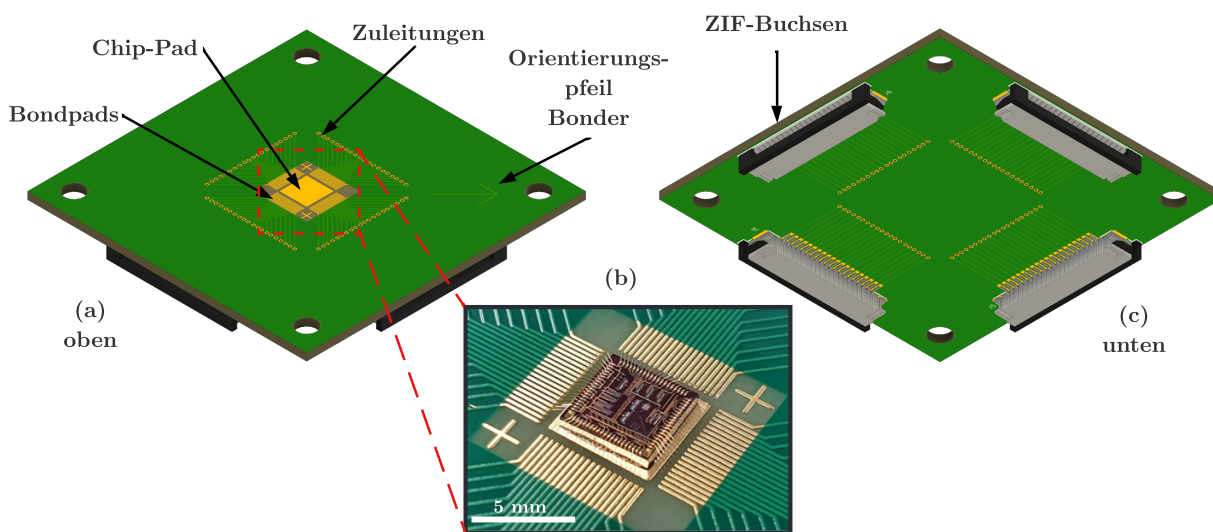


Abbildung 4.7: Breakoutboard für die Platzierung und Kontaktierung des MEMS-Chips über 20-polige ZIF-Buchsen in der Sicht von oben (a) und unten (c) [16]. (b) zeigt den gebondeten MEMS-Chip [17].

4.4 Tunnelelektroden

Die Tunnelelektroden sind das zentrale Element des Tunnelbeschleunigungssensors. Wesentliche Faktoren sind die Geometrie der Elektroden und insbesondere die wirksame Fläche für den Tunneleffekt sowie die wirkenden anziehenden Kräfte. In dieser Arbeit werden die Tunnelelektroden mit Hilfe eines REM/FIB Dualbeams hergestellt. Das FIB bietet höchste Flexibilität in der Herstellung von Strukturen in den Größenordnungen einiger nm bis einiger 10 nm. Diese Eigenschaft ermöglicht eine umfassende Erprobung verschiedener Methoden zur Herstellung, Integration und Realisierung der Tunnelelektroden. In diesem Kapitel liegt der Fokus daher auf der Anwendung des REM/FIB Dualbeams zur Herstellung von Tunnelelektroden in verschiedenen Varianten. Für die Herstellung der Tunnelelektroden werden eine Vielzahl unterschiedlicher Varianten erprobt. Schwerpunktmäßig beziehen sich diese auf die Verwendung des Precursormaterials (MeCpPtMe₃) des GIS. Eine zusätzliche Variante wird durch die Strukturierung der durch den OMM-Prozess aufgebrauchten Gold-Pads untersucht.

Für die Herstellung der Tunnelelektroden müssen die Grenzen der Dualbeam-Technologie bzw. des Thermo Fisher Helios Nanolab 600 DualBeam untersucht werden. Für die Tunnelelektroden ergeben sich vier maßgebliche Anforderungen:

- Der Radius der Tunnelelektroden soll einen möglichst geringen Wert aufweisen, um die aktive Fläche und damit die anziehenden Kräfte bei Annäherung der Elektroden klein zu halten.
- Der initiale Abstand der Tunnelelektroden soll so klein wie möglich sein, um die notwendige Aktorspannung für das Erreichen des finalen Tunnelabstands zu minimieren.
- Die Orientierung der Tunnelelektroden soll in Richtung der Bewegungsachse zeigen, um eine möglichst hohe Empfindlichkeit zwischen Auslenkung und Verkürzung des Tunnelabstands zu erhalten. Die Bewegungsachse zeigt in Richtung des Chipsubstrats.
- Das Aspektverhältnis hergestellter Tunnelspitzen soll möglichst gering ausfallen, da mechanische Einwirkungen auf den Sensor zur Verformung der Spitzen führen können.

4.4.1 Untersuchung von FIB/FEB-Geometrien

Das Helios Nanolab 600 DualBeam ermöglicht die Abscheidung von Geometrien in der Mikrometer- und Nanometerskala mittels Elektronen- und Ionenstrahl sowie GIS. Für die Herstellung von Tunnelelektroden ist insbesondere die Auflösungsgrenze bei der Abscheidung und Strukturierung von Bedeutung. Abbildung 4.8 zeigt den Vergleich zwischen FEBID und FIBID sowie den Einfluss der verwendeten Blendenströme. Die Herstellung der Geometrien basiert auf dem Abscannen der Pixel eines Musters in Form einer beliebigen zweidimensionalen Geometrie (Punkt, Linie, Rechteck, Kreis, Dreieck, Polygon oder eine beliebige Form aus einer Bilddatei). Die Linie stellt in Bezug auf die zweidimensionale Ausdehnung des Abscheide- oder Strukturierungsvorgangs die kleinste

Mustergeometrie dar. In diesem Fall wird eine Aneinanderreihung vieler Pixel vom fokussierten Strahl abgescannt und bearbeitet. Der Pixel stellt die kleinste Einheit für das Muster, nicht aber für die Bearbeitung mittels FEB/FIB dar. Je nach gewählter Blende besitzt das Gerät eine voreingestellte Spotgröße weniger 10 nm. Zudem kann mit Hilfe der Einstellung „Overlap“ bzw. „Pitch“ festgelegt werden, in welchen Schrittgrößen der Bearbeitungspot verschoben wird. Durch das Abscannen einer Linie kann folglich die minimale Ausdehnung einer Struktur, sei dies bei der Abscheidung oder der Strukturierung, je nach gewählter Blende untersucht werden. Der Vergleich in Abbildung 4.8 zeigt den Unterschied in der lateralen Ausdehnung abgeschiedener PtC-Stege. Oben ist das Übersichtsbild zum gesamten Steg dargestellt. Unten werden jeweils die Detailbilder vom Stegende bei verkippter Stage (52°) gezeigt. Die Maßstäbe sind rechts aus den Bildern zur 260 pA FIB-Blende zu entnehmen und gelten für die gesamte Bildreihe. Durch den Vergleich der Breite b lässt sich eine zunehmende laterale Ausdehnung bei steigender Blende und beim Wechsel von FEBID zu FIBID erkennen. Ein deutlicher Sprung ist bei Verwendung der 260 pA Blende zu verzeichnen. Da die Spotgröße, je nach Blende, nur wenige 10 nm voneinander abweicht, ist der Unterschied durch den Energieeintrag und die Streuung des Ionenstrahls zu erklären.

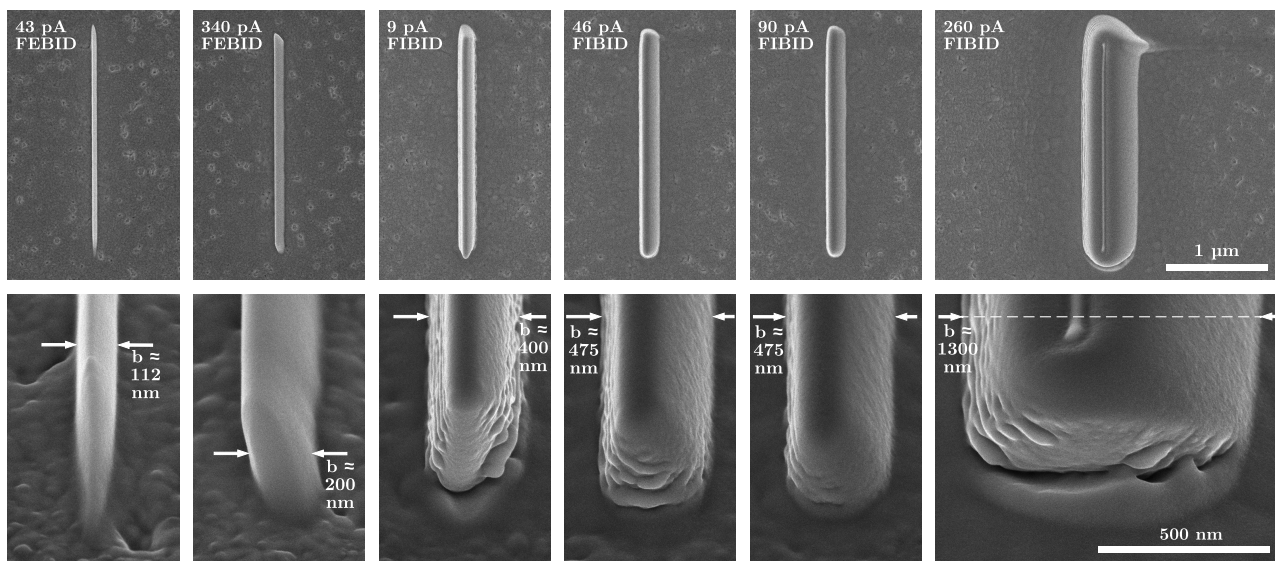


Abbildung 4.8: Vergleich von mittels FEBID (43 pA und 340 pA) und FIBID (9 pA, 46 pA, 90 pA und 260 pA) abgeschiedenen PtC-Stege. Oben: Übersichtsbilder der Stege. Unten: Detailbilder bei um 52° verkippter Stage. Die Maßstäbe sind jeweils rechts aus den Bildern für 260 pA zu entnehmen. Der Parameter b zeigt jeweils die Breite der Stege. Die Zunahme der lateralen Ausdehnung ist bei steigendem Blendenstrom sowie bei Wechsel der Technologie von FEB auf FIB deutlich zu erkennen.

Für die Applikation von PtC-Elektroden in der Sensorstruktur ist außerdem zu untersuchen, welche minimalen Radien an den Elektroden hergestellt werden können. Zum einen können Spitzen direkt abgeschieden werden und zum anderen nachträglich mit dem FIB strukturiert bzw. weiter angespitzt werden. Abbildung 4.9 zeigt den Vergleich dreier PtC-Türme, die durch

FEBID und FIBID hergestellt wurden. Die verwendeten Blenden sind jeweils in der Abbildung angegeben. Bei Verwendung höherer Blendenströme mit dem FIB entstehen lediglich breitere Türme, die im Nachhinein strukturiert werden müssen. Daher wird auf deren Darstellung verzichtet. Die Abscheidung mittels Elektronenstrahl und 43 pA Blende ermöglicht die direkte Abscheidung von Türmen mit Breiten weniger 10 nm, aber insbesondere Spitzenradien weniger nm. Für die Gefahr eines Snap-in-Effekts bei Annäherung der Elektroden stellt dies einen großen Vorteil dar. Die Resultate mittels 340 pA FEB-Blende zeigen geringfügig größere Ausdehnungen bzgl. der Breite und des Spitzenradius. Der Turm aus der Abscheidung mittels FIB zeigt hingegen einen großen Krümmungsradius an der Turmspitze. Für den Einsatz in der Sensorstruktur muss dieser nachträglich strukturiert werden. Die Detailbilder zeigen exemplarisch das Resultat aus der Zuspitzung des Turms bis auf einen Radius von etwa 18 nm.

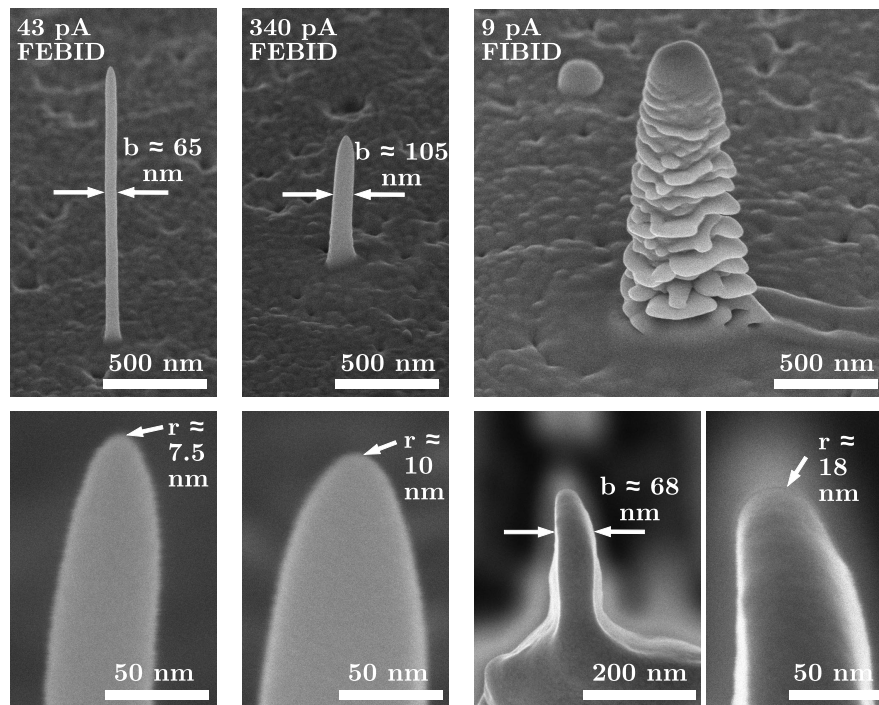


Abbildung 4.9: Vergleich von mittels FEBID (43 pA und 340 pA) und FIBID (9 pA) abgeschiedenen PtC-Türmen. Oben: Übersichtsbilder der Türme. Unten: Detailbilder der Turmspitzen mit dem Spitzenradius r . Der Parameter b zeigt jeweils die Breite der Türme. Die Zunahme der lateralen Ausdehnung ist bei steigendem Blendenstrom sowie bei Wechsel der Technologie von FEB auf FIB deutlich zu erkennen. Der FIB-Turm muss für die Anwendung im Sensor nachträglich strukturiert werden, um einen Spitzenradius von wenigen nm zu erhalten.

Um durch die nachträgliche Strukturierung Spitzenradien im Bereich weniger nm zu erhalten, muss ein möglichst sensitiver Blendenstrom am FIB gewählt werden. Für eine Abschätzung der Sputtereinwirkung durch die Ionen je nach gewählter Blende zeigt Abbildung 4.10 den Vergleich von FIB-Schnitten zwischen einer 1,5 pA, 9 pA, 26 pA, 46 pA, 90 pA und 260 pA Blende. Um die Auflösungsgrenze der Strukturierung bzw. der lateralen Ausdehnung eines Schnitts zu untersuchen, wird eine Linie als Schnittmuster gewählt. Der Schnitt erfolgt in einem zuvor

abgeschiedenen PtC-Steg, um möglichst aussagekräftige Resultate hinsichtlich der Integration in die Sensorstruktur zu erhalten. Charakteristisch für den FIB-Schnitt ist die Aufweitung des Schnitts im Eintrittsbereich des Materials. Bei steigendem Blendenstrom zeichnet sich eine zunehmende Aufweitung ab. Da der Bearbeitungsspot bei allen Blenden im Bereich weniger 10 nm liegt, ist wie bei der Abscheidung von einer zunehmenden Streuung des Ionenstrahls auszugehen. In der Tiefe des Schnitts lassen sich nur geringfügig voneinander abweichende Strukturbreiten bei allen Blendenströmen beobachten. Dies bestätigt die vergleichbare Spotgröße der verschiedenen Blenden, welche hier ohne Einwirkung von Streuungseffekten maßgeblich abgebildet wird. Für die Integration der Tunnelelektroden in die Sensorstruktur lässt sich schließen, dass für die „grobe“ Bearbeitung (bspw. Schnitt der PolySi-Struktur) hohe Blendenströme verwendet werden können, um den Zeitbedarf gering zu halten. Bei der finalen Strukturierung der Tunnelelektroden muss allerdings ein möglichst geringer Strom verwendet werden.

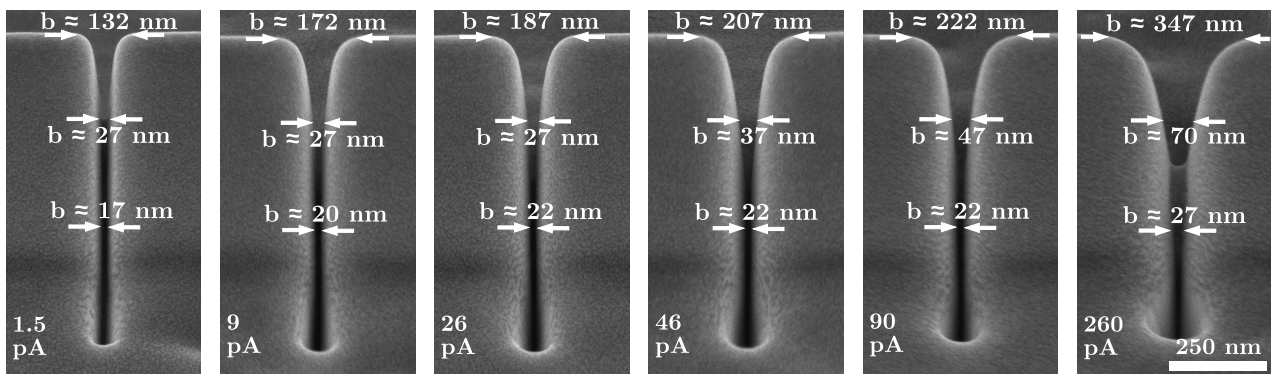


Abbildung 4.10: Vergleich der FIB-Strukturierung mittels Linienmuster und Blendenströmen von 1,5 pA, 9 pA, 26 pA, 46 pA, 90 pA und 260 pA an einem zuvor abgeschiedenen PtC-Steg. Die Bilder wurden bei verkippter Stage (52°) aufgenommen. Der Maßstab ist rechts zu entnehmen und gilt für alle Bilder. Der Parameter b zeigt jeweils die Breite der Schnitte in verschiedenen Tiefen. Die Zunahme der lateralen Ausdehnung am Materialeintritt ist bei steigendem Blendenstrom deutlich zu erkennen. In der Tiefe haben die Streuungseffekte des Ionenstrahls wenig Einfluss, was zu nur geringfügig voneinander abweichenden Schnittbreiten führt.

Des Weiteren muss das Aspektverhältnis hergestellter Strukturen in Betracht gezogen werden. Der in Abbildung 4.11a dargestellte Nanoturm mit einer Breite von wenigen 10 nm und einer Höhe von einigen μm ist zwar ohne Weiteres herstellbar, allerdings zeigt die Beobachtung, dass dieser äußeren Einflüssen, wie Aufladungseffekten oder mechanischer Belastung, nicht standhält. Im Zuge des additiven Herstellungsprozesses entstehen außerdem mechanische Spannungen im Gefüge des PtC-Materials. Insbesondere bei Strukturen, die im Nachgang getrennt werden müssen, hat ein FIB-Schnitt starke Verformungen zur Folge – siehe folgende Abbildung 4.11b. Bei der Herstellung von Tunnelelektroden in der Nanometerskala muss demnach darauf geachtet werden, dass ein möglichst geringes Aspektverhältnis und damit eine hohe Steifigkeit der Elektroden erreicht wird.

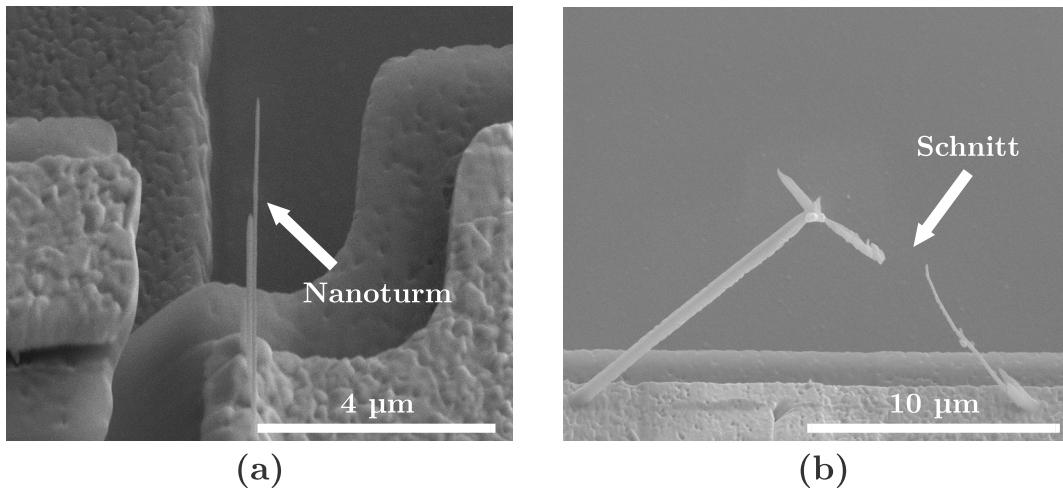


Abbildung 4.11: (a) Darstellung eines Nanoturms mit sehr großem Aspektverhältnis. Solche Türme sind zwar leicht herzustellen, erliegen aber in Kürze äußeren Belastungen. (b) Zwei Stege mit hohem Aspektverhältnis nach einem FIB-Schnitt und unmittelbarer Verformung durch mechanische Vorspannungen im Gefüge.

4.4.2 Variante 1 - Tunnelelektroden durch gezieltes Abscheiden

Diese Methode bezieht sich auf die rein additive Herstellung der Tunnelelektroden. Durch kontrolliertes Aufwachsen der PtC-Struktur werden zwei sich gegenüberstehende Elektroden erzeugt – siehe Tabelle 4.4 auf Seite 117. D.h. um möglichst feine finale Elektrodenspitzen zu erzeugen, muss für die Abscheidung eine sensitive Blendeneinstellung des REM oder FIB gewählt werden. Eine nachträgliche subtraktive Bearbeitung ist nicht notwendig. Da ein geringer initialer Abstand im besten Fall von nur wenigen 10 nm der Elektroden erwünscht ist, besteht die Gefahr des Zusammenwachsens der beiden Platinstrukturen während der Abscheidung. In diesem Fall muss die Struktur nachträglich wieder getrennt werden. Abbildung 4.12 zeigt das Resultat aus Variante 1 im Detail. Es ergeben sich zwei gegenüberstehende Elektroden mit einem initialen Abstand d von etwa 93 nm. Die untere sphärische Elektrode hat einen Krümmungsradius r von etwa 85 nm. Bei genauerer Betrachtung ist sichtbar, dass die Breite des PtC-Turms nach oben hin leicht zunimmt. Dies lässt sich auf die Streuung bei Abscheidung der oberen Elektrode zurückführen. Bei solch geringen Abständen der beiden Strukturen ist dies nicht zu vermeiden. Allerdings bietet sich an, den abgebildeten Turm in einem weiteren Schritt mit dem FIB und geringem Blendenstrom anzuspitzen, um einen weitaus geringeren Spitzenradius zu erhalten.

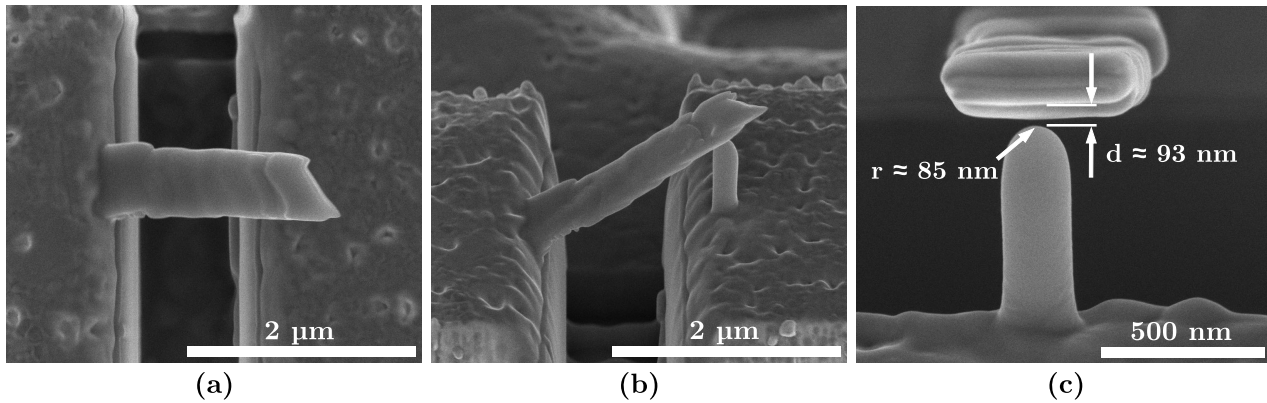


Abbildung 4.12: Detailbilder der finalen Tunnelelektroden durch Variante 1. Der resultierende Radius der unteren Elektrode liegt bei etwa 85 nm. Der initiale Abstand der Tunnelelektroden beträgt etwa 93 nm. (a) Draufsicht. (b) Seitenansicht. (c) Detailansicht auf den initialen Elektrodenabstand.

4.4.3 Variante 2 - Tunnelelektroden durch Abscheiden und nachträgliches Strukturieren

Im Folgenden soll eine Herstellungsmethode im Detail betrachtet werden, die zunächst eine Abscheidung des Elektrodenmaterials vorsieht, um diese im Anschluss zu strukturieren – siehe Tabelle 4.5 auf Seite 118. Durch die Strukturierung werden die Tunnelelektroden im Nachgang aus dem abgeschiedenen Material herausgearbeitet. Die verwendeten FIB-Ströme beziehen sich auf einen Bereich von 1.5 - 260 pA. Je größer die Blende gewählt wird, umso energiereicher ist der auftreffende Ionenstrahl. D.h. die höchste Auflösung kann mit dem geringsten Strom erreicht werden. In Bezug auf die Elektrodenherstellung dient daher ein hoher Strom für die groben Strukturierungs- und Abscheidearbeiten. Die finale Strukturierung der Tunnelspitze muss folglich durch einen geringen Strom erfolgen, um einen minimalen Sphärenradius zu erreichen. Je geringer der resultierende Radius, desto geringer die anziehenden Kräfte beim Annähern der Tunnelelektroden. Der große Vorteil dieser Variante ist die senkrechte Orientierung der Tunnelelektroden. Dadurch wird die Empfindlichkeit bzgl. der Auslenkung zur Änderung des Tunnelabstandes maximal.

Der effektive Radius der finalen Tunnelspitze aus Schritt 5 in Tabelle 4.5 liegt in einem Bereich von 10-20 nm bei einem Abstand zur unteren Gegenelektrode von etwa 200 nm – siehe Abbildung 4.13. Finale Radien der Elektroden r weisen Toleranzen von 15 ± 5 nm auf. Die Anfangsabstände d reichen von 30 nm bis 300 nm. In Abhängigkeit von der Federsteifigkeit und Größe des elektrostatischen Aktors sind Spannungen im Bereich von etwa 4 V bis 15 V notwendig, um den Anfangsabstand zu überwinden und die Elektroden auf einen Tunnelabstand von wenigen nm zu führen.

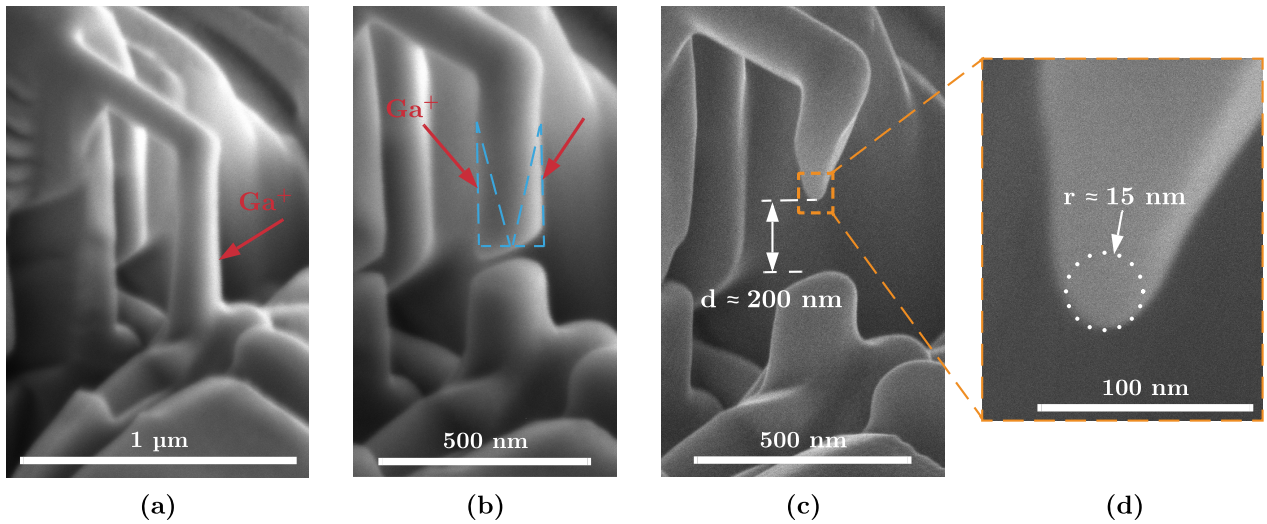


Abbildung 4.13: Detailbild der finalen Tunnelelektroden durch Variante 2. Hier liegt der Radius der Sphäre im Bereich von 15 nm. Der initiale Abstand der Tunnelelektroden beträgt etwa 200 nm.

4.4.4 Variante 3 - Tunnelelektroden durch Aufschmelzen

Eine weitere Variante zur Herstellung feiner Spitzen basiert auf dem Anlegen einer elektrischen Spannung an einem Nanowire, dem daraus resultierenden Strom und der Erhitzung durch den Materialwiderstand – siehe Tabelle 4.6 auf Seite 119. Bei dieser Methode bedarf es der Herstellung eines Nanowires nach dem Vorgang in Variante 2 (siehe Kapitel 4.4.3). Der Schnitt wird allerdings nicht durch das FIB erzeugt, sondern durch Aufschmelzen in Folge einer hohen lokalen Temperatur – siehe Abbildung 4.14. Das Temperaturmaximum wird an der Stelle mit dem höchsten Widerstand erreicht. Im Sinne eines homogenen Materials ist dies die Position des geringsten Durchmessers und damit der entstehenden Lücke zwischen den Elektroden. Der Prozess des Aufheizens stoppt abrupt, nachdem der Nanowire getrennt ist. Dadurch können Elektrodenabstände d weniger 10 nm und Elektrodenradien r von etwa 5 nm erreicht werden.

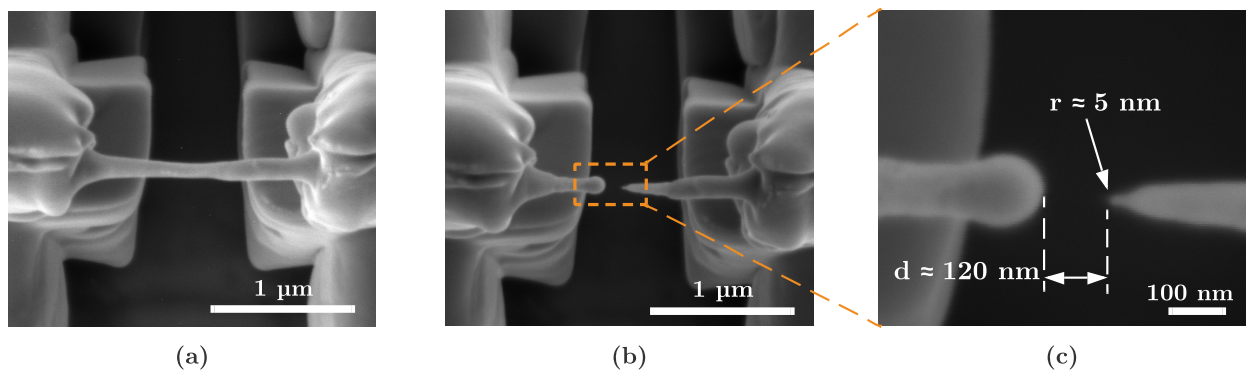


Abbildung 4.14: Detailbilder des Nanostegs (a) und der finalen Tunnelelektroden (b) und (c) durch Variante 3. Hier liegt der Radius der Sphäre im Bereich von 5 nm. Der initiale Abstand der Tunnelelektroden beträgt etwa 120 nm.

4.4.5 Variante 4 - Tunnelelektroden durch Strukturierung der Goldschicht

Eine Methode, die unabhängig von der Verwendung des GIS durchgeführt werden kann, bezieht sich auf die Verwendung des im OMM-Prozess hergestellten Gold-Pads auf der Siliziumstruktur. Durch die Wahl geeigneter Parameter des FIB kann das Goldpad so strukturiert werden, dass zwei sich gegenüberstehende Gold-Elektroden resultieren – siehe Tabelle 4.7 auf Seite 120. Da das Goldpad lediglich eine Dicke von etwa 500 nm besitzt, muss dieser Vorgang mit einem möglichst sensitiven Ionenstrahl durchgeführt werden. Eine weitere große Herausforderung besteht darin, die Goldschicht von der darunter liegenden Siliziumschicht zu befreien. Das verwendete FIB erlaubt für subtraktive Vorgänge einen maximalen Winkel zur Substratoberfläche von 60° . Dies führt zu einer weiteren Verringerung der Schichtdicke, da ein Hinterschnitt des resultierenden Goldstegs erfolgen muss. Die resultierenden Tunnelelektroden können im Nachhinein mit dem Ionenstrahl weiter bearbeitet und ausgedünnt werden, um eine möglichst geringe effektive Elektrodenfläche zu erhalten. Wie in Abbildung 4.15 gezeigt, führt die Nachbearbeitung zu einer deutlichen Reduzierung der Fläche, ist allerdings begrenzt durch den bereits stark ausgedünnten Gold-Steg.

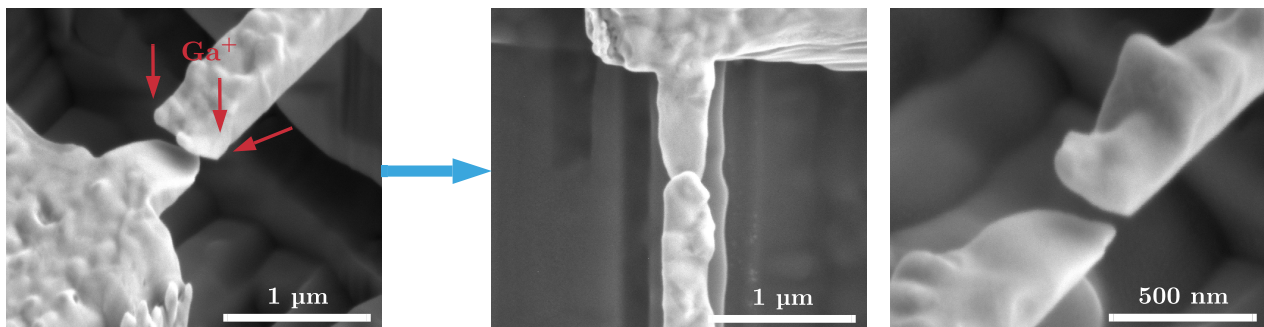


Abbildung 4.15: Detailbild der finalen Tunnelelektroden durch Variante 4. Die aktive Elektrodenfläche liegt im Bereich einiger $10 \times 10 \text{ nm}^2$. Der initiale Abstand der Tunnelelektroden beträgt etwa 150 nm.

Tabelle 4.4: Prozess zur Herstellung der Tunnelelektroden auf der PolySi-Struktur durch Abscheidung zweier Pt-Türme mit Hilfe des FEB/FIB und GIS nach Variante 1.


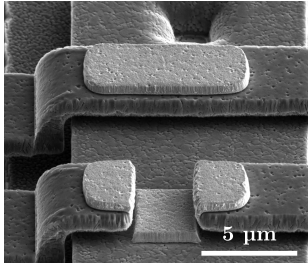
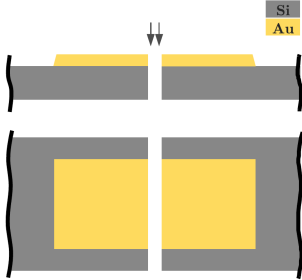
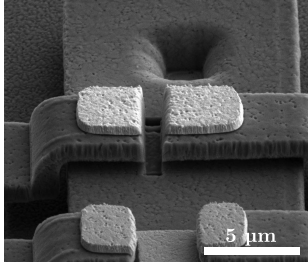
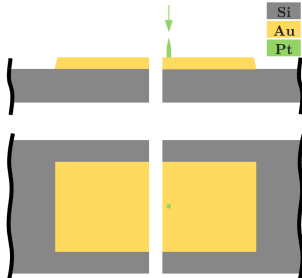
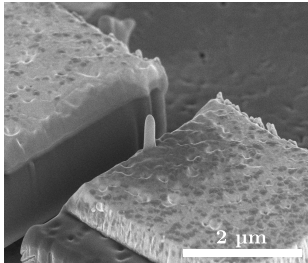
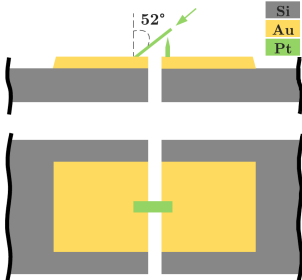
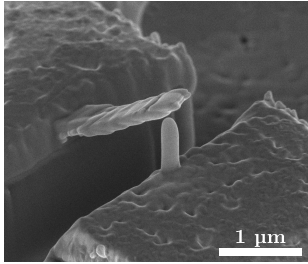
Prozessschritt	Prinzip	REM-Bild
<p>1: Der Ausgangszustand zeigt die unbehandelte Siliziumstruktur mit aufgebrachtem Gold-Pad (oben). Die linke Seite ist mit der seismischen Masse und die rechte Seite mit der Zuleitung zum Bondpad verbunden [16, 17].</p>		
<p>2: Im ersten Bearbeitungsschritt wird die PolySi-Struktur und das Gold-Pad mit einem Schnitt (260 pA) von 1 μm getrennt.</p>		
<p>3: Die erste Tunnelelektrode wird durch die Abscheidung einer Pt-Spitze hergestellt. Konkret rastert der Elektronen- oder Ionenstrahl eine vorgegebene kreisrunde Fläche mit einem Radius im Bereich von 100-500 nm ab. Dadurch wächst die Pt-Spitze schichtweise auf. Charakteristisch für die entstehende Struktur ist die Zuspitzung zur Kreismitte hin.</p>		
<p>4: In einem Winkel von 52° entsteht nach gleichem Prinzip wie in Schritt 3 die zweite Elektrode. Um einen Versatz der Elektroden zu vermeiden, wird die zweite Elektrode vergleichsweise breiter gefertigt. Die notwendige Länge ergibt sich durch den Winkel sowie die Höhe der ersten Elektrode.</p>		

Tabelle 4.5: Prozess zur Herstellung der Tunnelelektroden auf der PolySi-Struktur durch Abscheidung und Strukturierung eines Pt-Pads mit Hilfe des FIB und GIS nach Variante 2 (nach [16, 17]).

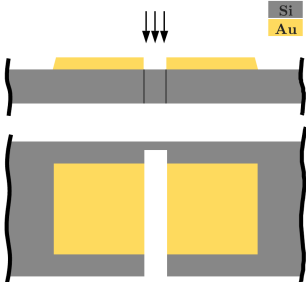
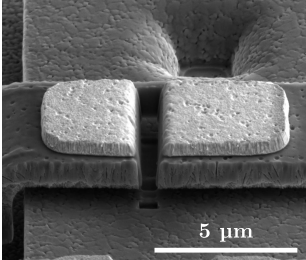
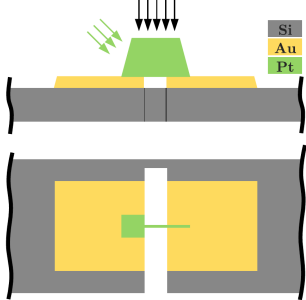
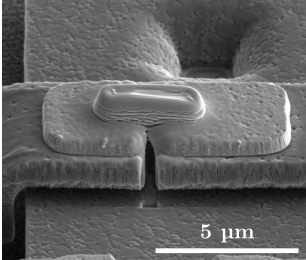
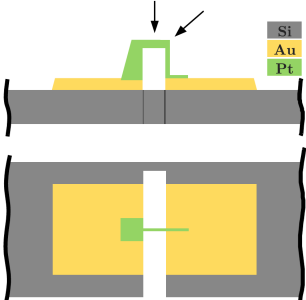
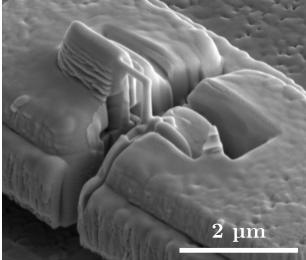
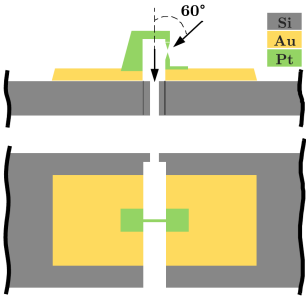
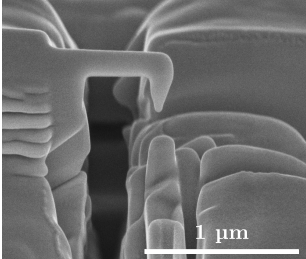
Prozessschritt	Prinzip	REM-Bild
1: Siehe Prozessschritt 1 in Tabelle 4.4		
2: Im ersten Bearbeitungsschritt wird die PolySi-Struktur und das Gold-Pad mit einem Schnitt (260 pA) von 1 μm strukturiert. Eine kleine Brücke der PolySi-Struktur bleibt bestehen, um die Feder-Masse-Struktur zu fixieren.		
3: Für die Tunnelelektroden erfolgt nun die Abscheidung eines Pt-Pads im Bereich des Schnitts. Aufgrund notwendiger hoher Blendenströme (260 pA, siehe Kapitel 5) kann an dieser Stelle kein kleineres Pad erzeugt werden.		
4: Um eine möglichst spitze Elektrode zu erhalten, wird das Pt-Pad mit dem FIB strukturiert (9 pA bis 46 pA). Die Strukturierung führt zu einem senkrechten Nanosteg mit einer Länge von etwa 500 nm und einem Durchmesser von etwa 100 nm		
5: Mit einem sehr kleinen und sensitiven Ionenstrom (1.5 pA) wird der Nanosteg weiter ausgedünnt und an der Trennstelle gezielt zu einer möglichst feinen Spitze geformt. Im finalen Schritt wird die Struktur an der noch bestehenden PolySi-Brücke getrennt.		

Tabelle 4.6: Prozess zur Herstellung der Tunnelelektroden durch Aufheizung mittels elektrischem Strom nach Variante 3.

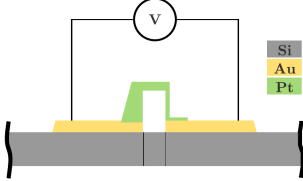
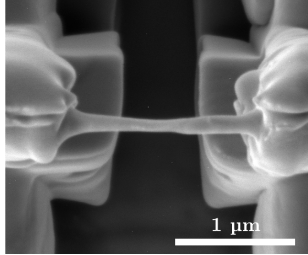
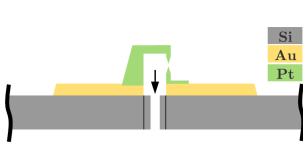
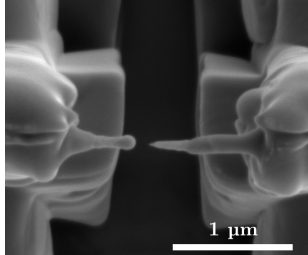
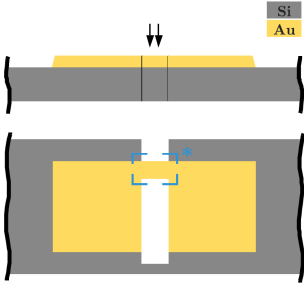
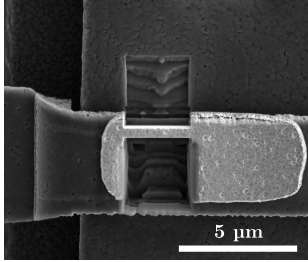
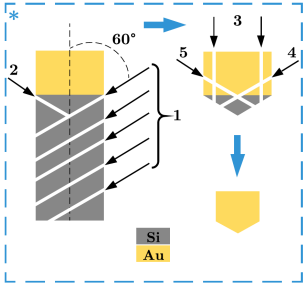
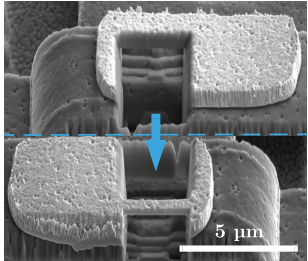
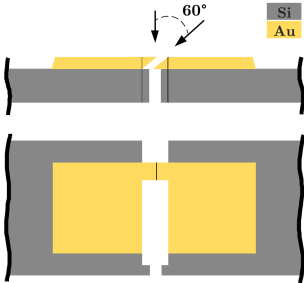
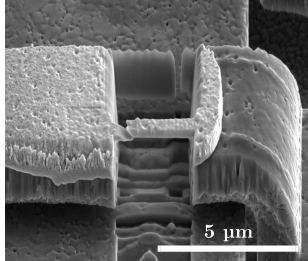
Prozessschritt	Prinzip	REM-Bild
1-4: Siehe Prozessschritte in Tabelle 4.5		
<p>4: Nach Strukturierung des Pt-Pads zu einem senkrechten Nanosteg mit einer Länge von etwa 500 nm und einem Durchmesser von 100 nm wird nun eine elektrische Spannung angelegt. Durch schrittweise Erhöhung der Spannung steigt der durchfließende Strom an. Dies führt durch den Widerstand des Nanowires zu einem lokalen Temperaturanstieg.</p>		
<p>5: Bei Erreichen einer Schwelltemperatur kommt es zum Aufschmelzen des Materials an der dünnsten Stelle des Nanowires. Dadurch bildet sich eine extrem feine Spitze weniger nm Breite aus. Im finalen Schritt wird die Struktur an der noch bestehenden PolySi-Brücke getrennt.</p>		

Tabelle 4.7: Prozess zur Herstellung der Tunnelelektroden durch Strukturierung des Gold-Pads mit Hilfe des FIB nach Variante 4.

Prozessschritt	Prinzip	REM-Bild
1: Siehe Prozessschritt 1 in Tabelle 4.4		
2: Im ersten Bearbeitungsschritt werden die PolySi-Struktur und das Gold-Pad strukturiert (260 pA). Ein Steg des Gold-Pads für die Tunnelelektroden und der PolySi-Struktur für die Fixierung des FMS bleibt bestehen.		
3: Nachfolgend wird der Gold-Steg schrittweise durch Hinterschneidungen in einem maximalen Winkel zwischen FIB und Oberfläche von 60° vom PolySi befreit. Dies führt zu einer weiteren Ausdünnung der Gold-Schicht.		
4: Anschließend erfolgt ebenfalls unter einem Winkel von 60° die Auftrennung des Gold-Stegs in zwei sich gegenüberstehende Elektroden. Im finalen Schritt wird die Struktur an der noch bestehenden PolySi-Brücke getrennt.		

4.4.6 Herausforderungen bei der Herstellung

Eine große Herausforderung bei der Herstellung der Tunnelelektroden liegt in der Erzeugung feinsten Spitzen mit Radien weniger nm, um die anziehenden Kräfte bei Annäherung auf Tunnelabstand gering zu halten. Der Hersteller gibt eine theoretisch maximale Auflösung von 4 nm für das FIB an. Die Erprobung der FIB-Charakteristika zeigt eine minimale Breite direkter Schnitte im Substrat von etwa 17 nm bei geringem Ionenstrom. Dieser Wert ist neben den Materialparametern abhängig von der Schnitttiefe und zeigt beim Schnitt gezeigter Nanostege eine hohe Reproduzierbarkeit. Nach Trennung des Nanostegs folgt die Zuspitzung mindestens einer der Tunnelelektroden. Am FIB erfolgt dies durch Softwaremasken in Form von Dreiecken

oder Polygonen mit spitz zulaufender Komponente. Da mit dem FIB ein maximaler Winkel von 60° eingestellt werden kann, muss die Zuspitzung aus mehreren Richtungen erfolgen, um eine gleichmäßige Tunnelspitze zu erhalten. Dies erfordert eine ständige Neuausrichtung und Bildeinstellung des FIB bei maximal möglicher Bildauflösung, da die Herstellung von Spitzen mit Radien weniger nm ein Arbeiten an der Auflösungsgrenze des FIB erfordert. Für eine hohe Bildqualität ist außerdem das Niveau des Vakuums entscheidend. Dies sollte im Bereich von 10^{-7} mbar liegen. Abbildung 4.16 zeigt eine Momentaufnahme des Ionenstrahls bei der Herstellung der Tunnelspitzen im Zuge von Variante 2. In diesem Fall werden zwei Spitzen erzeugt. Mit Hilfe der Softwaremaske (gelb) wird der Scanbereich des Ionenstrahls festgelegt. Im iterativen Prozess werden die Spitzen schrittweise bearbeitet, bis eine Trennung an der dünnsten Stelle entsteht. Durch die Toleranzen des Ionenstrahls ist der minimale Radius der Spitze begrenzt. Der subtraktive Charakter des FIB ermöglicht während der Bearbeitung und Strukturierung des Nanostegs auch bei Wahl des geringsten Ionenstroms (1.5 pA bei 30 kV) nur die Aufnahme von Snapshots, da im anderen Fall die Elektrodenstruktur unmittelbar zerstört werden würde.

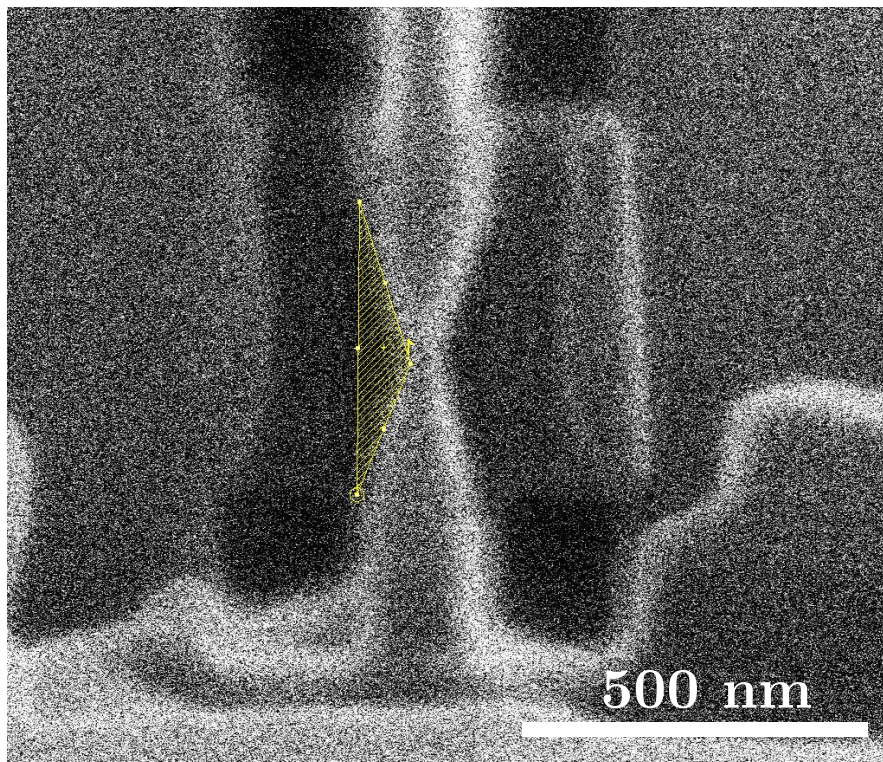


Abbildung 4.16: FIB-Bild an der Auflösungsgrenze bei einem Ionenstrom von 1.5 pA und einer Beschleunigungsspannung von 30 kV.

Im additiven FIB-Prozess mit dem GIS kommt es neben der direkten Abscheidung des Precursormaterials zum subtraktiven Materialabtrag und dessen Wiederabscheidung. Mit steigendem Blendenstrom des Ionenstrahls wächst der Streuungsradius bis hin zu einigen μm . In Abbildung 4.17b zeigen die Pfeile zum einen die deutlich sichtbare Streuung im Bereich des Pt-Pads, zum anderen ist die Streuung im weiteren Bereich durch den Schattenwurf unterhalb

der Siliziumstruktur und entsprechender Abnahme mit größerer Distanz zum Pad zu erkennen. Je nach Abstand der Abscheideposition zur nächstgelegenen Isolationskomponente, kann dies zum Anstieg von Leckströmen und deren Überlagerung des Tunnelstroms beim Betrieb des Sensors führen. D.h. bei der Abscheidung von Platin ist auf einen ausreichenden Abstand zu den isolierenden Strukturen zu achten. Wie in Abbildung 4.17a zu sehen, ist aus diesem Grund ein Abstand von etwa $10\ \mu\text{m}$ zwischen der Position der Tunnelstrecke und dem nächstgelegenen Siliziumnitrid-Bereich im Sensordesign vorgesehen. Des Weiteren führt eine Implantation von Ga^+ durch den Ionenstrahl zu einer Dotierung des entsprechenden Materials. Der Einsatz des Ionenstrahls darf daher nur im Bereich der Tunnelelektrode stattfinden. Wird die Blende im Bereich der isolierenden Struktur (Siliziumnitrid) geöffnet, wird diese unmittelbar dotiert, sodass der Materialwiderstand drastisch sinkt. Die Folge ist ebenfalls ein deutlicher Leckstrom beim Anlegen der Betriebsspannungen des elektrostatischen Aktors oder der Tunnelstrecke. Da für die Herstellung ein Schnitt der Polysilizium- und Goldschicht erfolgen muss, ist diese Stelle der Sensorstruktur mit einem darunterliegenden PolySi-Pad (Dicke $2\ \mu\text{m}$) ausgestattet. Dies verhindert eine Ionenimplantation des Nitrids sowie mögliche Durchkontaktierung zum Chip-Substrat und ermöglicht eine flexible FIB-Nachbearbeitung der PolySi-Struktur.

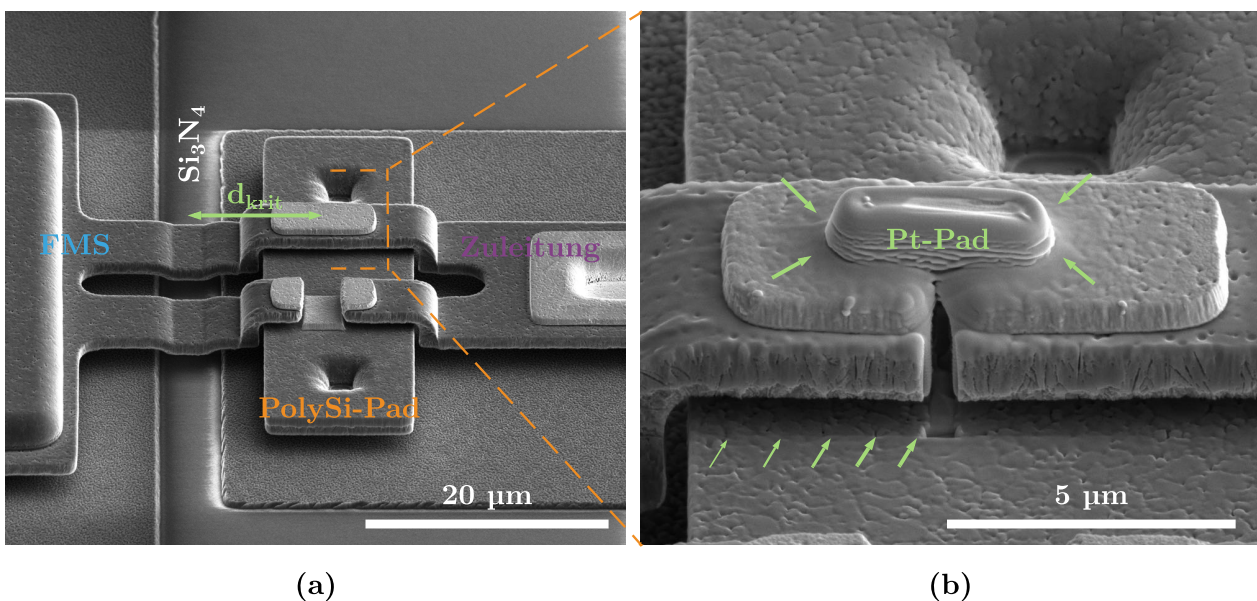


Abbildung 4.17: Die additiven und subtraktiven Prozessschritte des FIB können an der Sensorstruktur zu Leckströmen zwischen isolierten Strukturen führen. Dies ist zum einen auf die Streuung des abgeschiedenen Precursormaterials zurückzuführen. Zum anderen kann die Siliziumnitridschicht durch Ionenimplantation bei fehlendem Schutz verletzt werden und eine Durchkontaktierung zum Chipsubstrat zur Folge haben.

4.5 Zusammenfassung

Die Realisierung des miniaturisierten Tunnelbeschleunigungssensors erfolgt durch die Technologie der OMM für die Herstellung der Sensorstrukturen und anschließende Integration der Tunnelstrecken in die Sensorstruktur. Der OMM-Prozess basiert auf drei PolySi-Funktionsschichten sowie einer Goldschicht für die niederohmige Kontaktierung. Der OMM-Prozess bietet keine direkte Möglichkeit für die Isolierung der Polysiliziumschichten untereinander. Um die Funktion der Sensorstruktur zu gewährleisten, müssen einige Regeln des Foundry-Service zwingend eingehalten werden. Einige weitere Richtlinien sind als Empfehlungen zu verstehen und können, falls notwendig, unterschritten werden. Der gelieferte MEMS-Chip wird anschließend auf ein Breakoutboard gebondet. Insgesamt können auf diese Weise achtzig Bondpads unabhängig voneinander kontaktiert werden. Die elektrische Kontaktierung ist, neben der Sensorcharakterisierung, insbesondere auch für die Nachbearbeitung mit einem REM/FIB-Dualbeam notwendig. Die Nachbearbeitung beinhaltet subtraktive und additive Prozessschritte an der OMM-Struktur und dient zur Herstellung der Tunnelelektroden. Die Charakterisierung von FIB-Schnitten und Abscheidung mittel GIS zeigt wesentliche Unterschiede in der lateralen Ausdehnung der hergestellten Struktur in Abhängigkeit von der verwendeten Technologie und den eingestellten Blendenströmen. Die kleinsten Schnittbreiten von etwa 17 nm können mit einem Ionenstrom von 1,5 pA hergestellt werden. Je höher der Blendenstrom gewählt wird, desto größer sind die minimalen Schnittbreiten. Bei der gasinduzierten Abscheidung von Türmen können mittels FEBID Spitzenradien im Bereich weniger nm direkt hergestellt werden. Die Abscheidung durch FIBID zeigt wesentlich geringere Auflösungen und bedarf einer nachträglichen Strukturierung des Pt-Turms, um geeignete Spitzenradien zu generieren. Bei der Ausdehnung der abgeschiedenen Pt-Türme ist auf ein geringes Aspektverhältnis zu achten, da mechanische Spannungen im Gefüge oder äußere Einflüsse zur nachträglichen Verformung führen können.

Durch die hohe Flexibilität der FEB/FIB-Technologie können die Tunnelelektroden nach diversen Varianten hergestellt werden. Neben einem rein additiven Prozess für die direkte Abscheidung der Tunnelelektroden, ohne weitere Strukturierung, besteht die Möglichkeit einer Kombination aus Abscheidung und nachträglicher Strukturierung. Bei dieser Variante werden die Tunnelelektroden aus einem abgeschiedenen Pt-Pad schrittweise herausgearbeitet. Eine weitere Option dieser Variante bietet die Möglichkeit, den entstehenden Nanosteg durch das Anlegen einer elektrischen Spannung aufzuschmelzen und dadurch Elektrodenspitzen mit Radien weniger nm zu erhalten. Eine vom GIS unabhängige Variante lässt sich durch die Strukturierung des im OMM-Prozess aufgebrachten Gold-Pads erreichen. Durch gezielte Strukturierung werden ähnlich zu Variante 2 die Tunnelelektroden schrittweise aus dem Gold-Pad herausgearbeitet. Großer Vorteil dieser Variante sind die rein metallischen Tunnelelektroden. Unter Berücksichtigung der theoretischen Sensorauslegung ist bei der Herstellung der Tunnelelektroden auf eine hohe Empfindlichkeit zwischen Auslenkungen und Verkürzung des Tunnelabstandes zu achten. Außerdem

müssen Spitzenradien weniger nm erreicht werden. Aus der Erprobung zur Elektrodenherstellung zeigt sich daher Variante 2 als der geeignetste Prozess. Durch Variante 3 entstehen zwar noch geringere Spitzenradien, allerdings lässt sich die Materialzusammensetzung an der Spitze nicht unmittelbar untersuchen.

Herausforderungen bei der Realisierung der Sensorstrukturen zeigen sich in der Anforderung, Spitzenradien weniger nm zu erreichen. Dies ist notwendig, um die anziehenden Kräfte an den Tunnelelektroden bei elektrostatischer Annäherung möglichst gering zu halten. Diese Größenordnungen erfordern ein Arbeiten an der Auflösungsgrenze des FIB. Ferner führt die Abscheidung des Precursormaterials, je nach gewählter Blende des FIB, zu einer großen Streuung und verursacht Leckströme zwischen isolierten Strukturen. Für die Position der Tunnelelektroden ist daher ein Mindestabstand zur Isolation oder zum Aktorpad von etwa 10 μm vorgesehen. Der Einsatz des Ionenstrahls kann außerdem zur Ionenimplantation in das Substratmaterial und damit dessen Dotierung führen. Der Einsatz des FIB darf daher nur in Bereichen erfolgen, welche keine isolierenden Komponenten (Siliziumnitrid) beinhalten. Zum Schutz des Substratmaterials ist insbesondere der Teil der Sensorstruktur für die Integration der Tunnelstrecke mit einem darunter liegenden PolySi-Pad geschützt.

Kapitel 5

Untersuchung von PtC-Tunnelelektroden

5.1 Einleitung

Der Tunneleffekt zeigt eine große Abhängigkeit von den Materialeigenschaften der Tunnelelektroden. Die Verunreinigung des abgeschiedenen Materials durch Kohlenstoff bei der Verwendung organischer Precursor ist ein bekanntes Problem (siehe Kapitel 2.5.3). In dieser Arbeit wird ein auf Platin basierender Precursor verwendet. Das abgeschiedene Material durch das FEB/FIB und GIS System ergibt sich zu einem Verbund aus Anteilen von Platin (Pt), Kohlenstoff (C), Gallium (Ga) und Sauerstoff. Den größten Anteil nimmt C ein. Die Leitfähigkeit von C ist abhängig von dessen Gefügestruktur. Bei der Abscheidung mittels FIB entsteht ein DLC im Verbund mit Pt-Körnern bzw. der Anhäufung mehrerer Pt-Körnern zu einzelnen Pt-Partikeln. Der elektronische Leitungsmechanismus metallorganischer Materialien wird maßgeblich durch den Tunneleffekt bestimmt. Das Tunneln über einen Vakuumschlitz zwischen zwei Elektroden wird hierdurch erschwert, da die Abstände zwischen zwei Metallpartikeln weiter zunehmen und diese meist durch ihren geringeren atomaren Anteil von dem sehr hochohmigen DLC ummantelt sind. Es stellt sich demnach die Frage, auf welche Weise ein „tunneltaugliches“ Material mit dem FIB hergestellt werden kann. Hierfür sind vor allem die Abscheideraten von Bedeutung. Mit Hilfe der EDX können die Materialanteile des Gefüges analysiert werden. Die Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) zeigt bezüglich der gewählten Blendenströme des Elektronen-/Ionenstrahls wesentliche Unterschiede in der Anordnung und den Anteilen im PtC-Gefüge. Außerdem spielen für die Realisierung des Tunneleffekts und die Vermessung des Sensors die elektronischen Eigenschaften des abgeschiedenen Materials eine bedeutende Rolle. Um die obere Grenze des Tunnelstroms zu definieren, wird eine Widerstandsbetrachtung des PtC-Verbunds durchgeführt. Auf diese Weise kann bei Kontakt der Tunnelspitzen der zu erwartende Strom ermittelt werden. Für die Funktionalität des Tunneleffekts muss die Bandlücke der Tunnelelektroden überprüft werden (siehe Kapitel 3.4.3). Hierzu dient eine direkte Messung

der Spitzen in einem RTM mit Hilfe einer Highly Oriented Pyrolytic Graphite (HOPG) Probe. Ziel dieses Kapitels ist daher der Nachweis des Tunnelstroms mittels RTM. Gezeigt werden Messungen verschiedener Tunnelelektroden bezüglich der Blendenströme sowie Erzeugung mittels Ionen- und Elektronenstrahl. Das Kapitel gibt anhand der Abbildung der HOPG-Probe einen empirischen Nachweis, in welcher Konfiguration ein FMS mit einer PtC-Tunnelelektrode ausgestattet werden kann, um einen Tunnelsensor zu realisieren. Die Inhalte aus diesem Kapitel wurden vorab in *MDPI Applied Sciences* [17] und *MDPI Micromachines* [18] veröffentlicht.

5.2 Material- und Gefügeanalyse

Da der Tunnelmechanismus in metallorganischen Materialien für die elektrische Leitfähigkeit verantwortlich ist, stellt sich die Frage, ob das Tunneln über einen zusätzlichen Vakuumpalt mit demselben Material möglich ist. Dies eröffnet ein großes Feld an Möglichkeiten für die Herstellung neuartiger und miniaturisierter MEMS und nanoelektromechanischer Systeme (NEMS), da der Tunneleffekt ein hochempfindliches Messprinzip darstellt. Für den Einsatz von PtC-Spitzen, die mit dem FIB oder FEB abgeschieden und strukturiert werden, muss die grundsätzliche Eignung und die Abhängigkeit von den FIB/FEB-Parametern für das Elektronentunneln über einen Vakuumpalt untersucht werden. Zu diesem Zweck wird eine Reihe von Spitzen auf einem „Lift-Out Grid“ abgeschieden und anschließend mit HRTEM untersucht, um geeignete Parameter für die FIBID/FEBID zu finden. Der Nachweis des Tunneleffekts und der Vergleich zwischen verschiedenen PtC-Spitzen wird durch die anschließende Messung mittels RTM sowie Integration der Spitzen in ein MEMS (siehe Kapitel 6.3.2) erbracht.

5.2.1 Transmissionselektronenmikroskopie

Die HRTEM erlaubt eine Untersuchung der kristallographischen Struktur mit atomarer Auflösung. Die Auflösung steht in direktem Zusammenhang mit der Höhe der Elektronenbeschleunigungsspannung. Typische Beschleunigungsspannungen betragen zwischen 80 kV und 400 kV. Um solche hohe Beschleunigungsspannungen zu erzeugen, wurden bis vor einigen Jahren immer höhere Elektronenstrahlsäulen entwickelt. Heutige HRTEMs basieren im Wesentlichen auf Abberationskorrekturen, um die Auflösung zu steigern und weisen deutlich geringere Bauhöhen als ältere HRTEMs auf. Die größte Auflösung liegt derzeit bei etwa 0.45 Å [128]. Das Grundprinzip des HRTEM ist die Bestrahlung der Probe mit einem hochenergetischen Elektronenstrahl. Ein Detektor auf der Rückseite fängt den Elektronenstrahl auf und ermöglicht die Abbildung der atomaren Struktur der Probe. Die notwendige Beschleunigungsspannung und Dicke der Probe ist vom Material bzw. der Ordnungszahl der Elemente abhängig. Um eine hohe Auflösung der atomaren Struktur zu erreichen, darf die Materialdicke einige 10 nm nicht überschreiten. Da solche Abmessungen mit der FEBID und der FIBID möglich sind, ist dies die Standardtechnologie für die Herstellung von TEM-Lamellen. In dieser Arbeit werden die Untersuchungen mittels

eines Thermo Fisher Titan3 durchgeführt, welches eine Auflösungsgrenze von 0.8 Å besitzt.

Zielsetzung: Durch die HRTEM-Analyse kann die kristallographische Struktur des PtC-Gefüges abgebildet werden. Auf diese Weise können die Größe und Verteilung der Partikel und Kristallite sowie deren kristallographische Netzebenen untersucht werden. Da allein die Anteile, entsprechend der nachfolgenden EDX-Analyse (siehe Kapitel 5.2.2), keine ausreichende Analyse für die Tunneltauglichkeit im Randbereich zulassen, müssen hierzu weitere Informationen gesammelt werden. Nicht allein der atomare Anteil von Platin, sondern vielmehr die Verteilung im Randbereich ist von großer Bedeutung. So können bspw. große Platinpartikel und homogen verteilte kleine Platinpartikel in Summe zu einem ähnlichen Materialanteil führen. Ersteres würde aufgrund des Leitungsmechanismus durch intrinsisches Tunneln zu einem niedrigeren Materialwiderstand führen. Außerdem sinkt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Platinanteilen im Randbereich mit größeren Platinpartikeln, da diese in der DLC-Matrix eingebettet sind. Ein hoher DLC-Gehalt im Randbereich erschwert das Elektronentunneln, sodass dieses nur bei großen Tunnelspannungen zu beobachten ist. Durch die TEM-Analyse sollen also je nach Abscheideparameter/eingestelltem Blendenstrom des Elektronen- bzw. Ionenstrahls konkrete Erkenntnisse zum Randbereich der Elektrodenspitzen, aber auch zum Gefüge allgemein hinsichtlich Größe und Aufteilung der Platinpartikel gewonnen werden.

Probenvorbereitung: Für gewöhnlich werden im Zuge einer HRTEM-Analyse Lamellen einiger 10 nm Dicke aus dem zu untersuchenden Material herausgearbeitet. Im Zuge dieser Arbeit interessiert neben dem Gefüge allerdings auch insbesondere der Randbereich der Spitze. Daher werden die Proben als Spitzen entsprechend dem Realfall in der Sensorstruktur für die HRTEM-Untersuchung auf einem Probenhalter hergestellt. D.h. es wird zunächst PtC abgeschieden und dieses im Nachhinein mit dem FIB zu einer Spitze strukturiert. Da der Energieeintrag durch den Ionenstrahl ferner zu einer Amorphisierung des Randbereichs führt, muss dieser Aspekt ebenfalls untersucht werden. Die Spitzen werden jeweils mit dem Elektronen- und dem Ionenstrahl gefertigt. Für die FEB-Nanospitzen wird ein Blendenstrom von 340 pA und eine Beschleunigungsspannung von 5 kV gewählt. Die Parameter des Ionenstrahls (FIB) betragen 9 pA, 46 pA, 90 pA und 260 pA für den Ionenstrom sowie 30 kV für die Beschleunigungsspannung. Die Erprobung der FIB-Abscheidung zeigt eine verstärkte Streuung des abgeschiedenen Materials sowie einen Ausgleich zwischen subtraktivem und additivem Einfluss des Prozesses, wenn noch höhere Ionenströme bei der Erzeugung von Türmen in diesen Größenordnungen verwendet werden. D.h. eine weitere Erhöhung des Ionenstroms führt hierbei mehr zum Materialabtrag als zur Abscheidung. Aus diesem Grund wird ein maximaler Ionenstrom von 260 pA gewählt. Das Verfahren zur Herstellung der Probenspitzen wird in Abbildung 5.1 verdeutlicht.

Zur Herstellung der PtC-Nanospitzen wird ein gewöhnliches Lift-out Grid der Firma Omniprobe aus Kupfer (Cu) verwendet und auf einem FIB-Halter montiert (Abbildung 5.1a). Das Lift-out Grid gewährleistet die Kompatibilität mit dem HRTEM. Normalerweise wird ein

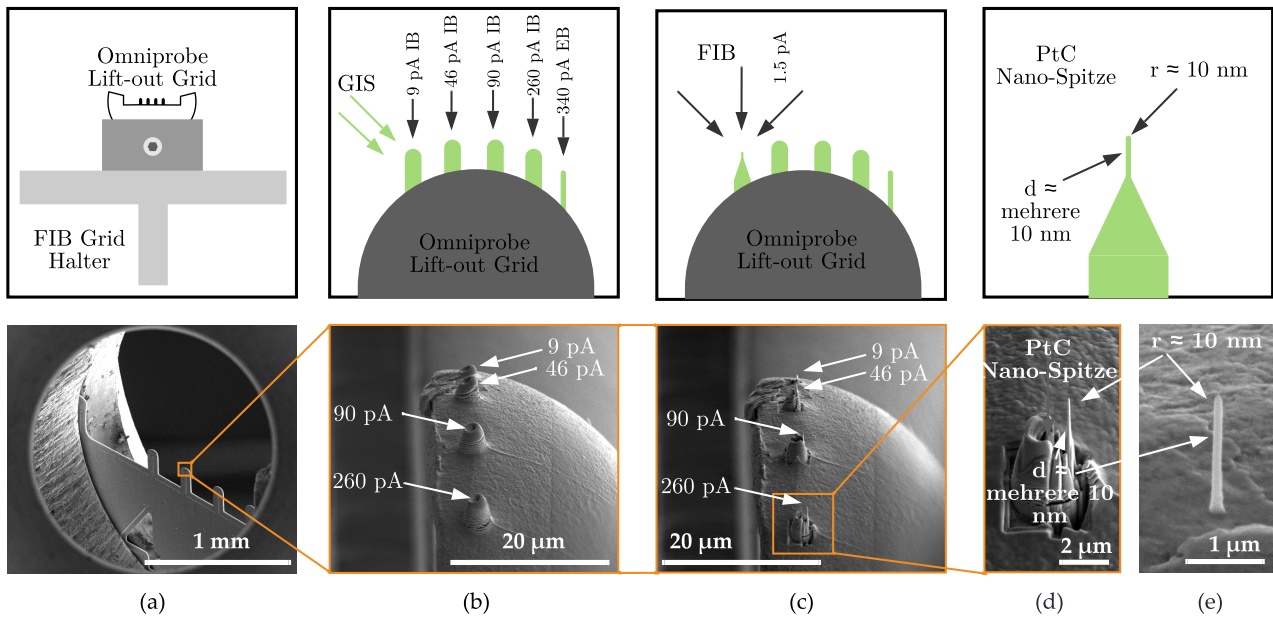


Abbildung 5.1: Herstellungsprozess der PtC-Nanospitzen für die HRTEM-Analyse mit (a) dem Omniprobe Lift-out Grid, (b) der FIB-/FEB- und GIS-Abscheidung von PtC-Türmen, (c) dem Prinzip der Strukturierung der Türme zu feinen Nanospitzen durch einen minimalen FIB-Strom von 1,5 pA mit (d) Radien r von etwa 10 nm und einer Dicke d von einigen 10 nm sowie (e) der direkt abgeschiedenen FEB-Nanospitze ohne zusätzliche Strukturierung. Oben ist das Prinzip jedes Prozessschritts und unten das entsprechende REM-Bild dargestellt [17].

Lift-out Grid verwendet, um eine zuvor mit der FIB hergestellte Lamelle zu platzieren. In dieser Untersuchung wird der gesamte Herstellungsprozess direkt auf einer Säule des Grids durchgeführt. Nach der Reinigung der Oberseite des Grids durch eine großflächige FIB-Bestrahlung werden die PtC-Türme für die nachfolgende Herstellung der Nanospitzen abgeschieden. Abbildung 5.1b zeigt das Prinzip und das Ergebnis der Abscheidung von fünf PtC-Türmen mit Ionenströmen von 9 pA, 46 pA, 90 pA und 260 pA sowie einem Elektronenstrom von 340 pA. Während der Abscheidung wird das Precursorgas durch die GIS-Nadel etwa 100 μm über der Probe eingeleitet. Im Gegensatz zur FEBID ist es durch die FIBID nicht möglich, unmittelbar feine Spitzen mit Radien weniger nm und einer Dicke von einigen 10 nm herzustellen. Daher werden die PtC-Türme anschließend mit dem FIB und einem geringen Ionenstrom von 1,5 pA strukturiert (Abbildung 5.1c). Dieser Schritt ist die größte Herausforderung, um geeignete Strukturen in der Nanometerskala für die HRTEM-Analyse herzustellen. Da die Bearbeitung mit dem Ionenstrahl unmittelbar mit einer physikalischen Ätzung der Probe einhergeht, sind mehrere kurze Schritte mit einer gezielten Strukturierung der PtC-Türme aus verschiedenen Winkeln und Richtungen notwendig. Abbildung 5.1d zeigt das Ergebnis beispielhaft für die 260 pA FIB-Spitze und die 340 pA-Spitze, die mit dem FEB direkt abgeschieden wurde. Je dünner die Spitze, desto mehr Informationen können über die atomare Struktur des Materials mit dem HRTEM gewonnen werden.

Analyse: Die Gefüge-Analyse durch das TEM erlaubt im Gegensatz zur EDX-Analyse eine tiefgehende Untersuchung der Phasen im abgeschiedenen Material. Zum einen werden die Randbereiche der Elektrodenspitzen auf deren Platingehalt und zum anderen die Amorphisierung durch die FIB-Strukturierung untersucht. Außerdem soll das Gefüge im Allgemeinen hinsichtlich seiner kristallographischen Struktur abgebildet werden. Hier interessieren insbesondere die Größe und Verteilung der Platinpartikel im Gefüge. Die Charakteristik des Gefüges lässt sich im Sinne des Leitungsmechanismus und der Tunneltauglichkeit hierdurch konkretisieren. Bspw. führen große Platinpartikel mit großem Abstand zu einem höheren Materialwiderstand. Dagegen unterstützt eine homogene Verteilung der Platinelemente mit geringen Abständen zum einen das Tunneln innerhalb des Materials und zum anderen das Elektronentunneln zwischen den Elektrodenspitzen. Durch die hochauflösende Abbildung des Randbereichs kann zudem die aktive Fläche der Tunnelelektrode abgeschätzt werden. Andere klassische Methoden wie die Rasterkraft- oder Rastertunnelmikroskopie können in diesem Fall nicht eingesetzt werden, da die Abrasterung einer abgeschiedenen Fläche ohne nachträgliche Strukturierung und dadurch Veränderung der Oberflächentopographie nicht den Zustand der Tunnelspitzen abbildet.

Ergebnisse: Die nachfolgenden Ergebnisse zeigen die Untersuchung der PtC-Nanospitzen mittels HRTEM-Analyse und die Unterschiede je nach Ionenstrahlstrom von 9 pA, 46 pA, 90 pA und 260 pA sowie Elektronenstrahlstrom von 340 pA [17]. Die Ergebnisse werden in mehreren Schritten beschrieben:

1. Überblick zu den Spitzen zur Bewertung der Unterschiede in den Nanostrukturen durch Übersichtsbilder, Zoombilder und Fast Fourier Transformation (FFT)
2. Binarisierung der Bilder zur Verdeutlichung der Unterschiede in den Partikelgrößen
3. Detailbilder, Selected Area Electron Diffraction (SAED) und FFT zur Untersuchung der Netzebenen und deren Abständen
4. Diagramm zum Größenvergleich einzelner Kristallite der verschiedenen Spitzen

Die Gitterkonstante von Pt (Face Centered Cubic (FCC)) beträgt 3,9231 Å bei Raumtemperatur entsprechend der „PDF 4+ card #00-004-0802“ [129]. Die Netzebenenabstände für Pt der 111-, 200-, 220- und 311-Ebenen mit hoher Intensität [130] können für das FCC-Gitter, wie folgt berechnet werden

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (5.1)$$

mit den Miller-Indizes h , k , l , der Gitterkonstante a , und dem Abstand zwischen den Ebenen d .

Tabelle 5.1: Netzebenenabstände der FCC Pt-Kristallstruktur mit einer Gitterkonstante von 3,9231 Å bei Raumtemperatur entsprechend der „PDF 4+ card #00-004-0802“ [129].

Ebene	d [Å]
111	2.263
200	1.960
222	1.386
311	1.182

Abbildung 5.2a-e zeigt die Übersichtsbilder der 340 pA FEB, sowie der 9 pA, 46 pA, 90 pA und 260 pA FIB-Spitzen, um den Unterschied in der Nanostruktur der Spitzen zu verdeutlichen. So zeigt die FEB-Spitze in Abbildung 5.2a eine signifikant unterschiedliche Gefügestruktur als die FIB-Spitzen in Abbildung 5.2b-e. Abbildung 5.2f-j zeigt eine vergrößerte Ansicht der Spitzenenden und die entsprechenden FFTs in Abbildung 5.2k-o. Von der 9 pA bis zur 260 pA FIB-Spitze ist eine Abnahme der Partikelgrößen zu erkennen (siehe hierzu im Detail später auch Abbildung 5.4). Das Gefüge erscheint dadurch zunehmend körniger. Die FFTs geben durch die Beugungsringe der Struktur hierzu einen tieferen Einblick. Insbesondere bei den äußeren Ringen, entsprechend den 220- und 311-Ebenen, ist eine Zunahme der Intensität mit steigendem Ionenstrom zu erkennen (Abbildung 5.2l-o). Nach Tabelle 5.1 liegen die Abstände zwischen diesen Ebenen bei 1,386 Å und 1,182 Å und damit nahe der Auflösungsgrenze des HRTEM. Die 111- und 200-Ebenen sind in allen FFTs aufgrund des viel größeren Netzebenenabstands erkennbar. Der geringere Abstand führt also zu einer Abnahme der Intensität vom Zentrum zum Rand des Beugungsmusters. Je nach Partikelgröße in der Nanostruktur können die Ebenen mit kleineren Abständen erkannt werden oder nicht. So zeigt ein direkter Vergleich der verschiedenen Spitzen eine Zunahme der Anzahl kleinerer Partikel, in denen die 220- und 311-Ebenen sichtbar werden. Ein leichter Anstieg der Intensität ist von der 9 pA zur 46 pA und 90 pA FIB-Spitze zu erkennen. Im Gegensatz dazu ist bei der 260 pA FIB-Spitze und der 340 pA FEB-Spitze ein deutlicher Intensitätssprung festzustellen. Es besteht also eine Korrelation zwischen dem Ionenstrom bzw. der Verwendung des FEB und der Intensität der Beugungsringe. Nach der Sichtprüfung der Bilder bestätigen die FFTs folglich die Beobachtung einer abnehmenden Partikelgröße, wenn der Ionenstrom erhöht oder das FEB verwendet wird.

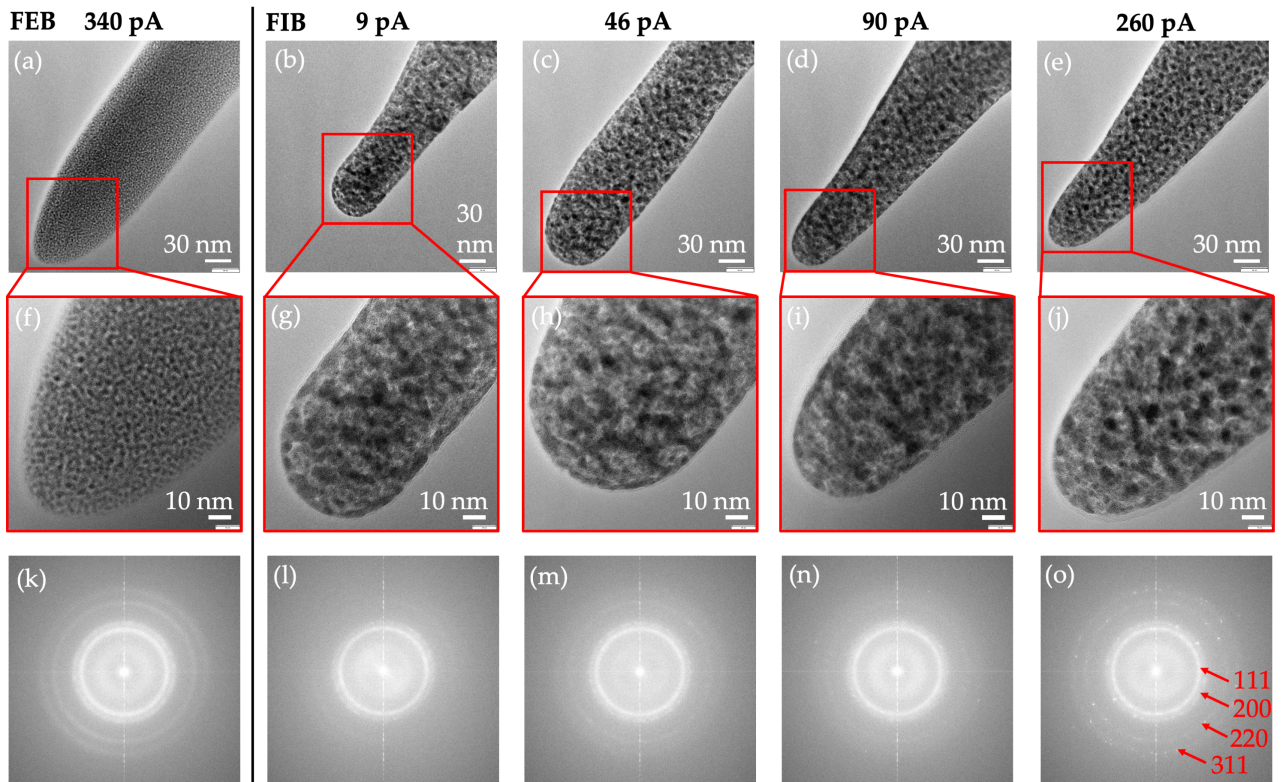


Abbildung 5.2: Übersichtsbilder der HRTEM-Analyse der PtC-Nanospitzen (a) 340 pA FEB (b) 9 pA FIB, (c) 46 pA FIB, (d) 90 pA FIB und (e) 260 pA FIB. (f)-(j) zeigt die vergrößerten Bilder der Spitzen für die FFTs (k)-(o) [17].

Im Folgenden werden aufgrund der signifikanten Unterschiede nur die 9 pA und 260 pA FIB- sowie die 340 pA FEB-Spitzen betrachtet. Einen weiteren Einblick zu den Spitzen bietet die Binarisierung der HRTEM-Aufnahmen. Abbildung 5.3 zeigt die Spitzen nach einem „Blurring“ durch einen 10x10 Kernel und Binarisierung durch einen Schwellwert der Grauwerte (0 = schwarz bis 255 = weiß) von 80. Das „Blurring“ hebt größere Partikel hervor und reduziert das Rauschen sehr kleiner Konturen im Bild. Durch die Binarisierung wird der Kontrast zwischen hellen und dunklen Bereichen des Bildes verstärkt. Außerdem wird das Binärbild (80 %) über das transparente Originalbild (20 %) gelegt, um die tatsächliche Kante der Spitze darzustellen. Die blauen Markierungen heben die deutlich größeren Partikel in Abbildung 5.3b hervor und bieten einen direkten Vergleich zu den geringeren Partikelgrößen in Abbildung 5.3a,c. Die roten Markierungen zeigen die Verteilung der Partikel im direkten Randbereich der oberen Kante im Bild, da nur diese Partikel zum Elektronentunneln durch einen Vakuumsplatt beitragen. Die FEB-Spitze in Abbildung 5.3a zeigt dabei im Binärbild keine Partikel im oberen Randbereich. Beim Vergleich der Binärbilder ist diesbezüglich ein deutlicher Unterschied in der Anzahl der Partikel zu erkennen. Die 260 pA Spitze zeigt eine wesentlich homogenere Verteilung der Partikel im Randbereich, während bei der 9 pA Spitze nur wenige Partikel sichtbar sind. Durch Erhöhung des Schwellwertes werden natürlich mehr Partikel sichtbar. Die relative Darstellung der Binärbilder soll jedoch nur einen direkten Vergleich der Spitzen und ihrer Unterschiede

zeigen. Außerdem besteht ein deutlicher Unterschied in den Abständen und der Verteilung der Partikel in der gesamten Struktur der Spitzen. Die FEB-Spitze in Abbildung 5.3a zeigt eine sehr homogene Verteilung der Partikel über die gesamte Struktur. Bei den FIB-Spitzen ist die Anzahl der Partikel in Abbildung 5.3c deutlich größer als in Abbildung 5.3b. Folglich sind in Abbildung 5.3c signifikant geringere Abstände zwischen den Partikeln zu erkennen.

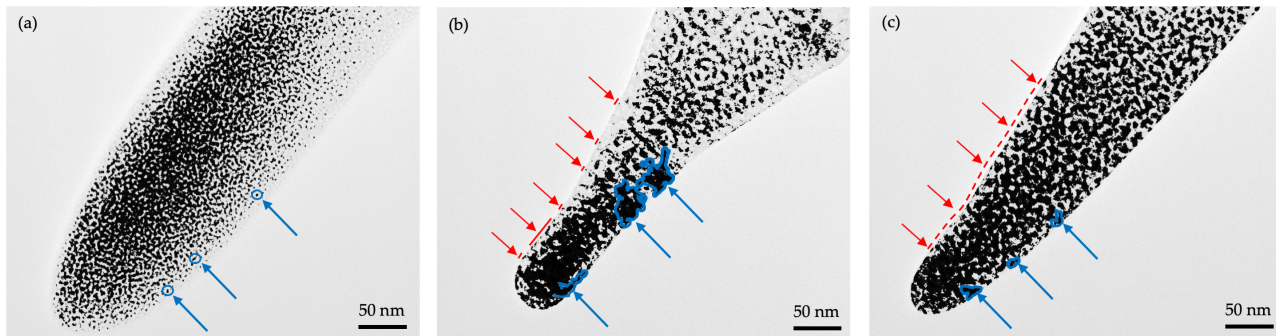


Abbildung 5.3: Binärbilder (a) der 340 pA FEB-Spitze, (b) der 9 pA und (c) der 260 pA FIB-Spitze mit hinterlegten Originalbildern, um den tatsächlichen Rand der Spitzen zu verdeutlichen. Die roten Markierungen zeigen die Partikelverteilung im Randbereich, die blauen Markierungen den Vergleich der Partikelgröße [17].

Um die Untersuchungen weiter zu vertiefen, sind die 9 pA und 260 pA FIB-Spitzen sowie die 340 pA FEB-Spitze nochmals deutlich vergrößert dargestellt. Die Abbildungen 5.4a-c zeigen die HRTEM-Bilder der Spitzenenden. Die linke Seite in den Abbildungen 5.4a-c zeigt den Versuch, die Partikel anhand der Helligkeitsunterschiede zu detektieren. Charakteristisch für die HRTEM-Analyse sind unterschiedliche Grauwerte im Bild in Abhängigkeit von der Intensität des durchdringenden Elektronenstrahls. D.h. je dicker die Partikel, desto dunkler erscheinen sie in der Aufnahme. Im Vergleich der drei oberen Bilder von Abbildung 5.4 wird erneut der Unterschied in den Partikelgrößen der Spitzen deutlich. Die Partikel der FEB-Spitze in Abbildung 5.4a und der 260 pA FIB-Spitze in Abbildung 5.4c sind deutlich kleiner und dichter verteilt als die der 9 pA FIB-Spitze in Abbildung 5.4b. Aufgrund der homogenen Verteilung der Partikel in der 260 pA FIB-Spitze und der 340 pA FEB-Spitze lässt sich schließen, dass die Wahrscheinlichkeit von Defekten im Randbereich der Spitze deutlich geringer ist, wie bereits in Abbildung 5.3 diskutiert. Allerdings ist zu erkennen, dass die amorphen Kohlenstoffbereiche in der FEB-Spitze mehr Raum einnehmen als in den FIB-Spitzen, was wiederum zu einer Abnahme der Pt-Partikel im Randbereich führt. Die SAEDs in Abbildung 5.4d,f,i,j,k sowie deren FFTs in Abbildung 5.4e,g,h vertiefen die Untersuchung aus Abbildung 5.2. Abbildung 5.4d zeigt zunächst das SAED der 340 pA FEB-Spitze und die deutlich sichtbaren Netzebenen in der FFT (Abbildung 5.4e), welche den 111-, 200-, 220- und 311-Ebenen entsprechen. Die 9 pA FIB-Spitze (Abbildung 5.4f) zeigt lediglich die 111- und 200-Ebene. Auch die FFT aus Abbildung 5.4g bestätigt dies durch die Intensität der Beugungsringe und das Fehlen der äußeren Ringe, die den 220- bzw. 311-Ebenen entsprechen. Abbildung 5.4h zeigt die FFT und Abbildung 5.4i-k die SAEDs der 260 pA-Spitze mit deutlich kleineren Partikeln. Der Unterschied in der Intensität der Beugungsringe und -

punkte ist offensichtlich. Neben ähnlicher Intensität der 111- und 200-Ebenen ist die Sichtbarkeit der 220- und 311-Ebenen hier gegeben. Da die 311-Ebenen mit einem Netzebenenabstand von $1,182 \text{ \AA}$ bereits nahe an der Auflösungsgrenze des HRTEM von $0,8 \text{ \AA}$ liegen, kann dieses Gitter nahezu nur durch Markierung des Beugungspunktes im FFT-Bild und einer anschließenden Berechnung der inversen FFT im HRTEM-Bild gefunden werden. Sowohl an der 260 pA FIB-, als auch an der 340 pA FEB-Spitze sind die kleinsten Netzebenen (311) nur durch die FFTs und die SAEDs auffindbar. Aus der beschriebenen Beobachtung ergibt sich eine Korrelation zwischen der Partikelgröße und der Intensität der Beugungsringe. Da die Dicke der Spitzen größer ist als die der Partikel, überlagern sich amorphe Bereiche des DLC und Gitterstrukturen des Pt, ebenso wie mehrere übereinander angeordnete Pt-Partikel. Zwischen den Partikeln sind jedoch immer amorphe Bereiche sichtbar, wie die gelbe Markierung in Abbildung 5.4d zeigt. Allerdings ist es schwierig, diese Bereiche zu untersuchen und detaillierte Schlussfolgerungen zu ziehen.

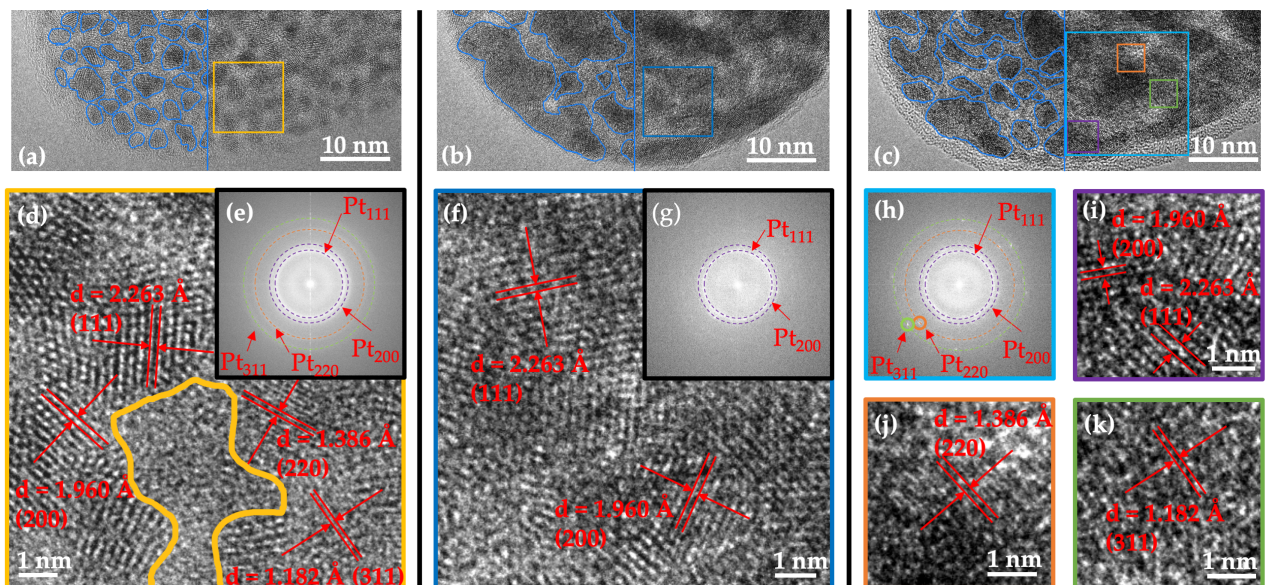


Abbildung 5.4: Darstellung der (a) 340 pA FEB-Spitze, (b) 9 pA und (c) 260 pA FIB-Spitze, (d), (f), (i), (j) und (k) der SAEDs und (e), (g) und (h) ihrer FFTs [17].

Bisherige Darstellungen beziehen sich auf die Anhäufung mehrerer Pt-Kristallite zu einzelnen Pt-Partikeln. Wie gezeigt, lassen sich diese in den HRTEM-Bildern durch die Helligkeitsunterschiede aufgrund der Unterschiede in der Transmission des Elektronenstrahls detektieren. Für eine tiefergehende Analyse der Nanostruktur lohnt es sich, zusätzlich die einzelnen Pt-Kristallite und deren Größe zu betrachten. Abbildung 5.5 zeigt die Messung der maximalen Länge von jeweils zwanzig einzelnen Pt-Kristalliten aus der 340 pA FEB-Spitze (Mittelwert = $2,54 \pm 0,57 \text{ nm}$) und der 9 pA (Mittelwert = $4,13 \pm 0,88 \text{ nm}$) sowie der 260 pA (Mittelwert = $3,99 \pm 1,31 \text{ nm}$) FIB-Spitze. Die Größe der FEBID-Kristallite unterscheidet sich deutlich von der der FIBID-Kristallite um etwa $1,5 \text{ nm}$. In der Kristallitgröße der beiden FIBID-Spitzen besteht allerdings kein nennenswerter Unterschied. Der wesentliche Unterschied lässt sich daher in der Anhäufung mehrerer Kristallite feststellen, wie in Abbildung 5.4 dargestellt.

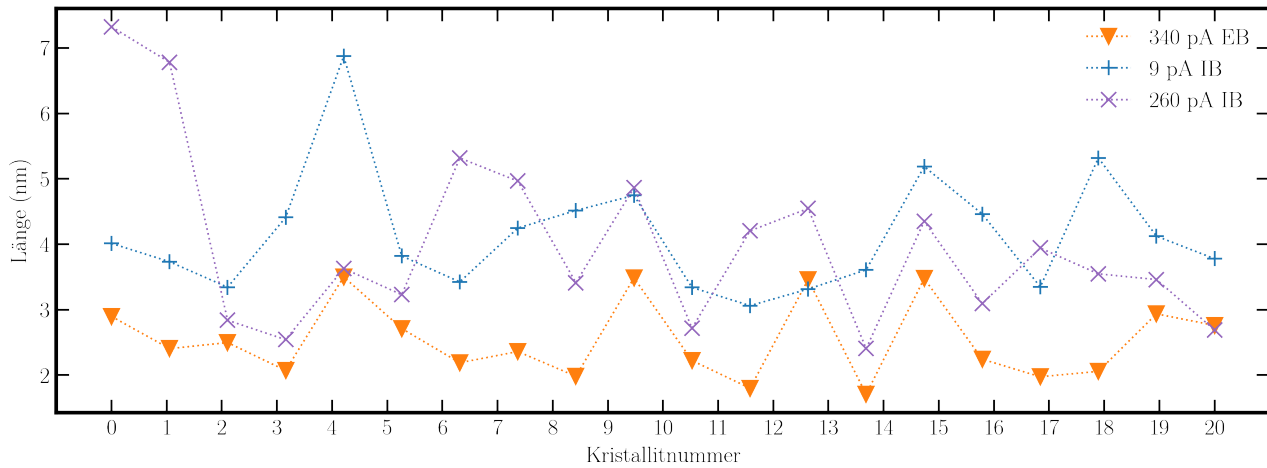


Abbildung 5.5: Messungen von zwanzig einzelnen Pt-Kristalliten der 340 pA FEB-, 9 pA FIB- und 260 pA FIB-Spitzen [17].

5.2.2 Energiedispersive Röntgenspektroskopie

Die energiedispersive Röntgenspektroskopie erlaubt durch Anregung der Atome einer Probe mittels Elektronenstrahl die Detektion der Elementanteile im Gefüge. Die Atome senden je nach Element nach Anregung eine charakteristische Röntgenstrahlung mit diskreten Energieniveaus aus. Nähere Informationen lassen sich in [131] nachlesen.

Zielsetzung: In der Anwendung des Tunneleffekts werden aufgrund geeigneter Zustandsdichten der freien Elektronen für gewöhnlich metallische Spitzen verwendet. Die Anzahl freier Elektronen beziehungsweise der unbesetzten Zustände ist im Falle eines Halbleiters oder Isolators deutlich geringer. Aus diesem Grund müssen höhere Tunnelspannungen angelegt werden, um einen ausreichenden Tunnelstrom zu erzeugen. Um diesbezüglich eine Abschätzung der Tunneltauglichkeit des Materials durchzuführen, werden mit Hilfe der EDX-Analyse die Elemente im Material bestimmt. Da im Falle dieser Arbeit ein metallorganischer Materialverbund abgeschieden wird, lohnt sich die Analyse der jeweiligen atomaren Anteile, je nach Einstellung des Ionen- und Elektronenstrahls. Bisherige Publikationen zeigen erhebliche Abweichungen bezüglich der Materialanteile von PtC-Strukturen durch die Verwendung unterschiedlicher Geräte und Abscheidebedingungen sowie Parameter der EDX-Analyse (siehe Kapitel 2.5.3). Außerdem interessiert im Zuge dieser Arbeit insbesondere, ob ein Unterschied der Materialanteile je nach verwendeter Technologie (FEB/FIB) und Abscheideparametern (Blendenströme) besteht. Wie bereits in Kapitel 5.2.1 zur TEM-Analyse gezeigt, ist hierbei die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Platinpartikeln im Randbereich der Tunnelelektroden bedeutend, da diese einen wesentlich höheren Beitrag zum Elektronentunneln leisten. Je höher der atomare Anteil, desto höher die Tunneltauglichkeit der Elektroden spitzen. Des Weiteren kann ein Zusammenhang mit dem Materialwiderstand der Tunnelelektroden, auf Basis der geometrischen Parameter, hergestellt werden. Wie in Kapitel 2.5.3 gezeigt, wird der Leitungsmechanismus in metallorga-

nischen Werkstoffen durch intrinsisches Tunneln zwischen den metallischen Materialanteilen beschrieben. Schlussfolgernd entsteht ein höherer Materialwiderstand durch einen geringeren Anteil an metallischen Elementen im Gefüge. Bedeutend wird dies insbesondere im Bereich der Tunnelspitze, da mit abnehmendem Radius der Elektrode der effektive ohmsche Widerstand aufgrund seiner Geometrieabhängigkeit zunimmt. D.h. auch wenn ein hoher Tunnelstrom durch vermehrtes Auftreten von Platinpartikeln im Randbereich stattfindet, kann dieser durch den ohmschen Widerstand der Elektrode im Sinne einer Reihenschaltung begrenzt werden. In diesem Kapitel wird aufbauend auf vorherigem Kapitel 5.2.1 zur HRTEM-Analyse das PtC-Gefüge bezüglich der prozentualen atomaren Elementanteile untersucht.

Probenvorbereitung: Die Probenvorbereitung für die EDX-Analyse entspricht der der HRTEM-Analyse – siehe Abbildung 5.1 - für eine Untersuchung von Spitzen, die möglichst nahe am Realfall bzgl. der Sensorintegration liegen. Da sich während der HRTEM-Analyse allmählich eine Kohlenstoffschicht auf den PtC-Spitzen abscheidet, wird von jeder der Spitzen ein zweites Exemplar hergestellt. Die Analyse der Elementanteile wird mit einem Thermo Fisher Osiris ChemiStem und integriertem EDX durchgeführt. Außerdem können am FEB/FIB die Parameter der Beschleunigungsspannung und die Verweildauer pro Rasterpunkt (Dwell Time) variiert werden. Für eine weitere Untersuchung des Materials werden daher mehrere PtC-Pads auf Basis unterschiedlicher Beschleunigungsspannungen, Dwell Time und Verwendung des Ionenstrahls abgeschieden. Die Abscheidung der Pads erfolgt auf einem mit Gold besputterten Glaträger. Die laterale Ausdehnung der Pads beträgt $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ mit einer Dicke von etwa $5 \mu\text{m}$. Insbesondere bei der Dicke der Proben ist die Informationstiefe der EDX-Analyse zu berücksichtigen. Diese ist materialabhängig und liegt im Bereich von $3 \mu\text{m}$. Abbildung 5.6 zeigt die jeweils abgeschiedenen Pads und rechts exemplarisch ein Detailbild in der Seitenansicht. Der Ionenstrom von 260 pA wird bei einer Beschleunigungsspannung von 30 kV beibehalten und die Dwell-Time zwischen 25 ns und $1 \mu\text{s}$ variiert. Außerdem wird ein PtC-Pad mit einer Beschleunigungsspannung von 5 kV abgeschieden.

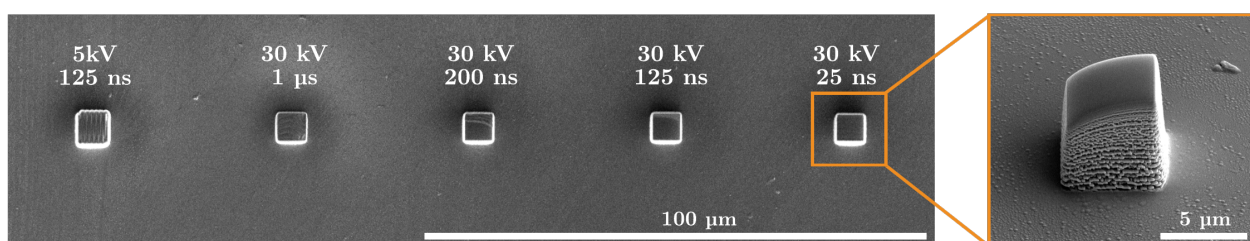


Abbildung 5.6: Darstellung von fünf FIBID-Pads jeweils mit einer Abmessung von etwa $5 \times 5 \mu\text{m}^3$. Zum einen wird die Dwell-Time zwischen 25 ns und $1 \mu\text{s}$ variiert und zum anderen die Beschleunigungsspannung auf 5 kV oder 30 kV eingestellt [18].

Analyse: Die Analyse der atomaren Anteile im PtC-Gefüge ist für die Tunneltauglichkeit und Herstellung der Elektrodenspitze von großer Bedeutung. Zeigt beispielsweise ein wachsender

Blendenstrom des Elektron- oder Ionenstrahls einen steigenden Platinanteil im PtC-Gefüge, so lässt sich davon eine höhere Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Platinpartikeln im Randbereich der Spitze ableiten. Dies hat einen direkten Einfluss auf den Tunneleffekt. Die Herstellung würde in diesem Fall vorzugsweise mit höheren Blendenströmen durchgeführt werden. Entsprechend der Literatur (siehe Kapitel 2.5.3) ist ein deutlicher Unterschied der Elementanteile zwischen den durch den Elektronen- und Ionenstrahl hergestellten Strukturen zu erwarten. Da die Anteile allerdings auch zwischen den verwendeten Geräten variieren, ist eine Untersuchung gezielt für den verwendeten Dualbeam notwendig. Die EDX-Analyse soll daher zum einen die Literaturwerte bestätigen und zum anderen auch konkrete Werte für die verwendeten PtC-Strukturen liefern.

Ergebnisse: Nachfolgendes Diagramm aus Abbildung 5.7 zeigt die Ergebnisse aus der EDX-Messung der hergestellten PtC-Spitzen [18]. Im Vergleich stehen zwei FEBID-Spitzen mit 340 pA und 2.7 nA und drei FEBID-Spitzen mit 9 pA, 46 pA, 90 pA und 260 pA. Die FEBID-Spitzen enthalten jeweils einen Anteil Ga von etwa 10 %, welcher technologiebedingt in den FEBID-Spitzen nicht auftritt. Außerdem wird bei allen Proben Sauerstoff detektiert, der aber aufgrund seines geringen Anteils in der nachfolgenden Darstellung und Diskussion vernachlässigt werden kann.

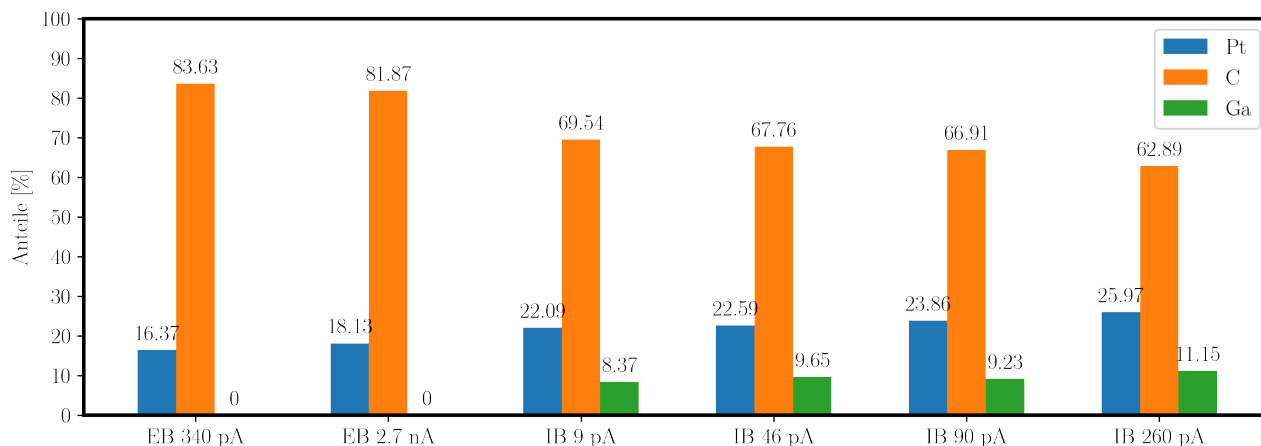


Abbildung 5.7: Die Ergebnisse der EDX-Analyse zeigen im Vergleich zwei FEBID-Spitzen mit 340 pA und 2.7 nA und drei FEBID-Spitzen mit 9 pA, 46 pA, 90 pA und 260 pA. Die FEBID-Spitzen erhalten jeweils einen Anteil Ga, welcher technologiebedingt in den FEBID-Spitzen nicht auftritt [18].

Das Diagramm aus Abbildung 5.7 zeigt eine Steigerung der Platinanteile mit wachsendem Blendenstrom bei den FEBID-Spitzen. Die FEBID-Spitzen zeigen einen geringfügig höheren Platinanteil von etwa 2 %, bei Erhöhung des Elektronenstroms von 340 pA auf 2.7 nA. Für die Herstellung von PtC-Nanospitzen sind allerdings Ströme von 2.7 nA und höher nicht praktikabel, da damit eine deutlich Abnahme des Auflösungsvermögens bei der Abscheidung einhergeht. Im Vergleich zu den FEBID-Spitzen lässt sich bei den untersuchten Spitzen eine maximale Differenz

im Platinanteil von etwa 10 % feststellen. Durch den zusätzlichen Anteil von implantiertem Gallium beträgt der metallische Anteil etwa 30-37 % und ist damit 14-20 % höher als im durch FEBID hergestellten PtC. Der höhere Platinanteil bestätigt die Annahme aus der TEM-Analyse, dass bei Verwendung des FIB ein verringerter Anteil an DLC vorliegt. Die weitere EDX-Analyse (siehe Abbildung 5.6) zur Untersuchung der Abhängigkeit von Dwell-Time und gewählter Beschleunigungsspannung, zeigt keine nennenswerte Änderung im Platinanteil. Allerdings steigt der Anteil von Gallium im Gefüge insgesamt um etwa 2,5 % bei Erhöhung der Dwell-Time von 25 ns auf 1 μ s, da mehr Zeit für die Implantation der Ga^+ Ionen gegeben ist.

Für die Herstellung der Tunnelelektroden bzw. die Verwendung von PtC-Elektroden kann auf Basis dieser Untersuchung festgestellt werden, dass höhere Ströme zu einem erhöhten Platinanteil und einem geringeren Kohlenstoffgehalt führen. Die erweiterte Untersuchung zeigt eine Unabhängigkeit von der Beschleunigungsspannung und der Dwell-Time. Im Vergleich zum Elektronenstrahl steigt der metallische Anteil zudem durch die Implantation der Ga^+ -Ionen deutlich an. Entsprechend Kapitel 4 und der Anforderung möglichst feiner Spitzen empfiehlt sich daher ergänzend zu Kapitel 5.2.1 die Verwendung des Ionenstrahls für die Herstellung der Tunnelelektroden. Daraus ergibt sich wiederum die Notwendigkeit der nachträglichen Strukturierung des Platins, da entsprechend Kapitel 4 auf diese Weise kein direktes Abscheiden von PtC-Spitzen mit Spitzenradien weniger nm möglich ist.

5.3 Analyse elektronischer Parameter

Neben der Analyse von gefüge- und materialtechnischen Parametern und deren Einfluss auf den Tunneleffekt müssen insbesondere auch die elektronischen Eigenschaften des PtC-Materials überprüft werden, um weitere Erkenntnisse zur Tunneltauglichkeit zu gewinnen. Die Literaturrecherche zeigt eine Abhängigkeit des Materialwiderstandes von der gewählten Technologie (FIB oder FEB). Im Sinne dieser Arbeit hat dies Auswirkungen auf den Widerstand der Elektrodenspitzen und somit die Begrenzung des Strommesssignals. Daher wird im Folgenden der spezifische Materialwiderstand in Abhängigkeit von der Technologie und dem verwendeten Blendenstrom ermittelt. Die Tunneltauglichkeit soll in einer vereinfachten Applikation mit Hilfe eines Rastertunnelmikroskops nachgewiesen werden.

5.3.1 Widerstandsbetrachtung

Zielsetzung: In dieser Untersuchung soll der spezifische Widerstand des PtC-Verbunds ermittelt werden. Aus der Literatur ist bereits bekannt, dass je nach verwendetem Strahl (FEB oder FIB) das abgeschiedene Material unterschiedliche Widerstandswerte aufweist. Da der Materialwiderstand direkten Einfluss auf den Tunneleffekt und das Messsignal hat, muss dieser für die Charakterisierung der Sensoreigenschaften untersucht werden. Im Vergleich zu den resultierenden Werten steht der Literaturwert von reinem Platin mit einem spezifischen Widerstand ρ_{Pt} von $0,105 \Omega \mu\text{m}$ [71] bei Raumtemperatur. Die Literatur zeigt für FEBID- bzw. FIBID-Pt entsprechend einen um 4-5 Größenordnungen bzw. 1-2 Größenordnungen höheren spezifischen Widerstand (siehe Kapitel 2.5.3). Die Widerstandsbetrachtung soll diese Abweichung aufgrund der Kontamination durch den Kohlenstoff zeigen. Der Widerstandswert hat einen entscheidenden Einfluss im Hinblick auf die Geometrie der Elektrodenspitzen. Bei der Herstellung von Spitzen mit Radien weniger nm steigt der Widerstand, welcher in Reihe zum Tunnelwiderstand steht, deutlich an. Dies kann zu einer Begrenzung des Messsignals führen. Aus diesem Grund muss das PtC-Gefüge entsprechend seines spezifischen Widerstands charakterisiert werden. Außerdem dient diese Untersuchung dem Vergleich des Materialwiderstands je nach verwendeter Technologie (FEB oder FIB) und Blendenstrom, um die Ergebnisse aus der TEM- und EDX-Analyse zu vertiefen.

Probenvorbereitung: Für die Vermessung des Widerstandes werden freistehende Stege ähnlicher geometrischer Abmessungen aus PtC gefertigt. Die Herstellung erfolgt unmittelbar auf dem MEMS-Chip der Sensorstrukturen an einer freistehenden PolySi-Struktur, um Leckströme durch die Materialstreuung während der Abscheidung auszuschließen. Abbildung 5.8 zeigt das Prinzip und ein Beispielbild eines PtC-Steges. Insgesamt werden sieben Stege hergestellt auf Basis von FEBID mit Blendenströmen von 43 pA, 340 pA und 2,7 nA und auf Basis von FIBID mit Blendenströmen von 9 pA, 46 pA, 90 pA und 260 pA.

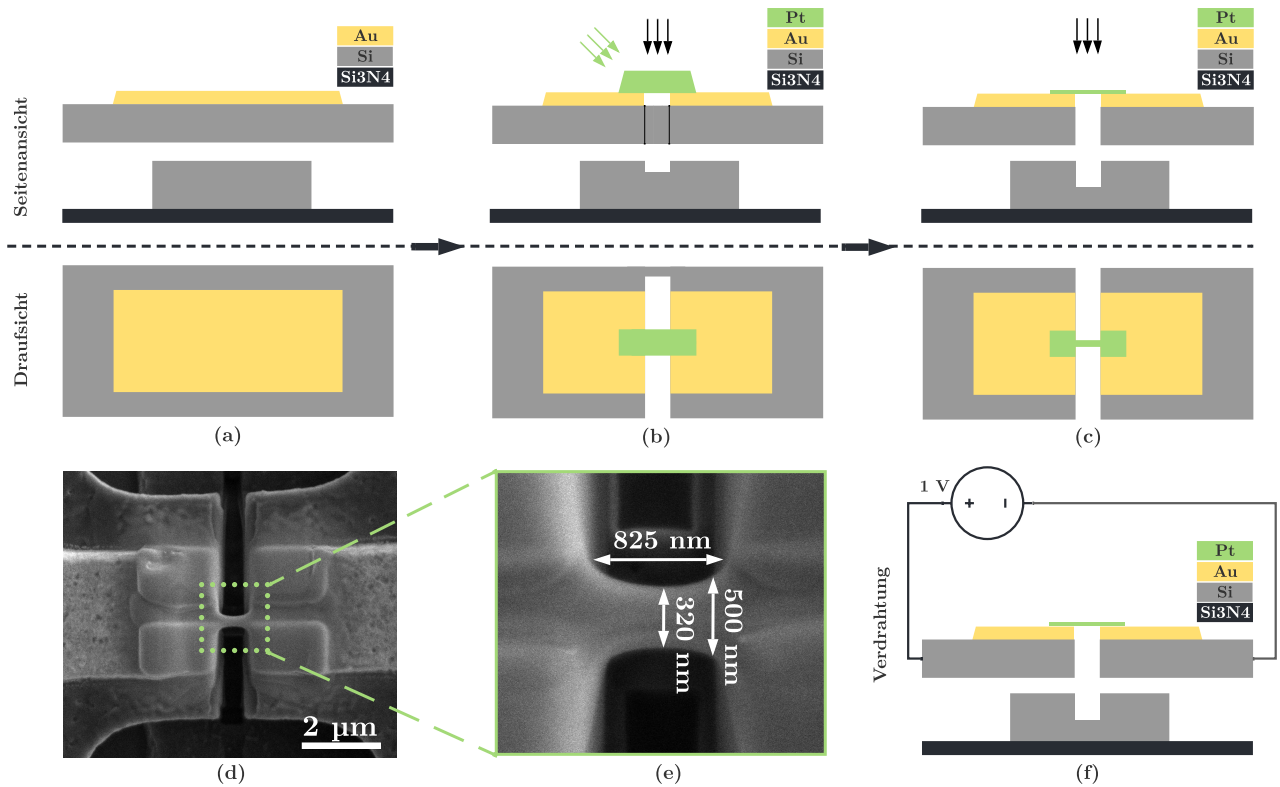


Abbildung 5.8: Probenvorbereitung für die Vermessung des Materialwiderstands der PtC-Stege. Oben: Prinzip der Herstellung: (a) Ausgangszustand einer freistehenden PolySi-Struktur mit Gold-Pad, (b) FIB-Schnitt der PolySi-Struktur und anschließende Abscheidung eines PtC-Pads, (c) Strukturierung des PtC-Pads und anschließend finale Trennung der PolySi-Struktur. Unten: (d) REM-Aufnahme des finalen PtC-Steges, (e) Detailaufnahme mit geometrischen Abmessungen und (f) Verdrahtung der Probe [18].

Analyse: Mit Hilfe einer SMU wird eine elektrische Spannung von 1 V an den PtC-Stegen angelegt (siehe Abbildung 5.8f) und auf dieser Basis der Widerstand gemessen. Der resultierende Widerstand der PtC-Stege wird durch Abzug des Widerstandes der Zuleitungen, der vor Herstellung der Stege ermittelt wird, berechnet. Anhand der Widerstandsmessung kann anschließend über die geometrischen Parameter der spezifische Widerstand berechnet werden gemäß

$$\rho_{PtC} = (R_{gesamt} - R_Z) \frac{A_{PtC}}{l_{PtC}} \quad (5.2)$$

mit dem spezifischen Widerstand ρ_{PtC} , dem Gesamtwiderstand R_{gesamt} , dem Widerstand der Zuleitung R_Z sowie der Querschnittsfläche A_{PtC} und der Länge l_{PtC} des PtC-Nanosteges.

Ergebnisse: Aus der Messung der spezifischen Widerstände resultieren bei Variation der Blendenströme und verwendetem Strahl (FEB oder FIB) unterschiedliche Werte [18]. Tabelle 5.2 zeigt die geometrischen Daten sowie den ursprünglichen Widerstand gemäß den Zuleitungen. Die weiteren Messergebnisse für den spezifischen Widerstand des PtCs ergeben sich aus dem Gesamtwiderstand abzüglich des Widerstandes der Zuleitungen und der geometrischen Daten

der Stege.

Tabelle 5.2: Messwerte zur Geometrie der Nano-Stege, dem Gesamtwiderstand, dem Widerstand der Zuleitungen und dem daraus berechneten spezifischen Widerstand des PtCs (nach [18]).

Strom/ Beam	R_Z [Ω]	R_{gesamt} [Ω]	Länge [nm]	Breite [nm]	Dicke [nm]	ρ_{PtC} [$\Omega \mu\text{m}$]
9 pA IB	2547	2847	292	400	380	156.61
46 pA IB	937	1090	390	557	480	104.93
90 pA IB	667	785	440	570	516	78.86
260 pA IB	454	555	607	650	370	40.15
43 pA EB	1700	2962	428	330	525	510.69
340 pA EB	743	3273	543	370	607	1042.57
2,7 nA EB	1192	3433	393	400	680	1551.02

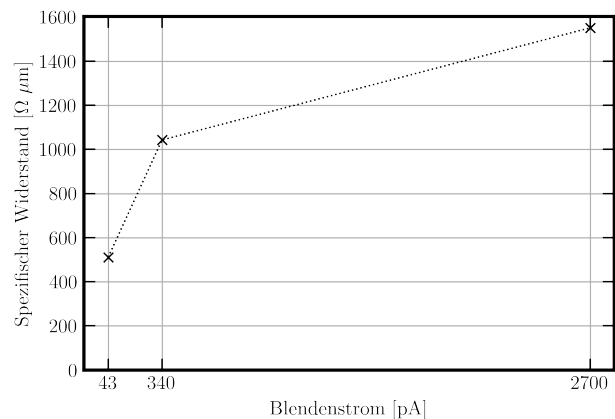
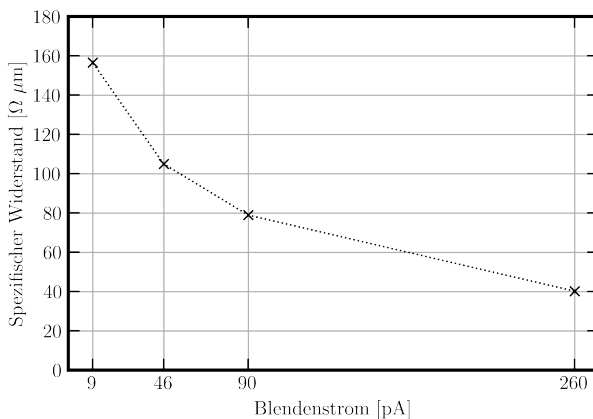


Abbildung 5.9: Vergleich der Widerstandsmessung von PtC-Nanostegen durch FIBID mit Blendenströmen von 9 pA, 46 pA, 90 pA und 260 pA (links) und FEBID mit 43 pA, 340 pA und 2.7 nA (rechts) [18].

Entsprechend Abbildung 5.9 ist beim FIBID-PtC eine Abnahme des Widerstandes mit steigendem Blendenstrom zu erkennen. So zeigt das 9 pA-PtC einen spezifischen Widerstand ρ_{ptc} von $156,61 \Omega \mu\text{m}$ ($\equiv \Omega \text{mm}^2/\text{m}$), das 46 pA-PtC von $104,93 \Omega \mu\text{m}$, das 90 pA-PtC von $78,86 \Omega \mu\text{m}$ sowie das 260 pA-PtC von $40,15 \Omega \mu\text{m}$. In den bisherigen Untersuchungen korreliert also der spezifische Widerstand bzw. die Leitfähigkeit mit dem Anteil, der Partikelgröße und der Partikelverteilung von Pt im PtC-Gefüge. Die Messungen zu den FEBID-Steigen zeigen interessanterweise ein umgekehrtes Verhalten des spezifischen Widerstandes. D.h. bei Zunahme des Blendenstroms steigt auch der spezifische Widerstand des PtC an. So zeigt das 43 pA-PtC

einen spezifischen Widerstand ρ_{PtC} von $510,69 \Omega \mu\text{m}$, das 340 pA-PtC von $1042,57 \Omega \mu\text{m}$ sowie das 2,7 nA-PtC von $1551,02 \Omega \mu\text{m}$. Da nach der EDX-Analyse der Platinanteil im Gefüge bei unterschiedlichen Elektronenströmen ähnlich ist, lässt sich dies entsprechend einer weiteren TEM-Analyse (siehe Abbildung 5.10) auf die Größe und Verteilung der Pt-Partikel zurückführen: Die HRTEM-Bilder zeigen eine zunehmende Größe und geringere Verteilungsdichte der Pt-Partikel bei höheren Strömen des FEBs, was wiederum zu einer Zunahme des spezifischen Widerstands führt. D.h. die Größe und Verteilung der Pt-Partikel im Gefüge haben einen wesentlichen Einfluss auf die Leitfähigkeit von PtC. In Bezug auf den Vergleich zwischen FEBID und FIBID muss der deutliche Unterschied im spezifischen Widerstand durch alle Merkmale (atomarer Anteil, Größe und Verteilung sowie Abstände zwischen den Pt-Partikeln) entsprechend der TEM- und EDX-Analyse erklärt werden. An dieser Stelle sei erwähnt, dass auch die FEBID-Stege einen erhöhten metallischen Anteil aufweisen, da durch die Strukturierung mittels Ionenstrahl Galliumionen implantiert worden sind. Im Vergleich zu anderen Literaturwerten müssen die Resultate daher unter Berücksichtigung dieses Herstellungsprozesses eingeordnet werden.

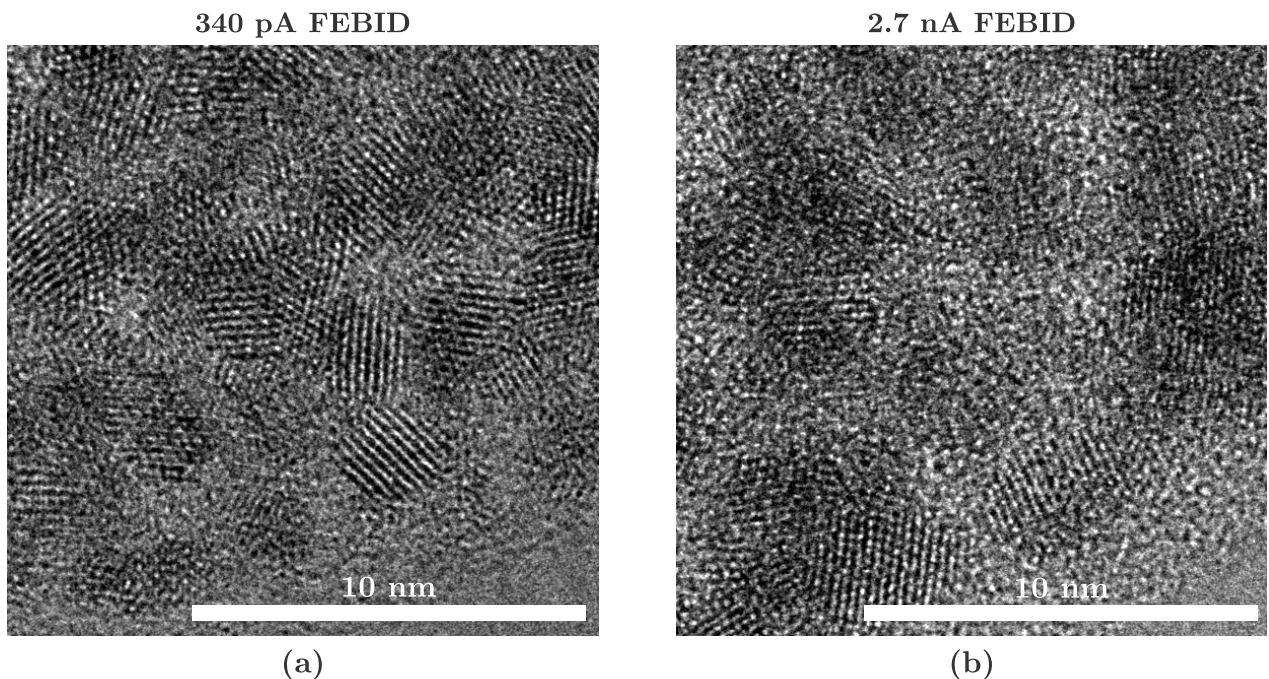


Abbildung 5.10: Vergleich der Gefügestruktur von (a) 340 pA und (b) 2,7 nA FEBID PtC. Die HRTEM-Bilder zeigen jeweils einen Ausschnitt der Spitzenränder. Die 340 pA PtC-Spitze zeigt kleinere Körner und eine größere Dichte der Partikel, als die 2,7 nA PtC-Spitze mit größeren DLC Bereichen zwischen den Partikeln [18].

5.3.2 Rastertunnelmikroskopie

Entsprechend Kapitel 2.3.2 lassen sich mit einem RTM die atomaren Strukturen einer Oberfläche abbilden. Im Gegensatz zum Sensor sind beide Tunnelelektroden fixiert. D.h. eine der Elektroden wird über Piezoaktoren in die x-, y- und z- Richtung bewegt, um den Abstand zur Probe zu

regeln und diese abzurastern. Auf diese Weise wird zeilenweise eine Abbildung der Probe erzeugt. Im Zuge dieser Untersuchung wird das Tunnelmikroskop NainoSTM der Firma Nanosurf [132] verwendet. Dieses Gerät zielt auf eine vereinfachte Handhabung unter atmosphärischen Bedingungen ab. Die Vermessung bzw. Abbildung einer HOPG-Probe erlaubt durch die günstige Anordnung der Atome reproduzierbare Referenzmessungen und stellt ein sinnvolles Instrument für die Überprüfung der Tunneltauglichkeit von Elektroden spitzen dar.

Zielsetzung: Durch das RTM können die PtC-Elektroden gezielt auf ihre Tunneltauglichkeit überprüft werden. Die PtC-Elektroden sind fixiert, sodass die Gefahr von Snap-in-Effekten ausgeschlossen werden kann. Im Gegensatz zur Anwendung direkt im Sensor besteht folglich zunächst eine weitestgehende Unabhängigkeit von der gewählten Tunnelspannung und der aktiven Fläche der Elektroden spitze hinsichtlich anziehender Kräfte. Dadurch können unabhängig von den Begrenzungen durch die Geometrie konkrete Erkenntnisse zum elektronischen Charakter hinsichtlich der Tunneltauglichkeit gewonnen werden. Das Ziel der Analyse ist zum einen die Abbildung der HOPG-Probe und zum anderen die Messung der Bandlücke. Die Abbildung der Probe kann nur bei Überwindung der Bandlücke bzw. der Dicke der Randschicht realisiert werden. Dafür muss eine Mindestspannung an den Tunnelelektroden gewählt werden. Die Bandlücke lässt sich über die Rastertunnelspektroskopie (RTS) messen. In diesem Fall wird die Elektrode so nahe an die HOPG-Probe herangefahren, bis der Tunneleffekt auftritt. Anschließend wird die Tunnelspannung über einen definierten Bereich variiert. Die resultierende I/U-Kennlinie zeigt den Spannungsbereich, in dem der Tunnelstrom zum Erliegen kommt. Dieser Bereich markiert die Bandlücke des PtC-Verbunds im Randbereich der Elektroden spitze. Durch die Wahl einer ausreichenden Tunnelspannung kann im Anschluss die HOPG-Probe abgebildet werden. Dies dient als besonders aussagekräftige Referenz für die Tunneltauglichkeit der Elektroden spitze, da die Abbildung der atomaren Struktur nur über einen auftretenden Tunneleffekt möglich ist. Ziel der Analyse ist ein Vergleich der Messwerte auf Basis von Elektroden spitzen, die durch die Wahl verschiedener Parameter von Elektronen- sowie Ionenstrahl hergestellt wurden.

Probenvorbereitung: Im NainoSTM werden vorzugsweise Platin-Iridium (PtIr)-Elektroden verwendet, da diese keiner nennenswerten Oxidation unterliegen. In hochtechnisierten Geräten kommen normalerweise elektrochemisch geätzte Wolfram-Spitzen zum Einsatz, welche Spitzenradien von nur wenigen nm aufweisen. Aufgrund der starken Oxidation können diese aber nur in einer Hochvakuum-Umgebung eingesetzt werden. Aufgrund der Sprödigkeit des PtIr-Materials können die Elektroden durch ein Draht-Reiß-Verfahren hergestellt werden. Im Anschluss werden die PtC-Elektroden mit dem FIB/FEB und GIS auf der PtIr-Drahtspitze abgeschieden. Abbildung 5.11 zeigt das Prinzip der Probenvorbereitung sowie exemplarisch eine PtC-Elektrode auf einer PtIr-Drahtspitze im Detail. Entsprechend der HRTEM-Analyse werden drei PtC-Spitzen mittels FEB (340 pA) und FIB (9 pA und 260 pA) hergestellt.

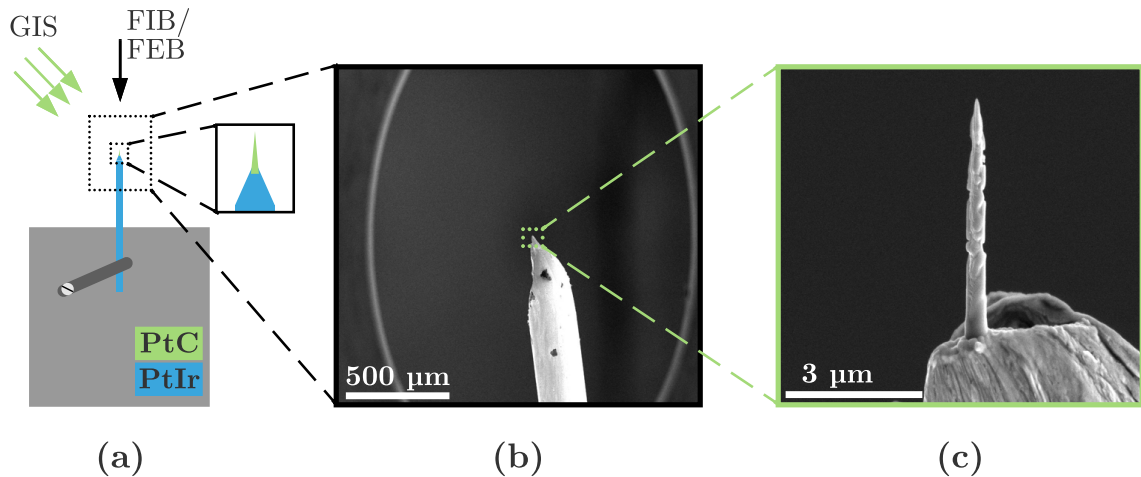


Abbildung 5.11: Probenvorbereitung für die Vermessung der PtC-Elektroden mittels Rastertunnelmikroskopie. (a) Prinzip der Probenvorbereitung mit Elektronen- und Ionenstrahl sowie GIS und im Detail die PtC-Elektrode auf der PtIr-Drahtspitze. Der PtIr-Draht ist an einem Probenhalter eingespannt. (b) REM-Aufnahme des PtIr-Drahtes. (c) Detailbild der PtC-Spitze auf dem „abgerissenen“ PtIr-Drahtende [18].

Analyse: Im RTM wird zum einen die HOPG-Probe positioniert und zum anderen der PtIr-Draht eingespannt. Nach Grobannäherung durch Sichtprüfung wird die Elektrode mit Hilfe eines „stick-slip“-Aktors automatisiert an die Probe angenähert, bis der Tunneleffekt auftritt. Für die Messung der Bandlücke bzw. einer geeigneten Tunnelspannung wird nun die Tunnelspektroskopie durchgeführt. Die Abbildung der Probe durch einen Rasterprozess dient im Anschluss dem weiteren Nachweis des auftretenden Tunneleffekts.

Ergebnisse: Die Untersuchung mit dem RTM zeigt deutliche Unterschiede in der notwendigen Tunnelspannung für die untersuchten PtC-Elektroden aufgrund unterschiedlicher Bandlücken des PtC-Verbunds bzw. Randschichtdicken des DLC [18]. Wie aus bisherigen Untersuchungen zu erwarten, zeigen Spitzen auf Basis hoher Ionenströme deutlich niedrigere Bandlücken. Abbildung 5.12 zeigt die Ergebnisse im Detail für drei Elektrodenspitzen aus den unterschiedlichen Strahlparametern. Zum einen wird die Bandlücke durch die Tunnelspektroskopie sichtbar, zum anderen zeigt die Abbildung der HOPG-Probe die Qualität des Tunnelstroms auf Basis der Elektrodenbeschaffenheit. Die Charakteristik der I/U-Kennlinie (Strom/Spannung) und die daraus angenäherte Polynomfunktion dritten Grades zeigt das typische nicht-lineare Verhalten eines Halbleiters. Der Grund hierfür ist eine Leitfähigkeit von null im Bereich des Fermi-Niveaus. Die Dotierung des Halbleiters kann die Bandlücke verringern und damit die Zustandsdichten auf dem Fermi-Niveau verändern. Des Weiteren zeigen Pavlov et al. [133] eine Linearisierung der I/U-Charakteristik und Verringerung der Bandlücke durch Verkürzung der Tunnelstrecke. Beide Eigenschaften werden durch die Nutzung des FIB und Erhöhung des Blendenstroms erreicht. Die RTS-Messungen aus Abbildung 5.12a-c zeigen daher einen zunehmenden metallischen Tunnelverhalten bei steigendem Blendenstrom, da die Bandlücke aus folgenden Gründen mehr

und mehr abnimmt:

- Zunahme des metallischen Anteils, entsprechend der EDX-Analyse (Abbildung 5.7)
- Abnahme der Abstände zwischen den metallischen Partikeln in der Gefügestruktur, entsprechend dem sinkenden spezifischen Widerstand (Abbildung 5.9) sowie der HRTEM-Analyse aus Kapitel 5.2.1 und Abbildung 5.10

Daher sinkt der Gesamtabstand der Pt-Partikel, DLC-Schichten, Vakuumpalt und der HOPG-Oberfläche bei Verwendung eines höheren Blendenstroms. Ein höherer Blendenstrom führt also zu einer größeren Tunneltauglichkeit. Dies wird zudem bestätigt durch den differentiellen Tunnelleitwert der FEB- und FIB-Nanospitzen (siehe Einschübe in Abbildung 5.12a-c). Die I/U-Messungen sind aufgrund der räumlichen Ausdehnung der Nanospitze und der unregelmäßigen Verteilung verrauscht. Daher wurden die Ableitungen der I/U-Kennlinie durch einen Savitzky-Golay Filter (Filterfenster = 11, Polynomgrad = 3) geglättet. Der Verlauf des abgeleiteten Tunnelleitwerts in den Abbildungen 5.12a-c bestätigt die Charakteristik des Halbleiterverhaltens und Verkürzung der Bandlücke bei Verwendung des FIB und Vergrößerung des Blendenstroms. Die Bandlücke der 340 pA FEB-Spitze liegt bei einem Spannungsbereich von ± 1 V. Unter Verwendung der 9 pA FIB Elektrode reduziert sich die Bandlücke auf einen Bereich von -0,45 bis 0,75 V. Durch weitere Vergrößerung des Blendenstroms auf 260 pA, ergibt sich ein deutliche Abnahme der Bandlücke auf einen Bereich von -0,09 bis +0,2 V. An dieser Stelle sei außerdem angemerkt, dass die Barrierenhöhe unbekannt ist, da der tatsächliche Abstand der Tunnelelektroden nicht bestimmt wurde. Nach Olesen et al. [134] kann die Barrierenhöhe allerdings als Funktion der Variation des Tunnelstroms, der Tunnelspannung und des Abstandes identifiziert werden. Für die Umsetzung der Sensorstrukturen, ist es von großer Bedeutung möglichst geringe Tunnelspannungen aufgrund der anziehenden Kräfte zu ermöglichen. Diese Messungen zeigen die Begrenzung der Tunnelspannung je nach verwendeter Technologie (FIB/FEB) und Blendenstrom. Außerdem kann die Empfindlichkeit anhand der Amplitude des Stroms bei der Tunnelspektroskopie direkt abgelesen werden. Die Werte der Elektrodenspitzen aus (a) und (b) liegen trotz hoher Tunnelspannung unterhalb von 1 nA. Dies deutet auf eine höhere Tunneldistanz hin (Gesamtdistanz aus Pt-Partikel, DLC-Schicht, Vakuumpalt und HOPG-Oberfläche). Dagegen zeigt die Stromkurve von (c) Ströme über 1 nA trotz deutlich geringerer Tunnelspannung. Die Empfindlichkeit des Tunnelstroms ist weitaus höher, was auf eine geringere Tunneldistanz hinweist. Im Gegensatz zu niedrigen Blendenströmen oder der Verwendung des Elektronenstrahls lässt sich außerdem die atomare Struktur der Probe mit den 260 pA FIB-Spitzen und kleiner Tunnelspannung (500mV) abbilden. Dies ist eine elementare Erkenntnis für die Anwendung der PtC-Elektroden in der Sensorstruktur und bestätigt die Erwartungen aus den vorherigen Analysen (TEM, EDX und Widerstandsmessung).

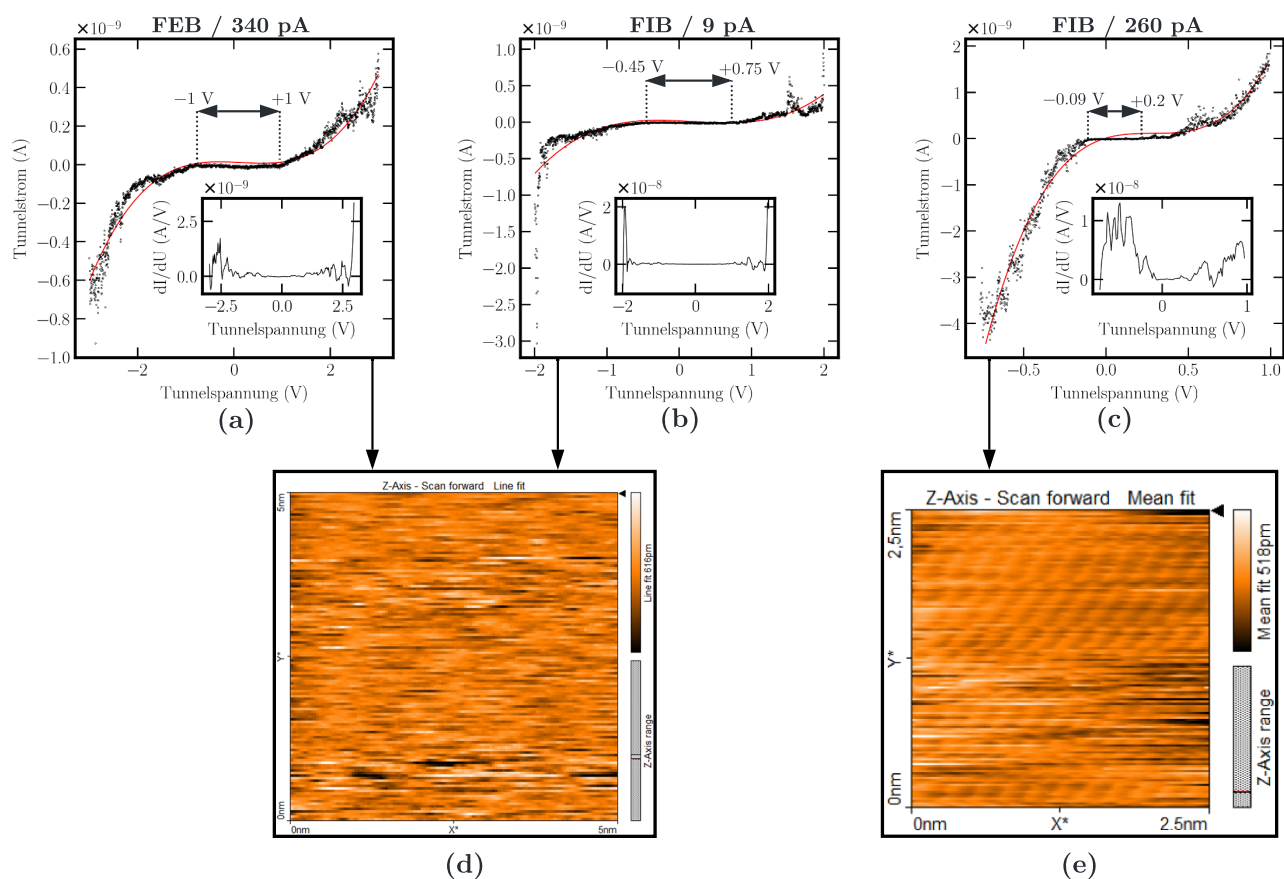


Abbildung 5.12: Ergebnisse aus den Messungen mittels Rastertunnelmikroskopie und -spektroskopie. Oben: Strom-Spannungs-Kurven aus der Tunnelspektroskopie: (a) 340 pA FEB. (b) 9 pA FIB. (c) 260 pA FIB. Unten: (d) Abbildung der HOPG-Probe durch Abrasterung mit der Elektrodenspitze aus (a) und (b). (e) Abbildung der HOPG-Probe durch Abrasterung mit der Elektrodenspitze aus (c) [18].

5.4 Zusammenfassung

Die Untersuchung von PtC mit Hilfe der HRTEM- und EDX-Analyse zeigt wesentliche Unterschiede im Materialgefüge und den Elementanteilen je nach gewählter Technologie und Blendenströmen von FEB und FIB. Die Ermittlung des spezifischen Widerstands und die RTM-Analyse ermöglichen den Vergleich elektronischer Parameter. Die Ergebnisse aus den Untersuchungsmethoden zeigen, welche Parameter des Dualbeams für die Umsetzung des Tunneleffekts in der Sensorstruktur geeignet sind. Nachfolgend werden die wesentlichen Erkenntnisse zusammengefasst:

HRTEM: Die FEBID-PtC-Spitzen zeigen eine homogene Verteilung der Pt-Partikel im Gefüge. Die Abstände zwischen den Partikeln sind durch eine geringere Ausdehnung der Partikel größer als bei den FIBID-PtC-Spitzen. Im Randbereich treten dadurch vermehrt Fehlstellen auf, was sich negativ auf die Tunneltauglichkeit auswirkt. Die FFTs zeigen eine hohe Intensität der Beugungsringe für alle relevanten Kristallebenen. Die FIBID PtC-Spitzen weisen eine homogenere Verteilung der Pt-Partikel mit steigendem Blendenstrom auf. Grundsätzlich sind bei kleinerem Blendenstrom (9 pA) insgesamt größere Partikel zu erkennen, wodurch tendenziell größere Fehlstellen im Gefüge und Randbereich entstehen. Dagegen zeigt die Verteilung kleinerer Partikel mit geringerem Abstand, wie bei der 260 pA-Spitze, eine homogenere Verteilung. Im Vergleich zu den FEBID-Spitzen kann eine Korrelation zwischen der Partikelgröße und der Intensität der Beugungsringe aus der FFT gezeigt werden. Durch den höheren Pt-Anteil der FIBID-Spitzen im Gefüge und der homogenen Verteilung der Pt-Partikel in der 260 pA-Spitze besteht für diese Konfiguration die größte Eignung hinsichtlich des Tunneleffekts

EDX: Die EDX-Analyse bestätigt den größeren Pt-Anteil in den durch die FIBID hergestellten Tunnelspitzen im Vergleich zur FEBID. Außerdem steigt der Pt-Anteil mit größerem Blendenstrom weiter an. Die Variation der Beschleunigungsspannung der Dwell Time zeigt keine signifikanten Unterschiede in den Elementanteilen. Technologiebedingt liegt bei FIBID-PtC durch die Ionenimplantation von Ga⁺ ein 14-20 % höherer Metallanteil im Gefüge vor.

Widerstandsmessung: Der spezifische Widerstand von FIBID-PtC liegt um etwa 2-3 Größenordnungen und von FEBID-PtC um etwa 4 Größenordnungen über dem spezifischen Widerstand von reinem Pt. Die Analyse zeigt, dass der spezifische Widerstand mit Verringerung des Blendenstroms bei der FIBID zunimmt. Mit Blick auf die HRTEM- und EDX-Analyse entspricht dies den Erwartungen. Der grundsätzlich höhere Materialwiderstand von FEBID-PtC wächst allerdings mit steigendem Blendenstrom. Da sich hinsichtlich der Partikelgröße und Verteilung laut HRTEM-Analyse eine zur FIBID gegenläufige Gefügestruktur ergibt, bestätigt dies erneut die These für einen niedrigen Widerstand bei einer möglichst homogenen Verteilung kleiner Pt-Partikel mit geringem Abstand. Grund hierfür ist der Leitungsmechanismus metallorganischer Materialien entsprechend intrinsischem Tunneln.

RTM: Die RTM-Analyse stellt den ersten Nachweis des Tunneleffekts mit PtC-Spitzen dar. Hierfür wird die Abbildung einer HOPG-Probe untersucht. Die atomare Struktur der Graphenschicht konnte dabei nur mit der 260 pA PtC-Spitze realisiert werden. Die Spektroskopiemessungen bzw. die I/U-Kennlinie einer 340 pA FEB-Spitze, einer 9 pA und einer 260 pA FIB-Spitze zeigen große Unterschiede in der Bandlücke und der Empfindlichkeit des Tunnelstroms. Bei größerem Blendenstrom (260 pA) und Verwendung des FIB verringert sich die Bandlücke auf einen Wert von 90 mV bis 200 mV. Im Gegensatz hierzu beträgt die Bandlücke bei der FEB-Spitze etwa ± 1 V.

Zusammenfassend lassen sich folgende Punkte für eine geeignete Konfiguration der PtC-Spitzen festhalten, um den Tunneleffekt zu realisieren:

- Der Platinanteil muss möglichst hoch sein.
- Die Platin-Partikel müssen eine möglichst geringe Größe aufweisen.
- Die Verteilung der Partikel muss eine hohe Dichte aufweisen, denn große Partikel führen zu größeren Abständen und damit höherem Materialwiderstand. Bei einem ähnlichen Platinanteil, laut EDX-Analyse, weist das PtC mit geringeren Partikelgrößen, laut HRTEM-Analyse, auch einen geringen Materialwiderstand auf.
- Für die Herstellung geeigneter PtC-Elektroden ergeben die Analysen folgende zwei wesentliche Empfehlungen:
 - Die Verwendung von FIBID anstatt FEBID.
 - Der Einsatz möglichst hoher Blendenströme (260 pA) für die FIBID.

Kapitel 6

Messtechnische Charakterisierung

6.1 Einleitung

Die Erprobung und Charakterisierung des miniaturisierten Beschleunigungssensors mit integrierten Tunnelelektroden erfolgt auf Basis eines Versuchsaufbaus in der Vakuumkammer des Dualbeams. Die hohe Sensitivität des Tunneleffekts erfordert die Evakuierung der Sensorumgebung, um die Elektroden vor Fremdpartikeln zu schützen. Außerdem können Vibrationen und Temperaturunterschiede zu einer Störung des Tunnelsensors führen und müssen soweit wie möglich reduziert werden. Da die Vakuumkammer des Helios diese Anforderungen vereint, wird der Sensor unmittelbar nach Herstellung innerhalb der Kammer vermessen. Durch geeignete Kabeldurchführungen der Kammer kann die Kontaktierung mittels SMU realisiert werden. Die Charakterisierung des Sensorprototypen dient zum einen dem Nachweis des Tunneleffekts als Grundlage für die gesamte Sensorfunktionalität. Zum Anderen lässt sich auf diese Weise das Verhalten bei Einwirkung von externen Kräften simulieren sowie die Sensorstabilität und das Sensorrauschen empirisch ermitteln. Der messtechnischen Charakterisierung geht eine Reihe theoretischer Überlegungen, materialtechnischer Analysen sowie eine Erprobung der Herstellungsmethoden voraus, die in diesem Kapitel in der Vermessung des Sensorprototypen münden. Die Untersuchung erfolgt jeweils an Modell 1 und Modell 2, welche maßgeblich aus dem Federsteg, der seismischen Masse, den elektrostatischen Aktoren sowie der Tunnelstrecke bestehen. Inhalte aus diesem Kapitel wurden teilweise vorab in *MDPI Sensors* [16] und *MDPI Applied Sciences* [17] veröffentlicht.

6.2 Versuchsaufbau

Die Charakterisierung des Tunnelbeschleunigungssensors erfolgt im Wesentlichen durch hochpräzise SMUs der Firma Keithley. Die Sensorstruktur wird direkt in der Vakuumkammer des Dualbeams vermessen. Die eigentliche Charakterisierung erfolgt über automatische Messalgorithmen, die auf den SMUs ausgeführt werden.

6.2.1 Hardware

Der Testaufbau der Hardware besteht aus den SMUs, der Vakuumkammer des Helios, der Verkabelung über eine Schaltungsbox, dem Breakoutboard sowie dem gebondeten MEMS-Chip. Abbildung 6.1 zeigt den Testaufbau, das Prinzip der Verdrahtung und die Einrichtung der Leiterplatte mit MEMS-Chip in der Vakuumkammer im Detail. Da die Messungen unter atmosphärischen Bedingungen zur Verunreinigung der Spitzen führen, wird der gesamte Aufbau – außer der Messtechnik – in der Vakuumkammer realisiert. Alle im Folgenden gezeigten Messungen basieren auf diesem Prinzip. Das Helios verfügt ab Werk über eine Kabeldurchführung an der Vakuumkammer (Abbildung 6.1a). Diese erlaubt die Verbindung der Messapparatur über einen 24-poligen Hirosestecker. Der Anschluss der SMUs erfolgt über Koaxialkabel mit BNC-Steckern. Für die Verbindung des mehrpoligen Kabels und der Koaxialkabel dient eine Adapterbox (nicht dargestellt). Um EMV-Störungen (elektromagnetische Verträglichkeit) auf der Verkabelung weitestgehend zu verhindern, wird hierfür eine Aluminiumbox verwendet. Des Weiteren dient die Adapterbox zur flexiblen Verschaltung der SMU-Kanäle und Trennung der Helios-Elektronik von der Messeinrichtung. Die gesamte Sensorstruktur bzw. der MEMS-Chip ist während der Bearbeitung auf der Stage des Helios kurzgeschlossen. Für die Vermessung wird diese Verbindung aufgehoben und die Komponenten der Sensorstruktur über die Adapterbox den Kanälen der SMUs zugewiesen. Innerhalb der Kammer erfolgt die Anbindung der Leiterplatte über ZIF-Flachbandkabel, sowie Teflonkabel für die Verbindung bis zur Kammerdurchführung. Teflon eignet sich, neben speziellen Lackdrähten, für die Verwendung in einer Vakuumumgebung, da die Ausgasung gering ausfällt. Eine besondere Herausforderung liegt in der Installation der Kabel, sodass bei der Bearbeitung der Sensorstruktur eine freie Kabelführung gewährleistet ist und mechanische Zugspannungen verhindert werden. Die Anforderungen definieren sich durch Drehung der Stage um $\pm 90^\circ$ und Verkippung um $+60^\circ/-10^\circ$. Entsprechend Kapitel 4.3 sind die ZIF-Buchsen über die Leiterbahnen der LP mit den Bondpads des MEMS-Chips verbunden. Zur Vermessung und Charakterisierung des Sensors wird der MEMS-Chip an die zweikanalige SMU Keithley 2614b und die einkanalige SMU Keithley 2450 angeschlossen, wie in Abbildung 6.1c,g dargestellt. Der MEMS-Chip wurde zuvor mit einem Wire Bonder G5 Single (F&K Delvotec) auf eine LP gebondet (Abbildung 6.1d). Kanal 1 der SMU 2614b betreibt den elektrostatischen Aktor, um die Tunnelspitze an der beweglichen PolySi-Struktur der festen Gegenelektrode anzunähern und im Anschluss Selbsttests durchzuführen. An Kanal 2 wird eine Tunnelspannung im Bereich von 100 mV bis 1 V angelegt und der auftretende Tunnelstrom bei finalen Abständen der Spitze von wenigen nm gemessen. Die zweite, einkanalige SMU (Keithley 2450) dient dem Betrieb des zweiten elektrostatischen Aktors und ebenfalls zur Durchführung von Selbsttests. Abbildung 6.1e zeigt die PolySi-Struktur mit dem Aktor in der Draufsicht und Abbildung 6.1f eine Nahaufnahme der finalen PtC-Spitze in der Seitenansicht.

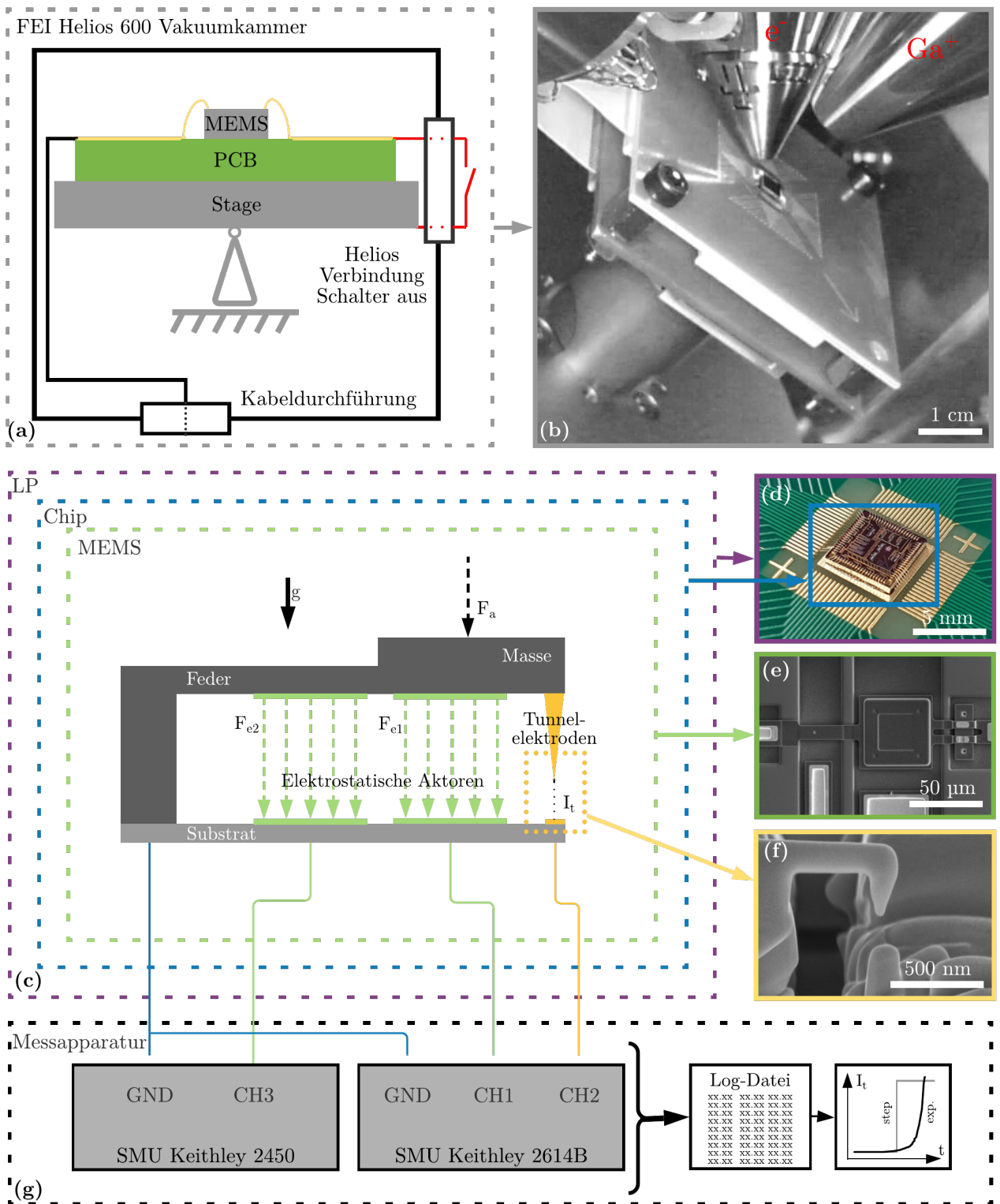


Abbildung 6.1: Übersicht zum Versuchsaufbau mit (a)/(b) dem Aufbau innerhalb der Vakuummkammer, (c) dem Prinzip des Sensors, (d) dem MEMS-Chip auf der Leiterplatte, (e) der REM-Aufnahme der Sensorstruktur, (f) der REM-Detailaufnahme der Tunnelelektroden und (g) dem Prinzip der Verdrahtung durch die SMUs (Ground (GND), Channel (CH)) sowie dem Prinzip zur Auswertung der Messwerte (nach [16, 17]).

6.2.2 Software

Die Charakterisierung des Sensors erfolgt durch automatisierte Messalgorithmen mit der Programmiersprache Lua¹. Diese werden auf den SMUs ausgeführt. Die Messalgorithmen sehen zum einen die Steuerung der SMU und zum anderen die parallele Speicherung der Messdaten für die anschließende Auswertung vor. Abbildung 6.2 zeigt das Grundgerüst eines Messablaufes. Die Messfunktion wird je nach zu untersuchender Sensoreigenschaft angepasst. Alle Messabläufe haben eine Initialisierung der Kanäle gemein. Die Messfunktion wird in Form einer Schleife ständig neu aufgerufen und führt in Abhängigkeit von Schwellwerten gezielt Aufgaben (wie bspw. Erhöhung/Verringerung/Halten der Aktorspannung) an der SMU aus. Die Messabläufe gliedern sich in folgende Funktionen:

- Nachweis des Tunneleffekts → Exponentieller Charakter des Tunneleffekts und Abhängigkeit von den Abscheideparametern
- Mehrfache Anregung bis zur Überschreitung eines Tunnelstrom-Schwellwertes → Selbsttestaktion für äquivalente Beschleunigungseinwirkung
- Halten des Sensorbetriebspunktes → Stabilität bzw. Drift des Sensorsignals
- Anregung bis zu ohmschem Kontakt der Elektroden → Messbereich
- Halten des Tunnelstroms in verschiedenen Abständen → Rauschabhängigkeit des Tunnelabstandes und Auflösungsvermögen
- Variation der Tunnelspannung → Spannungsabhängigkeit des Tunneleffekts

¹<https://www.lua.org/home.html>

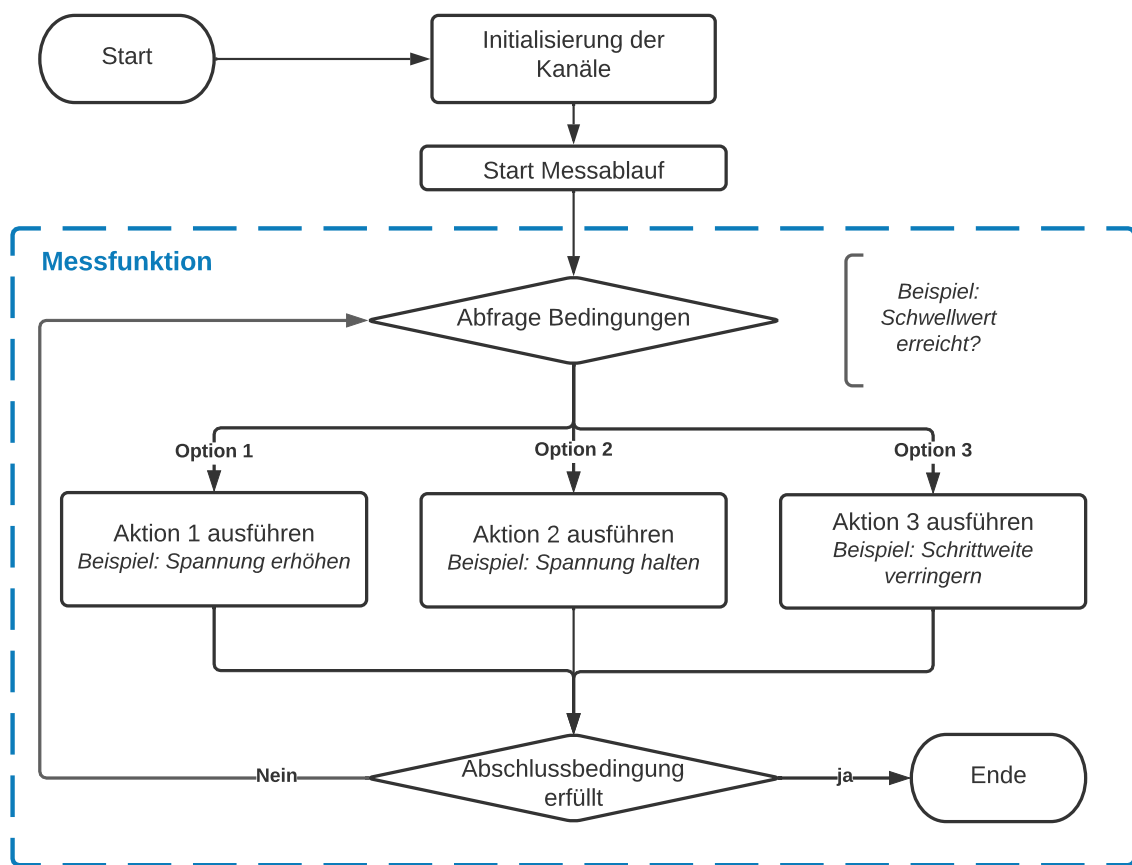


Abbildung 6.2: Grundgerüst eines Messablaufes mit Initialisierung und beispielhafter Messfunktion.

6.3 Messungen

6.3.1 Applikation hergestellter Tunnelelektroden

Die Untersuchungen mit Hilfe von TEM, EDX und RTM für die Materialeignung der Tunnelelektroden, zeigen die Unterschiede je PtC-Gefüge bei Variation der Abscheideparameter von FEB und FIB. Letztlich muss anhand der Integration der geeigneten Elektrodenspitzen in ein MEMS der Tunneleffekt gezeigt werden. Hierfür werden die Elektroden durch FEBID, FIBID und Strukturierung der Goldschicht in eine PolySi-Struktur integriert (siehe Abbildung 6.1) und anschließend durch einen elektrostatischen Aktor auf die Tunneldistanz von wenigen nm angenähert. Die Herstellungsmethoden der jeweiligen Tunnelelektroden werden in Kapitel 4.4 diskutiert. Diese Überprüfung ist unabhängig von dem beschleunigungssensitiven Charakter der Struktur und soll ausschließlich die Funktionalität des Tunneleffekts in Abhängigkeit von den FEB/ FIB-Fertigungsparametern zeigen. Die Messung der Beschleunigung und Charakterisierung der Sensorstruktur ist abhängig von den mechanischen Eigenschaften und erfolgt später. Die Annäherung der Spitzen erfolgt durch mehrere kleine Spannungsschritte (1-5 mV) am elektrostatischen Aktor. Der Messpunkt für jeden Spannungsschritt auf Kanal 1 und der Tunnelstrom auf Kanal 2 werden durch die SMU Keithley 2614b in einer Log-Datei gespeichert. Anschließend wird die Log-Datei ausgewertet, um den Verlauf der Strommessung zwischen den Tunnelelektroden darzustellen. Sobald der Strom ansteigt, zeigt der Verlauf einen exponentiellen Charakter für den Tunnelstrom oder einen Sprung im Sinne eines ohmschen Kontakts, der auf einen Snap-in der Elektroden hinweist. Alle Messungen werden direkt in der Kammer des Helios unter Hochvakuumbedingungen durchgeführt, um eine Verschmutzung der Tunnelspitzen zu verhindern und die Umgebungsbedingungen so konstant wie möglich zu halten. Für die Umsetzung des hochsensitiven Tunneleffekts müssen Störquellen weitestgehend vermieden werden.

Elektroden durch PtC-Abscheidung mittels FEBID und FIBID: Entsprechend den Ergebnissen der Materialanalysen werden die 340 pA FEB sowie die 9 pA und 260 pA FIB-Spitzen auf ihre Eignung durch Integration in ein MEMS untersucht. Im Gegensatz zu Kapitel 5.3.2 stehen sich nun zwei PtC-Elektroden gegenüber und eine der Elektroden ist in die frei bewegliche PolySi-Struktur integriert. Die Gegenelektrode ist mit der Zuleitung verankert. Entsprechend Kapitel 4.4 stehen sich die Elektroden zu Beginn in einem Abstand von einigen 10-100 nm gegenüber. Die Annäherung erfolgt durch den elektrostatischen Aktor. Bei Auftreten eines Stromes wird die Distanz der Elektroden weiter verringert, um die exponentielle Charakteristik des Tunnelstroms nachzuweisen.

Eine Vielzahl von Messungen mit PtC-Elektroden auf Basis des Elektronenstrahls zeigt weder einen sprunghaften noch einen exponentiellen Anstieg, sondern vielmehr ein unregelmäßiges Auftreten des Stromsignals bei Kontakt der Elektroden. Entsprechend der Materialanalyse aus vorherigem Kapitel, des großen Anteils an DLC im Gefüge, des höheren Materialwiderstands und insbesondere der fehlenden Pt-Partikel im Randbereich liegt die Vermutung nahe, dass es

bei Annäherung und mechanischem Kontakt der Elektroden zu einem sehr hohen ohmschen Widerstand kommt. Ein großer Vorteil der FEB ist das weitaus höhere Auflösungsvermögen bei Abscheidung diverser Geometrien. So können durch den Elektronenstrahl Spitzen mit Radien weniger nm direkt abgeschieden werden. D.h., dass sich gegenüberstehende Elektroden, die einen finalen Abstand weniger 10 nm aufweisen, direkt abgeschieden werden können. Durch das größere Auflösungsvermögen ist ein gezieltes Abscheiden ohne Zusammenwachsen der Elektroden möglich. Für die Realisierung des Tunneleffekts sind allerdings höhere elektrische Vorspannungen zwischen den Elektroden notwendig. Da diese bei Annäherung zu einem Snap-in führen, ist der Einsatz des Elektronenstrahls für die Herstellung der Tunnelelektroden im Sinne dieser Arbeit untauglich. Auf die Darstellung der Messergebnisse wird daher verzichtet.

Abbildung 6.3 zeigt die Messungen bei wiederholter Annäherung der FIB-Spitzen auf Abstände von wenigen nm. Bei den PtC-Spitzen tritt der Tunneleffekt nur auf, wenn sich mindestens zwei Pt-Partikel im Tunnelabstand von einigen nm gegenüberstehen. Treffen zwei Pt-Partikel aufeinander, kommt es bei linearer Verkürzung des Abstands zu einem exponentiell ansteigenden Stromverlauf (siehe Gleichung 3.14). Entsprechend dem elektrostatischen Verhalten hängt die Auslenkung des Aktors quadratisch von der Erhöhung der Aktorspannung ab. Allerdings ist die notwendige Auslenkung in Bezug auf den Tunnelabstand sehr klein und kann als quasi-linear angenommen werden. Wenn ein Pt-Partikel oder ein amorpher DLC-Bereich auf einen anderen DLC-Bereich trifft, bleibt der Tunneleffekt aus. Je nach Materialwiderstand kann es dann nur bei ohmschem Kontakt zu einem sichtbaren Stromfluss kommen. In diesem Fall steigt der Strom sprunghaft an. Den dargestellten Messungen aus Abbildung 6.3 geht ein Anstieg der Aktorspannung voraus, bis die Tunnelelektroden nur noch wenige nm voneinander entfernt sind. Die Spannungswerte aus Abbildung 6.3a,b weichen aufgrund unterschiedlicher Anfangsabstände der Tunnelspitzen voneinander ab. Die orange Linie in Abbildung 6.3a,b markiert den Schwellwert des Stroms von 100 pA. Nach Erreichen des Schwellwertes, durch einen Tunnel- oder Kontaktstrom, werden die Elektroden durch Absenkung der Aktorspannung voneinander entfernt. Die Tunnelspannung beträgt jeweils 1 V. Abbildung 6.3 zeigt reproduzierbare Kurven des Stroms über der Messzeit bei wiederholter Annäherung und Entfernung der Spitzen. Der Offset der Messungen liegt aufgrund von Leckströmen durch die Verdrahtung, das Messsystem und die Leiterbahnen der Leiterplatte sowie den MEMS-Chip jeweils etwas unter der 0 A Marke. Der Messalgorithmus erhöht die Spannung am elektrostatischen Aktor in 1 bis 5 mV-Schritten, bis der Stromschwellwert erreicht ist. Anschließend wird die Spannung gesenkt, wodurch die Spitzen voneinander entfernt werden. Dieser Vorgang wird mehrfach wiederholt.

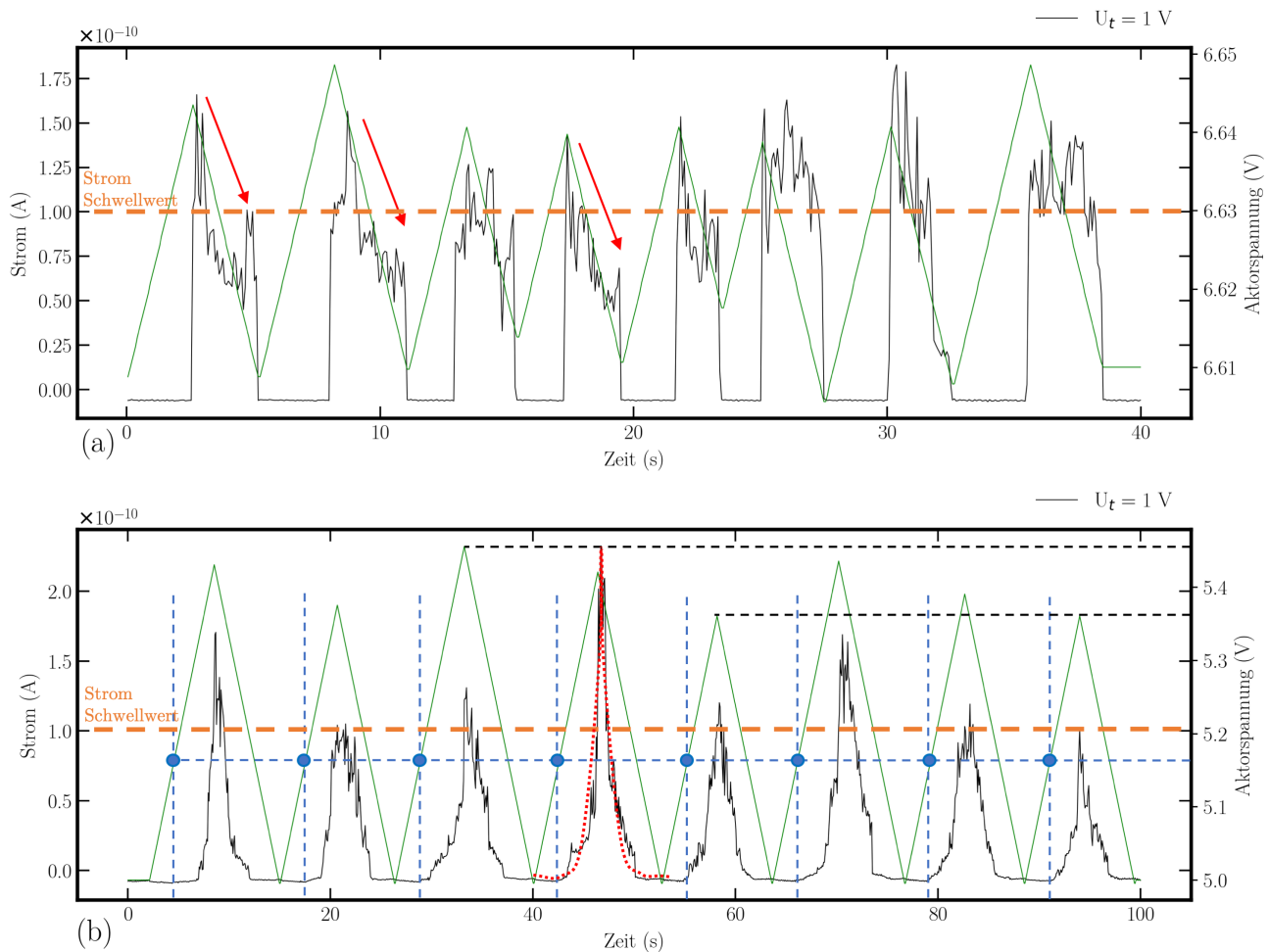


Abbildung 6.3: Anwendung des Tunneleffekts in einem MEMS mit integrierten Elektrodenspitzen mit (a) Messung der 9 pA und (b) der 260 pA FIB-Spitze. Das Prinzip der Aktoranregung wird durch den grünen Verlauf dargestellt. Die orange Linie markiert den Stromschwellewert des Messalgorithmus. Die blauen Punkte markieren die jeweilige Aktorspannung zum Zeitpunkt des Stromanstiegs pro Einzelmessung. Die unterschiedlichen Spannungsbereiche in (a) und (b) sind auf die abweichenden Anfangsabstände der Spitzen zurückzuführen. $U_t =$ Tunnelspannung [17].

Abbildung 6.3a zeigt die Messung bei Annäherung der 9 pA-Spitze. In den meisten Fällen zeigt das Messsignal einen sprunghaften Stromverlauf. Dies deutet auf einen sofortigen ohmschen Kontakt ohne Elektronentunneln hin. Der Tunneleffekt ist nicht sichtbar. Dies ist nur bedingt auf einen Snap-in auf Basis der Spitzenradien zurückzuführen. Die Tunneltauglichkeit dieses Materials ist bei kleinen Tunnelspannungen, wie in Kapitel 5 beschrieben, sehr gering. D.h. der Abstand für das Auftreten des Tunneleffekts muss sehr gering sein oder es muss eine höhere Tunnelspannung angelegt werden. Beides führt zu einem Snap-in der Elektroden. Dementsprechend wird eine elektrische Verbindung nur durch direkten Kontakt der Spitzen hergestellt, welche durch den Leitungsmechanismus in metallorganischen Materialien zu beschreiben ist. Nach einem sprunghaften Anstieg des Stromverlaufs durch mechanischen Kontakt haften die Elektroden anschließend durch die anziehenden Kräfte aneinander. Bei der darauf folgenden Verringerung der Aktorspannung entfernen sich die Elektroden erst bei Überwindung der anzie-

henden Kräfte durch die entgegenwirkende Federkraft des PolySi-Balkens. Dieser Moment ist an dem abrupten Abfall der Stromkurve auf 0 A zu erkennen. Zusätzlich ist der charakteristische, allmählich abnehmende Strom durch die roten Pfeile gekennzeichnet. Dieser lässt sich durch eine abnehmende Anziehungskraft bzw. Verringerung der Kontaktfläche aufgrund des „Auseinanderziehens“ der Spitzen beschreiben. Bei Herstellung von PtC-Spitzen mit großen Spitzenradien treten vergleichbare Messverläufe auf. In diesem Fall führen allerdings die anziehenden Kräfte zum Snap-in-Effekt der Elektroden. D.h. die Elektroden sind bereits aufgrund ihrer Geometrie nicht in der Lage, kontaktlos in die notwendigen Tunnelabstandsbereiche zu gelangen. Abbildung 6.3b zeigt dagegen die charakteristische Messung mit einer 260 pA FIB-Spitze. Bei diesen Spitzen ist eine exponentiell ansteigende Stromkurve bei Annäherung und eine exponentiell abfallende Stromkurve bei Entfernung der Elektroden zu erkennen. Im Vergleich zur 9 pA-Spitze lässt sich zum Teil trotz ausbleibenden mechanischen Kontakts ein höherer Strom messen. Dies bestätigt den grundsätzlich geringeren Materialwiderstand der 260 pA-Spitze. Da ein Snap-in und ein ohmscher Kontakt ausbleiben, lassen sich auf Basis der Messung aus Abbildung 6.3b folgende Eigenschaften für die Realisierung des Tunneleffekts mit PtC-Tunnelspitzen ableiten:

- Geometrische Parameter → Spitzen mit Radien weniger nm (Kapitel 4.4 Tunnelelektroden)
- Materialeigenschaften → Geeignete Verteilung und Größe der Platinpartikel im Gefüge (Kapitel 5.2 Material- und Gefügeanalyse)
- Elektronische Eigenschaften → Geringer Materialwiderstand und Tunneltauglichkeit (Kapitel 5.3.1 Widerstandsbetrachtung und 5.3.2 Rastertunnelmikroskopie)
- Herstellung → Verwendung geeigneter Abscheideparameter und Technologie (Kapitel 4.4 Tunnelelektroden und 5.2 Material- und Gefügeanalyse)

Hinsichtlich des Anstiegs, des Maximums und der Abnahme des Stroms führt die hohe Empfindlichkeit des Tunneleffekts zu leicht unterschiedlichen Kurven, insbesondere in Bezug auf die Aktorspannung bei Überwindung des Schwellwertes für einen Tunnelstrom von 100 pA. Die Punkte, an denen der Tunnelstrom auftritt, sind durch die blauen Markierungen und Linien gekennzeichnet. Zwischen den Einzelmessungen existiert kein signifikanter Unterschied bezüglich des Arbeitspunktes der Aktorspannung. Aufgrund des hohen Eigenwiderstandes können mit PtC-Spitzen keine Tunnelströme von einigen nA bis zu einigen 10 nA erreicht werden, wie es bei der Verwendung metallisch reiner Elektroden in Rastertunnelmikroskopen üblich ist. Wie die Messungen aus Abbildung 6.3 zeigen, liegen die maximalen Ströme bei einer Tunnelspannung von 1 V im Bereich von 100-200 pA, selbst bei einem ohmschen Kontakt.

Elektroden durch Strukturierung der Goldschicht: Im Bezug auf Herstellungsvariante 4 entsprechend Kapitel 4.4.5 wird das durch den Foundry Service abgeschiedene Gold-Pad mit dem Ionenstrahl strukturiert. Die Verwendung von Gold als Elektrodenmaterial hat den großen Vorteil rein metallischer Spitzen. Durch den hohen Anteil freier Elektronen bzw. unbesetzter

Elektronenzustände besteht eine hohe Eignung in der Anwendung des Tunneleffekts. Außerdem führt die Verwendung von Gold zu einem sehr geringen Widerstand der Elektroden. Insgesamt kann auf diese Weise der Strombereich (bis zu einigen 10 nA) des Tunneleffekts theoretisch vollständig genutzt werden. Durch die Dicke des Gold-Pads von etwa 500 nm muss ein geeigneter Prozess entsprechend Kapitel 4.4.5 durchgeführt werden, um eine möglichst geringe Elektrodenfläche zu erzeugen. Dies stellt eine große Herausforderung dar, da aufgrund der Pad-Dicke keine senkrecht übereinander stehenden Spitzen strukturiert werden können. D.h. die überlappende Fläche muss so klein wie möglich ausfallen. In der Praxis ist die Herstellung von Elektrodenflächen mit Radien weniger nm durch die vorliegende Goldschicht nicht umsetzbar. Dies führt zu einer erhöhten Gefahr eines Snap-in-Effekts, da dieser maßgeblich von den Elektrodenflächen abhängig ist. Abbildung 6.4 zeigt den Versuch zur Messung des Tunnelstroms bei Annäherung der Goldelektroden. Charakteristisch für diese Messung ist der eindeutig auftretende Snap-in-Effekt der Tunnelelektroden bei einer Aktorspannung von 2.71 V und der sprunghafte Anstieg des Stroms bis zur Strombegrenzung von 10 nA. Die Elektroden haften anschließend durch die anziehenden Kräfte aneinander und lösen sich erst nach Erreichen einer ausreichend hohen rückstellenden Kraft (bei 1.39 V) durch die Feder voneinander. Auch bei weiterer Verringerung der Tunnelspannung zeigt die Struktur das Verhalten eines Snap-in-Effekts. Außerdem tritt ein weitaus höherer Kontaktstrom (min. 10 nA) im Vergleich zu den PtC-Elektroden auf. Dies verdeutlicht erneut das Potential durch metallische Elektroden bzw. die Materialbegrenzung durch das PtC. Ferner bestätigt diese Messung die Notwendigkeit von Spitzen mit Radien weniger nm aufgrund der stark wachsenden anziehenden Kräfte im Bereich des Tunnelabstands.

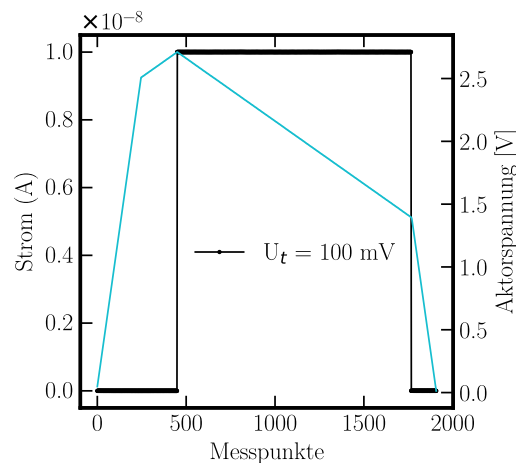


Abbildung 6.4: Applikation und Messung mit Gold-Elektroden. Die schwarze Linie zeigt den Verlauf des Strommesssignals und den sprunghaften Anstieg auf 10 nA (Strombegrenzung). Die blaue Linie stellt den Verlauf der Aktorspannung dar. Der Zusammenhang aus Spannungs- und Stromverlauf zeigt die auftretende Hysterese durch den Snap-in-Effekt bei Annäherung der Gold-Elektroden auf wenige nm.

6.3.2 Nachweis des Tunneleffekts, Messbereich und Empfindlichkeit

Der Nachweis des Tunneleffekts im Sensor erfordert die Beschreibung des Messsignals durch den exponentiellen Verlauf in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand. Der Elektrodenabstand basiert unmittelbar auf der Aktorspannung des elektrostatischen Aktors. Wie beschrieben, ist der absolute Verfahrweg des Aktors im Bereich der Tunnelstrecke sehr klein im Vergleich zur Gesamtauslenkung der Elektroden. Daher kann trotz des quadratischen Verhaltens des elektrostatischen Aktors dieser als linear angenommen werden. Der exponentielle Charakter des Messsignals kann durch die Visualisierung mit logarithmischer Skala und durch Annäherung einer Geraden nachgewiesen werden. Die Sensorempfindlichkeit ergibt sich aus der ersten Ableitung des Sensorsignals. Im Folgenden wird der Tunneleffekt jeweils an Modell 1 und 2 nachgewiesen. Entsprechend der theoretischen Auslegungen wird ein ähnliches Verhalten der Sensorstrukturen in Bezug auf den Messbereich und die Empfindlichkeit erwartet. Da Modell 2 laut der Auslegung deutlich empfindlicher auf die anziehenden Kräfte an den Tunnelelektroden reagiert, muss eine geringere Tunnelspannung gewählt werden, um einen Snap-in-Effekt zu vermeiden. Nachfolgende Ergebnisse beschreiben die initiale Phase zur Untersuchung einer Sensorstruktur, da zu Beginn zum einen die Funktionalität des Tunneleffekts nachgewiesen und zum anderen der Betriebspunkt des Aktors (Anstieg des Tunnelstroms) ermittelt werden muss.

Modell 1: Zunächst wird die Spannung des elektrostatischen Aktors in 100 mV-Schritten erhöht, bis der anfängliche Abstand zwischen den Tunnelelektroden bei 5,20 V weitgehend überwunden ist. Die letzten nm, bis der Tunneleffekt eintritt (bei etwa 5,25-5,27 V) und anschließend ein Tunnelstrom von 121 pA erreicht wird (bei etwa 5,4 V), werden mit einer geringen Schrittgröße von wenigen mV überwunden. Abbildung 6.5 zeigt einen Messbereich von 20 g. Die der Aktorspannung äquivalente Beschleunigung lässt sich aus den Berechnungen für die Durchbiegung der Sensorstruktur bzgl. $\frac{\text{mm}}{\text{g}}$ und $\frac{\text{mm}}{\text{V}}$ ermitteln. In den bereits gezeigten und nachfolgenden Messungen liegen die maximalen Tunnelströme bei einer Tunnelspannung von 1 V im Bereich von 100-200 pA. Die Problematik im Auftreten des Tunneleffekts bzw. dessen Empfindlichkeit liegt im spezifischen Widerstand des Elektrodenmaterials. Die Tunnelstrecke und das Elektrodenmaterial sowie die Sensorstruktur und Zuleitungen bilden einen elektrischen Stromkreis aus mehreren Reihenwiderständen. Da der spezifische Widerstand der Elektroden deutlich höher ist als bei rein metallischen Elektroden, ist auch ein wesentlich niedrigeres effektives Stromsignal zu erwarten (vgl. Kapitel 5.3.1). Die Messungen bestätigen diese Annahme.

Die Unterschiede in den Spitzenwerten bei Messung des Tunnelstroms zeigen eine deutliche Abhängigkeit von der erhöhten Empfindlichkeit des Tunneleffekts durch Verringerung des Tunnelabstands. Der Messbereich des Tunnelstroms kann theoretisch bis zum Auftreten des Snap-in-Effekts vergrößert werden. Da dies allerdings der sensorischen Funktionalität der frei beweglichen Elektrode widerspricht, ist der Messbereich auf 20 g begrenzt. Der Messbereich eines Tunnelbeschleunigungssensors ist also in Bezug auf die Auslenkung zum einen durch die maximale Tunneldistanz und zum anderen durch den minimalen Snap-in-Abstand begrenzt.

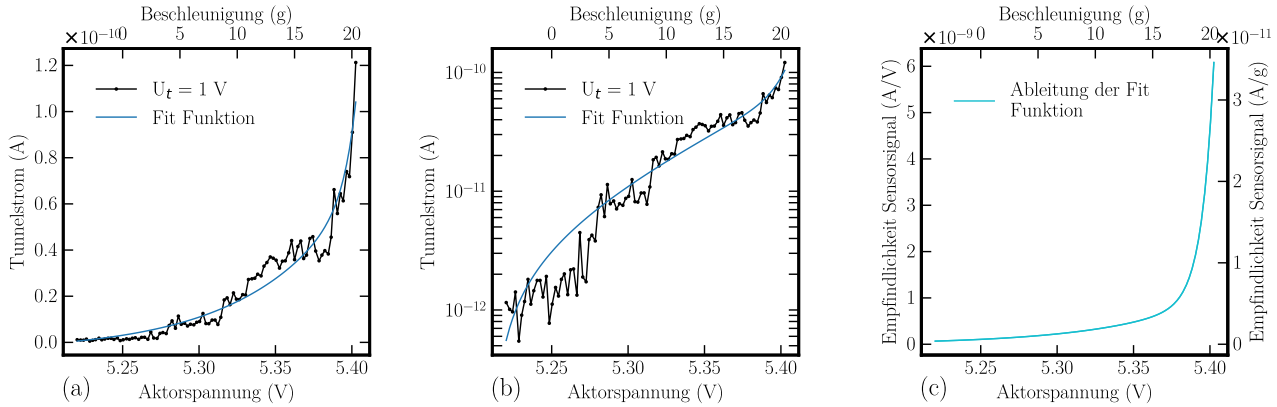


Abbildung 6.5: (a) Überprüfung des Tunneleffekts an Modell 1 mit Fit-Funktion, (b) Visualisierung der Messung und der Fit-Funktion anhand der logarithmischen Skala und (c) abgeleitete Fit-Funktion zur Darstellung der Sensorempfindlichkeit in Bezug auf $\frac{A}{V}$ und $\frac{A}{g}$ [16].

Gemäß Abbildung 6.5a erreicht der Tunnelstrom ein Maximum von 121 pA, entsprechend einer äquivalenten Beschleunigung von etwa 20 g. Um den Verlauf des Messsignals möglichst exakt durch eine Fit-Funktion abzubilden, wird ein doppelt exponentieller Ansatz gewählt:

$$I_{t,fit}(U_e) = a \exp(b U_e) + c \exp(d U_e) + e \quad (6.1)$$

mit den variablen Koeffizienten a , b , c , d und e , der Aktorspannung U_e und den resultierenden Werten für den Tunnelstrom $I_{t,fit}$. Mit der einfachen Exponentialfunktion kann der Verlauf der Messung ebenfalls abgebildet werden, jedoch ergibt sich hier ein größerer Fehler hinsichtlich der Steigung des Tunnelstroms. Da die Fit-Funktion insbesondere der Bestimmung der Empfindlichkeitswerte dient, muss der Fehler weitestgehend reduziert werden.

Abbildung 6.5b zeigt den Nachweis der exponentiellen Abhängigkeit des Tunneleffekts anhand der logarithmischen Skala und der Fit-Funktion. Die Empfindlichkeit des Sensorsignals kann durch die Ableitung der Fit-Funktion bestimmt werden und ist in Abbildung 6.5c dargestellt. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit des Tunneleffekts hängt auch die Empfindlichkeit exponentiell vom Elektrodenabstand ab. Die Empfindlichkeit des Stromsignals in Bezug auf die einwirkende Beschleunigung $\frac{A}{g}$ lässt sich rechnerisch ermitteln. Durch die Messung des Tunnelstroms ergibt sich die Empfindlichkeit pro Aktorspannung $\frac{A}{V}$. Durch die Beziehung von der Aktorspannung zur einwirkenden Beschleunigung und der daraus resultierenden Auslenkung der Elektroden ergibt sich der Zusammenhang mit dem Tunnelstrom. Die Angabe der Empfindlichkeit des Sensorsignals in Bezug auf eine extern einwirkende Beschleunigung ist äquivalent zu der durch die Aktorspannung hervorgerufenen Auslenkung. Da der elektrostatische Aktor eine quadratische Kennlinie besitzt, ist die Empfindlichkeit $\frac{A}{V}$ abhängig vom Anfangsabstand der Elektroden bzw. dem Betriebspunkt des Aktors. Die Empfindlichkeit durch eine einwirkende Beschleunigung $\frac{A}{g}$ bleibt aufgrund der linearen Kennlinie der Feder unabhängig vom Betriebspunkt gleich. Bei einer Aktorspannung von 5,25 V (Sensorbetriebspunkt) und einer entsprechenden Beschleunigung

von 0 g ergibt sich eine sehr geringe Empfindlichkeit von $105,4 \frac{\text{pA}}{\text{V}}$ bzw. $0,6 \frac{\text{pA}}{\text{g}}$. Bei weiterer Annäherung an die Elektroden steigt die Empfindlichkeit auf $324,9 \frac{\text{pA}}{\text{V}}$ bzw. $1,85 \frac{\text{pA}}{\text{g}}$ bei 5,325 V entsprechend 10 g und erhöht sich deutlich auf einen Wert von $6,08 \frac{\text{nA}}{\text{V}}$ bzw. $34,6 \frac{\text{pA}}{\text{g}}$ bei 5,4 V entsprechend 20 g. Ein Vergleich der Empfindlichkeitsdaten mit allen früheren Arbeiten ist aufgrund der sehr unterschiedlichen Darstellungen dieser Ergebnisse schwierig. Dong et al. [13] zeigen jedoch einen Anstieg des Tunnelstroms von 0,9 nA bei 0 g (Sensorbetriebspunkt) auf 1,7 nA bei 1 g. Im Vergleich zur vorliegenden Arbeit weist die Signalempfindlichkeit bei Dong et al. aufgrund einer größeren seismischen Masse einen um etwa zwei Größenordnungen höheren Wert auf. Außerdem ermöglicht die Verwendung einer metallischen Elektrode einen deutlich größeren absoluten Tunnelstrombereich. Eine wesentlich höhere Empfindlichkeit von $30 \frac{\mu\text{A}}{\text{g}}$ bis zu $300 \frac{\mu\text{A}}{\text{g}}$ wird von Kenny et al. [9, 10] aufgrund einer deutlich größeren Sensorstruktur erreicht. Anhand der gezeigten Werte lässt sich erkennen, dass die Leistungsdaten des Sensors von der Sensorgröße bzw. -steifigkeit und der resultierenden Auslenkung aufgrund einer einwirkenden Kraft abhängen, die durch den Tunnelabstand begrenzt ist.

Modell 2: Für den Betrieb von Modell 2 gilt der selbige Vorgang zur Annäherung der Elektroden. Der Anstieg der Aktorspannung wird zunächst in 100 mV-Schritten ausgeführt, bis der anfängliche Abstand zwischen den Tunnelelektroden bei 5,9 V weitgehend überwunden ist. Die letzten nm, bis der Tunneleffekt eintritt (bei etwa 5,925-5,975 V) und anschließend ein Tunnelstrom von 55 pA erreicht wird (bei 6.125 V), werden mit einer empfindlicheren Schrittgröße von wenigen mV überwunden. Abbildung 6.6a zeigt den Messbereich von 20 g. Dieser wird etwas kleiner gewählt als in der theoretischen Auslegung angegeben, um einen Crash der Elektroden zu vermeiden. Für die Tunnelspannung wird ein Wert von 0.5 V festgelegt. Dies gründet sich auf die höhere Sensitivität in Bezug auf die anziehenden Kräfte an den Tunnelelektroden und hat zur Folge, dass lediglich die Hälfte der Amplitude aus den Messungen zu Modell 1 erreicht wird (siehe Gleichung 3.14). Die zu erwartenden Tunnelströme liegen demnach im Bereich von 50-100 pA. Abbildung 6.6b zeigt den Nachweis der exponentiellen Abhängigkeit des Tunneleffekts anhand der logarithmischen Skala und der Fit-Funktion. Die Empfindlichkeit des Sensorsignals kann durch die Ableitung der Fit-Funktion bestimmt werden und ist in Abbildung 6.6c dargestellt. Bei einer Aktorspannung von 5,95 V (Sensorarbeitspunkt) und einer entsprechenden Beschleunigung von 0 g ergibt sich eine sehr geringe Empfindlichkeit von $53,4 \frac{\text{pA}}{\text{V}}$ bzw. $0,46 \frac{\text{pA}}{\text{g}}$. Bei weiterer Annäherung an die Elektroden steigt die Empfindlichkeit auf $87,5 \frac{\text{pA}}{\text{V}}$ bzw. $0,75 \frac{\text{pA}}{\text{g}}$ bei 6,0375 V entsprechend 10 g und erhöht sich deutlich auf einen Wert von $2,1 \frac{\text{nA}}{\text{V}}$ bzw. $17,9 \frac{\text{pA}}{\text{g}}$ bei 6,125 V entsprechend 20 g.

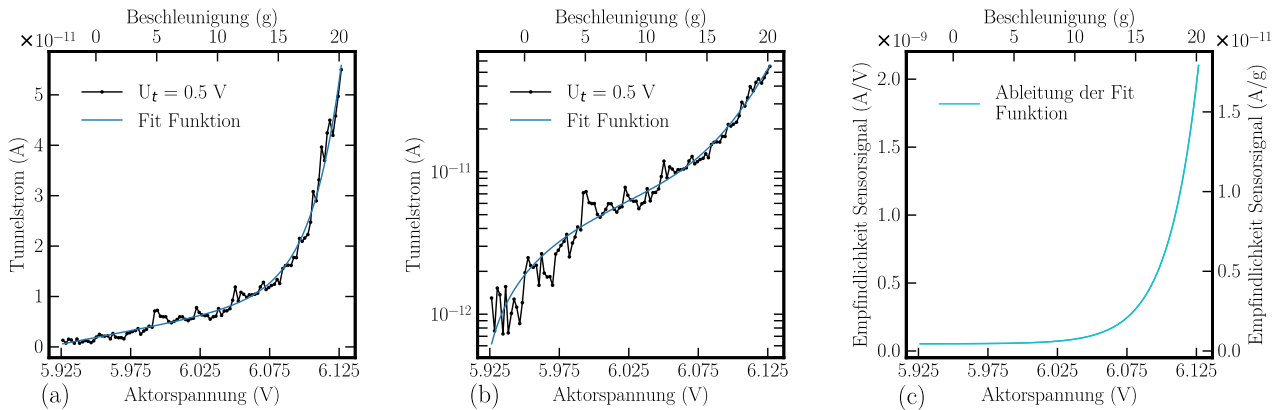


Abbildung 6.6: (a) Überprüfung des Tunneleffekts an Modell 2 mit Fit-Funktion, (b) Visualisierung der Messung und der Fit-Funktion anhand der logarithmischen Skala und (c) abgeleitete Fit-Funktion zur Darstellung der Sensorempfindlichkeit in Bezug auf $\frac{A}{V}$ und $\frac{A}{g}$.

Vergleich von Modell 1 und 2: Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Tunnelspannungen (0,5 und 1 V) zeigen die Messungen zu Modell 1 und 2 im Bezug auf den Verlauf des Tunnelstroms ähnliche Werte. Auch die abgeleitete Empfindlichkeit $\frac{A}{g}$ im Bereich von 20 g zeigt vergleichbare Ergebnisse. Auf Basis der theoretischen Werte zur Auslenkung pro Beschleunigung (siehe Tabelle 3.2 auf Seite 84) ist dies zu erwarten. Um die Empfindlichkeitswerte bzgl. $\frac{A}{V}$ zu vergleichen, muss neben der Tunnelspannung auch der Einfluss der Aktorspannung jeweils für Modell 1 und 2 berücksichtigt werden. Entsprechend der Ergebnisse aus Abbildung 3.26 auf Seite 95 ergeben sich für Modell 2, wie berechnet, geringere Werte in Bezug auf die Auslenkung durch die Aktorspannung und folglich eine geringere Empfindlichkeit bzgl. $\frac{A}{V}$. Für die Empfindlichkeit in Bezug auf $\frac{A}{g}$ ergeben sich nach Korrektur der Werte im Gegensatz dazu etwas höhere Werte. Durch den exponentiellen Zusammenhang aus Tunnelstrom und Elektrodenabstand empfiehlt sich für die Wahl des Sensorbetriebspunktes eine möglichst große Verkürzung des Elektrodenabstandes.

6.3.3 Betriebspunkt, Sensorstabilität und -rauschen

Für den Betrieb des Sensors muss die Position der Tunnelelektroden und damit der Tunnelstrom konstant gehalten werden. Die hohe Sensitivität des Tunneleffekts und die geringen Abstände der Elektroden von einigen Å können im Betriebspunkt durch kleinste Bewegungen der Elektroden zu deutlichen Schwankungen des Messsignals führen. Dies steht in direktem Zusammenhang zur Auflösung des Messsignals. Daher bietet sich eine tieferegehende Analyse der Signalstabilität im Betriebspunkt an. Der Betriebspunkt kann im gesamten Tunnelabstand frei gewählt werden. Bei Wahl eines geringeren Tunnelstroms ist ein höherer Messbereich in eine Richtung möglich. Wird etwa die Mitte der Tunnelstrecke gewählt, halbiert sich der Messbereich der jeweiligen Richtung (\pm), wobei der Gesamtmessbereich gleich bleibt.

Abbildung 6.7a zeigt die statischen Eigenschaften der Sensorstruktur von Modell 1 im

Sensorbetriebspunkt (-6.171 V) und den exponentiellen Anstieg des Tunnelstroms um etwa 30 pA aufgrund einer zusätzlichen Belastung von 115 mV durch den elektrostatischen Aktor (-6.286 V). Im Vergleich zur Messung aus Abbildung 6.5 ist hier durch eine höhere Aktorspannung auch eine höhere Empfindlichkeit $\frac{\Delta}{V}$ zu verzeichnen. Die Tunnelspannung beträgt -200 mV. Der maximale Tunnelstrom fällt dadurch deutlich geringer aus als bei der Wahl einer höheren Tunnelspannung. Jedoch bietet sich eine verringerte Tunnelspannung zur Auslotung des Messbereichs bzw. möglicher Betriebspunkte an. Der Verlauf des Messsignals ist um einen Offsetfehler von 5 pA korrigiert worden. Abbildung 6.7b zeigt die beiden Stufen der Messung im Detail. Beim gemessenen Tunnelstrom von $-5,03 \text{ pA}_{rms}$ beträgt die Spitze-Spitze-Rauschamplitude $2,22 \text{ pA}_{p-p}$ mit einer Standardabweichung von 333 fA. Durch eine zusätzliche Krafteinwirkung des elektrostatischen Aktors und Annäherung der Elektroden zeigt der Verlauf des Messsignals eine gesteigerte Empfindlichkeit. Die Verringerung des Tunnelabstands führt auf einen Tunnelstrom von $-35,8 \text{ pA}_{rms}$ mit einer Spitze-Spitze-Rauschamplitude von $19,5 \text{ pA}_{p-p}$ und einer Standardabweichung von 2,83 pA. Entsprechend der Auslenkung durch den Aktor befindet sich der Betriebspunkt in diesem Fall im kritischen Bereich, also kurz vor dem ohmschen Kontakt der Elektroden.

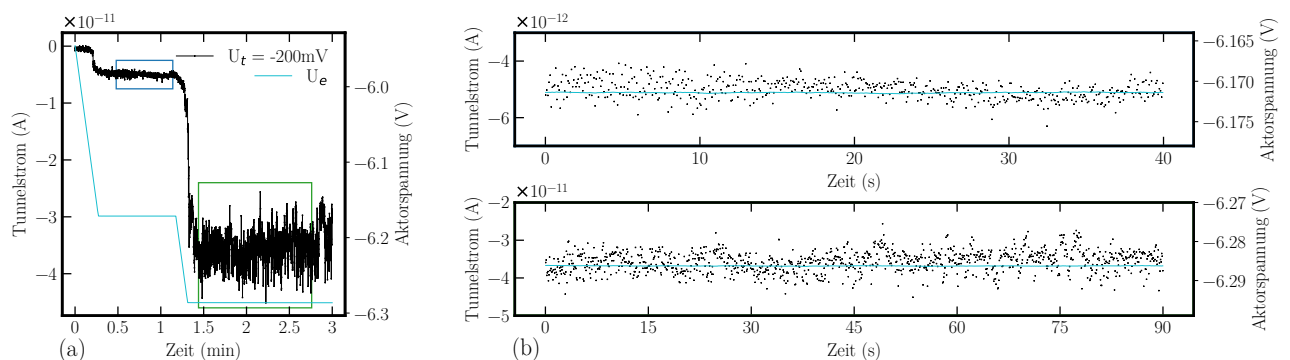


Abbildung 6.7: (a) Messung des Tunnelstroms (schwarz) bei unterschiedlichen Sensorbetriebspunkten über die Zeit. Die Tunnelspannung U_t beträgt -200mV. Zusätzlich ist der Verlauf der Aktorspannung (blau) aufgetragen. (b) Messpunkte der zwei Stufen im Detail. Oben: Erster Betriebspunkt bei -5 pA und einer Aktorspannung von -6.171 V. Unten: Zweiter Betriebspunkt bei -35 pA und einer Aktorspannung von -6.286 V (nach [16]).

Bei Betrachtung der Signalverläufe im Detail fällt auf, dass die Signalschwankungen bei Verkürzung der Tunnelstrecke deutlich zunehmen. Dies ist auf den exponentiellen Zusammenhang zwischen Tunnelstrom und Elektrodenabstand zurückzuführen. Die Anzahl der Tunnelstrecken nimmt dabei zu. Durch die steigende Empfindlichkeit des Tunneleffekts wird das Signal außerdem zunehmend durch die Rauschamplitude des thermischen Rauschens überlagert. Außerdem muss der Signaldrift analysiert werden. Durch eine Vielzahl weiterer Messungen kann beobachtet werden, dass drei Fälle nach Erreichen des Betriebspunktes, bzw. Verharren des elektrostatischen Aktors, auftreten können: (1) Das Tunnelstromsignal hält sich, wie gezeigt, weitestgehend auf dem gleichen Niveau, (2) der Tunnelstrom nimmt allmählich zu oder (3) der Tunnelstrom nimmt

allmählich ab. Der Signaldrift tritt unregelmäßig auf und lässt sich bei unmittelbar aufeinander folgenden Messungen nicht reproduzieren. Daher ist eine eindeutige Erklärung schwierig. Die Vermutung liegt nahe, dass die Elektrodenspitzen sich im Tunnelabstand verändern oder dass Restmoleküle aus der Umgebung gesammelt werden. Da bereits geringste Änderungen an den Elektroden den Tunnelstrom beeinflussen, zeigt sich dies unmittelbar im weiteren Tunnelstromverlauf.

Da der Tunnelstrombereich durch das Elektrodenmaterial stark begrenzt wird, nimmt die Bedeutung des Signalrauschens zu. Die Empfindlichkeit bei einer einwirkenden Beschleunigung bzw. die daraus resultierende Änderung des Tunnelstroms ist deutlich geringer, als dies bei metallischen Elektroden zu erwarten wäre. Durch die starke Stauchung des Tunnelstrombereichs von 100 nA bis auf einige 10 pA - 100 pA überlagern daher insbesondere bewegungsunabhängige Störquellen das Messsignal mit erheblichem Einfluss. Dies führt zu einer starken Abnahme der Sensorsignalauflösung und zeigt die klare Forderung nach metallischen Elektroden mit geringem Eigenwiderstand. Die Auflösungsgrenze des Tunnelstromsignals kann anhand der Rauschamplitude abgeleitet werden. Der Vergleich mit früheren Arbeiten zu Tunnelbeschleunigungssensoren mit metallischen Elektroden (siehe Kapitel 2.4) zeigt eine hohe Auflösung [6, 9, 10, 12, 14, 15, 65, 66] aufgrund der hohen Empfindlichkeit des Tunneleffekts. Durch das Elektrodenmaterial wird das Potential des Tunneleffekts in der vorliegenden Arbeit also nicht voll ausgenutzt.

6.3.4 Beschleunigungsäquivalente Anregung und Abhängigkeit von der Tunnelspannung

Um die beschleunigungssensitive Funktion der Sensorstruktur nachzuweisen, wird diese elektrostatisch mehrfach angeregt. Über die bekannten Größen der Aktoren kann die resultierende Kraft einer äquivalenten Beschleunigung zugeordnet werden. Für die Funktion eines Sensors ist die Reproduzierbarkeit des Messsignals unabdingbar. Insbesondere im Fall des Tunnelbeschleunigungssensors bzw. der hohen Sensitivität des Tunneleffekts ist an dieser Stelle eine tiefergehende Analyse notwendig, da kleinste Abstandsänderungen im Bereich weniger Å zu Änderungen des Messsignals führen. Die nachfolgenden Messungen aus Abbildung 6.8 zeigen die mehrfache Anregung über eine rampenartige Erhöhung und Verringerung der Aktorspannung. Die Anregung in a, c und d entspricht einem Hineintauchen in den Tunnelbereich und in b einer Anregung innerhalb des Tunnelabstandes. Für die Messungen werden außerdem unterschiedliche Tunnelspannungen gewählt, um die Resultate unterschiedlicher Amplituden zu zeigen. Des Weiteren soll die Unabhängigkeit von der Polung an der Tunnelstrecke gezeigt werden. Der Tunnelbeschleunigungssensor basiert schlussendlich auf dem Zusammenhang zwischen der wirkenden Beschleunigung und dem Tunnelstrom. Daraus ergibt sich die Sensorkennlinie. Abbildung 6.8 zeigt daher zum einen die elektrostatische Belastung der Sensorstruktur mit einer äquivalenten Beschleunigung von mehreren g und zum anderen die Abhängigkeit der Amplitude des Tunnelstroms von der angelegten Tunnelvorspannung nach Gleichung 3.14. Wie in Kapitel 6.2.2

gezeigt, werden die SMUs automatisch durch die entsprechenden Messalgorithmen gesteuert. Die pro Schleifendurchlauf benötigte Zeit ist für alle Messungen gleich. Der unterschiedliche Gesamtzeitbedarf pro Messung in Abbildung 6.8 ergibt sich durch die Wahl unterschiedlich großer Spannungsschritte (1-5 mV) am Aktor. Je kleiner der Spannungsschritt ist, desto größer ist der Zeitbedarf. Mit abnehmender Schrittweite steigt die Auflösung der Messung durch eine insgesamt größere Anzahl von Messpunkten. Die unterschiedlichen Spannungslevel des Aktors sind auf die variierenden Anfangsabstände der Tunnelelektroden zurückzuführen. Dies führt außerdem zu einer abweichenden Empfindlichkeit $\frac{\Delta I}{\Delta V}$ aufgrund der quadratischen Kennlinie des Aktors und damit zu unterschiedlichen Spannungshüben. In Abbildung 6.8a,c,d führt die Auslenkung zu einem Eintauchen der Spitze in die Tunnelstrecke. In Abbildung 6.8b oszilliert die Elektrode im Tunnelabstand. Des Weiteren beziehen sich die Messungen aus Abbildung 6.8a-c auf Modell 1 und Abbildung 6.8d auf Modell 2. Bei mehrfacher Anregung von Modell 2 lässt sich im Vergleich zu Modell 1 eine höhere Sensitivität des Messsignals feststellen, da Modell 2 eine geringere Steifigkeit im Bezug auf die anziehenden Kräfte der Tunnelelektroden aufweist.

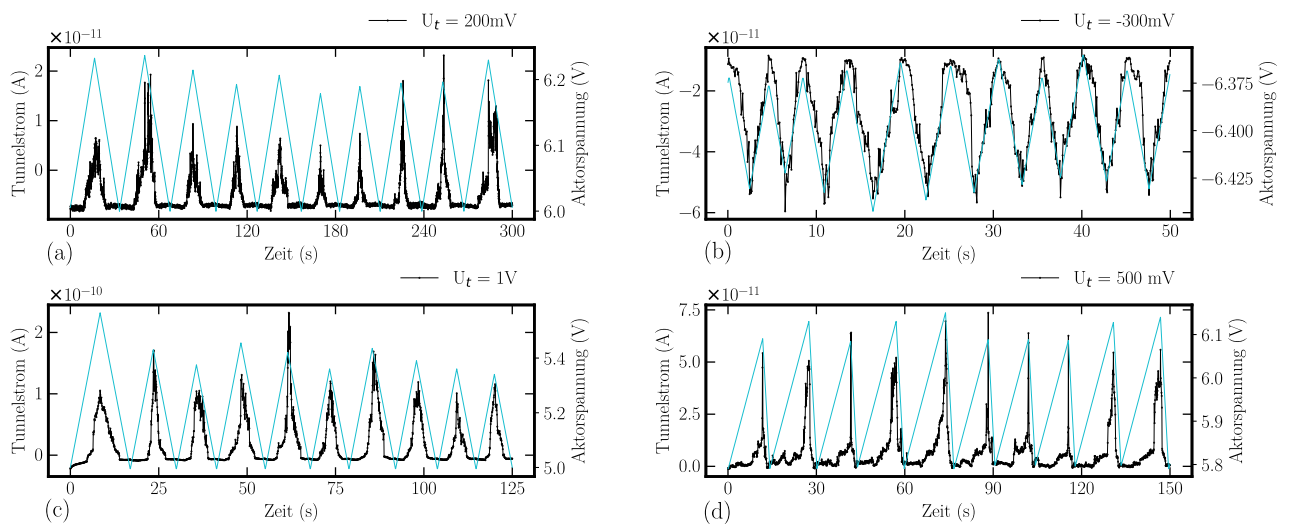


Abbildung 6.8: Messungen zu mehrfacher Anregung (10x) der Sensorstruktur durch eine rampenartige Variation der Aktorspannung, äquivalent zu einer einwirkenden Beschleunigung. Die Messungen zeigen den Vergleich unterschiedlicher Tunnelspannungen mit (a) 200 mV, (b) -300 mV und (c) 1 V an Modell 1 sowie 500 mV an Modell 2. Zu den Messungen sind jeweils die Verläufe der Aktorspannungen aufgetragen (blau). Die unterschiedlichen Spannungslevel sind auf variierende Anfangsabstände der Tunnelelektroden zurückzuführen (nach [16]).

Die lineare Abhängigkeit des Tunnelstroms I von der Tunnelvorspannung U_t lässt sich durch Darstellung der I/U-Kennlinie in Abbildung 6.9 darstellen. Aufgetragen ist eine Tunnelspannung bis 500 mV. Der Tunnelstrom beträgt hierbei etwa 54 pA. Die Messwerte des Tunnelstroms sind aufgrund des Leckstroms durch die Verdrahtung und Leiterbahnen um eine Differenz von 15 pA korrigiert worden. Die zunehmende Nichtlinearität der Verläufe, insbesondere sichtbar durch die Darstellung des Tunnelwiderstandes, ist zum einen auf die Bandlücke des Elektrodenmaterials,

wie in Abbildung 5.12 in Kapitel 5.3.2 gezeigt, und zum anderen auf die Abnahme der anziehenden Kräfte an den Elektroden und die damit verbundene Abstandsvergrößerung zurückzuführen. Da der gemessene Strom gegen einen Wert von null läuft, nimmt der Tunnelwiderstand im unteren Spannungsbereich sehr hohe Werte ein und ist für eine geeignetere Darstellung logarithmisch aufgetragen.

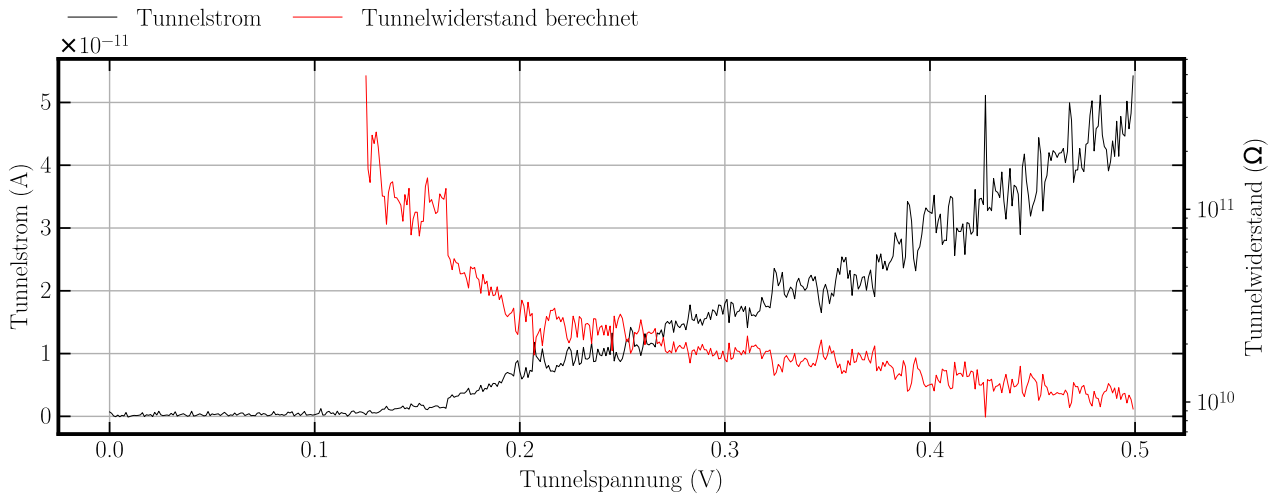


Abbildung 6.9: Darstellung der I/U-Kennlinie der Tunnelstrecke mit Verlauf des Tunnelstroms (schwarz) und Tunnelwiderstand (rot). Der Tunnelwiderstand nimmt bei niedrigen Tunnelspannungen, aufgrund der Bandlücke und Abnahme anziehender Kräfte, einen sehr hohen Wert ein und ist daher nur im Ausschnitt gezeigt.

6.3.5 Messung unter atmosphärischen Bedingungen

Bisherige Messungen basieren auf einer Hochvakuum-Umgebung zum Schutz der Elektroden vor Verunreinigung durch Fremdpartikel. Da dies einige Einschränkungen verursacht, soll in diesem Kapitel der Einfluss atmosphärischer Bedingungen auf die Vermessung der Sensorstruktur untersucht werden. Abbildung 6.10 zeigt zwei typische Messungen (Modell 1), die unmittelbar nacheinander mit gleicher Konfiguration der Tunnelelektroden und Tunnelspannung durchgeführt werden. Der Tunnelstrom-Schwellwert wird bei dieser Messung auf 20 pA festgelegt, da es zunächst lediglich um den Nachweis des Tunneleffekts geht. Der Messalgorithmus erhöht die Aktorspannung also so lange, bis der Strom (Kontaktstrom oder Tunnelstrom) über die Marke von 20 pA ansteigt. Messung 1 zeigt einen typischen Verlauf einer Tunnelstrommessung. Das Stromsignal zeigt ab etwa 4,2 V eine Zunahme der Sensitivität (größere Schwankungen) und steigt bei einer Aktorspannung von etwa 4,3 V allmählich exponentiell an (grüne Linie). Nach Erreichen des Schwellwertes (etwa 4,46 V) wird der Aktor zügig zurück auf seine Ausgangsposition gefahren. Der Verlauf der Aktorspannung ist der schwarzen gestrichelten Linie zu entnehmen. Im Vergleich hierzu zeigt Messung 2 (blau) ein unregelmäßiges Verhalten. Bereits bei der 4 V Marke (linker Pfeil) wird eine Zunahme des Stromsignals gemessen. Der weitere Verlauf zeigt eine unregelmäßige Zu- und Abnahme des Stromsignals. Bei einer Aktorspannung von etwa 4,7 V

(rechter Pfeil) erreicht das Stromsignal einen Maximalwert von 30,09 pA. Anschließend wird auch hier entsprechend dem Schwellwert die Aktorspannung auf 0 V zurückgefahren. Eine Vielzahl weiterer Messungen in atmosphärischer Umgebung zeigen in der Regel die Charakteristik aus Messung 2 und damit lediglich kurzzeitige stochastische Kontaktsignale. Folglich zeigen die Messungen unter atmosphärischen Bedingungen ein typisches Verhalten von verunreinigten Spitzen. Der Signalverlauf ist nicht reproduzierbar, lässt sich keiner eindeutigen Charakteristik zuordnen und der Tunneleffekt kommt nur unregelmäßig zustande. Diese Messungen zeigen, dass es zwingend notwendig ist, die Sensorstruktur nach Herstellung der Tunnelelektroden zu verkapseln, bevor diese dem Vakuum entnommen wird. Nach aktuellem Stand ist eine Charakterisierung des Beschleunigungssensors demzufolge nur im Vakuum durchführbar. Dies schränkt die Möglichkeiten der Sensorcharakterisierung im Hinblick auf die Einwirkung realer Beschleunigungen, wie bspw. durch einen Vibrationstisch, deutlich ein.

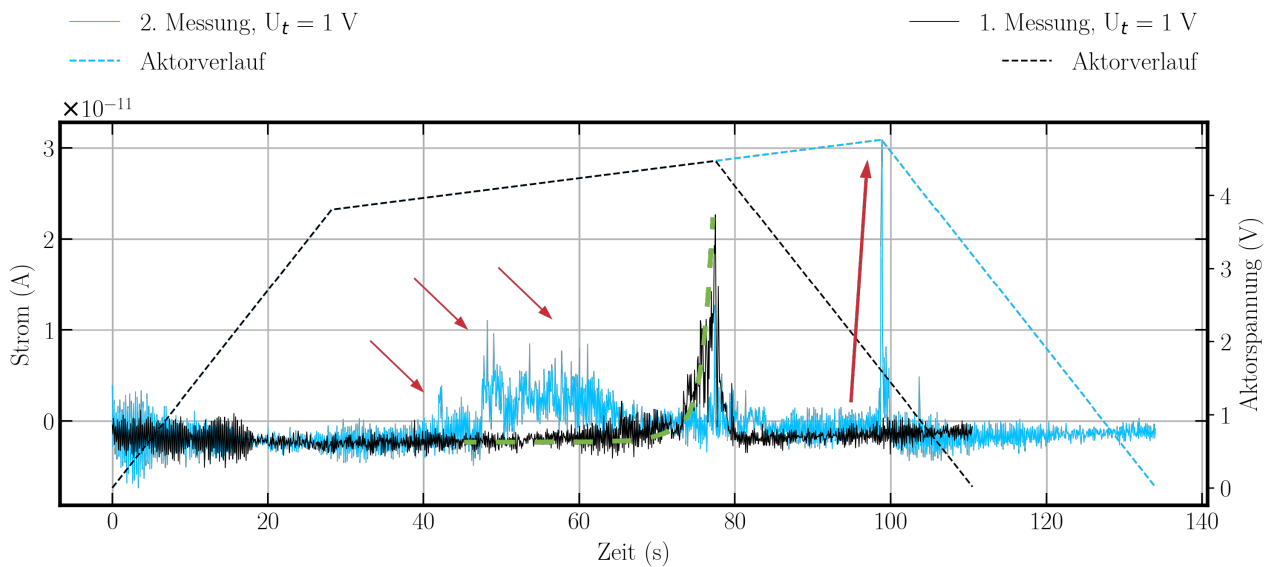


Abbildung 6.10: Vergleich von zwei Messungen bei atmosphärischen Bedingungen. Messung 1 (schwarz) zeigt den charakteristischen Verlauf einer Tunnelstrommessung, markiert durch die grüne Linie. Messung 2 (blau) zeigt das stochastische Auftreten von Stromsignalen, markiert durch die roten Pfeile.

6.4 Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Tunneleffekt an der miniaturisierten Tunnelsensorstruktur durch verschiedene Arten von Messungen und den exponentiellen Anstieg des Stroms nachgewiesen werden kann. Die beschleunigungsempfindliche Charakteristik des Feder-Masse-Systems kann durch statische Belastung und Einhaltung eines bestimmten Tunnelabstands gezeigt werden. Die mehrfache Belastung des Systems mit unterschiedlichen Tunnelspannungen führt gemäß Gleichung 3.14 zu den erwarteten Unterschieden in der Amplitude des Sensorsignals. Der Verlauf des Tunnelstroms zeigt reproduzierbare Werte bezüglich einer beschleunigungsäquivalenten Belastung des Feder-Masse-Systems. Da bei der Annäherung der Tunnelelektroden kein Snap-in-Effekt auftritt, belegt dies eine geeignete Wahl der effektiven Systemsteifigkeit. Die Verringerung des Tunnelabstands führt aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit des Tunneleffekts zu einer höheren Empfindlichkeit.

Die Integration von FEBID-, FIBID- und Gold-Elektroden in die Sensorstruktur zeigt deutlich voneinander abweichende Messverläufe. Durch die Verwendung von FEBID-Elektroden lässt sich der Tunneleffekt aufgrund fehlender Pt-Partikel im Randbereich nicht umsetzen. Der Vergleich einer 9 pA- und 260 pA-Spitze zeigt außerdem die Notwendigkeit hoher FIB-Blendenströme bei der Herstellung der Elektroden. Die 9 pA-Spitze ermöglicht zwar die Messung eines Kontaktstroms bei Annäherung der Elektroden, jedoch zeichnet sich kein exponentieller Anstieg des Messstroms ab. Hingegen führt die Integration der 260 pA-Spitze zu reproduzierbaren Tunnelströmen im MEMS und bestätigt damit die Ergebnisse aus Kapitel 5. Ferner zeigt die Verwendung der Gold-Elektroden einen typischen Snap-in-Effekt aufgrund großer Elektrodenflächen. Dennoch liegt der Kontaktstrom um mehrere Größenordnungen über dem der PtC-Elektroden. Für die Weiterentwicklung der Sensorstrukturen empfiehlt sich daher die Integration rein metallischer Elektroden mit geeigneten Spitzenradien.

Der Messbereich des Tunneleffekts ist abhängig vom Elektrodenmaterial und der Tunnelspannung. Wie in Kapitel 5 gezeigt, führt das metallorganische Material zu einem hohen Material- und Tunnelwiderstand und dadurch zur Begrenzung des Tunnelstroms bzw. des Messbereichs. Durch den hohen Widerstand nimmt der Tunnelstrom einen Maximalwert von wenigen 100 pA an, bevor es zu einem ohmschen Kontakt zwischen den PtC-Elektroden kommt. Für die Modelle M1 und M2 können Messbereiche von 20 g und Empfindlichkeitswerte im Bereich von wenigen 10 pA/g erreicht werden.

Durch die starke Stauchung des Messbereiches nimmt auch die Auflösung deutlich ab, da die Änderung des Tunnelstroms auf einen weitaus geringeren Tunnelstrombereich fällt und folglich durch das Rauschen des Sensorssignals begrenzt ist. Diese Charakteristik lässt sich bei allen Vermessungen der Sensorstrukturen zeigen. Die Abhängigkeit der Tunnelspannung resultiert,

entsprechend Gleichung 3.14, aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen Tunnelstrom und Vorspannung in unterschiedlichen Tunnelstromamplituden. Durch die Bandlücke des PtC nimmt der Tunnelwiderstand im unteren Spannungsbereich sehr hohe Werte ein. Daher müssen die Tunnelspannungen einen Wert von mindestens 200 mV betragen.

Bei Vermessung der Tunnelstrecke unter atmosphärischen Bedingungen treten unregelmäßige Messverläufe auf. Dies ist auf die Kontamination der Tunnelspitzen durch Fremdpartikel zurückzuführen.

Kapitel 7

Diskussion

7.1 Einleitung

Der quantenmechanische Tunneleffekt bietet ein großes Potential zur Miniaturisierung von Beschleunigungssensoren, da nur sehr kleine Auslenkungen notwendig sind, um eine große Änderung im Messsignal zu erhalten. Das Design geeigneter Sensorstrukturen, die Herstellung und die Ergebnisse aus der Analyse verwendeter Technologien sowie aus der Charakterisierung der Sensorprototypen sollen in diesem Kapitel diskutiert werden. Zum einen soll der Bogen von der Sensorauslegung zur empirischen Untersuchung gespannt und zum anderen der Bezug zur Literatur und bereits veröffentlichten Arbeiten hergestellt werden. Außerdem spielen die Randbedingungen für das Design, die Herstellung und die Sensorvermessung eine wichtige Rolle und müssen bei der Beurteilung der Ergebnisse mit einbezogen werden. Zur Verifizierung der theoretischen Auslegung des Sensors liefert die Charakterisierung der Sensoren den empirischen Nachweis zur Funktionalität. Mit der vorgestellten Technologie ist eine große Bandbreite an Sensoren unterschiedlicher Charakteristik herstellbar. Maßgeblich lassen sich diese in der Empfindlichkeit, dem Messbereich und dem Auflösungsvermögen durch Variation der Geometrie einstellen. Durch die Diskussion der Erkenntnisse aus Auslegung, technischer Herstellung, Materialuntersuchung der Tunnelelektroden sowie Nachweis des Tunnelstroms und Charakterisierung des Sensors lässt sich eine umfassende Handlungsempfehlung zur Entwicklung miniaturisierter Beschleunigungssensoren auf Basis des Tunneleffekts ableiten.

7.2 Miniaturisierung, Sensorparameter und Randbedingungen

Im Fokus dieser Arbeit steht eine möglichst hohe Verringerung des Sensorflächenbedarfs im Vergleich zu kommerziellen Sensorstrukturen. Da neben dem Parameter der Sensorgröße viele weitere Eigenschaften für die Umsetzung eines Beschleunigungssensors zu beachten sind, müssen die Abhängigkeiten zwischen den Parametern definiert werden.

- Eine grundlegende Eigenschaft für die Auslegung eines Tunnelbeschleunigungssensors ist die **Geometrie der Elektroden**. Da sich die gegenüberstehenden Flächen der Elektroden maßgeblich auf die **anziehenden Kräfte** auswirken, kann auf dieser Basis eine **minimale Federsteifigkeit** berechnet werden. Im Sinne der isometrischen Verkleinerung der Sensorfläche nimmt der Einfluss der anziehenden Kräfte ab, da dadurch die rückstellende Federkraft zunimmt. Dennoch muss der Miniaturisierungsfaktor auch in Bezug auf den Messbereich und die Empfindlichkeit gewählt werden. Bei der Auslegung der Tunnelspitzen muss die Form der Elektroden berücksichtigt werden. Liegt eine sphärische Spitze vor, ist die aktive Fläche in Abhängigkeit vom Krümmungsradius und Durchmesser zu bestimmen. Stehen sich zwei ebene Flächen gegenüber, wird der Krümmungsradius unendlich groß, sodass nur der Durchmesser bzw. die Seitenlänge betrachtet werden müssen. Festzuhalten ist, dass der Elektrodenradius die Empfindlichkeit maßgeblich begrenzt. Im Sinne der **Miniaturisierung** muss eine **kleine seismische Masse** verwendet werden. Die Variation der Empfindlichkeit muss also über die Variation der Federgeometrie vorgenommen werden. Weist die Feder eine zu geringe Steifigkeit auf, tritt aufgrund des Elektrodenradius ein **Snap-in-Effekt** bei Annäherung der Elektroden auf. Der Elektrodenradius ist durch die verwendete FIB-Technologie auf einige nm begrenzt. Dies wird später (siehe Kapitel 7.3) diskutiert.
- Die **Empfindlichkeit** und der **Messbereich** sind unmittelbar abhängig vom **Miniaturisierungsgrad**. Entsprechend dem vorherigen Punkt ist die Empfindlichkeit $\frac{\text{nm}}{\text{g}}$ sowie der Messbereich durch die Geometrie der Tunnelelektroden und folglich die minimale Steifigkeit begrenzt. Natürlich können der Messbereich und die zur Beschleunigung äquivalente Empfindlichkeit $\frac{\text{nm}}{\text{g}}$, neben der Steifigkeit, durch die Größe der seismischen Masse angepasst werden. D.h. im Falle einer oder mehrerer sehr kurzer Federn kann eine große Masse zu einer hohen Empfindlichkeit führen und geringste Beschleunigungen detektieren, wie es bisherigen Arbeiten zeigen. Im Sinne dieser Arbeit ist diese Fragestellung allerdings obsolet, da die Beschleunigungsmessung bei Sensorgrößen von wenigen $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ untersucht werden soll. Die Empfindlichkeit des Sensors spielt zwar eine untergeordnete Rolle, da die Priorität auf der Miniaturisierung der Sensorfläche liegt, dennoch zeichnet sich ein Beschleunigungssensor selbstverständlich auch durch dessen Empfindlichkeitswerte aus. Daher stellt sich vielmehr die Frage, wie trotz eines hohen Miniaturisierungsgrades ausreichende Empfindlichkeitswerte erreicht werden können. Der Vergleich aus Modell 1 ($0,082 \frac{\text{nm}}{\text{g}}$) und Modell 2 ($0,09 \frac{\text{nm}}{\text{g}}$) zeigt, dass die Empfindlichkeit mit Hilfe der Federgeometrie, trotz weiterer Miniaturisierung, auf dem gleichen Niveau gehalten oder gesteigert werden kann.
- Zudem ist der Messbereich unmittelbar von dem maximalen bzw. minimalen Abstand der Tunnelelektroden abhängig. Ungeachtet der anziehenden Kräfte ist diese Größe nach der Quantenmechanik festgelegt und kann für das direkte Elektronentunneln nicht erweitert

werden.

- Die Geometriedaten der Sensorstruktur hängen im weiteren Sinne vom gewählten Herstellungsverfahren bzw. Foundry Service ab. Die in dieser Arbeit vorgestellten Sensorstrukturen basieren auf den minimal möglichen Strukturweiten und -abständen ($2\ \mu\text{m}$). Sollte Modell 2 deutlich in seiner Größe reduziert werden, die Breite der Federstege allerdings gleich bleiben, würde dies zu einer zusätzlich hohen Versteifung des Systems führen. Folglich entsteht auch ein hoher Messbereich und im gleichen Maß eine deutliche Verringerung der Empfindlichkeit.
- Im kommerziellen Einsatz werden Tunnelstrombereiche bis $100\ \text{nA}$ gemessen. Da in dieser Arbeit **metallorganische Elektroden** verwendet werden, ist der **Tunnelstrombereich stark gestaucht** (zur weiteren Diskussion, siehe unten) und liegt im Bereich weniger $100\ \text{pA}$. Es ergibt sich demnach eine Stauchung um den Faktor 1000. Dadurch ist auch die Empfindlichkeit $\frac{\text{A}}{\text{g}}$ um den Faktor 1000 reduziert. Dies hat einen großen Einfluss auf die Kenndaten des Sensors. Da ein Beschleunigungssensor auf der Wandlung einer mechanischen Größe in ein elektrisches Signal basiert, hängt die Qualität des Messsignals maßgeblich von der Signalverarbeitung ab. Die gemessene Standardabweichung des Grundsignals der SMU, also vor Auftreten des Tunnelstroms, liegt bei $220\ \text{fA}$ bei einem Peak-Peak-Wert von etwa $1\ \text{pA}$. Während der Messung steigen die Werte für die Standardabweichung und die Peak-Peak-Abstände. D.h. seitens des Messaufbaus ist eine ausreichende Genauigkeit gegeben. Auch die zum Strom äquivalenten Beträge des thermischen Rauschens und Schrotrauschens liegen im unteren fA -Bereich. Folglich lässt sich die zunehmende Schwankung des Messsignals (siehe Kapitel 6.3.3) bei Annäherung der Elektroden nur auf die zunehmende Empfindlichkeit der Tunnelstrecke (siehe Kapitel 3.6.4) zurückführen. Die Stauchung des Strombereichs reduziert die Sensorperformance nur im Sinne der Messgenauigkeit. Liegt eine ausreichende Messgenauigkeit vor, spielt dies eine untergeordnete Rolle. Entscheidend ist daher die materialtechnische Ursache der Stauchung, welche durch den PtC-Verbund zu erklären ist. Der hohe Materialwiderstand und die unregelmäßige Verteilung tunnelnder Atompaare führt einerseits zu einem niedrigen Strom und andererseits zu großen Schwankungen bei Änderung des Tunnelabstands. Je geringer der Tunnelabstand, desto höher ist die Signalschwankung aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit. Bei Verwendung metallischer Elektroden sind geringere Schwankungen zu erwarten, da keine Fehlstellen in der Tunnelspitze vorliegen und die Anzahl beteiligter Atome vergleichsweise proportional zur Abstandsänderung zu- oder abnimmt.
- Die **notwendige Aktorspannung**, um die Elektroden auf Tunnelabstand zu bringen, ist abhängig von dem initialen Abstand der Elektroden, der Steifigkeit des Systems und der geometrischen Ausdehnung der Kondensatorflächen. Für die gezeigten Sensorstrukturen (Modell 1 und Modell 2) liegen die Aktorspannungen etwa im Bereich von $5\ \text{V}$. Bei isometrischer Verkleinerung der Sensorfläche steigt der Wert für die Aktorspannung quadratisch

an. Die Versteifung führt zu einer weiteren Zunahme der notwendigen Aktorspannung. Bei weiterer Miniaturisierung muss demnach die Frage beantwortet werden, ob Sensoren mit hohen Spannungsbereichen sinnvoll und umsetzbar sind.

- Schlussendlich ist die Miniaturisierung durch das **thermische Rauschen** begrenzt. Der Einfluss des thermischen Rauschens nimmt durch die Versteifung bzw. die steigende Resonanzfrequenz der Sensorstruktur zu und bestimmt die **Auflösungsgrenze**. Je nach Anforderung an den Sensor kann die Auflösungsgrenze daher auf einen bestimmten Wert des Messbereiches eingestellt werden. Die Modelle 1 und 2 weisen ein zur Beschleunigung äquivalentes thermisches Rauschen von $2.91 \frac{\text{mg}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ und $3.4 \frac{\text{mg}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ auf. Dies entspricht 0.095 ‰ und 0.122 ‰ des theoretischen Messbereiches von 30.48 g und 27.78 g. Im Vergleich dazu zeigt beispielweise der kommerzielle kapazitive Beschleunigungssensor BMA456 [26] der Firma Bosch einen Wert von $120 \frac{\mu\text{g}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei Messbereichen zwischen ± 2 g bis ± 16 g.
- Im Vergleich zu kapazitiven Beschleunigungssensoren, haben Tunnelbeschleunigungssensoren den Vorteil, dass die **Tunnelstrecke keinen Skalierungsbedingungen** unterliegt. Bei kapazitiven Sensoren nehmen die zu detektierenden Kapazitätsänderungen bei isometrischer Verkleinerung immer mehr ab. D.h. der Tunneleffekt hat im Sensor nicht nur den Vorteil der hohen Sensitivität, sondern auch eine gewisse Unabhängigkeit vom Miniaturisierungsgrad der Struktur.

7.3 Sensorherstellung

Die Sensorstruktur wird mit Hilfe eines OMM Foundry Service aufgebaut. Die Integration der Tunnelstrecke erfolgt im Anschluss mittels FIB. Das Feder-Masse-System des Sensors wird für den Transport der MEMS-Chips an der Stelle der Tunnelstrecke fixiert. Durch geeignete Schnitte mit dem FIB wird die Verankerung aufgehoben, sodass das FMS frei beweglich ist. Durch die Herstellung mittels Foundry Service und Integration der Tunnelelektroden mittels FIB ergeben sich einige Rahmenbedingungen für die Umsetzung des Tunnelbeschleunigungssensors, die im Folgenden diskutiert werden sollen:

- Die Konstruktion der Sensorstrukturen für die Herstellung durch den Foundry Service PolyMUMPs durch MEMSCAP Inc. unterliegen strikten **Designregeln**, um einen standardisierten Prozess zu gewährleisten. Für das Miniaturisierungspotential der Sensorstruktur spielt hierfür insbesondere die Einhaltung der kleinsten Strukturbreiten und -abstände von 2 μm eine wichtige Rolle. Der Hersteller weist darauf hin, dass sich die Mindestgröße auf den absolut kleinsten Wert bezieht, der gefertigt werden kann. Daher wird die Empfehlung ausgesprochen, vorzugsweise den nominellen Wert von 3 μm einzuhalten und nur ausnahmsweise kleinere Strukturen zu konstruieren. Die Erprobung verschiedener Größen, auch unter der Mindestgröße, an Teststrukturen und möglichen Sensorstrukturen zeigt,

dass **Strukturgrößen** unter 3 μm keine reproduzierbaren Resultate liefern. Insbesondere bei Stegen mit Längen weniger 10 μm und Breiten von 2 μm kann das gewünschte Ergebnis nicht gewährleistet werden. Im Gegensatz dazu können **Abstände** zwischen den PolySi-Strukturen auf 2 μm reduziert werden, ohne sichtbare Toleranzen in Kauf zu nehmen. Bei Betrachtung von Modell 2 kommen lange Stege (wenige 10 μm) zum Einsatz. Um eine möglichst geringe Sensorfläche zu erreichen, werden hier eine Federbreite von 3 μm und Abstände zwischen den Stegen von 2 μm vorgesehen.

- Mit der Wahl des PolyMUMPs-Prozesses bleiben die **Strukturdicken** bei isometrischer Verkleinerung der Sensorstruktur bestehen, da die PolySi-Schichten jeweils feste Dicken aufweisen. Durch die Verankerung der Schichten untereinander können finale Schichtdicken zwar vergrößert werden, eine Verringerung ist seitens des OMM-Prozesses aber nicht möglich.
- Das FIB ermöglicht eine flexible **Nachbearbeitung** der Sensorstruktur. Auf diese Weise können die Strukturbreiten, -längen und -dicken im Nachhinein angepasst werden. Die Strukturierung durch das FIB führt allerdings zu einer **Änderung der elektronischen Materialeigenschaften**. Da die PolySi-Schichten stark negativ dotiert sind (Phosphor), die Galliumionen aber positiv geladen sind, führt ein Ionenbeschuss zur Neutralisierung des Halbleiters. Daher sollte die Bearbeitung durch das FIB auf Schnitte konzentriert und die flächige Bearbeitung möglichst vermieden werden. Außerdem kann die **Streuung der Ionen zur Verletzung von Isolationsschichten** und anschließend auftretenden Leckströmen zwischen isolierten Sensorkomponenten führen. Des Weiteren muss berücksichtigt werden, dass eine Strukturierung auch immer zu einer **Wiederabscheidung des abgetragenen Materials** führt. Scheidet sich abgetragenes Material in einem isolierten Bereich ab, können bei Betrieb des Sensors ebenfalls Leckströme entstehen, die das Messsignal verfälschen.
- Ein ähnliches Verhalten ist beim additiven Einsatz des FIB zu beobachten bzw. wird die oben beschriebene Problematik dadurch noch deutlicher. Bei Einsatz des GIS führt die **Streuung des Ionenstrahls auch zur Abscheidung des PtC außerhalb des gewünschten Bereiches** bzw. der fokussierten Stelle. Zu beobachten ist ein steigender Streuungsradius mit steigendem Blendenstrom.
- Die maßgebliche Bearbeitung durch das FIB (siehe Kapitel 4.4) findet an der Stelle der Tunnelstrecke statt. Aus den beiden letzten Punkten ergeben sich für die Konstruktion der Sensorstruktur daher wichtige Anforderungen:
 - Die fixierte Sensorstruktur muss an der Stelle der Tunnelelektroden mit dem FIB geschnitten werden. Da die Isolationsschicht (Siliziumnitrid) nur 500 nm beträgt, muss sichergestellt werden, dass diese durch das FIB nicht verletzt wird, da die

Gefahr einer Durchkontaktierung zum Chipsubstrat besteht. Daher wird in diesem Bereich unterhalb des beweglichen PolySi-Steges ein PolySi-Pad platziert.

- Die Position, an der die Tunnelelektroden hergestellt werden, muss einen ausreichenden Abstand zu Zuleitungen oder anderen Komponenten des Sensors aufweisen. Wird der Abstand zu klein gewählt, besteht die **Gefahr der Überbrückung von Isolationsbereichen** durch Wiederabscheidung oder Streuung des Ionenstrahls.
- Die Verwendung des Elektronenstrahls (FEB) führt zwar zu keiner nennenswerten Streuung im additiven Prozess mit dem GIS, jedoch kann dieser für die Herstellung der Tunnelelektroden in dieser Arbeit nicht verwendet werden. Die Analyse und Applikation zeigen, dass die FEBID-Elektroden eine Messung des Tunnelstroms nicht zulassen.
- Die Erprobungen verschiedener Verfahren zur Herstellung von Tunnelelektroden mit FEBID und FIBID lassen sich wie folgt einordnen:
 - Variante 1: Ein **direktes Abscheiden der Tunnelelektroden** kann nur durch FEBID erreicht werden, da eine wesentlich höhere Auflösung beim Abscheideprozess erreicht wird. Die Abscheidung mittels FIBID ist diesbezüglich nicht zielführend, da die gewünschten Anfangsabstände (bis wenige 100 nm) ohne Zusammenwachsen der beiden Elektroden nicht möglich sind. Die Verwendung von FEBID-Elektroden führt allerdings nicht zum gewünschten Tunnelverhalten bei Annäherung der Elektroden. Daher kann Variante 1 nicht verwendet werden.
 - Variante 2: Durch ein **nachträgliches Strukturieren** kann für die Abscheidung eine beliebige Blendeneinstellung von FEB und FIB getroffen werden. Die Abscheidung mittels FEB ist wie beschrieben nicht zielführend. Durch eine mehrstufige Strukturierung des abgeschiedenen PtC-Pads mit dem Ionenstrahl können zwei senkrecht gegenüberstehende Elektroden hergestellt werden. Diese können bzgl. ihrer Geometrie beliebig angepasst werden. Die Auflösungsgrenze des FIB bestimmt den kleinsten Spitzenradius. Für die Applikation der Tunnelelektrode in der Sensorstruktur wird Variante 2 eingesetzt.
 - Variante 3: Ein **Aufschmelzen eines Nanostegs durch Stromdurchfluss** führt zu Elektrodenspitzen weniger nm. Dies mindert die Gefahr eines Snap-in-Effekts im Tunnelabstand. Dadurch kann die Empfindlichkeit $\frac{\text{nm}}{\text{g}}$ maßgeblich erhöht werden. Außerdem können höhere Tunnelspannungen verwendet werden, da die anziehende elektrostatische Kraft an den Tunnelelektroden von deren aktiver Fläche abhängt. Diese Variante verlangt eine fixierte Struktur auf beiden Seiten, da eine mögliche Vorspannung der beweglichen Seite zu einem abrupten Abreißen des Steges im Aufschmelzvorgang führt. Nach dem Aufschmelzen des Nanosteges kann die Struktur getrennt werden. Im Vergleich zu Variante 2 unterscheidet sich der Herstellungsprozess lediglich in der finalen Herstellung der Spitze (Strukturierung vs. Aufschmelzen).

- Variante 4: Die **Strukturierung der Goldschicht**, welche durch den OMM-Prozess aufgebracht wurde, ermöglicht ebenfalls die Herstellung zweier sich gegenüberstehender Elektroden. Allerdings ist die Flexibilität bei der Strukturierung wesentlich geringer im Vergleich zu Variante 2, da die Goldschicht lediglich eine Dicke von etwa 500 nm aufweist. Dadurch ist es nicht möglich, Elektroden mit Radien weniger nm herzustellen. Der große Vorteil von Variante 4 liegt im Erhalt metallischer Elektroden. Allerdings zeigt die Applikation in der Sensorstruktur einen Snap-in-Effekt, auch bei Verwendung kleiner Tunnelspannungen, aufgrund zu großer Elektrodenflächen.
- Hinsichtlich Reproduzierbarkeit, Flexibilität, Kontrollierbarkeit und Zeitbedarf werden die **Elektroden für die messtechnische Charakterisierung nach Variante 2 hergestellt**. Ein wesentlicher Faktor für die Applikation eines Tunnelbeschleunigungssensors sind die Radien der Tunnelelektrode. Wie in Kapitel 3.4.5 gezeigt, wird eine Elektrode mit **möglichst geringem Spitzenradius** benötigt. Die Gegenelektrode sollte eine größere Krümmung aufweisen, damit eine **maximale Empfindlichkeit** hinsichtlich der Auslenkung und dem Tunnelabstand besteht. Um möglichst geringe Radien der oberen Elektrode zu erhalten, wird das finale „Zuspitzen“ mit einem Ionenstrom von 1,5 pA durchgeführt. Dadurch können Radien von wenigen bis einigen nm erreicht werden. Durch diese „Auflösungsgrenze“ der Strukturierung wird unmittelbar die minimale Steifigkeit des Sensors beeinflusst, da die Radien einen maßgeblichen Einfluss auf die anziehenden Kräfte haben. Bleibt diese Größenordnung bzgl. der Spitzenradien erhalten, spielt der Snap-in-Effekt bei weiterer Miniaturisierung der Sensorfläche eine immer geringere Rolle, da die Sensorstruktur eine zunehmende Versteifung erfährt.

7.4 Materialanalyse und Begrenzungen durch PtC

- Die Verwendung von PtC-Spitzen für Anwendungen mit dem quantenmechanischen Tunneleffekt zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der **Verteilung, Größe und Anzahl der Pt-Partikel in der Nanostruktur**. Die Pt-Partikel sind in eine DLC-Matrix eingebettet. Der Leitungsmechanismus des metallorganischen Gefüges basiert auf intrinsischem Tunneln zwischen den einzelnen Pt-Partikeln [100]. Je dichter die Pt-Partikel verteilt sind, desto geringer ist der spezifische Widerstand des Materials [109]. Für das Tunneln zwischen zwei PtC-Spitzen durch einen Vakuumpalt gelten, mit Ausnahme des zusätzlichen Abstandes, die gleichen Bedingungen. Wenn also die Pt-Partikel nicht direkt am Rand der Spitze platziert, sondern von DLC mit hohem spezifischen Widerstand umgeben sind, tritt der Tunnelmechanismus nicht auf.
- Der Tunnelmechanismus wird durch eine Erhöhung der Tunnelvorspannung unterstützt. Wie in Kapitel 3.4.5 gezeigt, spielen jedoch die Anziehungskräfte bei einer beweglichen Spitze eine entscheidende Rolle. Da die Kräfte insbesondere von der Tunnelspannung ab-

hängen, können für diese Anwendung nur **kleine Tunnelspannungen** (0,1-1 V) verwendet werden.

- Außerdem kann das Tunneln nur realisiert werden, wenn die **Abstände der Pt-Partikel** mit dem zusätzlichen Vakuumpalt im Bereich **weniger nm** liegen. Die HRTEM-Analyse zeigt einen Unterschied in der PtC-Nanostruktur in Abhängigkeit von FEBID und FIBID sowie den verwendeten Strömen. Die mit dem FEBID hergestellten Spitzen zeigen eine homogene Verteilung der Pt-Partikel, aber einen erhöhten Anteil an DLC. Dies führt zu einem vermehrten Auftreten von DLC im Randbereich, welches den Tunneleffekt verhindert. Die FIBID-Spitzen weisen je nach verwendetem Ionenstrom eine unterschiedliche Nanostruktur auf. Die 9 pA-Spitzen zeigen größere Pt-Partikel und damit eine geringere Dichte in der Verteilung. Dies führt zu größeren Abständen zwischen den Partikeln. Die 260 pA-Spitzen weisen viel kleinere Partikel, eine höhere Dichte und kleinere Abstände zwischen den Pt-Partikeln auf. Bei der Binarisierung der HRTEM-Bilder fällt auf, dass die 260 pA-Spitzen im Vergleich zu den 9 pA-Spitzen eine homogenere Verteilung von Pt-Partikeln im Randbereich aufweisen. Die Vermessung der Kristallite zeigt für die FIBID-Spitzen durchschnittlich 1,5 nm größere Längen im Vergleich zu den FEBID-Spitzen. Allerdings ist der Unterschied zwischen den FIBID-Spitzen nur gering. De Teresa et al. [90] kommen zu dem Schluss, dass die Kristallitgröße unabhängig von der verwendeten Technologie (Elektronenstrahl, Ionenstrahl) ist. Auf Basis der vorgestellten Ergebnisse kann dies nicht bestätigt werden.
- In der MEMS-Anwendung zeigen die Messungen mit den FEBID-Spitzen ein **Ausbleiben jeglichen Kontaktstroms**, mit den 9 pA FIBID-Spitzen einen **sprunghaften Anstieg des Stromverlaufs** und mit den 260 pA-FIBID-Spitzen einen **exponentiell ansteigenden Stromverlauf**, der dem erwarteten Tunnelstrom entspricht. Aus der Herstellung von TEM-Lamellen ist bekannt, dass die Strukturierung durch hohe Ionenströme zu einer Aufspaltung und Amorphisierung der Nanostruktur führt. Aus diesem Grund werden TEM-Lamellen im letzten Schritt mit einem möglichst geringen Ionenstrom poliert. Im Falle der FIBID-Spitzen begünstigt die Aufspaltung jedoch eine homogenere Verteilung kleinerer Pt-Partikel.
- Durch die **Materialanalyse und Applikation der Tunnelelektroden in der Sensorstruktur** lassen sich folgende Punkte festhalten:
 - Um geeignete Tunnelelektroden herzustellen ist ein **hoher Blendenstrom** (260 pA) des FIB zu verwenden.
 - Je höher der Blendenstrom gewählt wird, desto homogener ist die Verteilung der Platinpartikel im Gefüge.
 - Die Verwendung des FEB zeigt zwar eine **homogene Verteilung** der Platinpartikel, allerdings geringe Pt-Anteile gegenüber DLC.

- Die EDX-Analyse zeigt, dass der **Platinanteil** von FIBID-PtC um einige Prozentpunkte höher ist als bei FEBID-PtC.
 - Der **spezifische Materialwiderstand** von PtC ist bei der Verwendung des FIB im Vergleich zum FEB um bis zu zwei Größenordnungen geringer. Im Vergleich zu reinem Platin ist der spezifische Widerstand bei FIBID-Pt um 2-3 und bei FEBID-Pt um etwa 4 Größenordnungen höher. Diese Ergebnisse lassen sich anhand bisheriger Arbeiten [90, 94, 97, 107] bestätigen.
 - Die Messung mittels RTM zeigt eine kleinere **Bandlücke** der PtC-Elektroden bei Verwendung größerer Ionenströme. Da aufgrund der verwendeten Technologie keine rein metallischen Elektroden verwendet werden, muss ohnehin mit einer Bandlücke gerechnet und eine erhöhte Tunnelspannung eingestellt werden. Durch die Verwendung hoher Ionenströme kann die Bandlücke allerdings weitgehend reduziert werden.
 - Die Applikation im MEMS zeigt eine geringere **Amplitude des Tunnelstroms** (einige 10 pA) durch den hohen Material- und Tunnelwiderstand der PtC-Elektroden.
- Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass die Kombination aus **ausreichendem Pt-Anteil, kleinen Pt-Partikeln und dichter Verteilung der Partikel** für das Auftreten des Tunneleffekts bei Verwendung metallorganischer FIBID/FEBID-Spitzen notwendig ist.
 - Im Gegensatz zu PtC-Elektroden sind bei metallischen Elektroden Tunnelströme bis 100 nA üblich. Auf Basis der Materialanalyse ergibt sich die klare **Forderung nach rein metallischen Elektroden**, um die Leistungsdaten des Tunnelbeschleunigungssensors zu erhöhen.

7.5 Messergebnisse und Vergleich zur Literatur

- Für den Nachweis des Tunneleffekts muss der **exponentielle Zusammenhang zwischen dem Tunnelstrom und der Auslenkung** gezeigt werden. Treten andere Charakteristika des Messsignals auf, müssen diese durch weitere Effekte beschrieben werden. Wie bereits in vorherigem Kapitel ausgeführt, müssen für den Erhalt des Tunneleffekts Elektroden durch Verwendung eines hohen Ionenstroms (260 pA) hergestellt werden (siehe Kapitel 6.3.1). Zwei exemplarische Messungen an **Modell 1 und Modell 2** (siehe Kapitel 6.3.2) zeigen den **charakteristischen Verlauf des Tunnelstroms** bei Annäherung der Elektroden. Die Empfindlichkeit nimmt bei Annäherung folglich ebenfalls exponentiell zu. Die Messbereiche aus Tabelle 3.2 auf Seite 84 beziehen sich auf die gesamte Tunnelstrecke. In der empirischen Untersuchung werden diese auf 20 g begrenzt, um einen Kontakt der Elektroden zu vermeiden. Die erreichten Tunnelströme liegen zwischen 50 und 120 pA. Durch die zunehmende Empfindlichkeit des Tunneleffekts (siehe Kapitel 6.3.3) weichen

die maximalen Tunnelströme zwischen den Einzelmessungen geringfügig voneinander ab (siehe Kapitel 6.3.4).

- Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Tunnelspannungen (0,5 und 1 V) zeigen die Messungen zu Modell 1 und 2 in Bezug auf den Verlauf des Tunnelstroms ähnliche Werte. Auch die abgeleitete Empfindlichkeit ($\frac{\Delta}{g}$) im Bereich von 20 g zeigt vergleichbare Ergebnisse. Im Detail wird entsprechend nach Verdopplung (halbierte Tunnelspannung) der Empfindlichkeit von Modell 2 ein etwas höherer Wert erreicht. Auf Basis der theoretischen Werte zur Auslenkung pro Beschleunigung (siehe Tabelle 3.2 auf Seite 84) ist dies zu erwarten. Um die Empfindlichkeitswerte bzgl. $\frac{\Delta}{V}$ zu vergleichen, muss neben der Verdopplung auch der Einfluss der Aktorspannung jeweils für Modell 1 und 2 berücksichtigt werden. Entsprechend der Ergebnisse aus Abbildung 3.26 auf Seite 95 ergeben sich für Modell 2 geringere Werte in Bezug auf die Auslenkung durch die Aktorspannung und folglich eine geringere Empfindlichkeit bzgl. $\frac{\Delta}{V}$.
- Durch den exponentiellen Zusammenhang aus Tunnelstrom und Elektrodenabstand empfiehlt sich für die Wahl des Sensorbetriebspunktes ein **möglichst kleiner Elektrodenabstand**, da die Empfindlichkeit dabei stark ansteigt. Hierbei muss zwischen folgenden Rahmenbedingungen abgewogen werden:
 - Ein zu kurzer Tunnelabstand erhöht die **Gefahr eines Snap-in-Effektes**.
 - Sollen Beschleunigungen in beide Richtungen gemessen werden, kann der Betriebspunkt auf die Mitte der Tunnelstrecke festgelegt werden.
 - Durch den exponentiellen Verlauf kann für die Signalverarbeitung ein Logarithmierer eingesetzt werden, um eine annähernd lineare Kennlinie zu erhalten.
 - Eine Verkürzung des Elektrodenabstandes führt laut der Messung aus Abbildung 6.7 zu einer zunehmenden Schwankung des Messsignals. Da die Amplituden des thermischen Rauschens und des Schrotrauschens weit unter den gemessenen Amplituden liegen, müssen die Abweichungen vom erwarteten Messsignal durch das Oberflächenrauschen an den Tunnelspitzen erklärt werden.
 - Ein „großer“ Tunnelabstand führt demnach zu geringen Schwankungen des Messsignals, aber gleichzeitig geringerer Empfindlichkeit in Bezug auf die Stromänderung pro Auslenkung. Ein „kurzer“ Tunnelabstand hingegen führt zu großen Schwankungen des Messsignals bei gleichzeitig hoher Empfindlichkeit, entsprechend der exponentiellen Abhängigkeit.
- Im Bezug auf frühere Arbeiten lassen sich folgende Erkenntnisse festhalten:
 - Frühere Arbeiten verwendeten deutlich größere Sensorflächen mit langer Feder und großer seismischer Masse. Dadurch kann die **hohe Empfindlichkeit des Tunneleffekts für die Messung kleinster Beschleunigungen** genutzt werden. Dies führt

zu wesentlich geringeren Messbereichen: 10 mg bei Baski et al. [5] und Zavracky et al. [64], 1 mg bei Liu et al. [65, 66], 600 μg bei Strobelt [12] und 10 μg bis 10 mg bei Patra et al. [61]. In den Veröffentlichungen von Kenny et al. [9, 10] und Rockstad et al. [15] sind keine Angaben zu den Messbereichen vorhanden. Es kann aber davon ausgegangen werden, dass diese in einem ähnlichen Bereich liegen. Vergleichbare Messbereiche zu dieser Arbeit liefern Yeh et al. [11, 56, 57] mit -20 g - 10 g, Burgner et al. [7] und Miao et al. [14] mit ± 10 g sowie Dong et al. [13] mit 1 g. Diese Arbeiten weisen eine kleinere Sensorkernfläche auf, was zu einer höheren Steifigkeit und geringeren Empfindlichkeit führt.

- Im Vergleich zu bisherigen Arbeiten über Tunnelbeschleunigungssensoren ist zu beobachten, dass einige dieser Arbeiten aufgrund einer großen seismischen Masse und einer geringen thermischen Rauschamplitude hohe Werte für die Auflösung bis zu 10 $\frac{\text{ng}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ [9] aufweisen.
- Im Gegensatz zu allen bisherigen Arbeiten stehen die Veröffentlichungen von Kubena et al. [58, 59]. Diese Arbeiten zeigen eine Sensorstruktur, die einen etwas größeren Flächenbedarf aufweist, als in der vorliegenden Arbeit gezeigt. Die Autoren konnten dadurch einen hohen dynamischen Messbereich von 10^4 g erreichen, aufgrund der hohen Steifigkeit ohne den Einsatz einer seismischen Masse. Durch die deutlich verringerten Spitzenradien konnte in der vorliegenden Arbeit bei einer weiteren Miniaturisierung der Sensorstruktur eine geringere Steifigkeit durch eine geeignete Federgeometrie (Modell 2) erreicht werden. Dies hat eine viel größere Empfindlichkeit in Bezug auf die Auslenkung pro einwirkender Beschleunigung zur Folge.
- Im Vergleich zur Literatur zeigen die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit, dass der hochempfindliche Tunneleffekt nicht nur zur Erhöhung der Sensorauflösung eines Beschleunigungssensors [6, 9, 10, 12, 14, 15, 65, 66], sondern auch zur **Miniaturisierung der Sensorkernfläche** genutzt werden kann. Der Flächenbedarf der Sensorstruktur in der vorliegenden Arbeit weist einen deutlich geringeren Wert auf als in früheren Arbeiten, wie in Tabelle 2.1 dargestellt. Die Messungen in der vorliegenden Arbeit zeigen einen geringeren absoluten Tunnelstrom aufgrund der Verwendung von metallorganischen Materialien. Für die Signalverarbeitung, wie bspw. einer hohen Transimpedanzverstärkung im Sinne des kraftkompensierten Regelbetriebs, führt dies zu erheblichen Einschränkungen hinsichtlich der finalen Auflösung des Messsignals. Dies liefert ein weiteres Argument für die Notwendigkeit metallischer Elektroden bei Anwendung des Tunneleffekts in Systemen mit beweglichen Komponenten.
- Die **Messungen unter atmosphärischen Bedingungen** lassen keine reproduzierbaren Verläufe des Messsignals zu. Die **Kontamination der Tunnelspitzen** durch Fremdpartikel führt zu einem unregelmäßigem Kontaktverhalten bei Annäherung der Elektroden. Unter einer Vielzahl von Messungen konnte zwar ein exponentieller Verlauf des Messsignals

festgestellt werden, jedoch lässt sich dieser bei aufeinanderfolgenden Messungen nicht reproduzieren. Dies führt zu der Forderung nach **Verkapselung der Sensorstruktur** oder lediglich des Bereichs der Tunnelelektroden.

- Für die Weiterentwicklung des Tunnelbeschleunigungssensors lassen sich konkret folgende Punkte festhalten:
 - Um Kontamination aus der Umgebung zu vermeiden, muss entweder der gesamte Sensor oder der Bereich der Tunnelelektroden vor Entnahme aus der Vakuumkammer **verkapselt** werden. Für die Verkapselung der Sensorstruktur kann ein Deckel positioniert und mittels FIBID fixiert werden. Soll nur ein Schutz der Tunnelelektroden erfolgen, kann dies ebenfalls durch die Anwendung von FIBID erreicht werden, indem ein geeigneter Deckel mittels PtC-Abscheidung aufgebaut wird.
 - Diese Arbeit basiert auf der Vermessung der Sensorstrukturen im offenen Kreis. Für die Stabilität des Sensors und zum Schutz vor Einwirkung hoher Beschleunigungen sollte eine Regelung implementiert werden, die einen **kraftkompensierten Betrieb** vorsieht. Außerdem kann dadurch der Messbereich vergrößert werden. Da der Verstärkungsfaktor für die Transimpedanz aus Strömen im pA-Bereich hin zu Spannungen im mV-Bereich sehr hoch ist, müssen **metallische Elektroden** verwendet werden, um den absoluten Tunnelstrombereich zu vergrößern.
 - Die Verwendung metallorganischer Elektroden führt zu sehr kleinen Tunnelströmen aufgrund eines hohen Material- und Tunnelwiderstands. Eine Änderung des Tunnelabstands führt dadurch zu kleinsten Änderungen im Strom. Liegen diese Änderungen unterhalb der Genauigkeit der Messapparatur, sinkt damit die Auflösung des Messsignals.

Kapitel 8

Fazit und Ausblick

Bei der Miniaturisierung von Beschleunigungssensoren stoßen herkömmliche Wandlerprinzipien an ihre Grenzen. Die isometrische Verkleinerung der Sensorstruktur führt aufgrund der Skalierungsgesetze zu schlechten Signal-/Rauschverhältnissen. Für eine weitere Miniaturisierung wird daher in dieser Arbeit die Implementierung des hochsensitiven quantenmechanischen Tunnel effekts untersucht. Die hohe Signalsensitivität beruht auf dem exponentiellen Zusammenhang zwischen Tunnelabstand und Tunnelstrom. Die dabei notwendigen Abstandsänderungen der Tunnelelektroden liegen im Bereich weniger Å bis nm. Bisherige Arbeiten zeigen, dass hierdurch Beschleunigungssensoren zur Messung kleinster Beschleunigungen bis 10^{-8} g [9, 10] realisiert werden können. Dafür sind seismische Massen mit großer lateraler Ausdehnung und langer Federstege notwendig, um zum einen eine hohe Empfindlichkeit und zum anderen eine hohe Auflösung des Messsignals bei geringer thermischer Rauschamplitude zu erzielen. Auf diese Weise lassen sich hochsensible Beschleunigungssensoren realisieren.

In dieser Arbeit wird die hohe Sensitivität des Tunneleffekts allerdings für die Miniaturisierung des Sensorflächenbedarfs eingesetzt. Dabei ist die Miniaturisierung durch den zunehmenden Einfluss des thermischen Rauschens begrenzt, welcher quadratisch bei isometrischer Verkleinerung zunimmt. Da im Gegensatz zu herkömmlichen physikalischen Messprinzipien der Tunneleffekt keinen Skalierungseffekten unterliegt (Tunnelabstand ist konstant und die Tunnelektrode ist im besten Fall eine Ein-Atom-Spitze) begünstigt dies das abnehmende Signal-/Rauschverhältnis bei der Miniaturisierung. Es ergeben sich also zwei wesentliche Vorteile für die Miniaturisierung mittels Tunneleffekt: Erstens die hohe Sensitivität bei kleinster Auslenkung und zweitens die begünstigte Skalierung des Signal-/Rauschverhältnisses. In dieser Arbeit soll der Flächenbedarf eines Beschleunigungssensors von einigen $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ realisiert werden. Da die Sensorkernfläche von kommerziellen Beschleunigungssensoren bei einigen $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ liegt, ergibt sich dadurch eine Reduzierung des Flächenbedarfs um den Faktor 100.

Für die theoretische Auslegung der Sensorstrukturen müssen sämtliche Parameter wie Empfindlichkeit, Auflösung, Messbereich, Flächenbedarf, Geometrie der Feder, Parameter des elektrostatischen Aktors und der Tunnelstrecke berücksichtigt werden. Ein entscheidender Aspekt bezüglich der Tunnelstrecke sind insbesondere die anziehenden Kräfte zwischen den

Tunnelelektroden in Abhängigkeit von der geometrischen Form der Elektroden und der angelegten Tunnelspannung. Die Ergebnisse der theoretischen Auslegung zeigen zwei Feder-Masse-Systeme mit elektrostatischer Aktorik. Die Tunnelstrecke wird an der Position der größten Empfindlichkeit integriert. Modell 1 basiert auf einem symmetrischen System mit einfachem Federbalken und daran aufgehängter seismischer Masse. Modell 2 zeigt hingegen eine spiralförmige Feder. Die seismische Masse ist im Gegensatz zu Modell 1 unterhalb der Feder aufgehängt. Dadurch kann bei gleichbleibender Empfindlichkeit eine weitere Miniaturisierung erfolgen. Die Grenze für die Steifigkeit der Systeme definiert sich durch die anziehenden Kräfte der Tunnelelektroden bei Annäherung auf wenige nm. Daher spielen die finalen Radien der Tunnelelektroden spitzen eine entscheidende Rolle in der Umsetzung der Sensorstrukturen.

Die Tunnelelektroden werden nach Herstellung der MEMS durch den Foundry Service PolyMUMPs von MEMSCAP Inc. nachträglich per FEB- (e^-) und FIB-Technologie (Ga^+) sowie GIS in die Sensorstrukturen integriert. Das GIS basiert auf dem metallorganischen Precursormaterial ($MeCpPtMe_3$), welches nach Abscheidung in einem Platin-Kohlenstoff-Verbund vorliegt. Dies führt insbesondere zu zwei Herausforderungen: Zum einen muss ein Herstellungsverfahren angewendet werden, um Elektrodenspitzen weniger nm im Radius zu generieren. Durch die Entwicklung mehrerer Herstellverfahren können Elektrodenspitzen mit Radien bis 5 nm gefertigt und initiale Elektrodenabstände von etwa 30 nm bis 300 nm erreicht werden. Zum anderen ist eine Analyse des metallorganischen Gefüges sowie geeigneter Parameter des FEB/FIB notwendig, um die Tauglichkeit der Elektroden für den Tunneleffekt sicherzustellen. Daher werden Materialanalysen hinsichtlich des Gefüges (TEM und EDX) sowie im Bezug auf elektronische Parameter (Widerstandsmessung und RTM) durchgeführt. Dies zeigt die Notwendigkeit hoher Blendenströme (260 pA, 30 kV) für einen erhöhten Platinanteil im Gefüge sowie eine homogene Verteilung der Platinpartikel. Durch die Applikation der Tunnelelektroden in der Sensorstruktur auf Basis von FEB- und FIB-Technologie sowie unter Variation der Blendenströme können die Resultate aus der Materialanalyse bestätigt werden. Hohe Blendenströme mittels FIBID führen zu Gefügestrukturen mit ausreichendem Platinanteil und homogener Verteilung der Platinpartikel, insbesondere im Randbereich der Tunnelelektroden.

Durch die messtechnische Charakterisierung der Sensormodelle 1 und 2 kann der Tunneleffekt bei Tunnelspannungen von 200 mV bis 1 V nachgewiesen werden. Entsprechend dem Ziel der Arbeit werden damit Feder-Masse-Strukturen mit Größen weniger $10 \times 10 \mu m^2$ erreicht. Die Steifigkeit der Strukturen ist durch die anziehenden Kräfte an den Tunnelelektroden begrenzt. Abweichend vom ursprünglichen Ziel (Messbereich ± 1 g) wurden Messbereiche von 20 bis 30 g realisiert. Die Charakterisierung zeigt die exponentielle Abhängigkeit zwischen Tunnelstrom und Elektrodenabstand. Durch die steigende Sensitivität des Tunneleffekts nimmt das Signalrauschen mit Verkürzung des Tunnelabstandes zu. Unter Verwendung der metallorganischen Elektroden lassen sich, je nach Tunnelspannung, Ströme bis 150 pA messen, bevor ein ohmscher Kontakt eintritt. Die Begrenzung ist auf den hohen Tunnelwiderstand der Elektroden zurückzuführen. Aus den Ergebnissen folgt die Anforderung nach metallisch „reineren“ Materialien,

da der dem Tunnelstrom äquivalente Messbereich (einige 10 nA) durch die metallorganischen Materialien maßgeblich begrenzt wird. Durch elektrostatische Belastung können die Sensorstrukturen mit einer äquivalenten Beschleunigung angeregt werden. Auf diese Weise lässt sich die beschleunigungssensitive Funktion nachweisen.

Für die weitere Charakterisierung und Verwendung des Tunnelbeschleunigungssensors außerhalb der Vakuumkammer muss eine Verkapselung der Sensorstrukturen und Tunnelelektroden erfolgen. Auf diese Weise können die Elektroden vor Kontamination von Fremdpartikeln geschützt werden. Zudem lässt sich mit der Einführung einer Regelung ein kraftkompensierter Betrieb umsetzen. Dadurch kann ein Schutz vor hohen Beschleunigungen erfolgen, das Sensorsignal stabilisiert und höhere Messbereiche erreicht werden. Eine wesentliche Optimierung besteht außerdem in der Verwendung rein metallischer Elektroden, da hierdurch der nutzbare Tunnelstrombereich um etwa drei Größenordnungen wächst. Ferner steigt damit auch die Auflösungsgrenze, da die gleichen Auslenkungen folglich höheren Änderungen des Tunnelstroms entsprechen.

Literaturverzeichnis

- [1] *Bosch Accelerometers*. URL: <https://www.bosch-sensortec.com/products/motion-sensors/accelerometers/> (besucht am 28.03.2022).
- [2] *Choosing the Most Suitable MEMS Accelerometer for Your Application*. URL: <https://www.analog.com/en/analog-dialogue/articles/choosing-the-most-suitable-mems-accelerometer-for-your-application-part-1.html> (besucht am 28.03.2022).
- [3] Girish Krishnan, Chaitanya U Kshirsagar, G K Ananthasuresh und Navakanta Bhat. „Micromachined High-Resolution Accelerometers“. In: *Journal of the Indian Institute of Science* 87 (2007), S. 333–360.
- [4] Hermann Sandmaier. *Skalierung der physikalischen Gesetze und mathematischen Modellierung*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2019.
- [5] A. A. Baski, T. R. Albrecht und C. F. Quate. „Tunnelling accelerometer“. In: *Journal of Microscopy* 152.1 (Okt. 1988), S. 73–76.
- [6] P.G. Hartwell, F.M. Bertsch, S.A. Miller, K.L. Turner und N.C. MacDonald. „Single mask lateral tunneling accelerometer“. In: *Proceedings MEMS 98. IEEE. Eleventh Annual International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems. An Investigation of Micro Structures, Sensors, Actuators, Machines and Systems (Cat. No.98CH36176)*. IEEE, 1998, S. 340–344.
- [7] Chris Burgner, Zi Yie, Nitin Kataria, Laura Oropeza, Karl Astrom, Forrest Brewer und Kimberly Turner. „Digital control of tunneling accelerometer“. In: *2009 IEEE Sensors*. IEEE, Okt. 2009, S. 1824–1827.
- [8] S.B. Waltman und W.J. Kaiser. „An electron tunneling sensor“. In: *Sensors and Actuators* 19.3 (Sep. 1989), S. 201–210.
- [9] T. W. Kenny, S. B. Waltman, J. K. Reynolds und W. J. Kaiser. „Micromachined silicon tunnel sensor for motion detection“. In: *Applied Physics Letters* 58.1 (1991), S. 100–102.
- [10] T. W. Kenny, W. J. Kaiser, J. K. Reynolds, J. A. Podosek, H. K. Rockstad, E. C. Vote und S. B. Waltman. „Electron tunnel sensors“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 10.4 (Juli 1992), S. 2114–2118.
- [11] C. Yeh und K. Najafi. „A low-voltage tunneling-based silicon microaccelerometer“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 44.11 (1997), S. 1875–1882.

- [12] Tilo Strobelt. „Hochauflösende Beschleunigungssensoren mit Tunneleffekt“. Diss. Villingen-Schwenningen: Hahn-Schickard-Gesellschaft für angewandte Forschung e.v., 2000.
- [13] Haifeng Dong, Yubin Jia, Yilong Hao und Sanmin Shen. „A novel out-of-plane MEMS tunneling accelerometer“. In: *Sensors and Actuators, A: Physical* 120.2 (Mai 2005), S. 360–364.
- [14] Min Miao, Qifang Hu, Yilong Hao, Haifeng Dong und Haixia Zhang. „A Bulk Micro-machined Si-on-Glass Tunneling Accelerometer“. In: *First International Conference on Integration and Commercialization of Micro and Nanosystems, Parts A and B*. ASMEDC, Jan. 2007, S. 505–512.
- [15] Howard K Rockstad, T.K Tang, J.K Reynolds, T.W Kenny, W.J Kaiser und Thomas B Gabrielson. „A miniature, high-sensitivity, electron tunneling accelerometer“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 53.1-3 (Mai 1996), S. 227–231.
- [16] Michael Haub, Martin Bogner, Thomas Guenther, André Zimmermann und Hermann Sandmaier. „Development and Proof of Concept of a Miniaturized MEMS Quantum Tunneling Accelerometer Based on PtC Tips by Focused Ion Beam 3D Nano-Patterning“. In: *Sensors* 21.11 (Mai 2021), S. 3795.
- [17] Michael Haub, Thomas Günther, Martin Bogner und André Zimmermann. „Investigation of Focused Ion and Electron Beam Platinum Carbon Nano-Tips with Transmission Electron Microscopy for Quantum Tunneling Vacuum Gap Applications“. In: *Applied Sciences* 11.24 (Dez. 2021), S. 11793.
- [18] Michael Haub, Thomas Guenther, Martin Bogner und André Zimmermann. „Use of PtC Nanotips for Low-Voltage Quantum Tunneling Applications“. In: *Micromachines* 13 (7 Juni 2022), S. 1019.
- [19] Arif Mustafazade, Milind Pandit, Chun Zhao, Guillermo Sobreviela, Zhijun Du, Philipp Steinmann, Xudong Zou, Roger T. Howe und Ashwin A. Seshia. „A vibrating beam MEMS accelerometer for gravity and seismic measurements“. In: *Scientific Reports* 10.1 (Dez. 2020), S. 10415.
- [20] Thomas Kenny. *Nanometer-Scale Force Sensing with MEMS Devices*. Techn. Ber. 2. 2001.
- [21] Milind Pandit, Arif Mustafazade, Chun Zhao, Guillermo Sobreviela, Xudong Zou, Philipp Steinmann und Ashwin Seshia. „An Ultra-High Resolution Resonant MEMS Accelerometer“. In: *2019 IEEE 32nd International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*. IEEE, Jan. 2019, S. 664–667.
- [22] *Accelerometer MEMS size evolution*. URL: www.yole.fr (besucht am 15.04.2021).

- [23] *Funktionsweise des kapazitiven Beschleunigungssensors*. URL: www.bosch-mobility-solutions.com/de/loesungen/sensoren/peripherer-beschleunigungssensor/ (besucht am 29.03.2022).
- [24] *MC3672 3-Axis Accelerometer Overview*. URL: <https://mcubemems.com/product/mc3672-3-axis-accelerometer> (besucht am 15.04.2021).
- [25] *Bosch Sensortec BMA355 Datasheet*. URL: https://www.mouser.de/datasheet/2/621/BST_BMA355_FL000-00_032013_onl-540958.pdf (besucht am 15.04.2021).
- [26] *Acceleration Sensor BMA456*. URL: <https://www.bosch-sensortec.com/products/motion-sensors/accelerometers/bma456/> (besucht am 15.04.2021).
- [27] Alexander Utz, Christian Walk, Alexander Stanitzki, Mir Mokhtari, Michael Kraft und Rainer Kokozinski. „A High-Precision and High-Bandwidth MEMS-Based Capacitive Accelerometer“. In: *IEEE Sensors Journal* 18.16 (Aug. 2018), S. 6533–6539.
- [28] Thomas Elbel. „Druck- und Beschleunigungssensoren“. In: *Mikrosensorik*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 1996, S. 89–109.
- [29] W.-T. Park, A. Partridge, R.N. Candler, V. Ayanoor-Vitikkate, G. Yama, M. Lutz und T.W. Kenny. „Encapsulated Submillimeter Piezoresistive Accelerometers“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 15.3 (Juni 2006), S. 507–514.
- [30] Woo-Tae Park, Kevin N. O’Connor, Kuan-Lin Chen, Joseph R. Mallon, Toshiki Maetani, Parmita Dalal, Rob N. Candler, Vipin Ayanoor-Vitikkate, Joseph B. Roberson, Sunil Puria und Thomas W. Kenny. „Ultraminiature encapsulated accelerometers as a fully implantable sensor for implantable hearing aids“. In: *Biomedical Microdevices* 9.6 (Dez. 2007), S. 939–949.
- [31] Manuel Engesser, Axel R. Franke, Matthias Maute, Daniel C. Meisel und Jan G. Korvink. „Miniaturization limits of piezoresistive MEMS accelerometers“. In: *Microsystem Technologies* 15.12 (Dez. 2009), S. 1835–1844.
- [32] Fu-Tao Shi, Shang-Chun Fan, Cheng Li und Xiao-Bin Peng. „Modeling and Analysis of a Novel Ultrasensitive Differential Resonant Graphene Micro-Accelerometer with Wide Measurement Range“. In: *Sensors* 18.7 (Juli 2018), S. 2266.
- [33] Max C. Lemme, Stefan Wagner, Kangho Lee, Xuge Fan, Gerard J. Verbiest, Sebastian Wittmann, Sebastian Lukas, Robin J. Dolleman, Frank Niklaus, Herre S. J. van der Zant, Georg S. Duesberg und Peter G. Steeneken. „Nanoelectromechanical Sensors Based on Suspended 2D Materials“. In: *Research* 2020 (Juli 2020), S. 1–25.

- [34] Xuge Fan, Fredrik Forsberg, Anderson D. Smith, Stephan Schröder, Stefan Wagner, Henrik Rödjegård, Andreas C. Fischer, Mikael Östling, Max C. Lemme und Frank Niklaus. „Graphene ribbons with suspended masses as transducers in ultra-small nanoelectromechanical accelerometers“. In: *Nature Electronics* 2.9 (Sep. 2019), S. 394–404.
- [35] Joachim Feldmann Michael Möser. *Körperschall-Messtechnik*. Hrsg. von Michael Möser. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2018.
- [36] Sangho Song, Jeong Woong Kim, Hyun Chan Kim, Youngmin Yun und Jaehwan Kim. „Miniaturized accelerometer made with ZnO nanowires“. In: Hrsg. von Vijay K. Varadan. Apr. 2017, 101671U.
- [37] A. L. Gesing, F. D. P. Alves, S. Paul und J. A. Cordioli. „On the design of a MEMS piezoelectric accelerometer coupled to the middle ear as an implantable sensor for hearing devices“. In: *Scientific Reports* 8.1 (Dez. 2018).
- [38] Rahul Mukherjee, Joydeep Basu, Pradip Mandal und Prasanta Kumar Guha. *A review of micromachined thermal accelerometers*. Nov. 2017.
- [39] *MEMSIC Thermal Accelerometers*. URL: <http://www.memsic.com/en/product/list.aspx?lcid=30> (besucht am 15.04.2021).
- [40] Alexandra Garraud, Alain Giani, Philippe Combette, Benoît Charlot und Mathieu Richard. „A dual axis CMOS micromachined convective thermal accelerometer“. In: *Sensors and Actuators, A: Physical* 170.1-2 (Nov. 2011), S. 44–50.
- [41] Leyue Jiang, Yongyao Cai, Haidong Liu und Yang Zhao. „A micromachined monolithic 3 axis accelerometer based on convection heat transfer“. In: *8th Annual IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems, IEEE NEMS 2013*. 2013, S. 248–251.
- [42] D.S. Lee. „Thermal accelerometer based predictive drop sensor“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 135.2 (Apr. 2007), S. 889–894.
- [43] B. Dong, H. Cai, J. M. Tsai, D. L. Kwong und A. Q. Liu. „An on-chip opto-mechanical accelerometer“. In: *2013 IEEE 26th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*. IEEE, Jan. 2013, S. 641–644.
- [44] Georg Wolschin. „Thermonuclear Processes in Stars and Stellar Neutrinos“. In: *Time, Quantum and Information*. Springer Berlin Heidelberg, 2003, S. 115–134.
- [45] Hans Thirring. „Der Tunneleffekt und der Alpha-Zerfall“. In: *Der Weg der theoretischen Physik von Newton bis Schrödinger*. Springer Vienna, 1962, S. 27–29.
- [46] Frank Trixler. „Quantum Tunnelling to the Origin and Evolution of Life“. In: *Current Organic Chemistry* 17.16 (Juli 2013), S. 1758–1770.

- [47] Per Olov Löwdin. „Proton tunneling in DNA and its biological implications“. In: *Reviews of Modern Physics* 35.3 (Juli 1963), S. 724–732.
- [48] W. G. Cooper. „Roles of evolution, quantum mechanics and point mutations in origins of cancer.“ In: *Cancer biochemistry biophysics* 13.3 (1993), S. 147–170.
- [49] Jan Meisner und Johannes Kästner. „Der Tunneleffekt von Atomen in der Chemie“. In: *Angewandte Chemie* 128.18 (Apr. 2016), S. 5488–5502.
- [50] Gerd Binnig und Heinrich Rohrer. „Scanning tunneling microscopy—from birth to adolescence“. In: *Reviews of Modern Physics* 59.3 (Juli 1987), S. 615–625.
- [51] G. Binnig und H. Rohrer. „Scanning tunneling microscopy“. In: *Surface Science* 126.1-3 (März 1983), S. 236–244.
- [52] Stefan Ilić, Aleksandar Jevtić, Srboľjub Stanković und Goran Ristić. „Floating-Gate MOS Transistor with Dynamic Biasing as a Radiation Sensor“. In: *Sensors* 20.11 (Juni 2020), S. 3329.
- [53] H. Hamacher, R. Jilg und B. Feuerbacher. „QSAM - A measurement system to detect quasi-steady accelerations aboard a spacecraft“. In: *Acta Astronautica* 24.C (Jan. 1991), S. 243–249.
- [54] H. Hamacher, H. Stark, K. Knott, U. Merbold und R. Jilg. „Microgravity Measurement Assembly, an advanced measurement system for Spacelab“. In: *1. ESA/CNES Symposium „Space Microdynamics and Accurate Control“*. 1992.
- [55] Howard K. Rockstad, Thomas W. Kenny, Patrick J. Kelly und Thomas B. Gabrielson. „A microfabricated electron-tunneling accelerometer as a directional underwater acoustic sensor“. In: *AIP Conference Proceedings*. Bd. 368. 1. AIP Publishing, Mai 2008, S. 57–68.
- [56] Chingwen Yeh und K. Najafi. „A low-voltage bulk-silicon tunneling-based microaccelerometer“. In: *Proceedings of International Electron Devices Meeting*. Washington, DC: IEEE, 1995, S. 593–596.
- [57] Chingwen Yeh und K. Najafi. „CMOS interface circuitry for a low-voltage micromachined tunneling accelerometer“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 7.1 (März 1998), S. 6–15.
- [58] R.L. Kubena, G.M. Atkinson, W.P. Robinson und F.P. Stratton. „A new miniaturized surface micromachined tunneling accelerometer“. In: *IEEE Electron Device Letters* 17.6 (Juni 1996), S. 306–308.
- [59] R. L. Kubena. „A new high-performance surface-micromachined tunneling accelerometer fabricated using nanolithography“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 14.6 (Nov. 1996), S. 4029.

- [60] Srijita Patra und Tarun K. Bhattacharyya. „High sensitive surface micromachined out of plane tunneling accelerometers with low-g resolution“. In: *2009 IEEE/ASME International Conference on Advanced Intelligent Mechatronics*. Singapore: IEEE, Juli 2009, S. 1577–1581.
- [61] Srijita Patra und Tarun K. Bhattacharyya. „Design and fabrication of micromachined tunneling accelerometers with micro-g resolution and their comparison“. In: *2009 2nd International Workshop on Electron Devices and Semiconductor Technology*. Mumbai: IEEE, Juni 2009, S. 1–4.
- [62] Srijita Patra und Tarun K Bhattacharyya. „Highly sensitive tunneling accelerometer for low actuation voltage operation“. In: *2010 IEEE Sensors*. IEEE, Nov. 2010, S. 1192–1197.
- [63] *Project GraTA Graphene Tunneling Accelerometer*. URL: <https://cordis.europa.eu/project/id/727542> (besucht am 17.05.2021).
- [64] Paul M Zavracky, Bob McClelland, Keith Warner, Jianchao Wang, Frank Hartley und Ben Dolgin. „Design and process considerations for a tunneling tip accelerometer“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 6.3 (Sep. 1996), S. 352–358.
- [65] Cheng-Hsien Liu, A.M. Barzilai, J.K. Reynolds, A. Partridge, T.W. Kenny, J.D. Grade und H.K. Rockstad. „Characterization of a high-sensitivity micromachined tunneling accelerometer with micro-g resolution“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 7.2 (Juni 1998), S. 235–244.
- [66] Cheng-Hsien Liu und T.W. Kenny. „A high-precision, wide-bandwidth micromachined tunneling accelerometer“. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 10.3 (2001), S. 425–433.
- [67] Reo Kometani, Toshinari Ichihashi, Kazuhiro Kanda, Tsuneo Suzuki, Koichi Niihara, Sunao Ishihara, Takashi Kaito und Shinji Matsui. „Resistivity change of the diamondlike carbon, deposited by focused-ion-beam chemical vapor deposition, induced by the annealing treatment“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 26.6 (2008), S. 2628–2631.
- [68] Nan Yao. „Focused Ion Beam System—a Multifunctional Tool for Nanotechnology“. In: *Handbook of Microscopy for Nanotechnology*. Boston: Kluwer Academic Publishers, 2015, S. 247–286.
- [69] Amalio Fernandez-Pacheco. *Studies of Nanoconstrictions, Nanowires and Fe₃O₄ Thin Films*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2011.
- [70] Nan Yao, Hrsg. *Focused Ion Beam Systems: Basics and Applications*. 1. Aufl. Cambridge University Press, Sep. 2007.

- [71] John R. Rumble, Thomas J. Bruno und Maria J. Doa. *CRC handbook of chemistry and physics: a ready reference book of chemical and physical data*. eng. 103rd ed. Boca Raton, Fla: CRC press, 2022.
- [72] Jon Orloff. „Fundamental limits to imaging resolution for focused ion beams“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 14.6 (Nov. 1996), S. 3759.
- [73] Shinji Matsui, Takashi Kaito, Jun-ichi Fujita, Masanori Komuro, Kazuhiro Kanda und Yuichi Haruyama. „Three-dimensional nanostructure fabrication by focused-ion-beam chemical vapor deposition“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 18.6 (2000), S. 3181.
- [74] S.M. Allameh, N. Yao und W.O. Soboyejo. „Synthesis of self-assembled nanoscale structures by focused ion-beam induced deposition“. In: *Scripta Materialia* 50.6 (März 2004), S. 915–919.
- [75] S Reyntjens und R Puers. „Focused ion beam induced deposition: fabrication of three-dimensional microstructures and Young’s modulus of the deposited material“. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 10.2 (Juni 2000), S. 181–188.
- [76] Wuxia Li und P A Warburton. „Low-current focused-ion-beam induced deposition of three-dimensional tungsten nanoscale conductors“. In: *Nanotechnology* 18.48 (Dez. 2007), S. 485305.
- [77] J.-F. Lin, J. P. Bird, L. Rotkina und P. A. Bennett. „Classical and quantum transport in focused-ion-beam-deposited Pt nanointerconnects“. In: *Applied Physics Letters* 82.5 (Feb. 2003), S. 802–804.
- [78] E. S. Sadki, S. Ooi und K. Hirata. „Focused-ion-beam-induced deposition of superconducting nanowires“. In: *Applied Physics Letters* 85.25 (Dez. 2004), S. 6206–6208.
- [79] G. De Marzi, D. Iacopino, A. J. Quinn und G. Redmond. „Probing intrinsic transport properties of single metal nanowires: Direct-write contact formation using a focused ion beam“. In: *Journal of Applied Physics* 96.6 (Sep. 2004), S. 3458–3462.
- [80] F. Hernández-Ramírez, J. Rodríguez, O. Casals, E. Russinyol, A. Vilà, A. Romano-Rodríguez, J.R. Morante und M. Abid. „Characterization of metal-oxide nanosensors fabricated with focused ion beam (FIB)“. In: *Sensors and Actuators B: Chemical* 118.1-2 (Okt. 2006), S. 198–203.
- [81] D. Tham, C.-Y. Nam und J. E. Fischer. „Microstructure and Composition of Focused-Ion-Beam-Deposited Pt Contacts to GaN Nanowires“. In: *Advanced Materials* 18.3 (Feb. 2006), S. 290–294.

- [82] A. Vilà, F. Hernández-Ramirez, J. Rodríguez, O. Casals, A. Romano-Rodríguez, J.R. Morante und M. Abid. „Fabrication of metallic contacts to nanometre-sized materials using a focused ion beam (FIB)“. In: *Materials Science and Engineering: C* 26.5-7 (Juli 2006), S. 1063–1066.
- [83] Tao Tao. „Focused ion beam induced deposition of platinum for repair processes“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 9.1 (Jan. 1991), S. 162.
- [84] A. Wagner. „X-ray mask repair with focused ion beams“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 8.6 (Nov. 1990), S. 1557.
- [85] Anthony J. De Marco und John Melngailis. „Maskless fabrication of JFETs via focused ion beams“. In: *Solid-State Electronics* 48.10-11 (Okt. 2004), S. 1833–1836.
- [86] Gian Carlo Gazzadi und Stefano Frabboni. „Fabrication of 5 nm gap pillar electrodes by electron-beam Pt deposition“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 23.2 (2005), S. L1.
- [87] W. F. van Dorp und C. W. Hagen. „A critical literature review of focused electron beam induced deposition“. In: *Journal of Applied Physics* 104.8 (Okt. 2008), S. 081301.
- [88] Ivo Utke, Patrik Hoffmann und John Melngailis. „Gas-assisted focused electron beam and ion beam processing and fabrication“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 26.4 (2008), S. 1197.
- [89] Jérôme Labille, Natalia Pelinovskaya, Céline Botta, Jean-Yves Bottero, Armand Masion, Dilip S. Joag, Richard G. Forbes, Sven Burger, Jan Pomplun, Frank Schmidt, Georgios Veronis, Maxim Sukharev, Muhammad A. Alam, Satish Kumar, Shinji Matsui, Walter Arnold, André Schirmeisen, Udo D. Schwarz, Hendrik Hölscher, Werner Baumgartner, Robert D. Bolskar, Gerard Tobias, Ernest Mendoza, Belén Ballesteros und Jia Grace Lu. „Focused-Ion-Beam Chemical-Vapor-Deposition (FIB-CVD)“. In: *Encyclopedia of Nanotechnology*. Dordrecht: Springer Netherlands, 2012, S. 866–876.
- [90] J. M. De Teresa, R. Córdoba, A. Fernández-Pacheco, O. Montero, P. Strichovanec und M. R. Ibarra. „Origin of the Difference in the Resistivity of As-Grown Focused-Ion- and Focused-Electron-Beam-Induced Pt Nanodeposits“. In: *Journal of Nanomaterials* 2009 (2009), S. 1–11.
- [91] H. W. P. Koops. „Fabrication and characterization of platinum nanocrystalline material grown by electron-beam induced deposition“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 13.6 (Nov. 1995), S. 2400.
- [92] L. Rotkina, J.-F. Lin und J. P. Bird. „Nonlinear current-voltage characteristics of Pt nanowires and nanowire transistors fabricated by electron-beam deposition“. In: *Applied Physics Letters* 83.21 (Nov. 2003), S. 4426–4428.

- [93] Justyna Wiedemair, Nicola Menegazzo, Joel Pikarsky, Karl S. Booksh, Boris Mizaikoff und Christine Kranz. „Novel electrode materials based on ion beam induced deposition of platinum carbon composites“. In: *Electrochimica Acta* 55.20 (2010), S. 5725–5732.
- [94] R. M. Langford, T. X. Wang und D. Ozkaya. „Reducing the resistivity of electron and ion beam assisted deposited Pt“. In: *Microelectronic Engineering* 84.5-8 (2007), S. 784–788.
- [95] Kazuhiro Kanda, Jun-ya Igaki, Yuri Kato, Reo Kometani, Akihiko Saikubo und Shinji Matsui. „NEXAFS study on carbon-based material formed by focused-ion-beam chemical-vapor-deposition“. In: *Radiation Physics and Chemistry* 75 (11 Nov. 2006), S. 1850–1854.
- [96] A. Stanishevsky und L. Khriachtchev. „Modification of hydrogen-free amorphous carbon films by focused-ion-beam milling“. In: *Journal of Applied Physics* 86 (12 Dez. 1999), S. 7052–7058.
- [97] A. Fernández-Pacheco, J. M. De Teresa, R. Córdoba und M. R. Ibarra. „Metal-insulator transition in Pt-C nanowires grown by focused-ion-beam-induced deposition“. In: *Physical Review B* 79.17 (Mai 2009), S. 174204.
- [98] S. Frabboni, G.C. Gazzadi und A. Spessot. „TEM study of annealed Pt nanostructures grown by electron beam-induced deposition“. In: *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 37 (1-2 März 2007), S. 265–269.
- [99] L Peñate-Quesada, J Mitra und P Dawson. „Non-linear electronic transport in Pt nanowires deposited by focused ion beam“. In: *Nanotechnology* 18.21 (Mai 2007), S. 215203.
- [100] Ana Ballestar und Pablo Esquinazi. „Transport characteristics of focused beam deposited nanostructures“. In: *Nanofabrication* 2.1 (Jan. 2015), S. 1–18.
- [101] J. Fransson, J.-F. Lin, L. Rotkina, J. P. Bird und P. A. Bennett. „Signatures of bandlike tunneling in granular nanowires“. In: *Physical Review B* 72.11 (Sep. 2005), S. 113411.
- [102] J. Puret. „Focused ion beam deposition of Pt containing films“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 10.6 (1992), S. 2695.
- [103] K. Dovidenko, J. Rullan, R. Moore, K. A. Dunn, R. E. Geer und F. Heuchling. „FIB-assisted Pt deposition for carbon nanotube integration and 3-D nanoengineering“. In: *Materials Research Society Symposium - Proceedings*. Bd. 739. Materials Research Society, 2002, S. 193–198.
- [104] J. F. Lin, J. P. Bird, L. Rotkina und P. A. Bennett. „Classical and quantum transport in focused-ion-beam-deposited Pt nanointerconnects“. In: *Applied Physics Letters* 82.5 (Feb. 2003), S. 802–804.
- [105] J. F. Lin, J. P. Bird, L. Rotkina, A. Sergeev und V. Mitin. „Large effects due to electron-phonon-impurity interference in the resistivity of Pt/C-Ga composite nanowires“. In: *Applied Physics Letters* 84.19 (Mai 2004), S. 3828–3830.

- [106] Byeong-Seon An, Yena Kwon, Jin-Su Oh, Yeon-Ju Shin, Jae-seon Ju und Cheol-Woong Yang. „Evaluation of ion/electron beam induced deposition for electrical connection using a modern focused ion beam system“. In: *Applied Microscopy* 49.1 (Dez. 2019), S. 6.
- [107] Tao Tao. „Focused ion beam induced deposition of platinum“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 8.6 (Nov. 1990), S. 1826.
- [108] John Melngailis. „Focused ion beam induced deposition: a review“. In: *Electron-Beam, X-Ray, and Ion-Beam Submicrometer Lithographies for Manufacturing*. Hrsg. von Martin C. Peckerar. August 1991. Aug. 1991, S. 36.
- [109] Christian H. Schwalb, Christina Grimm, Markus Baranowski, Roland Sachser, Fabrizio Porrati, Heiko Reith, Pintu Das, Jens Müller, Friedemann Völklein, Alexander Kaya und Michael Huth. „A Tunable Strain Sensor Using Nanogranular Metals“. In: *Sensors* 10.11 (Nov. 2010), S. 9847–9856.
- [110] Bharat Bhushan. *Springer Handbook of Nanotechnology*. Hrsg. von Bharat Bhushan. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [111] H. Neddermeyer. „Scanning tunnelling microscopy of semiconductor surfaces“. In: *Reports on Progress in Physics* 59.6 (Juni 1996), S. 701–769.
- [112] H. A. McKay, Huajie Chen, R. M. Feenstra und P. J. Poole. „Scanning tunneling microscopy images of III–V semiconductor alloys: Strain effects“. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* 21.1 (Dez. 2003), S. 18.
- [113] Peter W. Hawkes und John C. H. Spence. *Springer Handbook of Microscopy*. Cham: Springer International Publishing, 2019.
- [114] Afshin Alipour, M. Bulut Coskun und S. O.Reza Moheimani. „A high bandwidth microelectromechanical system-based nanopositioner for scanning tunneling microscopy“. In: *Review of Scientific Instruments* 90.7 (Juli 2019), S. 073706.
- [115] J. Bardeen. „Tunnelling from a many-particle point of view“. In: *Physical Review Letters* 6.2 (Jan. 1961), S. 57–59.
- [116] J. Tersoff und D. R. Hamann. „Theory of the scanning tunneling microscope“. In: *Physical Review B* 31.2 (Jan. 1985), S. 805–813.
- [117] John G. Simmons. „Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film“. In: *Journal of Applied Physics* 34.6 (1963), S. 1793–1803.
- [118] Chunli Bai. *Scanning Tunneling Microscopy and Its Application*. Springer, 2000.

- [119] Ina Sebastian. „Rastertunnelmikroskopie zur Keimbildung und zum Wachstum dünner CoO-Schichten auf AG(100) und AU(100)“. Diss. Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 2000.
- [120] S. Sadewasser, G. Abadal, N. Barniol, S. Dohn, A. Boisen, L. Fonseca und J. Estéve. „Integrated tunneling sensor for nanoelectromechanical systems“. In: *Applied Physics Letters* 89.17 (Okt. 2006), S. 173101.
- [121] H.C. Hamaker. „The London—van der Waals attraction between spherical particles“. In: *Physica* 4.10 (Okt. 1937), S. 1058–1072.
- [122] L. Zitzler, S. Herminghaus und F. Mugele. „Capillary forces in tapping mode atomic force microscopy“. In: *Physical Review B* 66.15 (Okt. 2002), S. 155436.
- [123] Minhang Bao und Heng Yang. „Squeeze film air damping in MEMS“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 136.1 (Mai 2007), S. 3–27.
- [124] Timo Veijola, Heikki Kuisma, Juha Lahdenperä und Tapani Ryhänen. „Equivalent-circuit model of the squeezed gas film in a silicon accelerometer“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 48.3 (Mai 1995), S. 239–248.
- [125] T.B. Gabrielson. „Mechanical-thermal noise in micromachined acoustic and vibration sensors“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 40.5 (Mai 1993), S. 903–909.
- [126] H. Rockstad, T. Kenny, J. Reynolds, W. Kaiser und T. Gabrielson. „A Miniature High-Sensitivity Broadband Accelerometer Based on Electron Tunneling Transducers“. In: *Transducers*. 1993.
- [127] *PolyMUMPs MEMS multi-project wafer service*. URL: <http://www.memscap.com/products/mumps/polymumps> (besucht am 29.03.2022).
- [128] Hidetaka Sawada, Naoki Shimura, Fumio Hosokawa, Naoya Shibata und Yuichi Ikuhara. „Resolving 45-pm-separated Si–Si atomic columns with an aberration-corrected STEM“. In: *Microscopy* 64.3 (Juni 2015), S. 213–217.
- [129] Stacy Gates-Rector und Thomas Blanton. „The Powder Diffraction File: a quality materials characterization database“. In: *Powder Diffraction* 34.4 (Dez. 2019), S. 352–360.
- [130] Wheeler P. Davey. „Precision Measurements of the Lattice Constants of Twelve Common Metals“. In: *Physical Review* 25.6 (Juni 1925), S. 753–761.
- [131] Jürgen Bauch und Rüdiger Rosenkranz. „EDX - Energiedispersive Röntgenspektroskopie“. In: *Physikalische Werkstoffdiagnostik*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017, S. 60–61.
- [132] *Naiostm Nanosurf*. URL: <https://www.nanosurf.com/en/products/naiostm-stm-for-nanoeducation> (besucht am 06.12.2021).

- [133] A. Pavlov und H. Ihantola. „A new method of scanning tunneling spectroscopy for study of the energy structure of semiconductors and free electron gas in metals“. In: *Scanning* 19 (7 Okt. 1997), S. 459–465.
- [134] L. Olesen, M. Brandbyge, M. R. Sørensen, K. W. Jacobsen, E. Lægsgaard, I. Stensgaard und F. Besenbacher. „Apparent Barrier Height in Scanning Tunneling Microscopy Revisited“. In: *Physical Review Letters* 76 (9 Feb. 1996), S. 1485–1488.

Liste eigener Veröffentlichungen

Michael Haub, Thomas Guenther, Martin Bogner und André Zimmermann., „Use of PtC Nanotips for Low-Voltage Quantum Tunneling Applications“. In: *Micromachines* 13.7 (Jun. 2022), S. 1019.

Michael Haub, Thomas Guenther, Martin Bogner und André Zimmermann., „Investigation of Focused Ion and Electron Beam Platinum Carbon Nano-Tips with Transmission Electron Microscopy for Quantum Tunneling Vacuum Gap Applications“. In: *Applied Sciences* 11.24 (Dez. 2021), S. 11793.

Holger Ruehl, Michael Haub, Serhat Sahakalkan, Thomas Guenther und André Zimmermann., „Focused ion beam writing of submicron structures into coated mold inserts“. In: *Proceedings of the 21st International Conference of the European Society for Precision Engineering and Nanotechnology*. Euspen, Juni 2021, S. 137-140.

Michael Haub, Thomas Guenther, Martin Bogner, André Zimmermann und Hermann Sandmaier., „Development and Proof of Concept of a Miniaturized MEMS Quantum Tunneling Accelerometer Based on PtC Tips by Focused Ion Beam 3D Nano-Patterning“. In: *Sensors* 21.11 (Mai 2021), S. 3795.

Sebastian Hummel, Michael Haub, Martin Bogner und Hermann Sandmaier. „Characterisation of hanging and detaching droplets using optical measurement setups“. In: *Journal of Physics: Conference Series* Bd. 1319. 1. IOP Publishing, Sep. 2019, S. 012002.

Michael Haub, Sebastian Hummel, Martin Bogner und Hermann Sandmaier., „Novel Design of an Extremely Miniaturized Accelerometer Based on Quantum Tunneling Effect“. In: *Proceedings of Eurosensors 2018*. Bd. 2. 13. Basel Switzerland: MDPI, Nov. 2018, S. 1045.

Sebastian Hummel, Michael Haub, Martin Bogner und Hermann Sandmaier. „Bubble Formation in Droplet Dosing Devices for Liquid Medicine“. In: *Proceedings of Eurosensors 2018*. Bd. 2. 13. Basel Switzerland: MDPI, Nov. 2018, S. 747.

Sebastian Hummel, Martin Bogner, Michael Haub, Joachim Saegbarth und Hermann Sandmaier. „A new approach for the calculation of falling droplets from a cylindrical glass capillary based on force balance and velocity“. In: *Journal of Physics: Conference Series*. Bd. 922. IOP Publishing, Nov. 2017, S. 012003.

Sebastian Hummel, Martin Bogner, Michael Haub, Joachim Sägebarth und Hermann Sandmaier. „Analytical Calculation of Falling Droplets from Cylindrical Capillaries“. In: *Proceedings of Eurosensors 2017*. Bd. 1. 4. Basel Switzerland: MDPI, Sep. 2017, S. 284.