

Ermittlung und Beurteilung der Zuverlässigkeit von lateralen elektrostatischen Nanoaktoren und ihr Einfluss auf zukünftige Anwendungen

von der Fakultät 1 – MINT – Mathematik, Informatik, Physik, Elektro- und Informationstechnik der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus–Senftenberg genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades eines Dr. rer. nat.

vorgelegt von

Michael Stolz

geboren am 13.09.1984 in Ilitschewsk

Vorsitzender: Prof. Dr. rer. nat. habil. Jan Ingo Flege

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr. rer. nat. habil. Harald Schenk

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Bernhard Wunderle

Tag der mündlichen Prüfung: 13.10.2023

DOI: <https://doi.org/10.26127/BTUOpen-6533>

Kurzzusammenfassung

In dieser Dissertation wurden Zuverlässigkeitsaspekte der NED-Aktoren betrachtet und ihre Langzeitstabilität untersucht. Die Langzeituntersuchungen an einzelnen NED-Aktoren haben gezeigt, dass insbesondere große elektrische Felder zur Verkürzung der Lebensdauer der Aktorik führen können. Elektrische Felder beschleunigen Oxidation der NED-Siliziumelektroden. Dabei wurden zwei unterschiedliche Oxidationsmechanismen beobachtet: die anodische Oxidation von Siliziumelektroden im Isolatorbereich und die feldemissionsunterstützte Oxidation. Die beiden Degradationsmechanismen begünstigen das Wachstum des Siliziumoxides an Siliziumelektroden und resultieren in der Veränderung der Oszillationseigenschaften der NED-Aktoren mit der Zeit. Weitere Untersuchungen an den NED-basierten Anwendungen – Mikrolautsprecher haben verdeutlicht, dass solche Faktoren wie Feuchtigkeit die Degradation am meisten forcieren. Durch Passivierung der Aktoren, wobei sie z. B. mit Aluminiumoxid im ALD-Verfahren verkapselt werden, können unerwünschte Degradationsmechanismen deutlich verlangsamt werden. Durch eine geeignete Materialwahl bei der Verkapselung kann sogar gleichzeitig die Effizienz der Aktoren verbessert werden.

Abstract

In this dissertation, reliability aspects of the NED actuators were considered and their long-term stability was investigated. The long-term studies on individual NED actuators have shown that large electrical fields in small electrode gaps in particular can lead to a reduction of the actuator's lifetime. Strong electric fields accelerate oxidation of the silicon electrodes of NED actuators. Two different oxidation mechanisms were observed: the anodic oxidation of silicon electrodes in the insulator area and the field emission assisted oxidation. Both degradation mechanisms support the growth of silicon oxide on silicon electrodes and result in the change in the oscillation properties of the NED actuators over time. Further investigations on the NED based applications such as micro-speakers have clarified that such factor as air humidity is the main acceleration driver of degradation. By passivation of the actuators, where they would be encapsulated e. g. with aluminum oxide in the ALD process, unwanted electrode oxidation can be significantly slowed down. By choosing a suitable material for the encapsulation, the efficiency of the NED-actuators can even be improved at the same time.

Erklärung zum Eigenanteil der Dissertationsschrift

Die vorgelegte Dissertation mit dem Titel „Ermittlung und Beurteilung der Zuverlässigkeit von lateralen elektrostatischen Nanoaktoren und ihr Einfluss auf zukünftige Anwendungen“ entstand während meiner Tätigkeit im Fraunhofer IPMS. Die Konzeption der Studie erfolgte durch mich unter Betreuung von Prof. Dr.-Ing. Dr. rer. nat. habil. Harald Schenk. Die Fertigung der Teststrukturen erfolgte durch Fraunhofer IPMS in Reinraum. Sämtliche Versuche inklusive Langzeitexperimente an Nanoaktoren wurden von mir eigenständig in Laboratorien des Lehrstuhls „Mikro- und Nanosysteme“ durchgeführt. Versuchsplanung und Auswertung der Ergebnisse erfolgte ebenso durch mich persönlich. Die in der Arbeit präsentierten Schädigungsmodelle wurden von mir in Anlehnung an die angegebenen Literaturquellen vorgeschlagen und näher untersucht. Alle analytischen Abschätzungen, Herleitungen sowie die FEM-Simulationen zur Bestätigung bzw. Unterstützung der gestellten Hypothesen wurden ohne Zuhilfenahme von Dritten durchgeführt. Ebenfalls erfolgte die Interpretation der Simulationsergebnisse sowie der gewonnenen Experimentaldaten durch mich. Anschließend wurden die vorgeschlagenen Maßnahmen zur Verlängerung der Lebensdauer der Aktoren von mir formuliert. Die ausprobierte Verkapselung der Aktoren wurde entsprechend in Zusammenarbeit mit den Technologieexperten im IPMS-Reinraum realisiert. Die nachträgliche Prüfung der Wirksamkeit der Maßnahmen wurde wie bei den anderen Experimenten persönlich durchgeführt. Das Manuskript wurde selbständig mit Hilfe der Literaturquellen verfasst, die an zutreffenden Stellen zitiert sind. Das Korrekturlesen erfolgte unter anderem durch Kollegen von IPMS-Team, wobei die Korrekturen selbst entsprechend von mir durchgeführt wurden. Ich versichere zudem, dass ich den angestrebten Doktorgrad noch nicht erworben habe und nicht in einem früheren Promotionsverfahren für den angestrebten Doktorgrad endgültig gescheitert bin.

Cottbus, den 21.10.2023

Michael Stolz

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis.....	IX
Formelzeichen.....	X
1 Einleitung.....	1
2 Stand der Technik.....	3
2.1 Sprödbruch, Risse und Delamination.....	5
2.2 Elektrostatische Entladung.....	7
2.3 Anodische Oxidation von Silizium.....	9
2.4 Dielektrische Aufladung von Isolatoren.....	10
3 Aufgabenstellung und Zielsetzung.....	12
4 Zuverlässigkeitsuntersuchungen an lateralen NED-Aktoren.....	13
4.1 Teststrukturen und ihr Antriebsprinzip.....	13
4.2 Fertigung der Teststrukturen.....	14
4.3 Messmethoden.....	15
4.3.1 Leckstrommessung mit SMU.....	15
4.3.2 Auslenkungsmessung mit dem DHM.....	16
4.3.3 Optische Kontrolle mit dem Lichtmikroskop und Analyse mit dem Rasterelektronenmikroskop.....	20
4.3.4 FIB-Cut und EDX Untersuchungen.....	21
4.4 Messumfang und Versuchsplanung.....	21
4.5 Ergebnisse der Langzeitexperimente.....	22
4.5.1 Evolution der Auslenkung.....	22
4.5.2 Topologische sowie morphologische Veränderungen.....	24
4.6 Diskussion der Degradationsmechanismen und Aufstellung der Schädigungsmodelle.....	31
4.6.1 Kalte anodische Korrosion.....	31
4.6.2 Feldemissionsunterstützte Oxidation.....	33
4.6.2.1 Lokale Vergrößerung des elektrischen Feldes infolge der Elektrodendurchbiegung.....	38
4.6.2.2 Austrittsarbeit des dotierten Siliziums und Abschätzung der Feldemission.....	42

4.7	Prüfung und Verifikation der Hypothesen	48
4.7.1	Tests mit DC-Anregung	48
4.7.2	Spannungsabhängigkeit des Auslenkungsverlaufes	51
4.7.3	Experimente im Unterdruck	52
4.8	Präventive Maßnahmen zur Erhöhung der Lebensdauer	56
4.8.1	Bewertung der präventiven Maßnahmen	59
4.8.2	Versteifung der NED-Aktoren durch Passivierung	60
4.8.3	Erhöhung der elektrostatischen Kraft und die Gesamtauswirkung der Beschichtung auf das Aktorverhalten	65
4.9	Übertragbarkeit der Zuverlässigkeitsuntersuchungen auf Anwendungen	70
5	Beurteilung der Zuverlässigkeit am Beispiel der NED-μLautsprecher	73
5.1	Lautsprecherkonzept auf der Basis der NED-Aktorik	73
5.2	Vorbereitung und Präparation der Testobjekte	76
5.3	Langzeitexperimente und ihre Ergebnisse	80
5.3.1	Auslenkungsänderung und Auswirkung auf Schalldruckpegel	80
5.3.2	Resonanzverschiebung infolge potenzieller Degradation	84
5.4	Forcierte Alterung in der Klimakammer	86
5.5	Änderung der mechanischen Lage von Aktoren nach starker Oxidation	93
5.6	Diskussion über die Lebensdauer der Mikrolautsprecher	95
6	Optimierungsvorschläge und Ausblick	97
6.1	Stabilitätsüberwachung der Aktorik mittels der Impedanzspektroskopie	97
6.2	Verbesserung der ALD-Abscheidung zur Reduzierung von Pinholes	104
7	Zusammenfassung	105
Anhang	107
Anhang 1	Vakuumglocke für die Messungen im Unterdruck	107
Anhang 2	Messunsicherheit am DHM	108
Anhang 3	Resonanzverschiebung der μ -LS-Aktoren infolge der Oxidation	109
Literatur- und Quellenverzeichnis	112
Abbildungsverzeichnis	124
Tabellenverzeichnis	129

Formelzeichen und Abkürzungen

Wenn im Kontext nicht anders erklärt, haben die folgenden Symbole, Abkürzungen und Bezeichnungen die hier angegebene Bedeutung.

Abkürzungsverzeichnis

μ -LS	Mikrolautsprecher
AC	engl. alternating current
ALD	engl. atomic layer deposition
AU-Kennlinie	Auslenkungs-Spannungskennlinie
BOX	engl. burried oxide
BSE	Rückstreuелеktronendetektor (engl. back scattered electrons)
BSOI	engl. bonded silicon on insulator
CCD	engl. charge-coupled device
CMOS	engl. complementary metal-oxide-semiconductor
CMUT	capacitive micromachined ultrasonic transducer
DC	engl. direct current
DGL	Differenzialgleichung
DHM	digitales holographisches Mikroskop
DIL	engl. dual in-line
DLP	engl. digital light processor
DRIE	engl. deep reactive ion etching
EDX	energiedispersive Röntgenspektroskopie
FEM	Finite-Elemente-Methode
FIB-Cut	fokussiertes Ionenstrahlschneiden
F-N-Funktion	Fowler-Nordheim-Funktion
GND	engl. ground
HF	Hochfrequenz
MEMS	Mikroelektromechanische Systeme
NED	engl. nanoscopic electrostatic drive
PF-Stromdichte	Pool-Frenkel-Stromdichte
REM	Rasterelektronenmikroskop
RMS	engl. root mean square
SE	Sekundärelektronen
SMU	engl. source measure unit
THD	engl. total harmonic distortion
UI-Kennlinie	Spannungsstromkennlinie

Formelzeichen

A'	1. gasspezifische Konstante
A	Elektrodenfläche
$A(U)$	Auslenkungs-Spannungskennlinie
A^*, B^*	die Fowler-Nordheim Konstanten
A_{akt}	vom Aktor während der Schwingung überstrichene Fläche
A_i	i-ter Flächenquerschnitt
a^*	gesamte Risslänge
a	spannungs- und lösungsabhängige Oxidwachstumskonstante
B'	2. gasspezifische Konstante
b	Breite
Δb	Fertigungstoleranz der Breite
C^*	Risswachstumskonstante
C_0	statische Kapazität
C_a	dynamische Kapazität
D	mechanischer Dämpfungsfaktor
\vec{D}	elektrische Flussdichte
D_a	akustische Dämpfung
d	Oxidschichtdicke
d_0	Anfangsschichtdicke
$\frac{da^*}{dN}$	Risswachstumsrate
$d(t)$	zeitabhängige Oxidschichtdicke
\vec{E}	elektrische Feldstärke
$E_{Al_2O_3}$	Elastizitätskonstante des Aluminiumoxids
E_B	Bandlücke
$E_{eff Al_2O_3}$	effektiver Elastizitätsmodul des Aktors
E_{F_i}	Intrinsisches Fermi-Niveau
E_F	Fermi-Niveau
E_I	Ionisierungsenergie
E_L, E_V	Leitungsband und Valenzband
E_{VAK}	Energetisches Vakuumniveau
E_{Si}	Elastizitätskonstante des Siliziums
EI	Biegesteifigkeit
e	Elementarladung
F	Rissgeschwindigkeitsfaktor
\vec{F}_{el}	elektrostatische Kraft
$F_{el Al_2O_3}$	elektrostatische Kraft mit Passivierung
$F_{el Si}$	elektrostatische Kraft ohne Passivierung

f_0	Resonanzfrequenz eines schwingenden Balkens
$f_{F-D}(E)$	Fermi-Dirac-Verteilung
g	Elektrodenabstand
h	Höhe
\hbar	Reduziertes Planck'sches Wirkungsquantum
I	Strom
\bar{I}	ideelles Flächenträgheitsmoment
\vec{I}_{FE}	Feldemissionsleckstrom
\vec{I}_{LS}	Leckstrom
\vec{I}_O	Oberflächenleckstrom
$I_{y_{Al_2O_3}}$	Flächenträgheitsmoment des Aluminiumoxides
$I_{y_{Si}}$	Flächenträgheitsmoment des Siliziums
$I_{y_i}^*$	Flächenträgheitsmoment mit Steiner'schem Anteil
j_{FN}	Fowler-Nordheim-Stromdichte
j_{PF}	Pool-Frenkel-Stromdichte
K_c	Schwellenwert des Risswachstums
K_{max}	Maximaler Spannungsintensitätsfaktor
K_{min}	Minimaler Spannungsintensitätsfaktor
ΔK_{th}	Schwellenwert des Risswachstums (des zyklischen Spannungsintensitätsfaktors)
ΔK	Spannungsintensitätsfaktor
k	Federkonstante
k_1, k_2, k_3	Koeffizienten
k_B	Boltzmann-Konstante
L	Länge
L_p	Schalldruckpegel als Logarithmus
M_{bieg}	Biegemoment
m^*	Paris Exponent
m	Masse
N	Anzahl
N_A	Akzeptor-Dotierungsrate
N_L	Ladungsträgerdichte im Leitungsband
N_V	Ladungsträgerdichte im Valenzband
n	Teilchendichte
n_i	Wichtung
p	absoluter Druck
p_0	Anfangsdruck in der Kammer
p_N	konstanter NED-Hebelfaktor
Δp	Druckerhöhung
Q	Probeladung, Ladung
q	konstante Streckenlast

R	Spannungsverhältnis
\vec{r}	Hebel
r_0	Abstand, bei welchem das Lennard-Jones-Potenzial zwischen den einzelnen Atomen gleich Null ist
r_1, r_2	Molekülradien
T	Temperatur
$t^2(y)$	Korrekturfunktion
U	elektrische Spannung
U_0	Entwicklungsstelle der Spannung
U_D	kritische Durchschlagspannung
U_{ac}	Signalspannung
U_{dc}	Vorspannung, Bias-Spannung
U_λ	Äquivalente Beschleunigungsspannung bei der Kollision
V_0	Anfangsvolumen in der Kammer
V_{Si_i}	partielle Volumina des Siliziums
$V_{SiO_2_i}$	partielle Volumina des Siliziumoxides
ΔV	durch die Aktorbewegung verdrängtes Volumen
$v(y)$	Korrekturfunktionen
$w(x), w(z)$	Biegelinie in einem elastischen Balken
w_{max}	maximale Durchbiegung des Balkens
x	Aktorverschiebung
x_{s_i}	Abstand des Flächenschwerpunktes einer i-ten Teilfläche zum Schwerpunkt der Gesamtstruktur
y	relative Verkleinerung der Potentialbarriere
$\underline{Z}(\Omega)$	komplexe gemessene Impedanz
β_g	geometrischer Feldverstärkungsfaktor
β_m	mikro- bzw. nanoskopischer Feldverstärkungsfaktor
γ	3. Townsend-Koeffizient
δ_{Fel}	Verhältnis der elektrostatischen Kräfte mit und ohne Beschichtung
δ_{EI}	Verhältnis der Biegesteifigkeiten mit und ohne Beschichtung
δ_w	Verhältnis der Auslenkungen mit und ohne Beschichtung
ε	Dielektrizitätskonstante des Isolators
ε_0	Permittivität des Vakuums
ε_r	relative Permittivität des Mediums
κ	adiabatischer Koeffizient
$\kappa(z)$	Krümmung an der Stelle z
λ	mittlere freie Weglänge
λ_{Lit}	mittlere freie Weglänge, Literaturwert
λ_ε	Verhältnis der relativen Permittivitäten
μ_e	Elektronenmobilität

$\Delta\mu$	Änderung des wahren Wertes μ
ρ_{Si}	Dichte des Siliziums
ρ_{SiO_2}	Dichte des Siliziumoxides
$\rho(z)$	Krümmungsradius an der Stelle z
σ	Wirkungsquerschnitt
$\Delta\sigma$	Spannungsdifferenz
τ	Zeitkonstante
φ	Elektrisches Potenzial
$\varphi(\underline{Z})$	Phase der Impedanz
$\nabla\varphi_1(x)$	Gradient des elektrischen Potentials
ϕ	Austrittsarbeit
$\phi_{Al_2O_3}$	Volumenanteil der Aluminiumoxidschicht im Verbund
ϕ_B	Spannungsbarriere
ϕ_{B_0}	intrinsische Auffangenergie
$\Delta\phi$	Absenkung der Potentialbarriere
χ	Elektronenaffinität
Ω	Anregungsfrequenz
ω_0	resonante mechanische Kreisfrequenz

1 Einleitung

Solange ein mathematisches Gesetz die Realität widerspiegelt, ist es nicht genau; sobald ein mathematisches Gesetz richtig ist, spiegelt es nicht die Realität wider.

Albert Einstein (1879-1955)

Mikroelektromechanische Systeme, oder kurz MEMS, werden heutzutage in immer breiterem Spektrum verschiedener Anwendungen in Form von Sensoren oder Aktoren integriert. Sie finden Einsatz in der Messtechnik, Optik, Medizin, HF-Anwendungen aber auch als Konsumgüter des täglichen Gebrauchs. Aktuierende MEMS nutzen unterschiedliche physikalische Antriebsprinzipien aus. Oft verwendete und weit verbreitete sind die elektrostatisch betriebenen MEMS-Elemente [Algamili und Khir 2021]. Elektrostatik bietet gegenüber anderen Antrieben einige Vorteile, wie relativ geringer Herstellungsaufwand, gute Kompatibilität mit anderen Elementen des Gesamtsystems, Miniaturisierbarkeit und ein geringer Leistungsverbrauch. All diese Merkmale und besonders das letzte sorgen dafür, dass die elektrostatisch angetriebenen MEMS gern in autarken Systemen eingesetzt werden, die von einer Batterie gespeist werden. Die klassischen elektrostatischen Antriebe haben aber auch Nachteile. Wird ein großer Hub benötigt, müssen die Elektroden weit auseinandergesetzt werden. Das heißt wiederum, dass zur Aktuierung relativ größere elektrische Spannungen notwendig sind. Werden Elektroden nah aneinander platziert, ist der Hub limitiert, und sogar der gesamte Elektrodenabstand kann nicht zur Bewegung wegen der Pull-In-Instabilität verwendet werden [Zhang et al. 2014]. Das begrenzt stark die Einsetzbarkeit der elektrostatischen Aktoren in einigen Anwendungen. Um die Limitierungen der konventionellen elektrostatischen MEMS zu überwinden, hat das Fraunhofer IPMS einen neuen Antrieb namens NED (engl. nanoscopic electrostatic drive) entwickelt. Die neuen NED-Aktoren haben kleine Elektrodenabstände und ermöglichen trotzdem große Hübe, die bis zu drei Größenordnungen höher als der initiale Elektrodenabstand sind [Conrad et al. 2015]. Darauf basierend entstanden verschiedene Anwendungen, wie Mikrolautsprecher, Mikropositionierplattformen, MEMS-Varaktoren, Ultraschallwandler usw. Unabhängig davon, ob es sich um einen Sensor bzw. um einen Aktor handelt, müssen diese MEMS-Anwendungen, wie auch makroskopische Antriebe, zuverlässig arbeiten.

Es gibt keine generalisierte Theorie, wie die verschiedenen MEMS-Anwendungen nach ihren Zuverlässigkeitseigenschaften bewertet werden sollen [Tabata und Tsuchiya 2008]. Das hängt damit zusammen, dass verschiedene Autoren unterschiedliche Methoden sowie

unterschiedliche Bedingungen in ihren Experimenten verwenden. Da keine einheitlichen Messstandards für MEMS existieren, ist es zudem oft schwer, unterschiedliche Technologien direkt aus der Zuverlässigkeitsperspektive miteinander zu vergleichen. Nichtsdestotrotz muss die Zuverlässigkeit von MEMS-Elementen eruiert werden. Weil die Zuverlässigkeit ein stochastisches Phänomen und selbst nicht unmittelbar messbar ist [Bitter et al. 1977], entsteht hier das eigentliche Problem. Jedoch können bestimmte, direkt messbare Verhaltensmerkmale der NED-Aktoren definiert und ihre Veränderung in einem Zeitintervall analysiert werden. Damit ließe sich dann die Zuverlässigkeit der Aktoren als qualitative und auch quantitative Überlebenswahrscheinlichkeit beurteilen.

Da die NED-Antriebe von der physikalischen Natur den klassischen elektrostatischen Antrieben gleich sind, ist zu erwarten, dass bei NED ähnliche Zuverlässigkeitsprobleme auftreten können. Dazu gehören verschiedene Degradationserscheinungen mechanischer sowie elektrischer Herkunft, die im nächsten Kapitel detaillierter vorgestellt werden.

2 Stand der Technik

Verschiedene MEMS-Elemente weisen eine unterschiedliche Lebensdauer auf. Das hängt oft von den Anwendungsbedingungen sowie von dem konkreten MEMS-Aufbau ab. Diverse MEMS können unterschiedlich z. B. nach der Antriebsart, nach der Größe, nach dem Anwendungsgebiet etc. kategorisiert werden. Hinsichtlich der Zuverlässigkeit können MEMS nach [Walraven 2003] in vier Gruppen unterteilt werden: MEMS mit nicht beweglichen Teilen, mit beweglichen und nicht reibenden Teilen, mit beweglichen aber berührenden Teilen und MEMS mit beweglichen Teilen, die in Berührung kommen und aufeinander reiben, Abbildung 1.

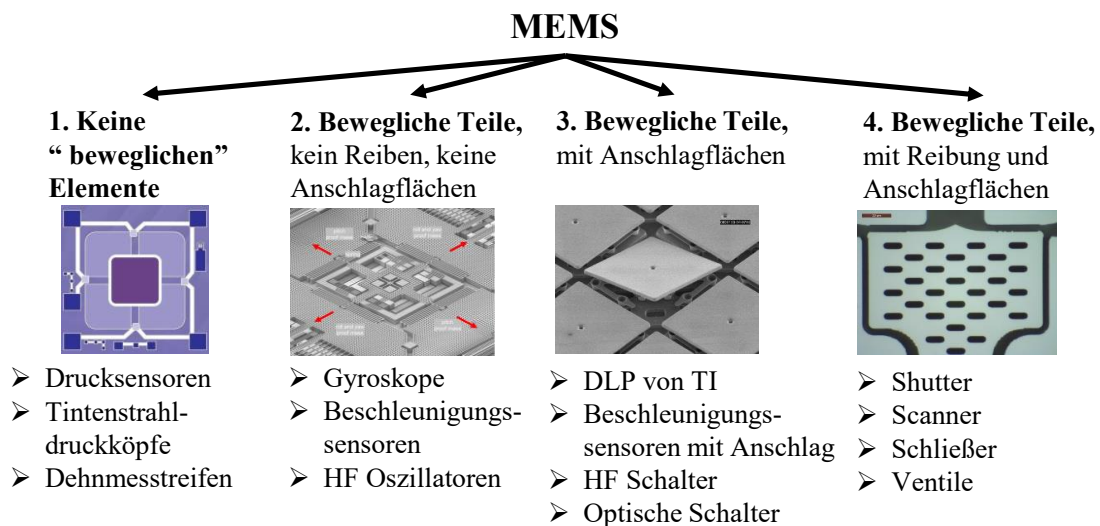


Abbildung 1: Unterteilung von MEMS in Hinsicht der Wechselwirkung einzelner Elemente. Bildnachweise: 1. [Alvi 2012], 2. [Jadon 2020], 3 [Hornbeck 2017], 4. IPMS Mikroventil.

Zu der ersten Gruppe gehören mehrere Sensoren sowie Aktoren, bei denen kaum Bewegung existiert. Die vorhandenen Bewegungshübe sind vernachlässigbar klein gegenüber den Abmessungen der aktiven Elemente. Zu der zweiten Gruppe gehören Gyroskope und Oszillatoren, die größere Hübe aufweisen und keine weiteren Oberflächen berühren. In der dritten Klasse sind weit bewegliche Strukturen, welche einen mechanischen Anschlag an den anderen Oberflächen haben. Dazu gehören z. B. Mikrospiegelarrays oder die sogenannten DLP (engl. digital light processor) von Texas Instruments. Letztlich die vierte Klasse repräsentiert MEMS-Elemente, bei denen die Oberflächen während der Bewegung nicht nur einander berühren, sondern aufeinander reiben. Basierend auf der Klassifizierung wächst die Anzahl der potenziellen Probleme im Betrieb mit dem steigenden Komplexitätsgrad. Während die erste Gruppe meist nur unter Kontamination mit Partikeln leidet, können alle beweglichen Strukturen weitere Zuverlässigkeitsprobleme, wie Ermüdung, Brüche, Delamination usw. bekommen.

Berühren die Oberflächen einander oder entsteht sogar Reibung dazwischen, kann es über längere Zeit zur Entstehung von Rissen, Brüchen, Abrieb und dadurch zu einer sekundären Kontamination kommen [Fonseca und Sequera 2011]. Nach dieser Klassifikation fallen die meisten NED-basierten Anwendungen unter die zweite oder die dritte Kategorie. Das heißt, sie haben relativ große Hübe und können Anschlagflächen besitzen. Aus diesem Grund können potenzielle Zuverlässigkeitsprobleme von NED, sowie für alle in der Abbildung 1 dargestellten elektrostatischen MEMS-Beispiele, in zwei physikalischen Domänen unterteilt werden: rein mechanischer oder elektrischer Natur. Zu den möglichen mechanischen Fehlern gehören im Allgemeinen:

- Mechanischer Bruch infolge von Ermüdung oder hoher mechanischen Spannungen (z. B. Sprödbruch, Ermüdungsbruch, Verformungsbruch),
- Parasitäres Haften bzw. Zusammenkleben durch Kapillarkräfte oder Van-der-Waals-Kräfte [Zaghloul et al. 2011],
- Delamination von Schichten voneinander aufgrund zyklischer Belastung oder unterschiedlicher thermischen Ausdehnung,
- Entstehung von Rissen,
- Verschleiß, z. B. adhäsiver oder abrasiver Verschleiß, Oberflächenzerrüttung an Kontaktflächen.

Bei NED-Aktoren können hypothetisch im Langzeitbetrieb Sprödbrüche, Risse und Delaminationen entstehen. Parasitäres Haften ist nur in Anwendungen mit Kontaktflächen zu erwarten und ein Verschleiß sollte wegen fehlender Reibungsflächen entfallen. Dabei können aber weitere Zuverlässigkeitsprobleme der elektrischen Domäne vorkommen, wie:

- Elektrostatische Entladung aufgrund relativ kleiner Elektrodenabstände,
- Anodische Oxidation von Silizium [Shea et al. 2004] infolge von Leckströmen und feuchter Umgebung,
- Dielektrische Aufladung von Isolatoren, die proportional zur angelegten elektrischen Spannung sowie der relativen Feuchtigkeit ist [Zaghloul et al. 2011],
- Elektromigration.

Elektromigration findet meist bei den metallisierten MEMS statt, weswegen beim NED nicht damit zu rechnen ist. Alle anderen möglichen Fehler können jedoch vorkommen, wenn die elektrischen Feldstärken während des Betriebs groß genug sind. In den Abschnitten 2.1 – 2.4 werden die erwähnten potenziellen Probleme näher erläutert.

2.1 Sprödbruch, Risse und Delamination

Monokristallines Silizium, aus welchem die NED-Aktoren strukturiert werden, ist ein mechanisch gutes und stabiles Material. Es weist normalerweise keine Ermüdungsbrüche während der zyklischen Beanspruchung auf, weil es keine Korngrenzen im Vergleich zum polykristallinen Silizium besitzt. Es können jedoch Sprödbrüche entstehen, wenn seine Bruchfestigkeit überschritten wird. Die maximale Bruchfestigkeit von monokristallinem Silizium variiert je nach Kristallorientierung, Größe der Teststruktur, Dotierung und Testmethode [Hartzell et al. 2011] und liegt im Bereich von 0,35-3,8 GPa [DelRio et al. 2015] bzw. 1,2-4,6 GPa [Chen et al. 2000].

Bei einem Bruchtest wird die mechanische Spannung auf einem Prüfling erhöht bis es bricht. Dabei verläuft die Spannungs-Ausdehnungs-Kennlinie linear im elastischen Bereich und sinkt abrupt nach dem Bruch, was das spröde Bruchverhalten bestätigt. Bei duktilen Materialien ist der Spannungsabfall nicht so rapide und es findet noch eine plastische Deformation statt. Die initiale Ursache des Bruches kann immer einem Materialdefekt oder Mikroriss zugeordnet werden. Dabei hängt die Bruchfestigkeit von der Temperatur und besonders stark von der Anfangstiefe des Risses ab [Jaya et al. 2016], [Hu 1982]. Der Sprödbruch von Siliziumstrukturen breitet sich normalerweise entlang einer Kristallrichtung aus. Existieren an Siliziumstrukturen Mikrorisse, können sie bei zyklischen mechanischen Belastungen oder durch Oxidation infolge des Feuchteinflusses relativ langsam propagieren und eine Art Ermüdungsriss darstellen, was entsprechend die Bruchfestigkeit beeinträchtigen würde. Es gibt unterschiedliche Theorien, die das Risswachstum analytisch beschreiben. Eine der einfachsten Modelle ist die Paris-Erdogan-Gleichung [Erdogan und Ratwani 1970]:

$$\frac{da^*}{dN} = C^* \Delta K^{m^*} \quad (1)$$

wobei $a^* = a_0 + \Delta a$ – die gesamte Risslänge, $\frac{da^*}{dN}$ – Risswachstumsrate, C^* – Risswachstumskonstante, $\Delta K \sim \Delta \sigma \sqrt{\pi a^*}$ – Spannungsintensitätsfaktor und m^* – Paris Exponent sind. Es gibt weitere Modelle, die auch Schwellenwerte ΔK_{th} und K_c des Risswachstums und F – den Rissgeschwindigkeitsfaktor berücksichtigen [Forman und Mettu 1990]:

$$\frac{da^*}{dN} = C^* F \Delta K^{m^*} \frac{\left(1 - \frac{\Delta K_{th}}{\Delta K}\right)^p}{\left(1 - \frac{K_{max}}{K_c}\right)^q} \quad (2)$$

mit den empirischen Faktoren p und q .

Für komplexere Modelle wie in (2) sehen die Risswachstumskurven qualitativ ähnlich in doppellogarithmischer Darstellung nach einer S-Form aus und beinhalten drei charakteristische Bereiche, Abbildung 2.

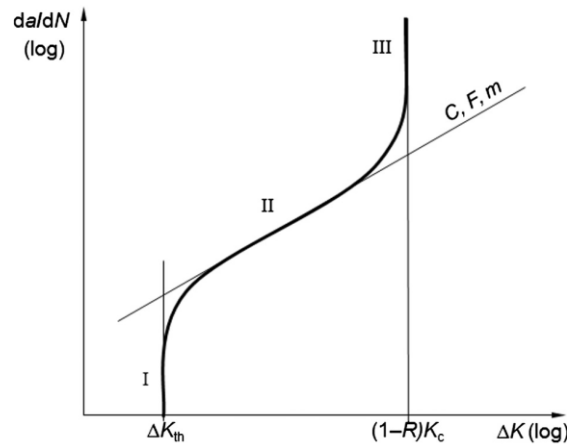


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Risspropagationskurve [Maierhofer et al. 2014].

Der erste Bereich ist durch den Schwellenwert ΔK_{th} des zyklischen Spannungsintensitätsfaktors begrenzt. Übersteigt die Belastung diese Schwelle (Abschnitt II), kann der Riss fortschreiten und wächst danach stabil weiter. Die rechte Asymptote repräsentiert den Schwellenwert $(1 - R)K_c$, ab dem die Rissausbreitung instabil ist und die Belastung zum Bruch führt. Dabei bezeichnet R das konstante Spannungsverhältnis:

$$R = \frac{\sigma_{min}}{\sigma_{max}} = \frac{K_{min}}{K_{max}} \quad (3)$$

Der S-Verlauf gilt auch für spröde Materiale. Je spröder das Materialverhalten ist, desto steiler verläuft die Risspropagation in der zweiten Phase, siehe z. B. [Okazaki et al. 1991].

Der nächste mechanische Fehler ist auch eine Art Rissbildung, die aber zwischen unterschiedlichen Materialien stattfindet. Sie heißt Delamination und entsteht an der Grenzfläche von verschiedenen Festkörpern. In der Regel fängt es mit einem Risswachstum aufgrund einer konstanten mechanischen Spannung, intrinsischen Restspannungen nach der Fertigung oder einer Wechselbelastung an, bis die Haftung von beiden Materialien zueinander teilweise oder sogar komplett verschwindet. Bei elektrostatischen Aktoren ist es an den Grenzflächen zwischen den Elektroden und den Isolatoren bei entsprechender Spannung möglich. Die kritischen Delaminationsspannungen können entweder analytisch [Yu und Hutchinson 2003], mit Hilfe von FEM-Simulationen [Toth et al. 2013] oder empirisch bestimmt werden, z. B. durch Ritzversuche. Die kritischen Belastungen für die Delamination von z. B. Al_2O_3 und Si betragen je nach Oxiddicke und Abscheidungsparameter 546-1094 mN [Kilpi et al. 2016].

2.2 Elektrostatische Entladung

Bei den elektrostatisch betriebenen MEMS-Elementen kann es zu einer elektrostatischen Entladung oder zu einem Spannungsdurchschlag kommen. Die Ursache dafür sind hohe elektrische Feldstärken trotz moderater Spannungen. Da die MEMS-Strukturen ständig miniaturisiert werden, werden auch die Elektrodenabstände immer kleiner bis $< 1 \mu\text{m}$. Die kritische Durchschlagspannung für einen bestimmten Elektrodenabstand kann makroskopisch durch das Paschen-Gesetz [Paschen 1889] beschrieben werden:

$$U_D = pg \frac{B'}{\ln(pgA') - \ln(\ln(1 + \gamma^{-1}))} \quad (4)$$

Sie ist eine Funktion des Produktes des absoluten Luftdruckes p und des Elektrodenabstandes g . A' und B' sind hier die gasspezifischen Konstanten, die für die Luft entsprechend $10,95 \text{ Pa}^{-1}\text{m}^{-1}$ und $273,77 \text{ VPa}^{-1}\text{m}^{-1}$ betragen [Ron und Lehr 2018]. Der Koeffizient γ ist der sogenannte 3. Townsend-Koeffizient, der die Wahrscheinlichkeit der sekundären Emission von Elektronen aus der Kathode angibt [Stroth 2011]. Typischerweise liegt dieser Wert zwischen 1% und 10%. Die gesamte Entladung bzw. Townsend-Entladung basiert auf der Entstehung der Elektronenlawine, die durch eine Stoßionisation verursacht wird [Meschede 2004].

Die grafische Darstellung des Paschen-Gesetzes besitzt ein Minimum, das für den Luftdruck von einem bar und $\gamma = 1\%$ bei ca. 313 V und ca. $11,5 \mu\text{m}$ liegt, Abbildung 3.

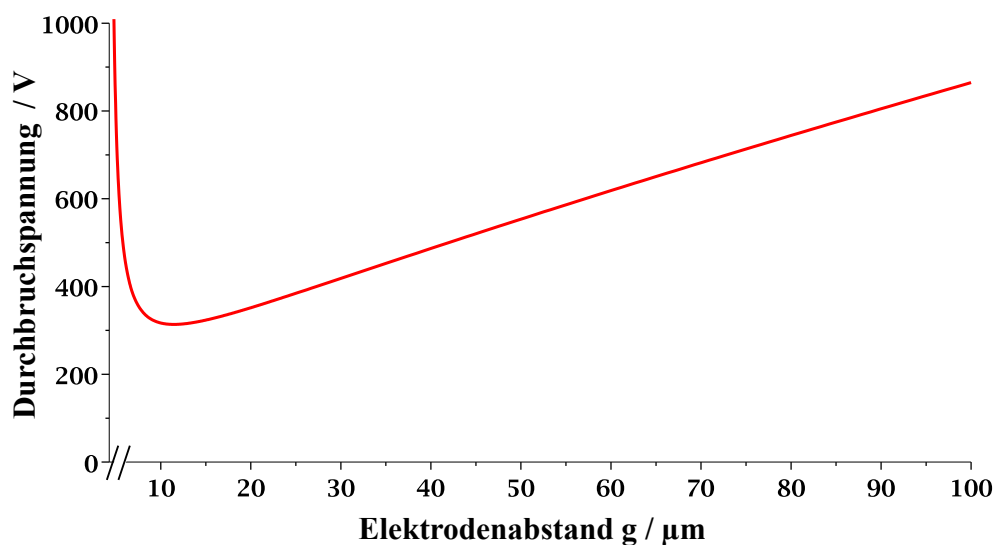


Abbildung 3: Paschen-Kurve für Luft bei atmosphärischem Druck für verschiedene Elektrodenabstände mit $\gamma = 1\%$.

Nach dem Minimum steigt die Durchbruchspannung laut Paschen wieder steil an, weil die Elektrodenabstände kleiner oder im Bereich der mittleren freien Weglänge der Elektronen sind, so dass keine Stoßionisation mehr möglich ist.

Es gibt jedoch verschiedene Studien [Hourdakis et al. 2006], [Slade und Taylor 2002], [Zhang et al. 2004], [Wallash und Levit 2003], die beweisen, dass für kleinere Elektrodenabstände die Paschen-Kurve nicht mehr gilt. Bei kleineren Elektrodenabständen und großen Spannungen kann eine zusätzliche Elektronenquelle dank der Feldemission entstehen, wodurch die Durchbruchspannung weiter sinken würde. Das wurde sowohl experimentell als auch mittels Monte-Carlo-Simulationen nachgewiesen, Abbildung 4. Die Bedingung dafür ist, dass die elektrische Feldstärke hinreichend groß ist, um die Feldemission aus der Elektrode zu ermöglichen.

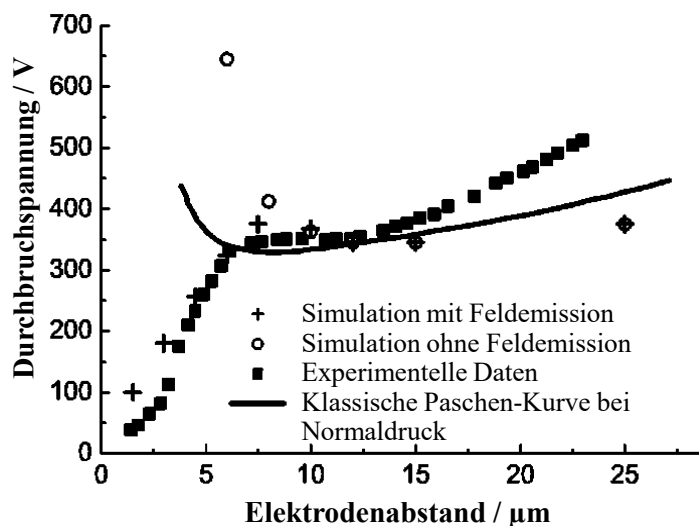


Abbildung 4: Simulierte modifizierte Paschen-Kurve unter Berücksichtigung der Feldemission [Zhang et al. 2004] im Vergleich mit den experimentellen Daten von [Slade und Taylor 2002] und der klassischen Paschen-Kurve.

Wie aus Abbildung 4 zu erkennen ist, sinkt die Durchbruchspannung ab dem Paschen-Minimum fast linear mit einer Feldstärke von ca. 50 MV/m infolge der Feldemission trotz kleiner werdender Elektrodenabstände. Dieses Verhalten ist materialspezifisch und hängt zudem von der Beschaffenheit der Elektroden ab. Eine detaillierte Untersuchung der möglichen Feldemission aus den hochdotierten Siliziumelektroden wird in Abschnitten 4.6.2 und 4.6.2.2 durchgeführt.

2.3 Anodische Oxidation von Silizium

Anodische Oxidation ist eine einfache Methode, das Silizium bei kleinen Temperaturen zu oxidieren. Im Vergleich zur thermischen Oxidation von Silizium bei den Temperaturen von 900-1200°C kann die anodische Oxidation bei Raumtemperaturen durchgeführt werden. Dafür werden Siliziumchips oder -wafer in einen Elektrolyten eingetaucht und auf positives Potenzial gesetzt, wobei die Gegenelektrode (z. B. aus Platin) geerdet wird. Als Elektrolyt können verschiedene organische sowie anorganische Lösungen dienen, z. B. HNO_3 , H_3PO_4 , NH_4OH , etc. [Zhang 2004]. Die Hauptsache ist, dass die Lösungen sauerstoffhaltige Komponenten besitzen, so wie H_2O , OH^- , O^- , O_2^- . Wenn die Spannung angelegt wird, werden sie durch das elektrische Feld zum positiv geladenen Silizium transportiert, wo die chemische Reaktion bzw. Oxidation stattfindet. Die anodische Oxidation kann entweder unter konstanter Spannung oder unter konstantem Strom verlaufen. Je nach Prozessparameter und Elektrolytlösung können lineare Schichtwachstumswerte von 2-40 Å/V erreicht werden. Dabei spielt der Wassergehalt in den Lösungen eine kritische Rolle, so dass sich die Eigenschaften des neu entstandenen Oxids stark unterscheiden können [Zhang 2004]. Die zeitabhängige Oxidschichtdicke kann hierbei durch eine Wurzelfunktion [Ghowsi und Gale 1989] beschrieben werden:

$$d(t) = d_0 + a\sqrt{t} \quad (5)$$

mit der Anfangsschichtdicke d_0 und der spannungs- und lösungsabhängigen Wachstumskonstante a . Diese Art der Siliziumoxidation ist für verschiedene Anwendungen interessant, wo größere Temperaturen unerwünscht sind, wie z. B. für die Passivierung von hocheffizienten Solarzellen [Grant et al. 2019]. Die gleiche Art der Oxidation kann aber bei höheren elektrischen Feldern unerwünscht auftreten und zu Zuverlässigkeitsproblemen von MEMS-Elementen führen. In [Shea et al. 2004] wurde z. B. gezeigt, dass die anodische Oxidation die Funktionalität der MEMS negativ beeinträchtigen kann. Dabei fungiert die natürliche Wasserschicht als Elektrolyt. Untersucht wurde dieser Effekt auf einer Kammstruktur aus Polysilizium, Abbildung 5 oben links. Die 2 µm breiten und 0,5 µm tiefen Elektroden wurden auf einem Isolator strukturiert. Zwischen den positiven und negativen Elektroden war der Abstand 2 µm. Es wurde untersucht, wie sich die elektrischen Leckströme und relative Feuchtigkeit auf die anodische Oxidation von Poly-Si auswirken. Zudem wurde gezeigt, dass sowohl der Leckstrom als auch die relative Feuchte den Oxidationsvorgang beschleunigen.

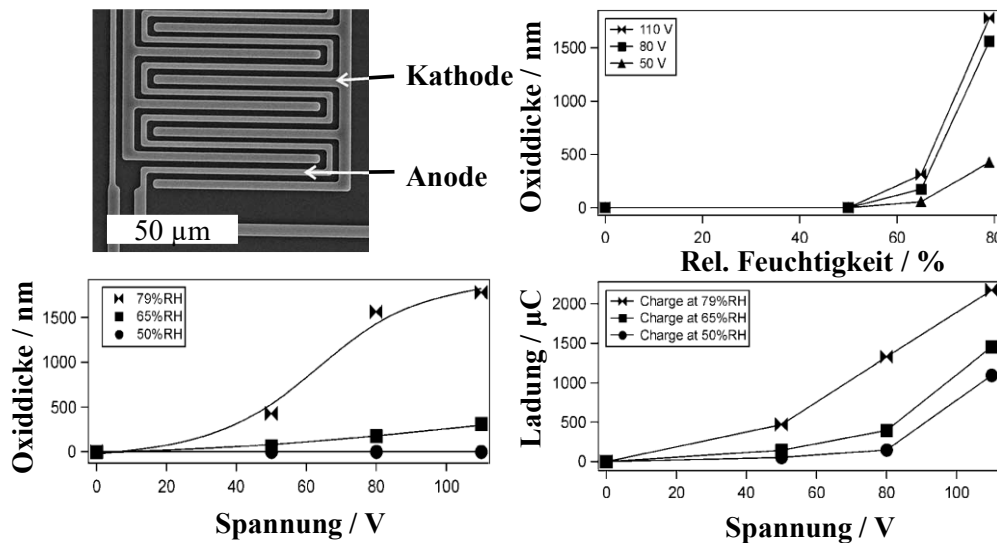


Abbildung 5: Anodische Oxidation von MEMS [Shea et al. 2004]: REM-Aufnahme der Test Struktur (o. l.), Oxiddicke als Funktion der relativen Feuchtigkeit (o. r.), Oxiddicke als Funktion der Spannung (u. l.), integrierter Leckstrom als kumulierte Ladung über 24 h versus Spannung (u. r.).

Die relative Feuchtigkeit ist definitiv ein Beschleunigungsfaktor, weil je höher sie ist, desto mehr Wasser wird von der Siliziumoberfläche absorbiert und so mehr Leckstrom würde fließen. Interessant ist auch eine Schwelle bei ca. 50%rH in der Abbildung 5 oben rechts, nach welcher die Wachstumsgeschwindigkeit signifikant ansteigt. Es ist auch ersichtlich, dass die Spannung oder genauer gesagt die elektrische Feldstärke einen wichtigen Einfluss auf das Oxidwachstum hat (unten links). Diese Wirkung wird mit höheren Feuchteniveaus stärker ausgeprägt. Aus den zwei unteren Bildern ist auch eine gute Korrelation zwischen der Oxiddicke und dem Ladungsfluss erkennbar. Dabei betrug der maximale Leckstrom bei 110 V und 79%rH etwa 25 nA und bei 50%rH ca. 12 nA. Eine Beschleunigung des anodischen Oxidwachstums bei steigender Temperatur wurde von [Shea et al. 2004] nicht beobachtet.

2.4 Dielektrische Aufladung von Isolatoren

Akkumuliert ein Dielektrikum Ladungen über die Zeit, so spricht man von einer dielektrischen Aufladung des Isolators. Die Ursache der Aufladung sind relativ hohe elektrische Felder über relativ kleine isolierende Dünnschichten [Hartzell et al. 2011]. Dabei werden die Ladungsträger aus den leitenden Elektroden in die Isolatoren langsam injiziert bzw. emittiert. Der Prozess wird mit steigender Temperatur und Feldstärke beschleunigt. Entfällt die thermische bzw. elektrostatische Anregung, werden die Ladungen in dem Isolator ortsfest gefangen. Da kein leitender „Fluchtweg“ für die gefangenen Ladungen in einem Isolator existiert, häufen sich

immer mehr Ladungen über die Zeit an – der Isolator wird aufgeladen. Dieser Effekt kann zu zwei Zuverlässigkeitsproblemen bei elektrostatisch betriebenen MEMS führen, nämlich:

- Systemdrift bzw. degenerative aktorische Nullpunktdrift, bei der die MEMS-Elemente ihr Verhalten ständig neben der Ladungsakkumulation ändern,
- Zusammenhaften der Einzelemente. Das betrifft besonders die HF-Schalter, deren Schaltverhalten während langsamer Aufladung immer unter höheren Spannungen stattfindet. Bei starker Aufladung bleiben die Elektroden sogar kleben, weil die Rückstellkraft nicht groß genug wird, um die attraktive elektrostatische Wirkung der im Isolator gefangenen Ladungen zu überwinden [Sumant et al. 2009].

Wegen dem besonderen Aufbau der NED-Aktoren (s. Abschnitt 4.1), kann man sich potenziell nur die Auslenkungsdrift bzw. die Nullpunktdrift über längere Zeit infolge der dielektrischen Aufladung vorstellen. Und nur dann, wenn die Aktoren nicht mit einer Wechselspannung betrieben werden. Sonst würden die alternierenden Auflade- und Entladevorgänge keinen Ladungsfang ermöglichen.

Die Menge der Ladungsinjektion in einen Isolator kann mit der Pool-Frenkel-Emission [Pan und Liu 2019] durch die Stromdichte als die Funktion der Feldstärke beschrieben werden (6). Das bestätigen auch die Experimente an den HF-Schaltern [Goldsmith et al. 2001]. Sie beweisen, dass die Lebensdauer der Schalter exponentiell proportional der maximalen Schaltspannung ist.

$$j_{PF} = e\mu_e N_L E \exp\left(-e\left(\phi_B - \sqrt{\frac{eE}{\pi\epsilon}}\right)/k_B T\right) \quad (6)$$

Hier sind e – Elementarladung, μ_e – Elektronenmobilität, N_L – Ladungsträgerdichte im Leitungsband, ϕ_B – Spannungsbarriere, die ein Elektron überwinden muss, um sich vom einem Atom zum anderen zu bewegen, k_B – Boltzmann-Konstante, T – Temperatur, $\epsilon = \epsilon_0\epsilon_r$ – Dielektrizitätskonstante des Isolatoren. Die für die Berechnung der PF-Stromdichte notwendige und in der Literatur veröffentlichte intrinsische Auffangenergie ϕ_{B_0} (engl. trap energy) von mittels atomaren Lagenabscheidung abgeschiedenen Aluminiumoxid beträgt 1,48 eV [Yeh et al. 2007].

Werden Isolatoren von NED-Aktoren über die Zeit aufgeladen, kann das an ihrer Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie sowie Auslenkungs-Spannungs-Kennlinie erkannt werden. Analog wird die Aufladung von Isolatoren z. B. bei elektrostatisch betriebenen HF-Schaltern bestimmt [Koutsourelis et al. 2012], [Herfst et al. 2006].

3 Aufgabenstellung und Zielsetzung

Wegen der Neuheit der NED-Aktorik gibt es in der Literatur noch keine Erkenntnisse über ihr Langzeitverhalten. Die wesentlichen Unterschiede gegenüber klassischen elektrostatischen Aktoren sind dabei relativ kleine Elektrodenabstände und große Auslenkungen. Umformuliert bedeutet das hohe elektrische Felder und große mechanische Spannungen, deren Einfluss auf die Aktorik über längere Zeit untersucht werden soll. Diese Dissertation soll einen Beitrag zur Diskussion um das Thema der Zuverlässigkeit der MEMS-Aktoren leisten. Sie soll die Kenntnisse über die Langzeitstabilität der klassischen elektrostatischen Aktoren erweitern und basierend auf den Untersuchungen der neu konzipierten lateralen NED-Aktoren den Forschungsstand in der Hinsicht auf die MEMS-Zuverlässigkeit ergänzen. Unter anderem werden folgende Ziele verfolgt:

- Langzeituntersuchung des elektromechanischen Ermüdungsverhaltens von NED-Aktoren bzw. NED-Systemen bei normalen Laborbedingungen,
- Analyse der potenziellen Versagensursachen, Trennung und Feststellung aus den möglichen Degradationsmechanismen der schwächsten Domäne (z. B. mechanische Brüche, Delamination oder dielektrische Aufladung, Durchbruchfestigkeiten bei ultradünnen Isolatoren usw.),
- Aufstellung der Schädigungsmodelle, ihre Gewichtung und Verifikation,
- Detailliertere Untersuchung der wichtigsten zutreffenden Degradationsauslöser mit der Ableitung der Vorsorgemaßnahmen bzw. Optimierungsvorschläge zur Erhöhung der Gesamtlebensdauer,
- Diskussion über die Übertragbarkeit der Ergebnisse von einem NED-Aktor auf NED-basierte Anwendungen,
- Ausarbeitung und Durchführung beschleunigter Tests zur Ermittlung der für die Bestimmung der Lebensdauer notwendigen Parameter,
- Vorschläge zur Optimierung des Herstellungsprozesses bzw. Designs anhand des tieferen Verständnisses über die Degradationsmechanismen.

Um diese Ziele in begrenzter Zeit zu realisieren, empfiehlt sich mit der Untersuchung von möglichst anfälligsten Strukturen anzufangen. Idealerweise sollten NED-Aktoren auch einzeln kontaktierbar sein, um potenzielle Mischeffekte bei größeren Arrays zu minimieren. Für diesen Zweck wurden in den ersten Zuverlässigkeitsexperimenten alleinstehende NED-Aktoren in einfachster Ausführung mit kleinen Elektrodenabständen von 1 μm ausgewählt, deren Aufbau und Funktionsweise im nächsten Kapitel vorgestellt wird.

4 Zuverlässigkeitsuntersuchungen an lateralen NED-Aktoren

4.1 Teststrukturen und ihr Antriebsprinzip

Das Fraunhofer IPMS entwickelt seit einigen Jahren eine neue Art elektrostatischer MEMS-Aktoren, die hohe Auslenkungen und einen kleinen Energieverbrauch aufweisen, genannt NED. Seit der Erstveröffentlichung [Conrad et al. 2015] ist es der Projektgruppe am IPMS gelungen, laterale Aktoren bereitzustellen, die heutzutage als Antriebe in Anwendungen wie MEMS-Varaktor, Mikropositionierer und Mikrolautsprecher dienen. Ein lateraler NED-Aktor besteht aus zwei speziell geformten Siliziumelektroden, die in der Abbildung 6 schematisch in Dachform ausgeführt sind.

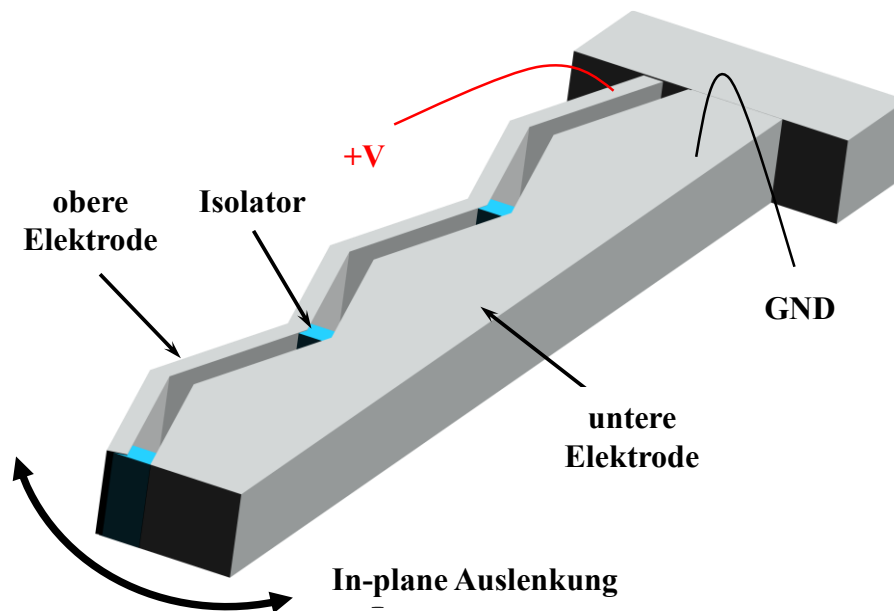


Abbildung 6: Schematische Darstellung eines einseitig eingespannten lateralen NED-Aktors.

Die beiden Elektroden bilden zusammen einen einseitig fest eingespannten Balken. Sie sind äquidistant mechanisch durch elektrische Isolatoren (in blau) miteinander verbunden. Der kleinste durch die Isolatoren definierte Längenabschnitt stellt eine Elementarzelle des Aktors dar. Wird zwischen den Elektroden eine elektrische Spannung angelegt, entsteht im luftgefüllten Elektrodenspalt ein elektrisches Feld, das auf die Elektroden attraktiv wirkt. Die durch die mechanische Verbindung zu den Isolatoren verhinderte Bewegung der Elektroden zueinander resultiert in einer mechanischen Spannung entlang des Balkens, was zum Biegen der Gesamtstruktur führt. Der NED-Hebeleffekt transferiert somit die anziehende orthogonale in-plane Bewegung der Elektroden in eine laterale Krümmung des gesamten Aktors. Der Hebeleffekt hängt größtenteils von der Länge der Elementarzelle, dem Elektrodenabstand

sowie der Elektrodenform ab. Es ist anzumerken, dass die Elektroden in den gefertigten Aktoren unterschiedlich ausgeführt werden können.

Im Vergleich zu konventionellen elektrostatischen MEMS-Aktoren können dadurch Aktorauslenkungen erreicht werden, die dem Vielfachen des Elektrodenabstandes entsprechen. Je kleiner der Elektrodenabstand ist, desto größer ist die elektrostatische Kraft, die dem Quadrat des Elektrodenabstandes invers proportional ist. Höhere Kräfte bedeuten nicht nur größere effektive Auslenkungen des Aktors, sondern auch größere elektromechanische Spannungen, die über die Zeit zu potenziellen Zuverlässigkeitsproblemen führen können. Die Zuverlässigkeit der einzelnen Aktoren beeinträchtigt entsprechend die Zuverlässigkeit der NED-basierten Anwendungen, wie z. B. NED- μ Lautsprecher [Kaiser et al. 2019] und NED- μ Positioniersysteme und muss deswegen gründlich untersucht werden.

4.2 Fertigung der Teststrukturen

Die Teststrukturen für die Zuverlässigkeitsuntersuchungen sind einzelne laterale NED-Aktoren. Sie wurden aus einem BSOI (engl. bonded silicon on insulator) mithilfe der CMOS kompatiblen Technologie gefertigt, die am Fraunhofer IPMS entwickelt wurde. Für die Fertigung werden mit Bor hochdotierte (10^{18} cm^{-3}) BSOI Wafer mit der Dicke des Device-Wafers von $10 \mu\text{m}$ verwendet. Für die Strukturierung der Aktorelektrodenform, des Elektrodenabstandes von $1 \mu\text{m}$ sowie des NED-Aktors selbst wird ein reaktives Ionentiefenätzverfahren DRIE (engl. deep reactive ion etching) eingesetzt. Dabei wird Device-Silizium $10 \mu\text{m}$ tief bis auf die BOX-Schicht (engl. buried oxide) geätzt, das als Bondinterface zwischen Device-Wafer und Handle-Wafer und als eine Ätzstoppschicht dient. Elektrische Isolatoren aus Aluminiumoxid Al_2O_3 werden zwischen den Elektroden strukturiert. Dafür wird mit der Atomlagenabscheidung – ALD (engl. atomic layer deposition) eine konforme Schicht aus Al_2O_3 in die dafür vorbereiteten Gräben bzw. Öffnungen abgeschieden, was bei entsprechender Schichtdicke näherungsweise zu einer Verfüllung führt. Die Rückseitenöffnung des BSOI-Wafers unter der Teststruktur wird durch anisotropes Nassätzen mit TMAH ermöglicht. Am Ende der Fertigungsabfolge wird die BOX-Schicht unter den Aktoren mittels gasförmiger Fluorwasserstoffsäure (HF) entfernt. Das sogenannte Final-Release legt Aktoren (s. Abbildung 7) mechanisch vom Handle-Wafer frei und sie können für die Zuverlässigkeitstests als mechanisch bewegliche Strukturen verwendet werden.

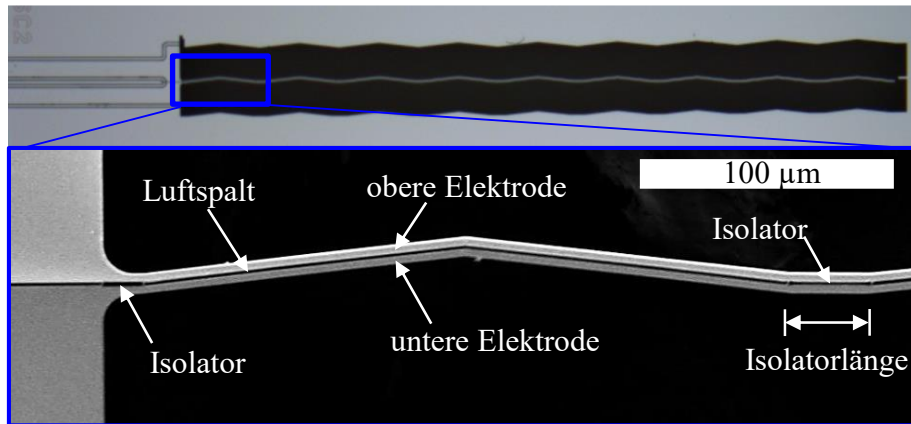


Abbildung 7: Optische Aufnahme eines ca. 2 mm langen als Kragbalken ausgeführten lateralen NED-Aktors mit 1 µm Elektrodenabstand (oben), REM-Aufnahme der Elementarzelle des Aktors nahe Einspannung (unten).

Die mithilfe der zuvor erwähnten Technologie hergestellten Teststrukturen sind in der Abbildung 7 als eine Draufsicht-Aufnahme gezeigt. Die Teststruktur stellt einen Kragbalken mit zwei Elektroden dar, die dachförmig verlaufen. Eine wiederholbare dachförmige Grundeinheit wird Elementarzelle bezeichnet und ist in der Abbildung hervorgehoben. Die Länge der Elementarzelle beträgt hier 240 µm, die Elektrodenbreite 2,5 µm, die Isolatorlänge 20 µm. Der Elektrodenabstand ist 1 µm. Die beiden Elektroden werden über entsprechende Bond Pads (BP) kontaktiert. Dafür wird ein elektrischer Kontakt zwischen dem Siliziumchip und dem Chipgehäuse mit einem Bonddraht aus Aluminium hergestellt. Das ermöglicht die Ansteuerung der Aktoren über die Kontaktpins von Chipgehäusen. Durch Anlegen der elektrischen Spannung können elektrische sowie Messungen zum aktiven mechanischen Verhalten an den Aktoren durchgeführt werden, die im folgenden Abschnitt detaillierter präsentiert werden.

4.3 Messmethoden

4.3.1 Leckstrommessung mit SMU

Ein idealer elektrischer Kondensator weist Ströme nur in Lade- bzw. Entladevorgängen auf und lässt keinen Strom fließen, wenn die Kondensatorplatten vollständig geladen bzw. entladen sind. Bei realen kapazitiven Bauelementen existiert aber immer eine hochohmige Verbindung zwischen den Kondensatorplatten, was beim Anlegen einer elektrischen Spannung zu einem kleinen Leckstrom im pA- bis nA-Bereich führt. Der Leckstrom fließt bei den Teststrukturen meist auf der Isolatoroberfläche und ist temperatur- sowie feuchtigkeitsabhängig. Der Absolutwert des elektrischen Widerstandes liefert eine Aussage über die Güte der parasitären

Verbindung zwischen den Aktorelektroden und ist ein Kriterium der Funktionstüchtigkeit des Aktors. Wird der Strom hoch, wird die Ladungstrennung weniger effektiv. Das reduziert die elektrostatische Anziehungskraft und als Folge die Auslenkung des Aktors. Die für Bauelemente maximal zugelassene Stromgrenze ist designspezifisch und liegt bei diesen Teststrukturen bei $1 \mu\text{A}$. Alle Strukturen mit Strömen über diesem Wert wurden als schlecht gekennzeichnet und vor dem Teststart aussortiert. Bei den guten Strukturen beträgt der Leckstrom typischerweise ca. 1 nA . Die Leckströme wurden mit einer Präzisions-SMU (engl. source measure unit) von Keysight B2912 gemessen. Das Gerät gibt die Spannung aus und misst parallel den Leckstrom. In der Regel wird er aber nicht bei einer konstanten elektrischen Spannung gemessen, sondern während der variablen Spannungsrampe. Dafür werden die Spannungen von Null bis auf die Maximalspannung schrittweise erhöht und dabei wird der zur jeder Spannungsstufe zugehörige Leckstromwert aufgenommen. Somit entsteht eine Stromspannungskennlinie (UI-Kennlinie), die einen charakteristischen Verlauf darstellt. Die Änderung der Charakteristik während des Betriebes könnte frühzeitig auf die Veränderungen an der Struktur hindeuten, daher wurden die UI-Kennlinien in dem Langzeitexperiment in diskreten Zeitabständen erfasst.

4.3.2 Auslenkungsmessung mit dem DHM

Die Messung der lateralen Aktorauslenkung wurde optisch mithilfe eines digitalen holographischen Mikroskops (DHM) durchgeführt. An dem Mikroskop ist es möglich, die Hologramme stroboskopisch mit einem pulsierten Laserstrahl aufzunehmen, indem das Anregungssignal des Aktors mit der Hologrammaufnahme synchronisiert wird. Die dadurch gewonnenen Hologramm-Sequenzen können teilweise quasi-live oder auch nachträglich analysiert werden. Es können unter anderem die Verschiebungen in der Ebene mittels Pixeltrackingmethode registriert werden, dass für die Auslenkungsmessung der NED-Aktoren verwendet wurde.

Die Wirkungsweise des lateralen NED-Aktors beruht auf dem elektrostatischen Prinzip. Das heißt, dass die aktive Auslenkung in dem stabilen weit von dem Pull-in entfernten Bereich in erster Näherung quadratisch von der Antriebsspannung abhängt. Wenn die alternierende Antriebsspannung eine Sinusform hat, wird der Aktor näherungsweise mit Sinusquadrat oszillieren. Eine Beispielmessung in der Abbildung 8 zeigt, dass sich die stroboskopisch aufgenommene Schwingung eines mit 50 Hz und 50 Vac angeregten Aktors auch mit einer Sinusquadratfunktion beschreiben lässt.

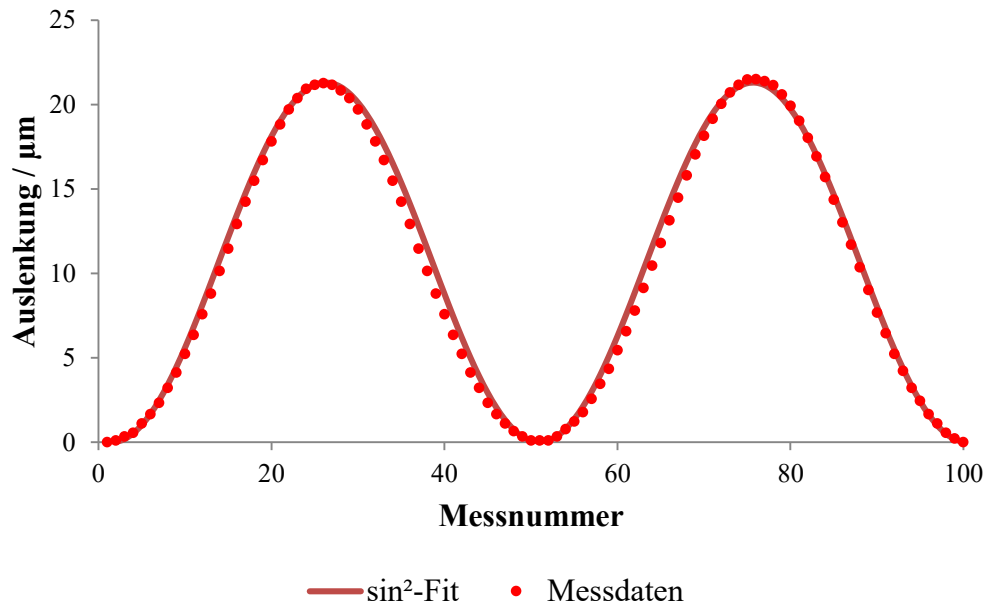


Abbildung 8: Stroboskopisch aufgenommene laterale Schwingung eines mit 50 Hz und 50 Vac angeregten NED-Aktors.

Dabei ist zu beachten, dass sich die Antwortfrequenz im Vergleich zur Sinusfrequenz der Anregungsspannung verdoppelt, weil die attraktive Wirkung der elektrostatischen Kraft polaritätsunabhängig ist. Anders ausgedrückt: da die Periodendauer der sinusförmigen Anregung 2π beträgt und die Sinusquadrat eine Periodendauer von π hat, oszilliert der NED zweimal während einer Sinusanregungsperiode, Abbildung 9.

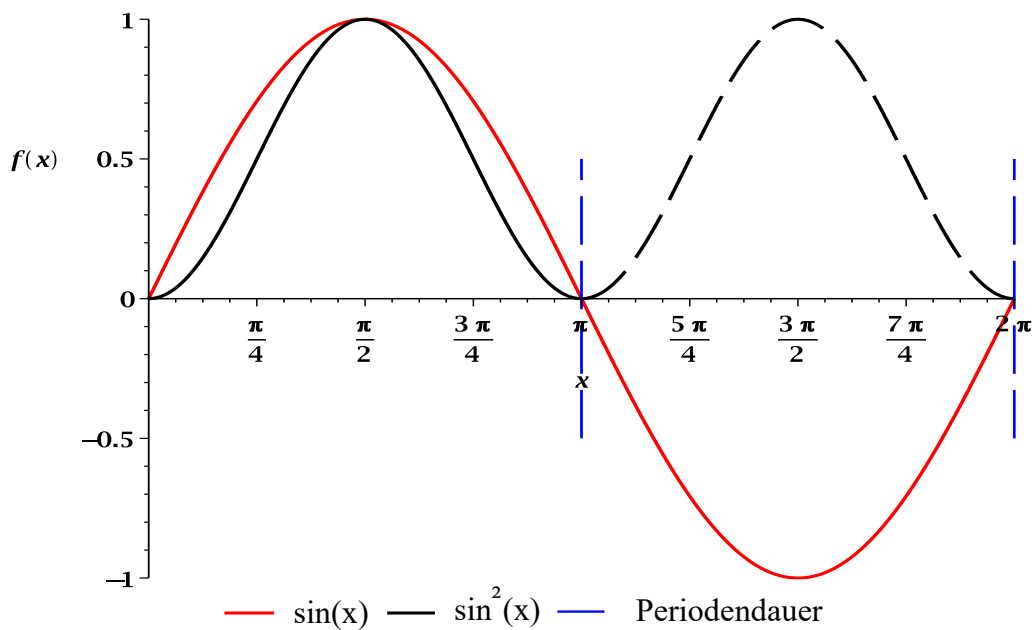


Abbildung 9: Periodenunterschied zwischen der Sinusfunktion und der Sinusquadratfunktion.

Da sich die Güte der nichtlinearen Ausgleichsfunktion in Abbildung 8 schlecht einschätzen lässt, empfiehlt sich eine andere Repräsentation der Auslenkung in Form einer Auslenkungs-Spannungskennlinie (AU-Kennlinie). Dafür werden die gemessenen Auslenkungswerte gegenüber den Spannungswerten aufgetragen. Erst bei dieser Darstellung wird deutlich, dass eine quadratische Näherung:

$$A(U) = f(U^2) \quad (7)$$

den tatsächlichen AU-Verlauf besonders im mittleren Spannungsbereich nicht gut genug widerspiegelt, Abbildung 10.

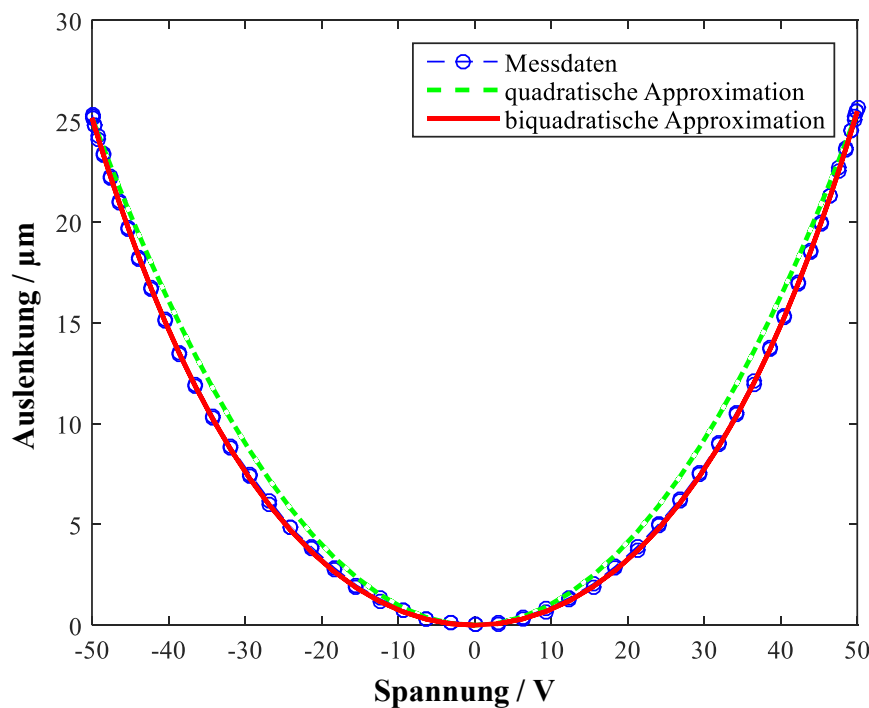


Abbildung 10: Vergleich der quadratischen mit der biquadratischen Approximation bei der Auswertung der gemessenen AU-Kennlinie.

Ein genaueres aber trotzdem einfaches Beschreibungsmodell kann aus dem Plattenkondensator-Pull-in-Modell entwickelt werden [Zhang et al. 2014]. Im einfachsten statischen Fall sind die Federkraft sowie die elektrostatische Kraft eines Plattenkondensatormodells im Gleichgewicht:

$$kx = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon A}{(g - p_N x)^2} U^2 \quad (8)$$

wobei k – die Federkonstante des Systems, $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ – Dielektrizitätskonstante des Mediums, A – die Elektrodenfläche, g – den Elektrodenabstand, p_N – einen konstanten NED-Hebelfaktor, U – die angelegte Spannung und x – die Aktorverschiebung darstellen. Im Vergleich zum klassischen Plattenkondensatormodell wurde hier zur Vereinfachung ein konstanter NED-

Hebelfaktor (s. Abschnitt 4.1) eingeführt, weil die Aktorauslenkung x des NED deutlich größer als die Elektrodenabstandsänderung und somit die Änderung der elektrostatischen Kraft infolge der Elektrodenannäherung ist. Dabei ist $p_N x$ deutlich kleiner als der Elektrodenabstand g (9) und wird zudem im klassischen Fall durch das Pull-in-Phänomen auf $g/3$ begrenzt. Bei größeren Aktorauslenkungen ist dieser Faktor nicht mehr konstant und muss simulativ oder experimentell ermittelt werden [Monsalve et al. 2021].

$$p_N x \ll g \quad (9)$$

Unter dieser Annahme kann die elektrostatische Kraft in der Gleichung (8) linearisiert werden, wobei das quadratische Verhältnis $\frac{(p_N x)^2}{g^2} \approx 0$ vernachlässigt wird:

$$kx \approx \frac{1}{2} \frac{\varepsilon A}{g^2 \left(1 - \frac{2p_N x}{g}\right)} U^2 \quad (10)$$

Somit entsteht eine allgemeine quadratische Gleichung:

$$-4gkp_N x^2 + 2g^2 kx - \varepsilon A U^2 = 0 \quad (11)$$

Da physikalisch alle Parameter am quadratischen Glied ungleich Null sind, kann die Gleichung in Normalform dargestellt werden:

$$x^2 - \frac{g}{2p_N} x + \frac{\varepsilon A}{4gkp_N} U^2 = 0 \quad (12)$$

Die Lösung der Gleichung liefert folgenden Zusammenhang zwischen der Aktorauslenkung und der angelegten Spannung:

$$x_{1,2} = \frac{g}{4p_N} \pm \frac{1}{4} \sqrt{\frac{g^2}{p_N^2} - \frac{4\varepsilon A}{gkp_N} U^2} \quad (13)$$

Die Approximation der AU-Kennlinie mit einer Wurzelfunktion ist in der Regel nicht besonders praktisch als zum Beispiel mit einer Polynomfunktion. Deswegen kann die Auslenkungsfunktion in eine Potenzreihe nach Taylor entwickelt werden:

$$Tx(U, U_0) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^{(n)}(U_0)}{n!} (U - U_0)^n \quad (14)$$

Im Spezialfall, wenn die Entwicklungsstelle $U_0 = 0$ ist, entsteht eine Maclaurin-Reihe, die nur die geraden Potenzen von U aufweist und für den positiven Ast der AU-Kennlinie die folgende Reihe mit einem Residuum von $\mathcal{O}(U^6) = \frac{p_N^2 (\varepsilon A)^3}{g^8 k^3} U^6$ darstellt:

$$Tx_1(U, 0) = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon A}{g^2 k} U^2 + \frac{1}{2} \frac{p_N (\varepsilon A)^2}{g^5 k^2} U^4 + \mathcal{O}(U^6) \quad (15)$$

Somit lässt sich die Spannungs-Auslenkungskennlinie eines NED-Aktors näherungsweise mit dem Polynom des vierten Grades bzw. mit einer biquadratischen Gleichung beschreiben. Während für kleinere Auslenkungen die Beschreibung mit einer quadratischen Funktion ausreicht, wird die Abweichung für größere Auslenkungen bemerkbar, was in Abbildung 10 zu erkennen ist. Für noch größere Auslenkungen und besonders Auslenkungen nahe der Pull-in-Spannung liefert die biquadratische Approximation auch einen relativ großen Fehler. Für dynamische Messungen, sowie für die Berücksichtigung der Nichtlinearitäten aufgrund der Federversteifungen können kompliziertere Lösungen, z. B. die Chebyshev-Edgeworth Näherung [Schenk et al. 2022] verwendet werden.

Da bei vielen aufgenommenen AU-Kennlinien die quadratische Näherung nicht mehr gut genug war, wurde im Rahmen dieser Arbeit für DHM-Messungen und Auswertungen besonders für die Beschreibung des Langzeitverhaltens eine vereinfachte biquadratische Approximation verwendet.

Die Messgenauigkeit und die laterale Auflösung des DHM hängen größtenteils von der verwendeten Objektivvergrößerung ab und werden bei der Auswertung der Langzeitexperimente im Abschnitt 4.5.1 näher betrachtet.

4.3.3 Optische Kontrolle mit dem Lichtmikroskop und Analyse mit dem Rasterelektronenmikroskop

Für die Beobachtung von möglichen morphologischen Veränderungen an den Aktoren wurden in diskreten Zeitabständen Lichtmikroskop-Aufnahmen vorgenommen. Dabei wurden die Aktoren im Auflichtmodus mit einer Vergrößerung bis auf 1000x im Hellfeld aufgenommen. Für mehr Details wurden je nach Notwendigkeit auch die Aufnahmen im Dunkelfeld und im Interferenzkontrast durchgeführt. Das ermöglicht eine schnelle Observation der sichtbaren strukturellen Veränderungen am Aktor, wie Entwicklung von Rissen, Brüchen oder Delaminationen. Zudem können potenzielle farbliche Oberflächenveränderungen, z. B. durch eine Oxidation gut erkannt werden. Für die Beobachtung kleinerer Objekte oder gleicher Strukturen mit der höheren Vergrößerung wurde ein Rasterelektronenmikroskop (REM) eingesetzt. Mit dem Sekundärelektronendetektor (SE) konnte die Oberflächentopographie sowie ihre Veränderung hochaufgelöst beobachtet werden. Dank dem Rückstreuelektronendetektor (BSE) konnten auch höherenergetische Elektronen nach

elastischen Streuprozessen im Probenmaterial analysiert werden. Aus dem BSE-Signal konnten die ersten Informationen über unterschiedliche Materialien gewonnen werden, weil die Energie der Rückstreuielektronen von der mittleren Kernladungszahl des beobachteten Materials abhängt [Hawkes 1998]. Diese Aufnahmemethode liefert zwar einen qualitativen Materialkontrast, ist aber zur quantitativen Auswertung schlecht geeignet. Um die genaue Materialzusammensetzung zu untersuchen, wird oft die im nächsten Abschnitt beschriebene energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX) in Verbindung mit dem REM verwendet.

4.3.4 FIB-Cut und EDX Untersuchungen

Für detaillierte Untersuchungen der Teststrukturen ist es oft notwendig, sie im Querschnitt betrachten zu können. Da es sich hier um die feine Querschnitte von ca. $5\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ handelt, sind keine konventionellen Probenpräparationsmethoden wie Sägen und Schleifen möglich. Hierfür kommt eine spezielle Schneidmethode zum Einsatz - fokussiertes Ionenstrahl schneiden (engl. FIB-Cut). Dafür werden Ionen (meist Galliumionen) bis auf 50 keV beschleunigt und mit Hilfe von elektrostatischen und magnetischen Linsen analog zum Elektronenstrahl fokussiert. Dadurch kommt es zur Materialablation, was die Herstellung der feinen Querschnitte erlaubt. Um die Originalebene von der Ionenablation zu schützen, wird eine Platinmaske verwendet. Danach kann der Querschnitt direkt im REM analysiert werden, um z. B. die Materialzusammensetzung mit EDX zu bestimmen. Wenn die Primärelektronen die Probenoberfläche erreichen, werden sie schnell gebremst. Dabei entstehen eine kontinuierliche Röntgenbremsstrahlung sowie die charakteristische Röntgenstrahlung, dessen Energiewerte einem konkreten chemischen Element zugeordnet werden können [Goldstein et al. 2003]. Dabei können verschiedene Elemente typischerweise von Bor bis Uran innerhalb weniger Minuten sehr lokal identifiziert werden. Die EDX-Messungen wurden während dieser Arbeit für die Bestimmung der Zusammensetzung von neu entstandenen Materialgebilde verwendet (s. Abschnitt 4.5.2).

4.4 Messumfang und Versuchsplanung

Das Ziel der Versuchsplanung ist die optimierte Gestaltung der durchzuführenden Experimente. Da die Einzelversuche oft mit einem Messaufwand verbunden und dementsprechend zeitintensiv sind, soll der Versuchsumfang minimiert werden. Gleichzeitig soll die Anzahl der Einzelversuche ausreichend für die Abbildung der relevanten Änderungen ausgewählt werden. Je genauer ein Effekt erkannt werden soll und je größer die zufällige Streuung der Messergebnisse ist, desto mehr Einzelversuche sind notwendig. Wird z. B. die Registrierung

einer zeitlichen Auslenkungsänderung von $\Delta\mu$ mit hoher Wahrscheinlichkeit angestrebt, soll die Anzahl der Versuche näherungsweise:

$$N \approx 60 \left(\frac{\sigma}{\Delta\mu} \right)^2 \quad (16)$$

betragen [Kleppmann 2009]. Als eine Maßzahl für die Messstreuung ist hier die Standardabweichung σ angegeben. Bei der Messung der Aktorauslenkung am DHM hängt die Messunsicherheit zum größten Teil von der verwendeten Objektivvergrößerung ab. So ist beispielsweise bei der Verwendung eines 63x-Objektives mit einer lateralen Messunsicherheit von $0,11 \mu\text{m}$ zu rechnen. Die Standardabweichung einer wiederholten Auslenkungsmessung ohne zufällige grobe Ausreißer ist kleiner als die Messunsicherheit selbst (Beispielmessung kann dem Anhang 1 entnommen werden), deswegen wird sie im Folgenden als Fehlertoleranz angegeben sowie für die Abschätzung (16) verwendet. Sollen nun die Auslenkungsänderungen über die Zeit von $0,5 \mu\text{m}$ identifiziert werden, so sind mindestens 3 Einzelversuche nötig.

Für das erste Langzeitexperiment wurden zufällig 10 in DIL-Gehäusen (engl. dual in-line) aufgebauten Chips ausgewählt. Sie werden alle gleichzeitig mit derselben Spannungsquelle angesteuert, indem sie in einem Steckbrett parallel zueinander angeordnet werden. Für weitere Versuche, z. B. zur Prüfung der Hypothesen werden, wenn nicht anders angegeben ist, die mindestnotwendige Anzahl von 3 Chips bzw. Teststrukturen ausgewählt.

Um die Verfälschung der Ergebnisse des Langzeitexperimentes durch eine mögliche unerkannte Änderung des Messsystems (Systemdrift während der Messung) zu reduzieren, wird während der Messung das Prinzip der Randomisierung verwendet. D. h. die einzelnen diskreten Aktormessungen werden zum jeweiligen Zeitpunkt in zufälliger Reihenfolge durchgeführt.

4.5 Ergebnisse der Langzeitexperimente

4.5.1 Evolution der Auslenkung

Die zehn Teststrukturen wurden parallel mit einer Sinusspannung über längere Zeit aktuiert. Die angelegte Wechselspannung hatte eine Amplitude von 50 V und eine Frequenz von 50 Hz, das heißt, die Teststrukturen zwei Oszillationen während einer Sinusperiode durchführen. In diskreten, unregelmäßigen Zeitabständen wurden die Auslenkungs-Spannung-Kennlinien der Teststrukturen mit dem DHM aufgenommen. Während der gesamten Testdauer von ca. 83 Tagen betrug die Temperatur im Labor $T = (25,5 \pm 0,5)^\circ\text{C}$ und die relative Feuchtigkeit

war $rH = (23,7 \pm 9,7)\%$. Die normierten Mittelwerte der maximalen Amplituden bei 50 V wurden dann über die kumulierte Schwingungszeit in der Abbildung 11 grafisch dargestellt.

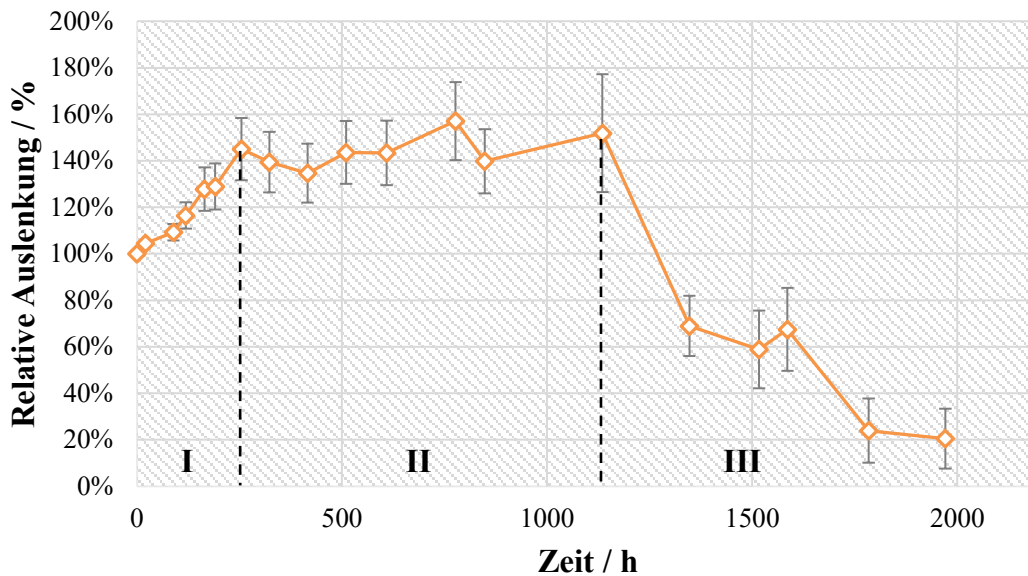


Abbildung 11: Auslenkungsevolution von 10 NED-Teststrukturen als Mittelwert während des kontinuierlichen Betriebes unter 50 Vac und 50 Hz.

Es wurden über die gesamte Experimentdauer Auslenkungsvariationen beobachtet, die deutlich größer als die Messgenauigkeit sind. Die Aufnahmen wurden dabei am DHM mit dem 63x-Objektiv durchgeführt. Die mittlere absolute Auslenkung von 10 Aktoren am Anfang des Langzeittests betrug ca. $19 \mu\text{m}$. Somit wäre die Messungenauigkeit in relativer Darstellung bei 0 h ca. 0,6%. Im Vergleich dazu weist z. B. der zweite Messpunkt auf der Kurve in der Abbildung 11 bei 21 h schon eine relative Auslenkungsänderung von ca. 4,5% auf, was etwa 8-mal größer ist, als die Messungenauigkeit. Weitere Auslenkungsänderungen bis hin zu 60% sind noch größer, so dass das Gewicht der Messunsicherheit noch kleiner ausfällt.

Die gesamte Auslenkungsvariation kann grob in drei Phasen geteilt werden:

- I. schnelle Auslenkungsvergrößerung mit Auslenkungsänderungsrate von $+0,17\%/h$,
- II. verlangsamte Auslenkungsvergrößerung mit $+0,013\%/h$,
- III. Auslenkungsverkleinerung mit Änderungsrate von $-0,15\%/h$.

Am Anfang des Langzeittests (Phase I) wurde eine ständige steile Erhöhung der Auslenkungsamplitude beobachtet, die schon auf die zu dem Zeitpunkt unbekanntem Änderungen hindeutete. Die Amplitude stieg hier im Schnitt bis auf 1,4-fache der Ausgangsamplitude. In der Phase II wurde ein flacherer Anstieg der Auslenkung beobachtet. Dabei stieg sie im Schnitt bis auf das 1,6-fache und im Extremfall bei einer der Teststrukturen

sogar bis auf das Doppelte an, was nach ungefähr 1100 Stunden im Betrieb geschah. Nach dieser Zeit (Phase III) wurde bei allen zehn Teststrukturen eine andauernde Amplitudenverkleinerung registriert. Währenddessen fielen zwei Teststrukturen zu verschiedenen Zeitpunkten aus. Das wurde anhand der UI-Messung festgestellt. Nach ca. 1700 Stunden war die Auslenkung bei allen noch im Test gebliebenen Strukturen unterhalb des 50%-Wertes der Ausgangsauslenkung. Einige Strukturen wiesen sogar nur 10% der Ausgangsauslenkung bei 50 V auf.

Zu bemerken ist, dass alle 10 Teststrukturen im Ganzen ein qualitativ ähnliches Verhalten zeigten. Die Absolutwerte variierten jedoch, was in der Abbildung 11 durch die Fehlerbalken mit der Standardabweichung vom Mittelwert repräsentiert ist. Die Änderung der Auslenkung in so einer großen Spanne würde einen negativen Einfluss auf die fertige Anwendung mit solcher Aktorik haben. Deswegen müssen ihre Ursachen ermittelt und eliminiert oder zumindest unterdrückt werden. Dafür wurden während der Auslenkungsmessungen weitere Untersuchungen vorgenommen, wie optische Analyse, REM-Analyse, EDX-Analyse, deren Ergebnisse und Auswertungen im nächsten Abschnitt präsentiert werden.

4.5.2 Topologische sowie morphologische Veränderungen

Während der Langzeitexperimente wurden alle Teststrukturen in diskreten Zeitabständen stets optisch mittels eines Lichtmikroskops analysiert. Dabei wurde festgestellt, dass schon nach kurzer Zeit topologische und morphologische Veränderungen an Aktoren auftreten. Von den auffälligsten und deutlich veränderten Bereichen wurden gelegentlich REM-Aufnahmen gefertigt. Bei allen Aktoren traten an zwei lokalen Stellen besonders markante Veränderungen in Erscheinung hervor: in den Isolatorbereichen, wo die NED-Elektroden mechanisch miteinander verbunden sind, sowie in Bereichen näher zur Mitte der Elementarzelle, wo die Elektroden keine mechanische Verbindung zueinander haben. In den Isolatorbereichen wurde eine Entstehung von farbigen Flecken, sowie progrediente Fleckenvergrößerung auf den Elektroden mit der Zeit beobachtet, Abbildung 12.

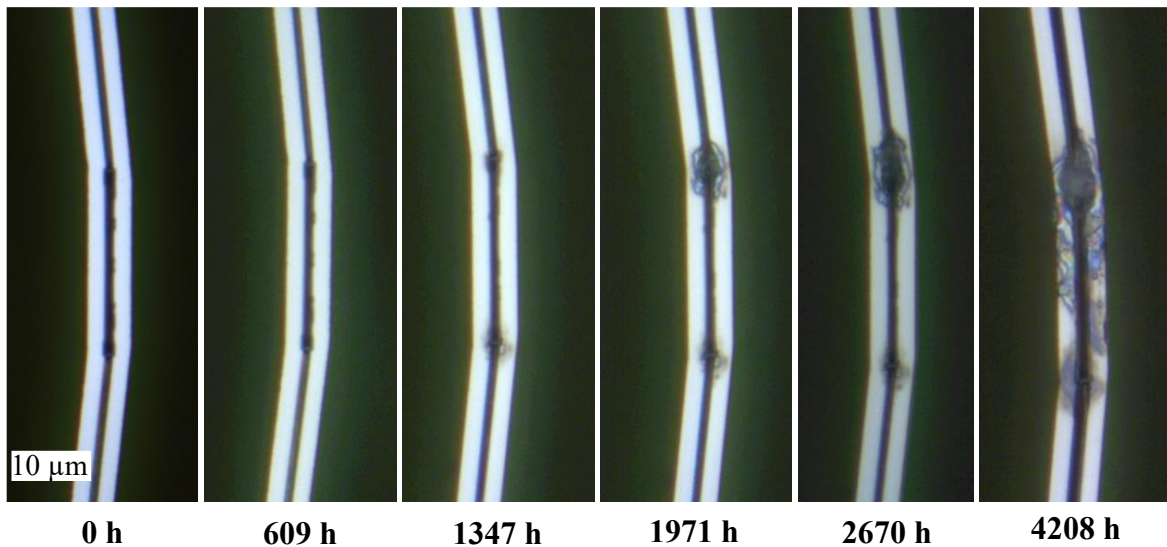


Abbildung 12: Lichtmikroskopaufnahme von der Entstehung und dem Wachstum der Oxidflecke im Bereich des NED-Isolators bei 1000x-Vergrößerung.

Die ersten optischen Anzeichen der Degradation im Isolatorbereich traten erst nach ca. 600 h in Erscheinung, obwohl in dem Auslenkungsverlauf schon markante Änderungen (vgl. Abbildung 11) festgestellt werden konnten. Das heißt, dass die Auslenkungsüberwachung eine zwar aufwändigere, aber deutlich sensitivere Methode zur Untersuchung dieser Degradationsart ist. Deswegen wurden die optischen Beobachtungen sogar länger als die Auslenkungsüberwachung fortgesetzt, um das Fleckenwachstum optisch besser einordnen zu können. Zu der Zeit ist die Auslenkung von manchen Teststrukturen schon unter 1 µm gefallen und hat nahe an der Auflösungsgrenze des DHM gelegen, so dass ihre Weiterverfolgung aus der Aufwand-Nutzen-Perspektive nicht mehr sinnvoll erschien.

Die Entstehung einer bunten Schicht deutet zudem auf durchsichtige Dünnschichten auf der Oberfläche hin. Um die degradierten Teststrukturen in diesen Bereichen detaillierter zu untersuchen, wurden REM-Analysen inklusive EDX-Analyse zur Ermittlung der Dünnschichtzusammensetzung durchgeführt. Da die morphologischen Veränderungen nicht nur an der Oberfläche auftraten, wurde ein Querschnitt am Isolatorbereich mithilfe eines FIB-Cut präpariert, Abbildung 13.

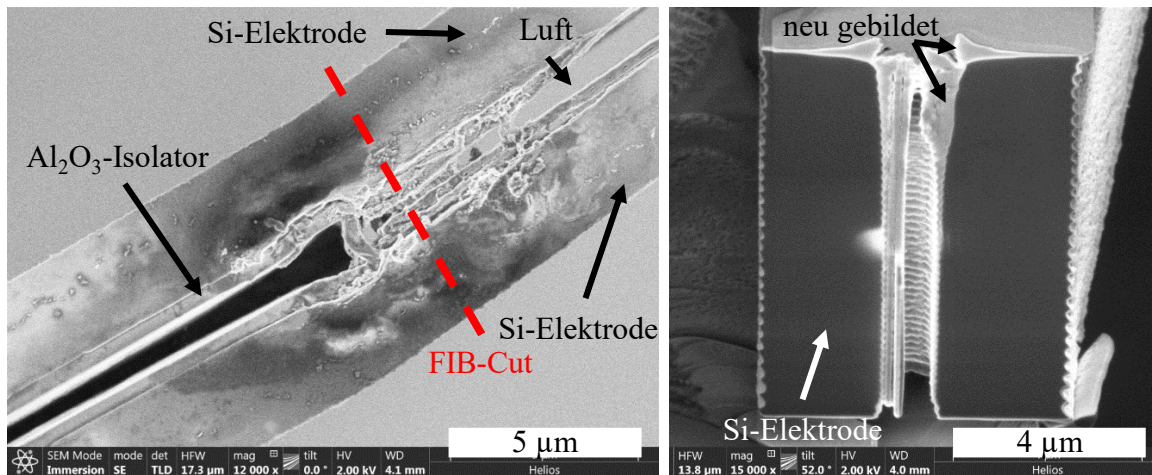


Abbildung 13: REM-Draufsicht auf den nach 2670 h degradierten Bereich am Isolator (links), Querschnittsaufnahme nach FIB-Cut mit der neu gebildeten Schicht (rechts).

Aus dem linken Bild ist erkennbar, dass die Siliziumoberfläche und besonders die Elektrodenkanten in der Nähe des Aluminiumoxid-Isolators stark angegriffen sind. Im Querschnitt kann zudem identifiziert werden, dass die neu gewachsene Schicht (hell hervorgehoben) auch in die Tiefe auf beiden Elektroden aufgewachsen ist. Offensichtlich wird beim Schichtwachstum das Elektrodenmaterial verbraucht. Das wird besonders gut an der oberen Kante und der vertikalen Kante der rechten Elektrode in der Abbildung rechts sichtbar. Dies erinnert an die Siliziumoxidation, wofür zur Herstellung des Siliziumdioxids ein Teil des Siliziums zur chemischen Reaktion verbraucht wird. Oben ist der Elektrodenspalt fast komplett geschlossen, was im Kontaktfall eine zusätzliche mechanische Versteifung für den Aktor bedeuten würde. Um sicherzustellen, dass es sich um Siliziumoxid handelt, wurde eine EDX-Analyse durchgeführt, Abbildung 14. Dabei können einzelne Elemente wie Silizium, Sauerstoff, Aluminium auf dem gesamten Querschnitt lokalisiert werden. Sie können farblich kodiert und in Form einer Überlagerungsdarstellung bzw. Elementen-Map präsentiert werden. In interessanten Bereichen, wie der neu gebildeten Schicht, kann eine Messzone definiert werden, in welcher das genaue Spektrum aufgenommen wird.

Wie aus der Analyse hervorgeht, besteht die neu entstandene Schicht zum größten Teil aus Silizium und aus Sauerstoff. Das bestätigt die Vermutung, dass das neue Gebilde Siliziumoxid ist.

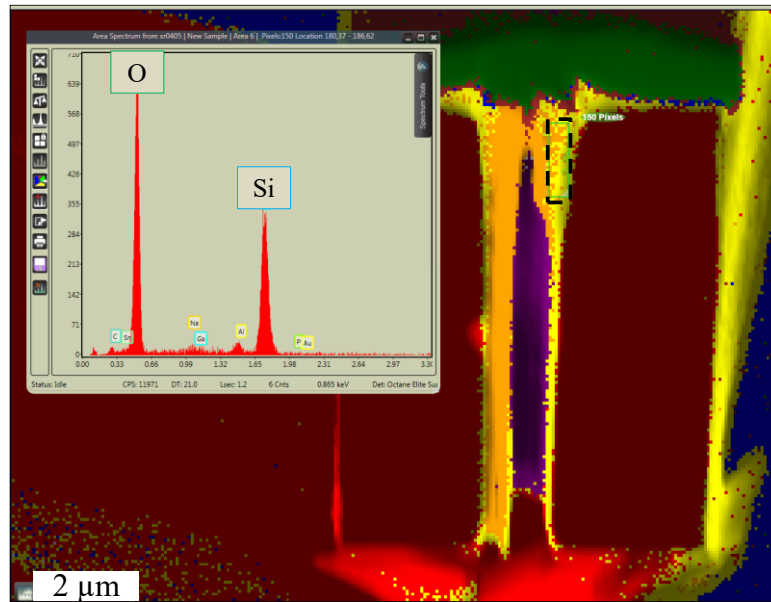


Abbildung 14: EDX-Analyse als farbige Elementen-Map sowie als Spektrum des eingekreisten Bereichs (gestricheltes Rechteck) am Isolator.

In den Bereichen näher zur Zellenmitte, wo die Elektroden nicht durch Aluminiumoxid miteinander verbunden sind, wurden folgende unerwartete Phänomene beobachtet, Abbildung 15.

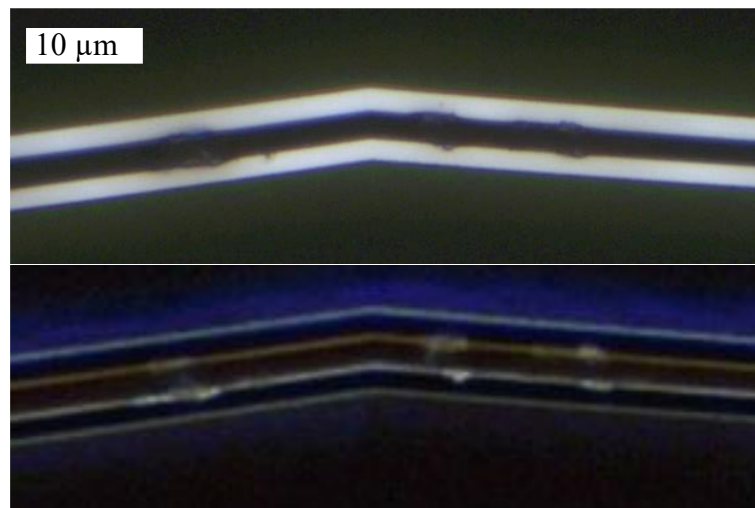


Abbildung 15: Lichtmikroskopaufnahme im progressiven Zustand nach 2670 h von den gewachsenen Oxidwülsten im Elektrodenspalt nahe der Zellenmitte bei 1000x-Vergrößerung in Hellfeld (oben) und im Dunkelfeld (unten).

Hier findet auch das Siliziumoxidwachstum statt, jedoch nicht an der Oberfläche der Elektrode, sondern oft tiefer im Elektrodenspalt. Aus diesem Grund wurde diese Degradationsart deutlich später optisch identifiziert. Wie in Abbildung 15 im Hellfeld (oben) erkennbar ist, sind die Elektroden nur leicht an den Ecken beschädigt und das ist schon in einem stark fortgeschrittenen Degradationsstadium, wenn die beiden Wülste längst in Kontakt gekommen sind,

Abbildung 16. Zu diesem Zeitpunkt hat sich der Elektrodenspalt von 1 μm bis auf fast 4 μm vergrößert. Wird die gleiche Stelle im Dunkelfeld beobachtet, kann die Verbindung zwischen den Elektroden in der Tiefe erahnt werden. Das erschwerte die frühere Erkennung von solchen Stellen, weil meist auf die Oberfläche des Aktors fokussiert wurde und die Degradationserscheinungen an der Oberfläche in diesem Bereich nicht besonders markant waren. Am besten können solche Stellen im REM wegen guter Schärfentiefe lokalisiert werden.

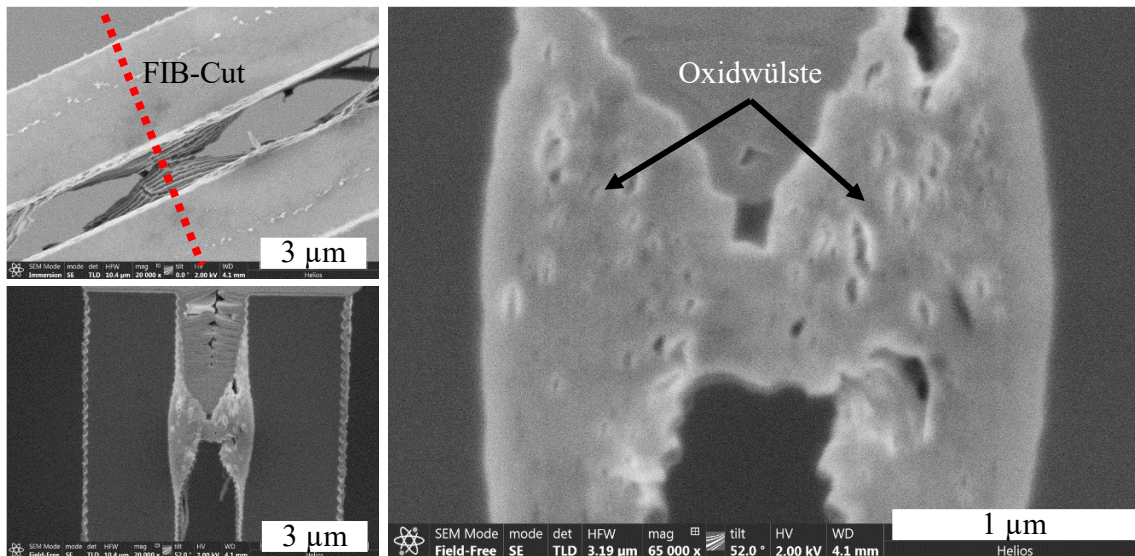


Abbildung 16: REM-Draufsicht auf den nach 2670 h degradierten Bereich in der Zellenmitte (links oben), Querschnittaufnahme nach FIB-Cut mit der neu gebildeten porösen Oxidwulst (links unten, rechts).

Die REM-Querschnittsaufnahmen beweisen, dass das Oxidwachstum maximal in der Mitte der Elektroden tiefe ist. Auf beiden Elektroden bilden sich Oxidwülste aus, wobei jeweils ein Teil des Siliziums aus der Elektrodenwand zur chemischen Reaktion verbraucht wird. Das gebildete Oxid ist porös und von schlechter Qualität. Das Wachstum entwickelt sich nicht nur bis zum mechanischen Kontakt beider Wülste, sondern schreitet weiter fort. Um zu belegen, dass es sich hier auch um Siliziumoxid handelt, wurde eine EDX-Analyse durchgeführt, Abbildung 17. Sie bestätigt offenbar, dass die Oxidwülste größtenteils Silizium und Sauerstoff enthalten. Allerdings war die Stöchiometrie des Siliziumoxides nicht eindeutig. Vermutlich besteht das größte Teil jedoch aus Siliziumdioxid.

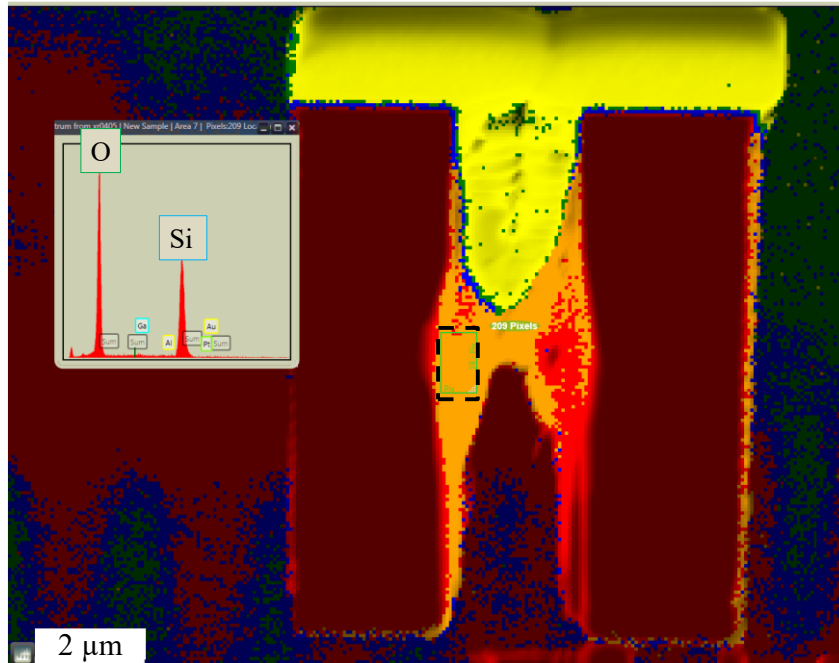


Abbildung 17: EDX-Analyse als farbige Elementen-Map sowie als Spektrum des eingezeichneten Bereichs (gestricheltes Rechteck) von Oxidwülsten in der Zellenmitte.

Nachdem diese Degradationsart gefunden wurde, konnte sie bei vielen weiteren untersuchten Aktoren nachgewiesen werden. Dabei fiel auf, dass Oxidwülste nicht unmittelbar in der Zellenmitte entstehen, sondern kurz davor. Der Abstand zu der Zellenmitte von unterschiedlichen gemessenen Strukturen kann Tabelle 1 entnommen werden.

Tabelle 1: Abstand der Oxidwülste von der Zellenmitte

Messnummer	Abstand zur Zellenmitte / μm	Mittelwert / μm	St. Abw. / μm
1	22,7	23,1	1,2
2	24,3		
3	23,2		
4	24,5		
5	21,4		
6	22,6		

Wie schon erwähnt, hört das Oxidwachstum beim Kontakt beider Wülste nicht auf, sondern setzt sich fort. Aufgrund der Wulstkontakte entstehen zusätzliche Versteifungsstellen innerhalb der Zellen, was starke und rapide Auslenkungseinbußen verursacht. Durch das weitergehende Wachstum beider Wülste wird auf die Elektroden gegenseitig mechanischer Druck ausgeübt, was einerseits zur Vergrößerung des Elektrodenabstandes und dadurch zum weiteren Auslenkungsverlust und andererseits zur Delamination der Elektroden vom Isolator und somit zum Totalausfall im fortgeschrittenen Stadium führt, Abbildung 18.

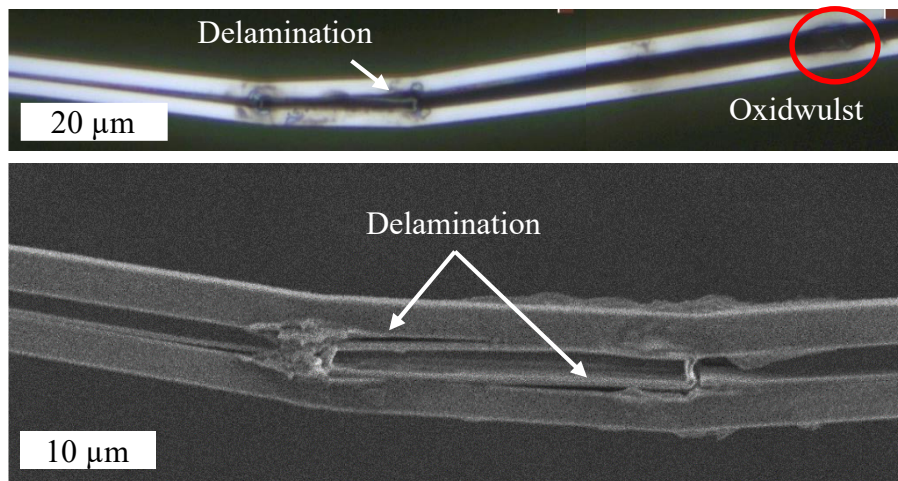


Abbildung 18: Delamination der Elektroden vom Isolator-Interface als Folge der Elektrodenspaltung durch wachsende Oxidwülste an zwei unterschiedlichen Teststrukturen.

Nach diesen Befunden kann der Verfall der Auslenkung (vgl. Abbildung 11) mit der Zeit deutlich besser verstanden und beschrieben werden. In der ersten Phase wächst das Oxid schnell an den Siliziumelektroden. Als Folge verkleinert sich der effektive Elektrodenspalt. Eine höhere relative Dielektrizitätszahl des Siliziumoxides von $\epsilon_{r_{SiO_2}} \approx 3,9$ [Gray 2010] im Elektrodenspalt vergrößert zudem die elektrostatische Kraft – die Aktoren werden signifikant effizienter. Die Oxidation ist jedoch ein selbstsaturierender Prozess, weil die Oxidanten zur chemischen Reaktion durch die wachsenden Oxidschichten an die Silizium-Siliziumoxid-Grenzfläche durchdiffundieren müssen. Das wird umso langsamer, je dicker die schon bestehende Oxidschicht ist. Das kann aus verschiedenen Oxidationsmodellen abgeleitet werden, wie z. B. Deal-Groove-Modell [Deal und Grove 1965], Cabrera-Mott-Modell [Cabrera und Mott 1949] oder [Liu et al. 2016]. Das erklärt die verlangsamte Auslenkungsvergrößerung in der Phase II. In der Phase III wachsen an mehreren Stellen die Oxidschichten in den Isolatorregionen zusammen und die Oxidwülste in der Zellenmitte kommen in Kontakt, was die Anzahl der lokalen Versteifungsstellen an Aktoren erhöht. Das weitere Wachstum der Oxidwülste vergrößert zudem Elektrodenspalt – die Auslenkung fällt steil ab.

Wie die beiden Oxidationsmechanismen funktionieren und welche Faktoren sie beschleunigen können, wird in den nächsten Abschnitten anhand der vorgeschlagenen Schädigungsmodelle diskutiert und näher untersucht.

4.6 Diskussion der Degradationsmechanismen und Aufstellung der Schädigungsmodelle

4.6.1 Kalte anodische Korrosion

Sogar moderate elektrische Spannungen U von einigen Zehn Volt, die an die Elektroden des Plattenkondensatormodells der Fläche A mit einem kleinen Elektrodenabstand g angelegt sind, können höhere elektrische Felder mit Beträgen von mehreren MV/m gemäß (17) verursachen.

$$E = \frac{Q}{\varepsilon_0 \varepsilon_r A} = \frac{U}{g} \quad (17)$$

Die NED-Teststrukturen wurden mit 50 Vac (s. Abschnitt 4.5.1) über längere Zeit angeregt. Der Elektrodenabstand beträgt laut Design 1 μm (Abschnitt 4.2). Somit beträgt der annähernd homogene Feldstärkeanteil 50 MV/m unter Vernachlässigung der Elektrodenverbiegung während der Auslenkung des Aktors, deren Einfluss im Abschnitt 4.6.2.1 detaillierter betrachtet wird. Spitze Elektrodenecken, Unebenheiten auf den Elektroden, die Grenzflächen unterschiedlich leitfähiger Materialien usw. weisen eine erhöhte Ladungsdichte auf, was zu signifikanten Feldüberhöhungen führen kann. NED-Isolatoren aus dem Aluminiumoxid stellen eine mechanische Verbindung bzw. eine Art Brücke zwischen den Elektroden dar. Sowohl die Al_2O_3 -Brücke als auch Siliziumelektroden sind in der Luft mit einer natürlichen Wassermonolage bedeckt. Die Dicke der Monolage hängt zum größten Teil von der Luftfeuchtigkeit und von den Adsorptionseigenschaften der Oberfläche ab. Für Silizium beträgt die native Wasserschichtdicke bei Normalbedingungen zwischen 0,2 und 0,4 nm [Chen et al. 2019]. Es ist gut in der MEMS-Technik bekannt, dass mit ALD abgeschiedenes Aluminiumoxid sowohl hydrophile als auch hydrophobe Eigenschaften besitzen kann. Das ist stark abhängig von den Abscheidungstechniken sowie -parametern, wobei den größten Einfluss die entstandene Oberflächenrauigkeit hat [Wang et al. 2016]. Eine typische Al_2O_3 ALD-Abscheidung zeigt einen Wasserkontaktwinkel von 55° , der teilweise einer hohen Konzentration von OH^- -Gruppen an der Oberfläche zugeschrieben wird [Finch et al. 2008]. Bei NED-Aktoren erfolgt die ALD-Abscheidung von Isolatoren nicht an der flachen horizontalen Oberfläche, sondern an den rauen vertikalen Wänden mit den prozessbedingten wellenförmigen Strukturen, den sogenannten Scallops [Bertini et al. 2018]. Sie entstehen während eines tiefen reaktiven Ionenstrahlätzverfahrens DRIE in den für die Abscheidung vorbereiteten Gräben. Nach der Strukturierung des Elektrodenabstandes bildet sich ein negatives Profil von Scallops aus, Abbildung 19.

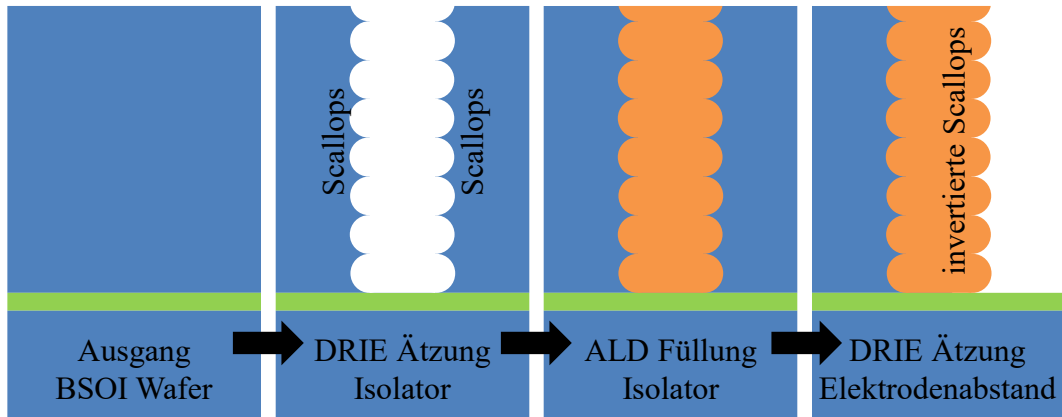


Abbildung 19: Entstehung von invertierten Scallops an der Grenzfläche des NED-Isolators und der Luft im Elektrodenspalt.

Zusammen mit dem Kontaktwinkel kleiner 90° , der eine gute Benetzbarkeit bedeutet, bieten invertierte Scallops eine zusätzliche Oberflächenrauigkeit durch Rillen. Eine solche Oberfläche hat eine erhöhte Hydrophilität und repräsentiert somit eine feuchtigkeitsadsorbierende Brücke zwischen den NED-Elektroden, Abbildung 20.

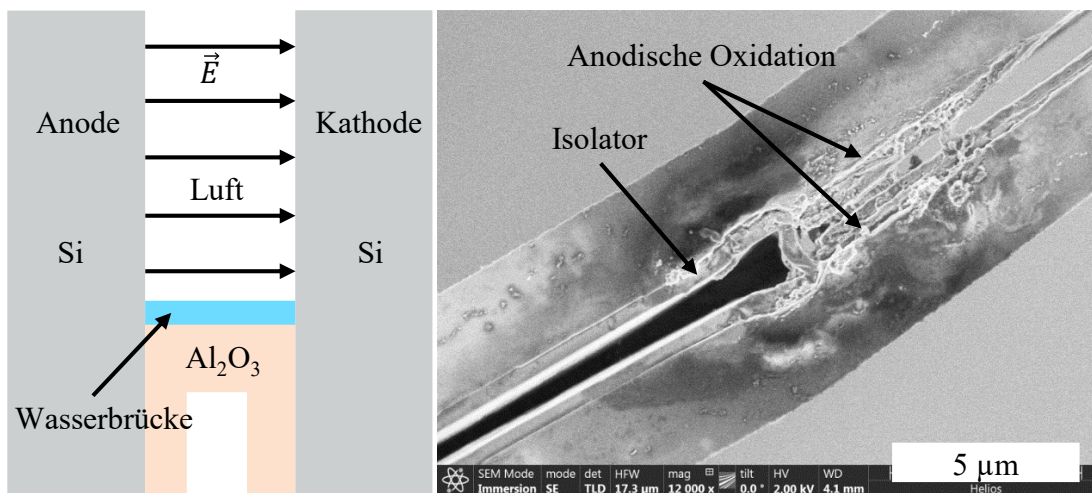
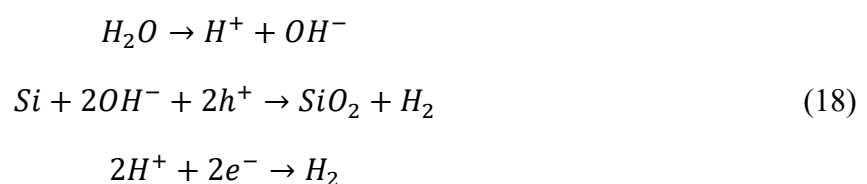


Abbildung 20: Draufsicht eines NED-Isolatorbereiches mit adsorbierender Wasserbrücke schematisch (links), REM-Aufnahme der oxidierten Siliziumelektroden im Isolatorbereich (rechts).

Hohe elektrische Felder verursachen einen elektrischen Leckstrom auf der feuchten Oberfläche des Isolators. Das führt zu der anodischen Oxidation der Siliziumelektroden in der unmittelbaren Nähe des Isolators entsprechend folgender Reaktionen:



Die geladene Elektrode, die positive Ladungen h^+ liefert, wird oxidiert, wogegen die negative Elektrode, die Überschuss an Elektronen e^- hat, nicht angegriffen wird [Shea et al. 2004]. Da an den NED-Aktoren eine Wechsellspannung angelegt wird, alterniert auch der Leckstrom entsprechend. Aus diesem Grund werden beide Siliziumelektroden im Isolatorbereich oxidiert (s. Abbildung 20 rechts). Die anodische Oxidation ist am stärksten an der Isolatorgrenzfläche ausgeprägt und klingt in Richtung der Zellenmitte, wie aus der Abbildung zu erkennen ist, schnell ab. Die Begründung dafür ist eine erhöhte lokale Konzentration von chemisch aktiven OH^- Ionen unmittelbar an der mechanischen Verbindung zwischen den beiden Elektroden.

4.6.2 Feldemissionsunterstützte Oxidation

In den vom Isolator entfernten Bereichen, näher zur Mitte der Elementarzelle, wurde eine andere Art der Oxidation beobachtet. Obschon an diesen Stellen keine direkte mechanische Verbindung zwischen den NED-Elektroden besteht, findet man eine forcierte Oxidation vor. Es handelt sich vermutlich um eine feldemissionsunterstützte Oxidation, wie bei der lokalen Oxidation von Silizium und Metallen mit der Spitze des Atomkraftmikroskops [Avouris et al. 1998] oder bei der Oxidation der Siliziumoberfläche mit dem Rastertunnelmikroskop in der Luft [Dagata et al. 1990]. Bei dem Letzteren findet z. B. keine Oberflächenmodifikation unter Stickstoffatmosphäre statt, d. h., dass die Sauerstoffmoleküle eine wichtige Rolle hierbei spielen. In beiden Fällen wird eine scharfe Spitze im Nanometer-Abstand entlang der Oberfläche bei kleiner Bias-Spannung geführt. Währenddessen entstehen Feldstärken von 10^4 bis 10^8 MV/cm zwischen der Spitze und der Oberfläche. Schon nach 100 s kann sich dabei eine Oxidschicht von bis zu 30 Å ausbilden.

In der Luft unter normalen Bedingungen befindet sich stets eine Menge an Ionen und freien Elektronen z. B. infolge der kosmischen Strahlung aber auch anderer Anregungsquellen. Die Ionen sowie freien Elektronen werden in dem elektrischen Feld entlang der Feldlinien beschleunigt. Die Mehrheit der akzelerierten Ionen bzw. Elektronen legt statistisch gesehen nach [Hinds 1999] eine mittlere freie Weglänge λ bis zur Kollision mit den sich ungeordnet bewegenden Luftmolekülen zurück:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma} \quad (19)$$

wobei n – Teilchendichte und σ – Wirkungsquerschnitt sind.

Bei den Kollisionen mit Luftmolekülen, je nach Kollisionsart, übergeben sie vollständig oder nur ein Teil ihrer akkumulierten kinetischen Energie an weitere Moleküle und können sie somit

ionisieren, wenn die entsprechende Ionisationsenergie erreicht wird. Die erreichte kinetische Energie hängt von der zurückgelegten Flugstrecke zwischen zwei Kollisionen ab. Die mittlere freie Weglänge von einem einfach ionisierten Sauerstoffmolekül bei Normalbedingungen beträgt z. B. ca. 69 nm. In dieser Kalkulation wurde die Luft als ideales Gas betrachtet und daraus seine Teilchendichte berechnet:

$$n = \frac{p}{k_B T} \approx 2,43 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3} \quad (20)$$

Der Wirkungsquerschnitt kann dabei vereinfacht als Querschnittsfläche von zwei Molekülradien berechnet werden:

$$\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2 \quad (21)$$

Die Moleküle sind jedoch keine Sphären, weswegen für kinematische Abschätzungen üblicherweise der Abstand r_0 als Moleküldurchmesser verwendet wird, bei welchem das Lennard-Jones-Potenzial zwischen den einzelnen Atomen gleich Null ist [Joos 1986]. Somit wird (21) für Kollision von zwei O_2 -Moleküle zu:

$$\sigma_{O_2} = \pi r_{0_{O_2}}^2 \approx 0,42 \text{ nm}^2 \quad (22)$$

Wirkungsquerschnitte σ sind für verschiedene einfache Elemente auch tabelliert, s. z. B. [Kang et al. 2015]. Kollidiert ein beschleunigtes Elektron mit einem O_2 -Molekül, ist der Wirkungsquerschnitt noch geringer, weil der Elektronenradius deutlich kleiner als der vom Sauerstoffmolekül ist. Die aus (19) errechnete mittlere freie Weglänge eines Elektrons betrüge somit schon 277 nm. Die experimentell gemessenen Literaturwerte belaufen sich sogar auf 0,5 μm [Hourdakakis et al. 2006], [Hinrichsen 2010]. Angenommen, dass die Feldstärke im Elektrodenspalt konstant ist und die gesamte Energie beim Stoß an ein Molekül übertragen wird, kann eine äquivalente Beschleunigungsspannung und somit die kinetische Energie, die bis zur nächsten Kollision akkumuliert wird, definiert werden:

$$E = \text{const} = \frac{U}{d} = \frac{U_\lambda}{\lambda} \rightarrow U_\lambda = \frac{\lambda}{d} U \quad (23)$$

Ein einfach ionisiertes Sauerstoffmolekül würde bei einer Kollision mit einem anderen Molekül die Energie in Höhe von 3,25 eV bei der Spannung $U = 50 \text{ V}$ erreichen, da die mittlere freie Weglänge kurz ist. Diese Energie ist ziemlich klein und führt zu wenigen Reaktionen. Anders sieht es bei Elektronen aus. Ein beschleunigtes Elektron wird im Moment der Kollision im Schnitt schon eine Energie von 13,85 eV besitzen (mit $\lambda_{Lit} = 0,5 \mu\text{m}$ womöglich 25 eV). Bei einer Kollision der schnellen Elektronen mit den Luftmolekülen, die größtenteils aus Stickstoff- und Sauerstoffmolekülen bestehen, finden unterschiedliche Reaktionen statt. Es kann zu einem

elastischen Stoß kommen, wobei das Elektron nur einen kleinen Teil seiner Energie verliert und seine Flugrichtung ändert. Weiterhin kann ein Molekül durch die Kollision zu Schwingungen und Rotationen von einzelnen Atomen angeregt werden. Wird ein oder werden mehrere Elektronen aus den äußeren Orbitalen herausgeschlagen, werden Moleküle einfach, zweifach usw. positiv ionisiert. Neutrale Sauerstoffmoleküle können sogar ein Elektron auffangen und so negativ ionisiert werden. Eine Menge der Reaktionen, deren Auftrittswahrscheinlichkeit und Reaktionsfolgen einen komplizierten Prozess darstellen, wird mit Hilfe von Simulationen gelöst. In der Arbeit von [Zhang et al. 2004] werden z. B. die Stoß-, Anregungs- und Ionisationsprozesse in der Luft unter Normalbedingungen in den Mikrospalten mittels Particle-in-Cell- und Monte-Carlo-Methoden mit dem Ziel simuliert, die Luftdurchbrüche und Ionisationswahrscheinlichkeiten in kleinen Elektrodenspalten besser vorhersagen zu können. Dabei wird die Luft näherungsweise bestehend nur aus Stickstoff und Sauerstoff betrachtet. Allein für die beiden Moleküle werden bis zu 45 Reaktionen untersucht. In dieser Arbeit werden alle diese Prozesse nicht detaillierter betrachtet, sondern es wird lediglich auf die Reaktionen hingewiesen, die aus der Sicht der potenziellen Oxidation von Silizium von Interesse sind.

Die oben berechnete kinetische Energie eines Elektrons von 13,85 eV (25 eV) ist größer als die erste positive Ionisierungsenergie (12,0 eV) und die negative Ionisierungsenergie (4,9 eV) von O_2 . Unter der Annahme, dass die Elektronen beim Zusammenstoß diese Energie komplett an die Sauerstoffmoleküle abgeben, können folgende Reaktionen entstehen [Zhang et al. 2004]:



Die von Elektronen bis zum Stoß erreichte Energie ist auch größer als die Bindungsenergie des Sauerstoffmoleküls (10,33 eV) sowie Wassermoleküle (5,03 eV) in der Gasphase [Darwent 1970].



Es verläuft im Elektrodenspalt ein komplizierter Ionisationsprozess, der schematisch in Abbildung 21 dargestellt ist. Die freien Elektronen aus der Luft reichen normalerweise nicht, um einen längeren stabilen Ionisationsprozess aufrechtzuerhalten. Jedoch mit einer Elektronenquelle würde der Prozess selbst unterstützend ablaufen. Es können aber auch Elektronen aus der Siliziumoberfläche emittiert werden. Wenn das elektrische Feld groß genug ist, kann die Austrittsarbeit überwunden werden.

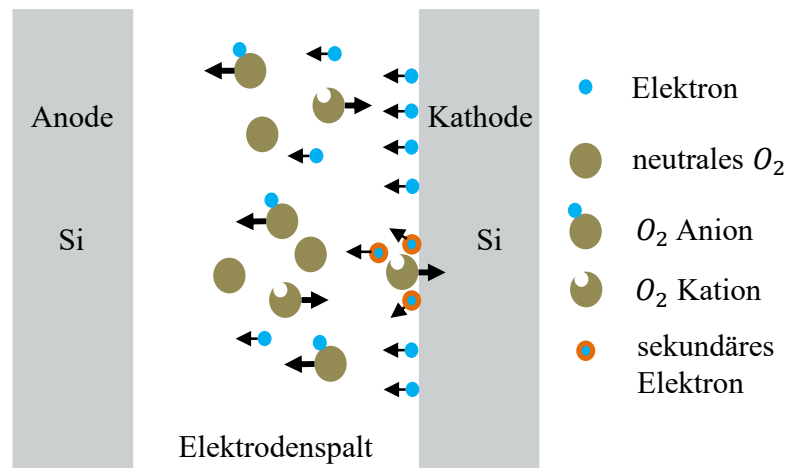


Abbildung 21: Schematische Darstellung der Ionisation der Luftmoleküle durch freie sowie aus dem Silizium emittierte Elektronen.

Ein Teil dieser Elektronen wird durch Sauerstoffmoleküle gefangen, weil Sauerstoff elektroaffin ist. Ein weiterer Teil dagegen schlägt Elektronen aus den Molekülen heraus. Die während der Ionisation aus den Molekülen herausgeschlagene Elektronen nehmen auch an dem Beschleunigungsprozess teil und erzeugen somit weitere Ionen. Die positiven Sauerstoffanionen werden durch das Feld zur Kathode befördert. Durch Kollision mit der Kathode schlagen sie aus der Siliziumoberfläche sekundäre Elektronen heraus, was wiederum zu deren Beschleunigung und weiteren Ionisierung führt. Es finden zum Teil auch Rekombinationsprozesse statt, indem die schon geladenen Ionen wieder neutralisiert werden. Negativ geladene O_2 -Anionen sowie die OH^- -Gruppen werden in positiver Feldrichtung verschoben, wo sie mit der Siliziumanode reagieren und sie dadurch oxidieren, vgl. die Oxidation des Siliziums unter atmosphärischem Plasma [Skácelová et al. 2014]. Diese Oxidation verläuft deutlich schneller als die native Oxidation, weil die Reaktionspezies durch das elektrische Feld stets zur Reaktionsgrenzfläche mit Silizium geliefert werden. Sie sind zudem chemisch aktiver als neutrale Sauerstoff- bzw. Wassermoleküle. Außerdem begünstigt das elektrische Feld die Diffusion der Reaktanten durch die wachsende Oxidschicht, was den gesamten Oxidationsvorgang unterstützt. Damit die Siliziumelektrode Elektronen emittieren kann, muss die Oberfläche z. B. durch Strahlung bzw. durch thermische oder elektrische Energie aktiviert werden. Die Austrittsarbeit des Siliziums, d. h. die Energie die notwendig ist, um ein Elektron über das Fermi-Niveau hinaus in das Vakuumniveau zu überführen [Gobeli und Allen 1963], liegt zwischen 4,05 eV und 5,15 eV, was vielen Metallen ähnelt. Der genaue Wert der Austrittsarbeit hängt stark von der Dotierungsart und der Konzentration der Fremdatome ab. Die NED-Teststrukturen wurden aus 10^{18} cm^{-3} p-dotiertem Silizium hergestellt. Das entspricht einer Austrittsarbeit von etwa 5,08 eV (s. Abschnitt 4.6.2.2). Um die

Ladungsträger von dem Fermi-Niveau in das Vakuum-Niveau zu bewegen, muss die elektrische Feldstärke hinreichend groß sein. Dieser Effekt der Feldemission kann mit der Fowler-Nordheim Stromdichte [Fowler und Nordheim 1928] beschrieben werden:

$$j_{FN}(E) = \frac{A^*(\beta E)^2}{\phi t^2(y)} \exp\left(-\frac{B^* \phi^{\frac{3}{2}} v(y)}{\beta E}\right) \quad (26)$$

Dabei sind A^* und B^* die Fowler-Nordheim Konstanten [Flügge et al. 1956], die aus den Naturkonstanten wie folgt bestimmt werden:

$$A^* = \frac{e^3}{8\pi h} \quad (27)$$

$$B^* = \frac{4\sqrt{2m_e}}{3\hbar e}$$

ϕ ist die Austrittsarbeit des dotierten Siliziums in (26), y – die relative Verkleinerung der Potentialbarriere, $v(y)$ und $t^2(y)$ sind Korrekturfunktionen, die die Absenkung der Potentialbarriere $\Delta\phi$ infolge des elektrischen Feldes und der Bildladungen berücksichtigen, Abbildung 22.

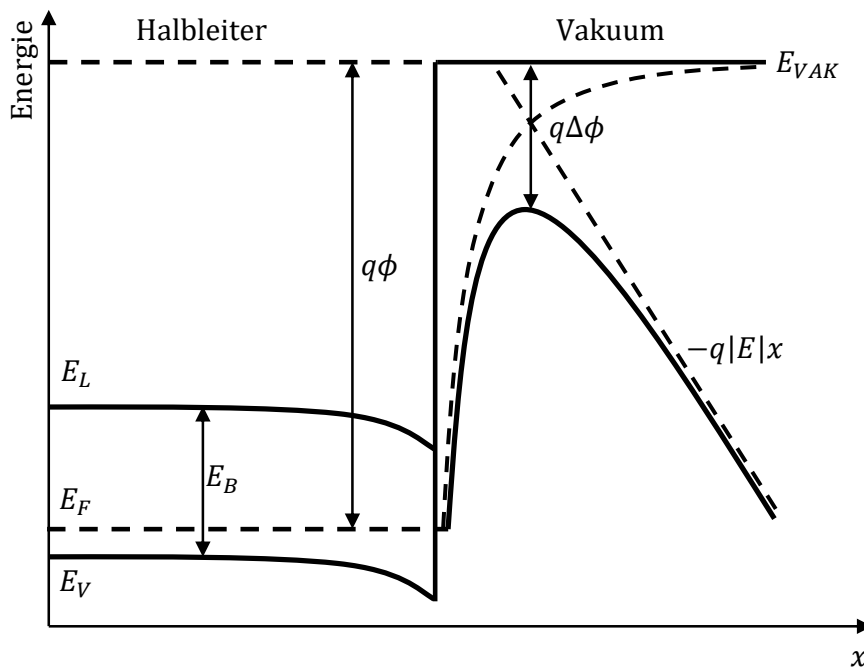


Abbildung 22: Absenkung der Potentialbarriere eines p-dotierten Halbleiters infolge des elektrischen Feldes und der Bildladung, in Anlehnung an [Maul 2009].

Die Korrekturfunktionen können nach [Spindt et al. 1976] wie folgt approximiert werden:

$$y = \frac{\Delta\phi}{\phi} = \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\beta E} / \phi} \approx 3,79 \cdot 10^{-4} \sqrt{\beta E} / \phi \quad (28)$$

$$v(y) \approx 0,95 - y^2$$

$$t^2(y) \approx 1,1$$

Oberflächengeometrie und Irregularitäten können die lokale Feldstärke signifikant verstärken. Dieser Effekt wird praktisch mit Hilfe des Feldverstärkungsfaktors β berücksichtigt. In der Literatur existieren diverse Modelle [Forbes et al. 2003], die den makroskopischen Einfluss von Kratzern, Spitzen, Partikeln usw. aber auch mikroskopischer Rauigkeiten auf das elektrische Feld beschreiben. Eine Abschätzung des Feldverstärkungsfaktors β bei den NED-Aktoren wird im Abschnitt 4.6.2.2 vorgestellt.

4.6.2.1 Lokale Vergrößerung des elektrischen Feldes infolge der Elektrodendurchbiegung

Der Elektrodenabstand eines NED-Aktors ist während der Aktuierung nicht konstant und verkleinert sich proportional zur angelegten Spannung. Diese mechanische Elektrodenverformung ändert lokal das elektrische Feld im Luftspalt bei konstant angelegter Spannung, so dass das Feld nicht homogen entlang des Elektrodenspalt es wird. Bei einer Aktuierung mit Wechselspannung oszilliert das Feld im Luftspalt entsprechend nicht nur zeitlich, sondern deformationsbedingt auch räumlich. Die kleinste räumliche Variation des elektrischen Feldes ist im Isolatorbereich zu erwarten, weil da die Elektroden am Isolator mechanisch fest eingespannt sind. Die größte Spaltverkleinerung und somit die größte Feldvergrößerung findet näher zur Mitte der Elementarzelle statt, wo die maximale Durchbiegung der Elektroden erfolgt. Da die Elektroden geformt sind, mithin keine geraden Balken darstellen und da sich während der Aktuierung der gesamte Aktor krümmt, ist die Biegeform der NED-Elektroden nicht einfach analytisch berechenbar. Hinzu kommt, dass jede Elementarzelle leicht unterschiedliche mechanische Randbedingungen aufweist: von der beidseitig fast ideal fest eingespannten ersten Zelle bis hin zur einseitig fest eingespannten und zweitseitig freien letzten Elementarzelle. Die Zellen aus der Aktormitte präsentieren einen kontinuierlichen Übergang zwischen den beiden Endzuständen. Um die genaue Elektrodenspaltänderung zu bestimmen, kann hier eine elektromechanische FEM-Simulation behilflich sein. Dafür wurde ein zweidimensionales Model der Teststruktur in gesamter Länge simuliert, Abbildung 23.

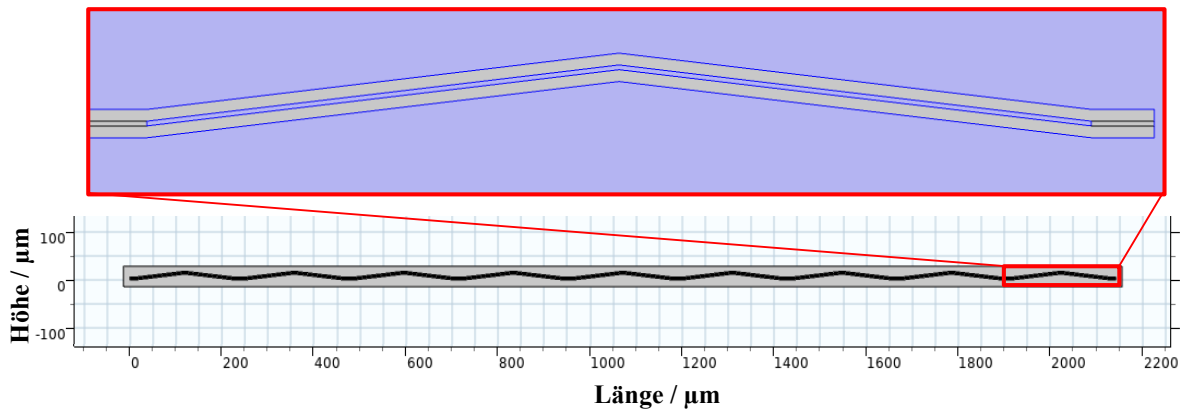


Abbildung 23: Elektromechanische 2D-FEM-Simulation eines linksseitig eingespannten NED-Balkens zur Bestimmung der Elektrodenspaltvariation; unten: Aktor in gesamter Länge, oben: vergrößerte Darstellung der letzten Elementarzelle.

Der abgebildete Aktor ist insgesamt ca. 2150 μm lang, besteht aus neun Elementarzellen und befindet sich in einem Luftraum (in blau). Der Elektrodenspalt ist ebenso mit Luft gefüllt. Der Aktor ist im Koordinatenursprung über die vertikale Stirnseite (links) mechanisch ideal fest eingespannt. Den beiden Elektroden sowie den Isolatoren wurden entsprechende Materialparameter von Silizium und Aluminiumoxid (s. Abschnitt 4.2) zugewiesen. An die obere Elektrode in der Abbildung wurde ein positives Potential angelegt, die untere Elektrode war stets geerdet. Dadurch entstand das elektrische Feld zwischen den NED-Elektroden, und der Balken wurde gekrümmt. Die maximale Auslenkung wurde entsprechend am freien Balkenende (rechts) registriert. Das Simulationsmodell wurde parametrisch aufgebaut, sodass unterschiedliche Auslenkungen abhängig von verschiedenen elektrischen Spannungen nacheinander simuliert werden konnten, Abbildung 24.

Die Spannung zwischen den Elektroden wurde von 2 V bis 50 V mit der Schrittweite von 2 V variiert. In der Grafik sind die totalen Verschiebungen von zwei durch alle NED-Zellen durchgehenden Kanten dargestellt: von der unteren Kante der oberen Elektrode und von der oberen Kante der unteren Elektrode. Da die Variation des Elektrodenabstandes deutlich kleiner als die Auslenkung des gesamten Aktors ist, fallen diese beiden Linien fast zusammen und können erst bei entsprechender Vergrößerung voneinander unterschieden werden.

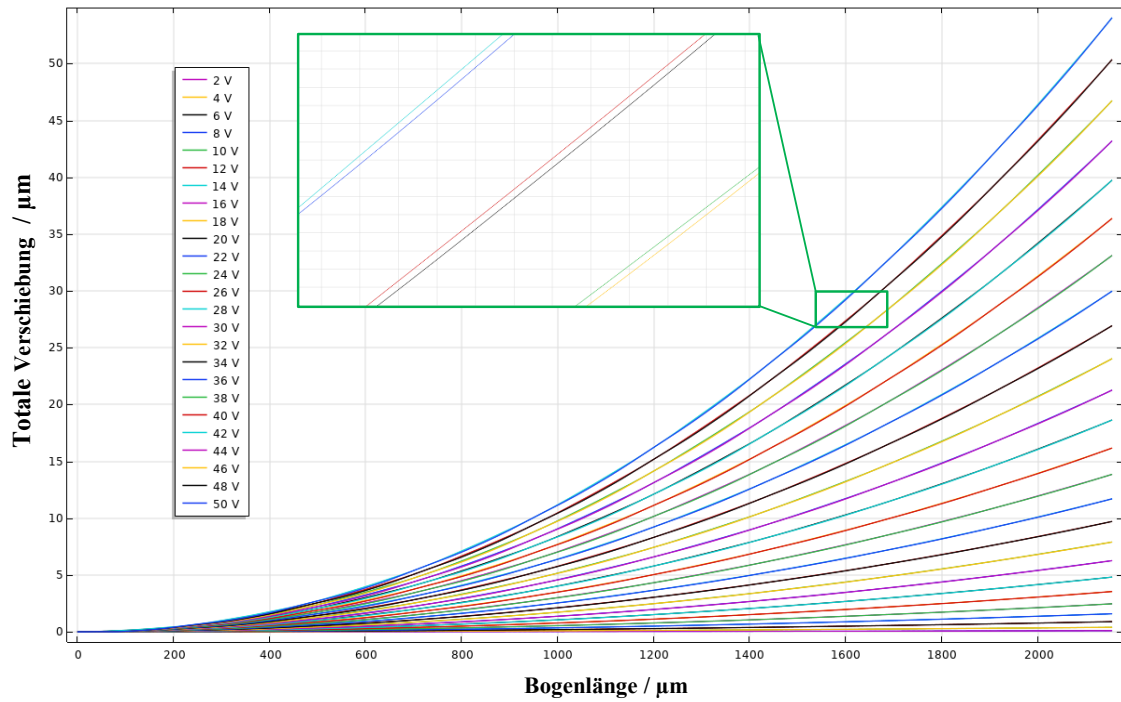


Abbildung 24: Totale Verschiebung des NED-Balkens abhängig von der angelegten Spannung zwischen den Elektroden.

Im nicht aktuierten Zustand sind die beiden Kanten genau $1\ \mu\text{m}$ voneinander entfernt. Das entspricht dem Elektrodenabstand. Wird zwischen den Elektroden eine elektrische Spannung angelegt, krümmt sich der Balken sowie die Elektroden innerhalb einer NED-Zelle. Die Elektroden nähern sich an, und der Elektrodenspalt wird lokal kleiner. Das kann aus der Differenz der beiden in Abbildung 24 dargestellten Linien je Spannung am besten wie folgt präsentiert werden, Abbildung 25.

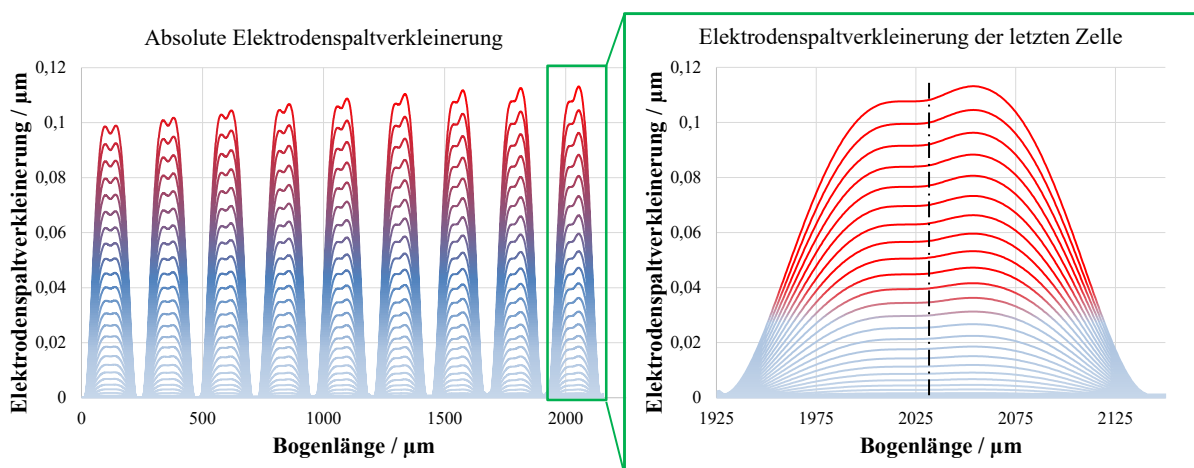


Abbildung 25: Absolute lokale Verkleinerung des $1\ \mu\text{m}$ -Elektrodenspaltes während der Aktuierung mit unterschiedlichen elektrischen Spannungen, repräsentiert durch einen linearen Farbgradienten von hellblau bei 2 V bis hin zu dunkelrot bei 50 V.

Die Differenz der totalen Verschiebungen beider Kanten des Elektrodenabstandes aufgetragen über deren Bogenlänge zeigt die Verjüngung des Elektrodenabstandes und entsprechend die lokalen Feldüberhöhungen im Elektrodenpalt entlang des gesamten Balkens. Wie erwartet verkleinert sich der Elektrodenabstand umso mehr, je größer die angelegte Spannung wird (von hellblau bei 2 V bis hin zu dunkelrot bei 50 V).

Die Ergebnisse der FEM-Simulation deuten bei diesen dachförmigen Teststrukturen auf folgende interessante Merkmale hin:

- Die maximalen Verkleinerungen des Elektrodenabstandes finden nicht in der Zellenmitte statt, sondern in ca. 25 µm bzw. in ca. 20 % der halben Elektrodenlänge in Richtung der Isolatoren entfernt;
- Die eine Zellenhälfte verbiegt sich anders als die andere Zellenhälfte;
- Die Änderung der Elektrodenabstände und die Verbiegungsform der Elektroden entlang des Aktors sind unterschiedlich und hängen von der Position der Elementarzelle ab.

Der erste Punkt weist auf die lokalen Feldüberhöhungen im Abstand von ca. 25 µm bzw. in etwa 20 % der halben Elektrodenlänge von der Zellenmitte allein durch die Verkleinerung des Elektrodenabstandes hin. Die Spaltvariation von bis zu 11% bei 50 V führt im vereinfachten Plattenkondensatormodell (17) zu einer Feldüberhöhung von ca. 12,4% wegen des hyperbolischen Zusammenhangs.

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{g_1}{g_2} = \frac{g_1}{g_1 - 0,11g_1} \approx 1,124 \quad (29)$$

Das bestätigt der aus der FEM-Simulation abgelesene Betrag der Feldstärke in der Mitte des Elektrodenabstandes, der an derselben Stelle sein Maximum von 56 MV/m aufweist, was einer Erhöhung von 12% im Vergleich zum homogenen Feldanteil von 50 MV/m am Isolator entspricht.

Diese Überlegung korreliert gut mit der im Abschnitt 4.5.2, Tabelle 1 beobachteten Position der gewachsenen Oxidwülste im Bereich der Zellenmitte. Es ist nicht ausgeschlossen, dass dieser Effekt der „atmenden“ Elektroden während der Aktoroszillation als Primärursache des Oxidwachstums fungiert. Die Oxidwülste wachsen etwa in der Mitte der Elektrodentiefe (s. Abschnitt 4.5.2, Abbildung 16) an der Stelle, wo die maximale Verbiegung der Elektrodenplatte in Z-Richtung zu erwarten wäre. Dieser Effekt ist in einer 2D-FEM-Simulation vernachlässigt, da alle Elektrodenkanten in Z-Richtung (in die Tiefe) parallel verschoben werden. Um diesen Effekt zu visualisieren, wird eine komplexere 3D-FEM-Simulation benötigt.

Der Unterschied in der ungleichen Verbiegung von zwei Zellenhälften jeder einzelnen Elementarzelle liegt mutmaßlich in den verschiedenen mechanischen Randbedingungen. Wenn die erste Zelle links und rechts als quasi beidseitig fest eingespannt betrachtet werden kann, befindet sich die letzte Zelle in der mechanischen fest-frei Konfiguration. Das führt zu unterschiedlichen mechanischen Lagerreaktionen von Zelle zur Zelle und entsprechend zur größeren Verbiegungen in Richtung der größeren Freiheitsgrade. Zu erkennen ist zum Beispiel, dass die zum freien Balkenende gewandte Zellenhälfte immer eine größere Elektrodenspaltverjüngung aufweist. Dieses asymmetrische Verhalten wird mit steigender Spannung nur noch stärker ausgeprägt. Aus dem gleichen Grund der Asymmetrie der Randbedingungen steigt die absolute Elektrodenspaltvariation von der ersten Zelle in Richtung der letzten Zelle mit mehr Freiheitsgraden hin. Das Verhalten trifft für die idealisiert identischen NED-Zellen in der FEM-Simulation zu. Durch die Fertigungstoleranzen erzeugte Asymmetrien können in Wirklichkeit durchaus andere Konstellationen entlang der gesamten Aktorlänge verursachen. Bestätigung lieferte eine FEM-Simulation mit ungleichen Elektrodenabständen bzw. variablen Elektrodendicken. Die Lage der maximalen Elektrodendurchbiegungen innerhalb der NED-Zellen blieben dabei dennoch nahezu unverändert.

4.6.2.2 Austrittsarbeit des dotierten Siliziums und Abschätzung der Feldemission

Die Austrittsarbeit bei einem Halbleiter ist die minimal notwendige Energie, um die Ladungsträger aus dem Fermi-Niveau in das Vakuum-Niveau zu überführen [Kampen 2010]. Am schnellsten kann das mit dem vereinfachten Bändermodell motiviert werden, Abbildung 26.

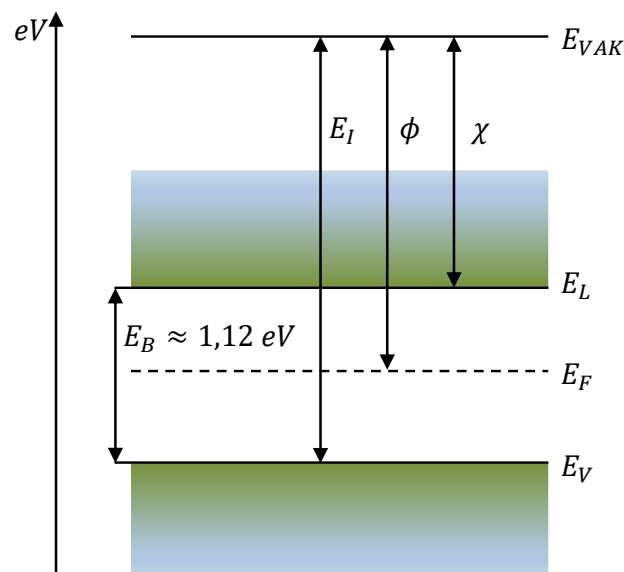


Abbildung 26: Vereinfachtes Bänderdiagramm des undotierten Silizium-Halbleiters.

In einem nicht dotierten Silizium (intrinsisches Silizium) liegt das Fermi-Niveau in etwa in der Mitte (30) der Siliziumbandlücke ($E_B = E_L - E_V$) von 1,12 eV [Grundmann 2021].

$$E_{F_i} \approx E_L - \frac{E_B}{2} = \frac{E_L - E_V}{2} \quad (30)$$

Somit kann die Austrittsarbeit wie folgt notiert werden:

$$\phi = E_{VAK} - E_{F_i} \quad (31)$$

Die Elektronenaffinität χ ist die Energie, die bei der Aufnahme oder beim Lösen eines Elektrons vom Leitungsband freigesetzt bzw. benötigt wird (32):

$$\chi = E_{VAK} - E_L \quad (32)$$

Und die Ionisierungsenergie E_I ist folgendermaßen [Kahn 2016] definiert:

$$E_I = E_{VAK} - E_V \quad (33)$$

Um die Ladungsträger ins Vakuum zu bringen, muss erst die Hälfte der Bandlücke bis zum Leitungsband E_L überwunden werden. Dazu muss noch der fehlende Energiebetrag der Elektronenaffinität aufaddiert werden. Analog kann das über Ionisierungsenergie ausgedrückt werden. Somit kann die Austrittsarbeit eines nicht dotierten Halbleiters auf diese Weise berechnet werden (34):

$$\phi = \chi + \frac{E_B}{2} = E_I - \frac{E_B}{2} \quad (34)$$

Die Elektronenaffinität des einkristallinen Siliziums ist eine bekannte Größe und kann der Literatur [Nikolaou et al. 2015] oder [Honsberg und Bowden 2021] entnommen werden. Sie beträgt lediglich 4,05 eV. Im Vergleich dazu ist die Fermi-Energie des hochdotierten Siliziums kein Literaturwert und hängt stark von der Dotierungsrate und Dotierungsart ab. Wird das Silizium mit Akzeptoren z. B. mit Bor p-dotiert, verschiebt sich das Fermi-Niveau in Richtung des Valenzbandes. Wird es mit Donatoren z. B. Phosphor n-dotiert, wandert die Fermi-Energie hin zum Leitungsband und die Austrittsarbeit wird kleiner.

Die Wahrscheinlichkeit, dass die Elektronenzustände bei der Energie E besetzt werden, wird mit der Fermi-Dirac-Verteilung beschrieben:

$$f_{F-D}(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1} \quad (35)$$

mit E_F – Fermi-Niveau des reinen intrinsischen Halbleiters und $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K}$ – Boltzmann-Konstante. Diese Wahrscheinlichkeit wird auch Besetzungswahrscheinlichkeit genannt und beträgt bei Fermi-Energie $E = E_F$ exakt 50%.

Für die Energien, die mindestens einem Dreifachen von $k_B T$ über bzw. unter der Fermi-Energie entsprechen [Cheung 2006], d. h. $|E - E_F| \gg 3k_B T$, lässt sich die Besetzungswahrscheinlichkeit mit einer klassischen Maxwell-Boltzmann Verteilung gut approximieren:

$$f_{M-B}(E) \cong e^{-\frac{E-E_F}{k_B T}} \quad (36)$$

Bei Raumtemperatur von 300 K beträgt $3k_B T$ etwa 0,078 eV. Mit moderaten Dotierungsraten N_A , bekannter Ladungsträgerdichte im Valenzband $N_V = 1,04 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ und dem bekannten Valenzband von Silizium E_V kann das abgesenkte Fermi-Niveau mithilfe von (36) vereinfacht nach [Grundmann 2021] ausgedrückt werden:

$$E_F \cong E_V + k_B T \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right) \quad (37)$$

Bei den bis zu 10^{18}cm^{-3} hoch dotierten NED-Aktoren gilt die Maxwell-Boltzmann Approximation nicht mehr, weil die Bedingung $|E - E_F| \gg 3k_B T$ bei Raumtemperaturen nicht mehr erfüllt ist. Für eine genauere Darstellung der Energieabsenkung wegen der höheren p-Dotierung können numerische Lösungsmethoden verwendet werden. Dadurch kommen deutlich präzisere Energiewerte mit den abgeflachten Verläufen bei höheren Dotierungen heraus, Abbildung 27.

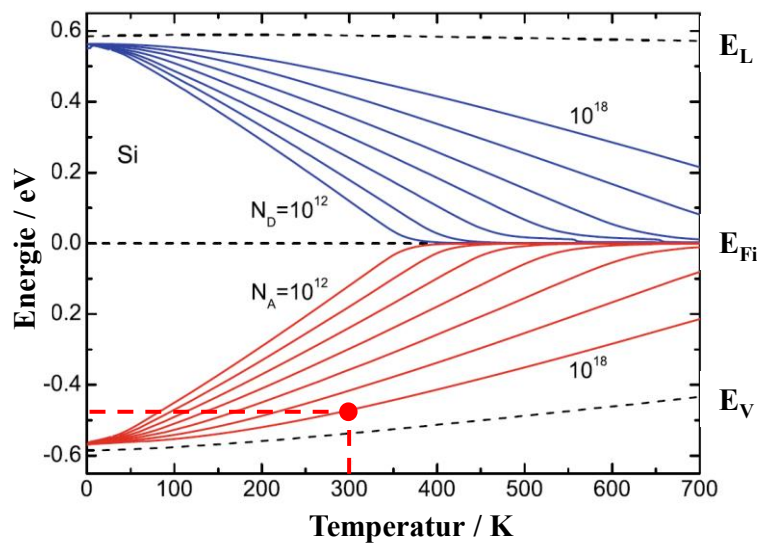


Abbildung 27: Verschiebung des Fermi-Energieniveaus in Abhängigkeit von der Dotierstoffkonzentration und der Dotierungsart für verschiedene Temperaturen [Grundmann 2021].

Diese Darstellung präsentiert die temperaturabhängige Anhebung der Fermi-Energie im Fall der n-Dotierung bzw. die Energieabsenkung bei p-Dotierung in Abhängigkeit von der Dotierungsrate. Das intrinsische Fermi-Niveau ist zur Veranschaulichung für alle Temperaturen auf Null gesetzt. Wie aus dem Diagramm erkennbar ist, befindet sich die Fermi-Energie bei Raumtemperatur und der Dotierung von 10^{18} cm^{-3} ca. 475 meV unterhalb der Bandlückenhälfte. Um von diesem Energie-Niveau Elektronen ins Vakuum-Niveau zu überführen, müssen die 475 meV, die Hälfte der Bandlücke bis zum Leitungsband von 560 meV, sowie die Elektronenaffinität von 4,05 eV (34) aufgebracht werden. Demnach beträgt die Austrittsarbeit:

$$\phi(N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}) = (0,475 + 0,56 + 4,05) \text{ eV} = 5,085 \text{ eV} \quad (38)$$

Diese Austrittsarbeit liegt nah an Metallwerten, die Größen zwischen 4,3 eV und 5,65 eV [Nieuwenhuys et al. 1974] bei Raumtemperatur (z. B. 4,5 eV (Fe), 5,15 eV (Ni), 5,28 eV (Au), 5,65 eV (Pt)) aufweisen. Aus diesem Grund und wegen der vergleichbar einfachen Fertigung werden aus p-dotierten Silizium sogar absichtlich Feldemissionsarrays hergestellt, z. B. für Lithografie [T. F. Teepen et al. 2005].

Nach der Austrittsarbeitsabschätzung kann nun die Fowler-Nordheim Stromdichte (26) berechnet werden. Der einzige unbekannt Faktor bleibt der Feldverstärkungsfaktor β . Dieser Faktor berücksichtigt die Form der Elektroden (geometrischer Faktor β_g) und ihre Oberflächenbeschaffenheit (mikro- bzw. nanoskopischer Faktor β_m).

$$\beta = \beta_g \beta_m \quad (39)$$

Die geometrische Verstärkung ist typischerweise relativ klein und liegt in Bereich von 1-2 [Slade und Taylor 2002]. Wobei die gesamten aus der Literatur bekannten Feldverstärkungsfaktoren bei polierten Kathoden Werte von 100 [Hourdakakis et al. 2006] bis 150-250 [Strong et al. 2008] erreichen können. Im Fall des NED-Aktors wird angenommen, dass der geometrische Faktor 1 beträgt, weil die Elektroden planparallel sind. Mehr relevant ist hier die Oberflächenqualität der Elektrode. Eine lokale Feldverstärkung entsteht im NED-Elektrodenspalt an den Störstellen, wo der elektrische Potentialgradient am größten ist bzw. an den Stellen, wo die Feldlinien am stärksten verkrümmt sind. Ein typisches Beispiel von solchen Störstellen sind schmale hohe Spitzen mit kleinen Krümmungsradien. Die im Abschnitt 4.6.1 beschriebenen spitzen Scallops, die infolge des DRIE-Ätzens entstehen, sind ein Beispiel dafür. Während des Ätzverfahrens werden isotrope Siliziumätzphasen mit nachfolgender Passivierung der Seitenwände mehrmals nacheinander wiederholt, bis die gewünschte Tiefe erreicht ist. Das führt dazu, dass sich über der gesamten Elektrodentiefe scharfe Spitzen

ausbilden. Die Höhe des Scallop-Bergs hängt von den Ätzprozessparametern ab. Wird die gesamte Tiefe in mehreren kurzen Phasen geätzt, wird die Scallop-Höhe kleiner. Werden weniger, aber längere Ätzzyklen durchgeführt, werden die Scallops höher. Im Fall des lateralen NED kann die Scallop-Höhe an einem FIB-Cut Querschnitt (z. B. Abbildung 16) im REM gemessen werden. Sie beträgt in etwa 150-200 nm. Für die Bestimmung des Feldvergrößerungsfaktors existieren unterschiedliche analytische Modelle von verschiedenen Autoren, die in [Forbes et al. 2003] zusammengefasst und verglichen werden. Abhängig von der Form der Störstelle, z. B. Hemisphäre, Hemisphäre an der Säule, Hemi-Ellipsoid etc. können unterschiedliche Vergrößerungsfaktoren abgeleitet werden. Dabei gilt grundsätzlich, dass die lokale Feldüberhöhung eine Funktion des Verhältnisses der Höhe der Störquelle h zur ihrem Krümmungsradius ρ ist. Zugleich kann eine unifizierte passende Beschreibung, unabhängig von der Form der Störung, durch die folgende Abschätzung approximiert werden:

$$\beta \cong 2 + \frac{h}{\rho} \quad (40)$$

Die Spitzenkrümmungsradien der DRIE-Scallops sind ziemlich klein und liegen im Bereich von < 10 nm. Typischerweise betragen sie ca. 5 nm [Choi und Kim 2006] oder [Milanovic et al. 2001]. Mit der mittleren Scallops-Höhe von 175 nm und dem Krümmungsradius von 5 nm ergibt sich der nach (40) abgeschätzter Feldverstärkungsfaktor von 37.

Solche Feldverstärkungen können auch in einer FEM-Simulation mit gewisser Genauigkeit gezeigt werden. Dafür wurde eine 2D-Simulation eines LNED-Querschnittes mit den gegebenen Scallops-Größen elektrostatisch durchgeführt, Abbildung 28. Auf der linken Elektrode wurden 50 V angelegt, die rechte Elektrode blieb geerdet.

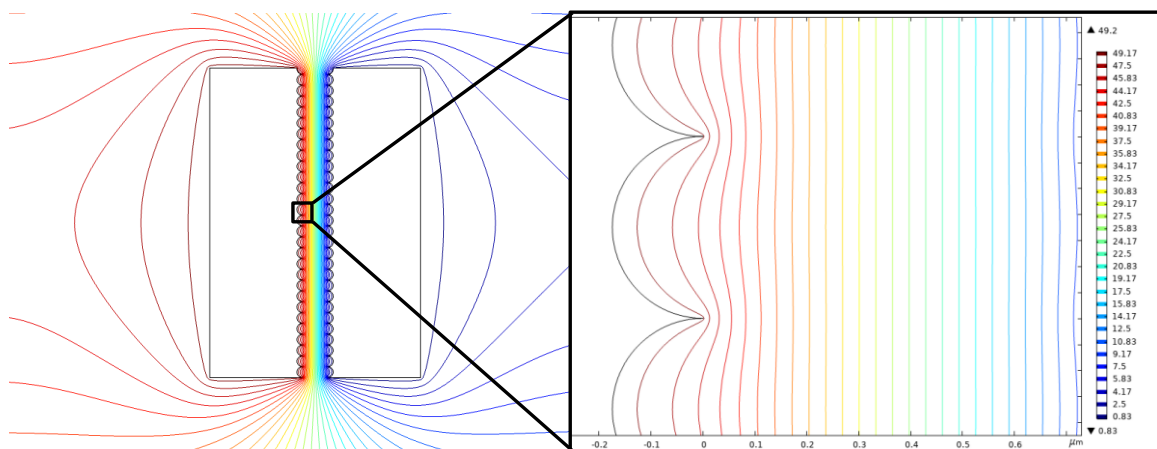


Abbildung 28: Krümmung der Potenzialisolinien an den 175 nm hohen Scallops im NED-Elektrodenspalt.

Wie aus dem Gradienten des elektrischen Potentials erkennbar ist, finden maximale lokale Feldüberhöhungen genau an den Spitzen von Scallops statt, wo die Krümmung der Feldlinien

am größten ist. Das Problem bei einer solchen FEM-Simulation ist die Netzgröße, die an der Spitze von Scallops einen sehr kleinen Wert besitzen soll, um solche Feldüberhöhungen quantitativ richtig abbilden zu können. Das heißt, für sehr scharfe Spitzen soll das FEM-Netz infinitesimal klein sein und somit sollen unendlich viele Netzelemente erzeugt werden, was praktisch unmöglich ist. Die maximale bzw. minimale Netzgröße wurde auf $0,5 \mu\text{m}$ und $0,5 \text{ nm}$ entsprechend eingestellt. Der Netzkrümmungsfaktor wurde parametrisch verkleinert. Dadurch entstand eine immer kleinere Netzgröße um die Scallops-Spitze herum. Dies führte zu den lokalen elektrischen Feldbeträgen von über 1200 MV/m beim kleinsten Krümmungsfaktoren von $0,005$, Abbildung 29. In Vergleich dazu beläuft sich die homogene Feldstärke auf 50 MV/m in der Mitte des Elektrodenspaltes, wo die Feldlinien äquidistant sind. Der simulierte Feldverstärkungsfaktor weist somit einen Wert von ca. 25 auf, was in der gleichen Größenordnung mit dem aus (40) berechneten Wert liegt. Eine weitere Netzverfeinerung vergrößert die Anzahl der Netzelemente und die Simulationsdauer enorm.

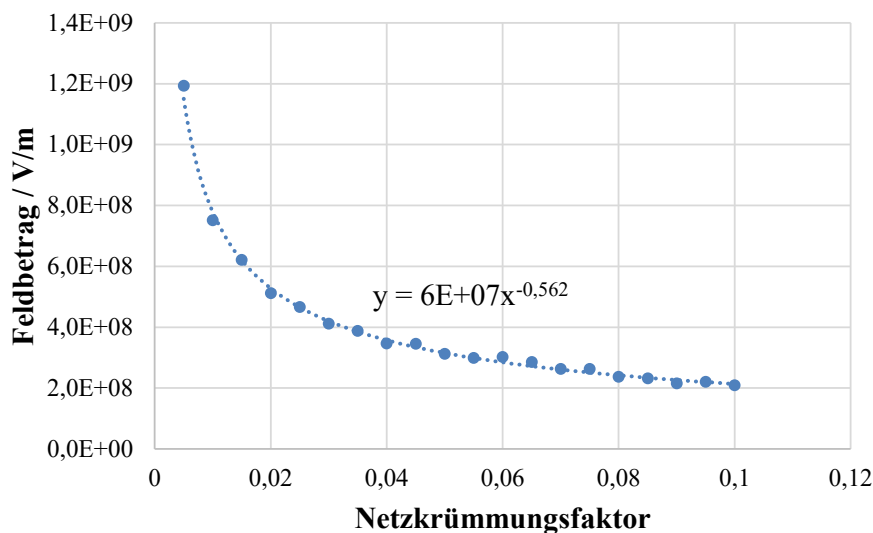


Abbildung 29: Änderung des elektrischen Feldbetrages bei konstanter Spannung von 50 V und gleicher Geometrie in Abhängigkeit vom FEM-Netzkrümmungsfaktor.

Mit dem abgeschätzten Feldverstärkungsfaktor (40) und der bestimmten Austrittsarbeit (38) kann schließlich die Fowler-Nordheim Stromdichte aus (26) berechnet werden. Selbst unter Vernachlässigung der Elektrodendurchbiegung (s. Abschnitt 4.6.2.1), d. h. bei $E = 50 \text{ MV/m}$ beträgt diese $j_{FN} = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ A/m}^2$. Angenommen, dass der Strom über die gesamte Elektrodenfläche gleich emittiert wird, entspräche es bei der Gesamtlänge des NED-Balkens von ca. $2,2 \text{ mm}$ und der Höhe von $10 \mu\text{m}$ einem Stromwert von bis zu 5 pA . Unter Berücksichtigung der Elektrodendurchbiegung erhöht sich die Feldstärke lokal bis zu $12,4\%$ bei 50 V (29). Das erhöht die emittierte Stromdichte bis auf $j_{FN} = 26,9 \cdot 10^{-3} \text{ A/m}^2$ wegen

dem exponentiellen Verlauf der Fowler-Nordheim-Funktion (F-N-Funktion). Das würde für die gleiche Emissionsfläche den Strom von bis zu 590 pA bedeuten. Jedoch ändert sich der Elektrodenabstand nicht über der gesamten Elektrodenlänge gleich. Die Elektrodendurchbiegung hat zwei seiner Maxima in ca. 25 μm von der Zellenmitte entfernt. An diesen Stellen wird der Emissionsstrom am höchsten sein, und in Richtung der Elektrodeneinspannung wird er abnehmen. Laut der Definition ist der Strom:

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{d(N \cdot e)}{dt} \quad (41)$$

Das bedeutet, dass pro Sekunde etwa $N = 3,7 \cdot 10^7$ Elektronen aus der Kathodenoberfläche emittiert werden können. Dank der Feldemissionselektronenquellen findet höchstwahrscheinlich an den Stellen der maximalen Elektrodendurchbiegung ein elektrischer Luftdurchbruch bzw. eine dunkle Entladung statt, was zur lokalen Ionisation der Luftmoleküle und Dissoziation der Wassermoleküle (24), (25) führt. Die Ionisation fördert als Folge eine beschleunigte Oxidation der Siliziumanode an diesen Stellen. Viele Autoren [Strong et al. 2008], [Slade und Taylor 2002], [Ono et al. 2000] untersuchten ebenso die Luftdurchbruchfeldstärken in kleinen Elektrodenspalten von 40 μm bis hin zu 0,2 μm und kamen zum Ergebnis, dass die klassische Paschen-Kurve bei Elektrodenabständen kleiner als 5-6 μm nicht mehr gilt, weil die Feldemission bei den Abmessungen immer mehr an Bedeutung gewinnt (s. Abschnitt 2.2). Die von ihnen benannten Durchbruchfeldstärken liegen in den Bereichen 36 ... 80 MV/m bei Normalbedingungen. Die NED-Aktoren werden bei den homogenen Wechselfeldstärken von bis zu 50 MV/m ohne Berücksichtigung der Spaltverkleinerung betrieben, was die Vermutung einer lokalen Luftionisation bekräftigt.

4.7 Prüfung und Verifikation der Hypothesen

4.7.1 Tests mit DC-Anregung

Die beiden beobachteten Degradationsmechanismen: sowohl anodische Oxidation im Bereich der Isolatoren als auch die feldemissionsunterstützte Oxidation in der Zellenmitte sind durch das hohe elektrische Feld verursacht und hängen von dessen Vektorrichtung ab. Während der Langzeituntersuchungen wurden die Testaktoren mit Wechselspannung betrieben, sodass das elektrische Feld auch ein Wechselfeld war. Daher oxidierten beide Aktorelektroden alternierend mit der Zeit. Um die Richtungsabhängigkeit der Degradationen zu bestätigen, wurden einige Aktoren statisch mit konstanter Gleichspannung angetrieben und über längere

Zeit observiert. Wie vermutet, oxidierte dabei ausschließlich die positive Anode und die Kathode blieb stets verschont, Abbildung 30.

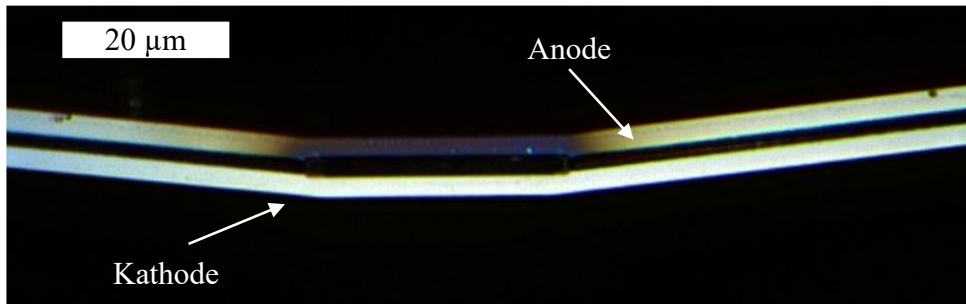


Abbildung 30: Oxidation der Anode während der DC-Anregung über längerer Zeit; die Kathode bleibt dabei unversehrt.

Die Teststrukturen wurden nicht nur optisch inspiziert, sondern deren Auslenkungen wurden analog zu den Langzeitexperimenten mit Wechselspannung periodisch erfasst. Zur Auslenkungsmessung in unterschiedlichen Zeitabständen wurden sie für die Messdauer mit einer 50 V Wechselspannung von 50 Hz betrieben. Dabei wurde ein weiteres Phänomen wie eine elektrostatische Aufladung bzw. Charging beobachtet, Abbildung 31.

Auffallend ist, dass die Aufladung der Teststruktur bzw. ihrer Isolatoren (s. Abschnitt 2.4) während der dauerhaften DC-Anregung steigt. Das wird besonders an der Verschiebung des Scheitelpunktes der Auslenkungs-Spannungs-Kennlinie gut sichtbar. Im nicht aufgeladenen Zustand weist die AU-Kennlinie von Aktoren vergleichbare oder wegen Halbleitereffekten nur wenig unterschiedliche Auslenkungen bei +50 V und bei -50 V auf (s. Abbildung 10 im Abschnitt 4.3.2). Je stärker die Aktoren aufgeladen sind, desto größer ist der Unterschied zwischen den maximalen positiven und negativen Auslenkungen und desto größer die Scheitelpunktverschiebung auf der Spannungsachse. Am einfachsten kann diese Verschiebung aus der quadratischen Näherungsgleichung ermittelt werden. Angenommen, dass die AU-Kennlinie eine allgemeine Parabelform mit einem Offset gleich Null hat $x(U) = aU^2 + bU$. Dann gilt für ihren Scheitelpunkt die notwendige Bedingung eines Extremums:

$$\frac{d}{dU}(x(U)) = 2aU + b \stackrel{\text{def}}{=} 0 \quad (42)$$

Somit ist die Scheitelpunktverschiebung eine Funktion des linearen und quadratischen Koeffizienten der AU-Parabel:

$$\Delta U = -\frac{b}{2a} \quad (43)$$

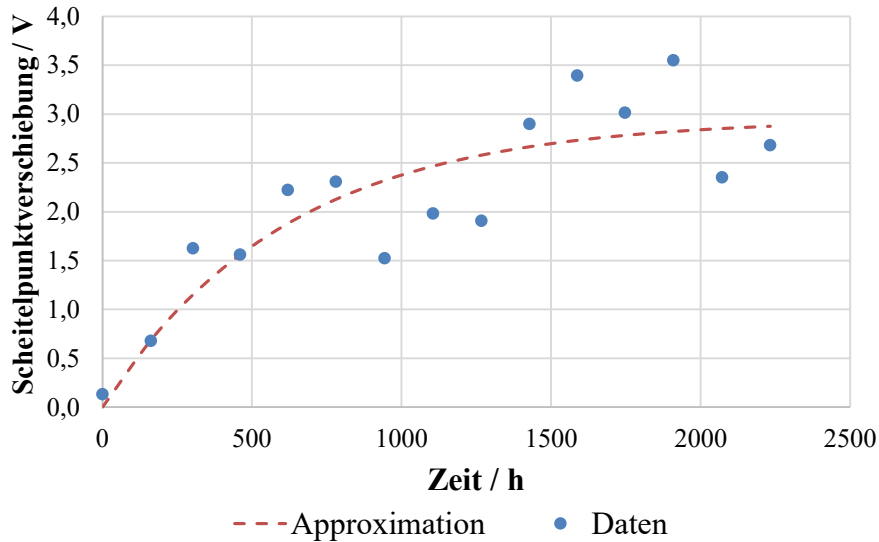


Abbildung 31: Verschiebung des Scheitelpunktes der AU-Kennlinie nach der Langzeitanregung mit positiver DC-Spannung.

Je stärker die Aktoren aufgeladen sind, desto unterschiedlicher sind die gegensätzlichen Auslenkungen. Bei positiv geladener Struktur verschiebt sich der Scheitelpunkt der Parabel in positive X-Richtung, sodass die Auslenkung bei positiver Spannung kleiner wird.

Die beobachtete Aufladung kann mit der exponentiellen Aufladungsfunktion einer elektrischen Kapazität (44) approximiert werden:

$$U(t) = U_{max} \left(1 - e^{-\frac{1}{\tau}t} \right) \quad (44)$$

Die durch diese Näherung gewonnene Ladezeitkonstante beträgt ca. 612 h, d. h., dass über kleinere Zeitperioden sogar unter DC-Anregung keine signifikanten Aufladungseffekte bei den Aktoren zu erwartet ist.

Obwohl der gesamte Aufladungstrend gut erkennbar ist, streuen die Messdaten stark. Das hat zwei Gründe: zum einen entladen sich die Aktoren unterschiedlich während der Auslenkungsmessung selbst, weil sie mit Wechselspannung angeregt werden und deren Auslenkung stroboskopisch aufgenommen wurde. Zum zweiten wurde während der Testdurchführung nicht darauf geachtet, dass die Zeit zwischen der dauerhaften DC-Anregung und der eigentlichen Auslenkungsmessung konstant eingehalten sein sollte. Dies hat zur unterschiedlichen Selbstentladung geführt.

4.7.2 Spannungsabhängigkeit des Auslenkungsverlaufes

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, hängt die Degradation eindeutig von der Richtung des elektrischen Feldes ab. Erwartungsgemäß sollte sie auch vom Betrag des Feldes abhängen, als einem der wichtigsten Beschleunigungsfaktoren der Degradation. In der folgenden Messreihe wurde dies geprüft. Dafür wurden 9 Aktoren mit unterschiedlichen Spannungsamplituden, aber mit gleicher Frequenz von 50 Hz angetrieben. Analog zu den Langzeitmessungen bei konstanter Wechselspannung kann die qualitativ ähnliche Änderung der Auslenkungsamplitude auch hier beobachtet werden, Abbildung 32.

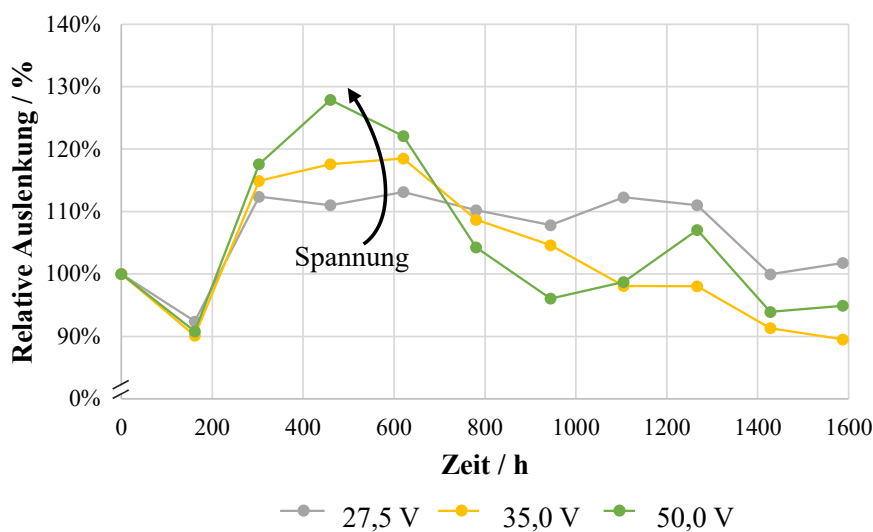


Abbildung 32: Auslenkungsänderung im Langzeitexperiment bei unterschiedlichen Spannungsamplituden und konstanter Anregungsfrequenz von 50 Hz.

Bei allen gemessenen Strukturen wurde ein leichter Abfall in der Auslenkung bei den ersten Messungen registriert. Danach stieg jedoch die Auslenkung bis ca. 500 h analog zur Ausgangsmessungen steil an. Aus dem Diagramm ist erkennbar, dass sowohl die Änderungsrate der Auslenkung als auch die maximal erreichte Auslenkung proportional zur Spannungsamplitude sind. Die Abfallflanke ist auch umso steiler, je größer die angelegte Spannung ist. Dieser Test bestätigt, dass die oben beschriebenen Degradationsmechanismen feldstärkenabhängig sind, was zu erwarten war. Optische Analysen haben zudem gezeigt, dass die mit höheren Spannungen betriebene Strukturen eine verstärkte Oxidation in Form von größeren Oxidflecken aufweisen.

4.7.3 Experimente im Unterdruck

Um die Hypothese zu überprüfen, dass ein Teil des Leckstromes durch die Luft fließen kann, wurde ein einfaches Leckstromexperiment unter unterschiedlichen Unterdrücken durchgeführt. Die Annahme hier ist, dass der mit der SMU gemessene Leckstrom \vec{I}_{LS} aus zwei Anteilen besteht (45): aus dem Oberflächenleckstrom \vec{I}_O , der auf der Isolatoroberfläche fließt, und dem Feldemissionsleckstrom \vec{I}_{FE} inklusive des Ionisationsstroms und zusätzlicher sekundären Emission (s. Abs. 4.6.2), der durch die Luft fließt, Abbildung 33.

$$\vec{I}_{LS} = \vec{I}_O + \vec{I}_{FE} \quad (45)$$

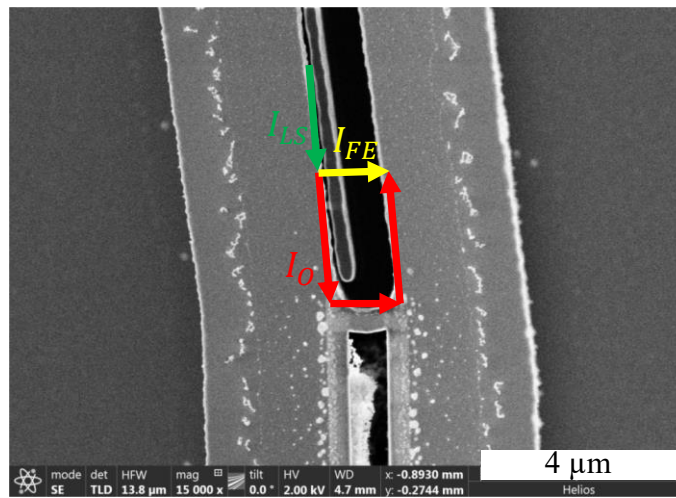


Abbildung 33: Leckstrommodell zur Beschreibung der beobachteten Degradationen.

Zur beachten ist, dass die präsentierte Abbildung nur ein Teil des Aktors zur Visualisierung zeigt. In Wirklichkeit besteht der Oberflächenleckstrom aus der Summe aller Oberflächenleckströme \vec{I}_{O_i} an allen mechanischen Isolatorverbindungen und der Feldemissionsleckstrom aus der Summe einzelner Stromanteile über der gesamten Balkenlänge \vec{I}_{FE_i} mit den größten lokalen Stromanteilen (s. Abschnitt 4.6.2.1) näher zur Zellenmitte.

$$\vec{I}_O = \sum_{i=1}^n \vec{I}_{O_i} \quad (46)$$

$$\vec{I}_{FE} = \sum_{i=1}^m \vec{I}_{FE_i}$$

Der Leckstrom wurde analog, wie im Abschnitt 4.3.1 beschrieben, diskret gemessen. Für Unterdruckexperimente wurde eine zu den Chipabmessungen relativ große Vakuumkammer eingesetzt. Zunächst wurde der Druck von 1 bar bis hin zu 0,5 mbar langsam reduziert, sodass

keine Temperaturänderung stattfand. Danach wurde der Druck wieder langsam erhöht. Während des Abpump- sowie des Belüftungsvorganges wurde das entsprechende Ventil jeweils geschlossen, um den Druck für die Leckstrommessung konstant zu halten. Die maximalen gemessenen Leckstromwerte wurden dann gegen die aufgenommenen Druckwerte in der Abbildung 34 aufgetragen.

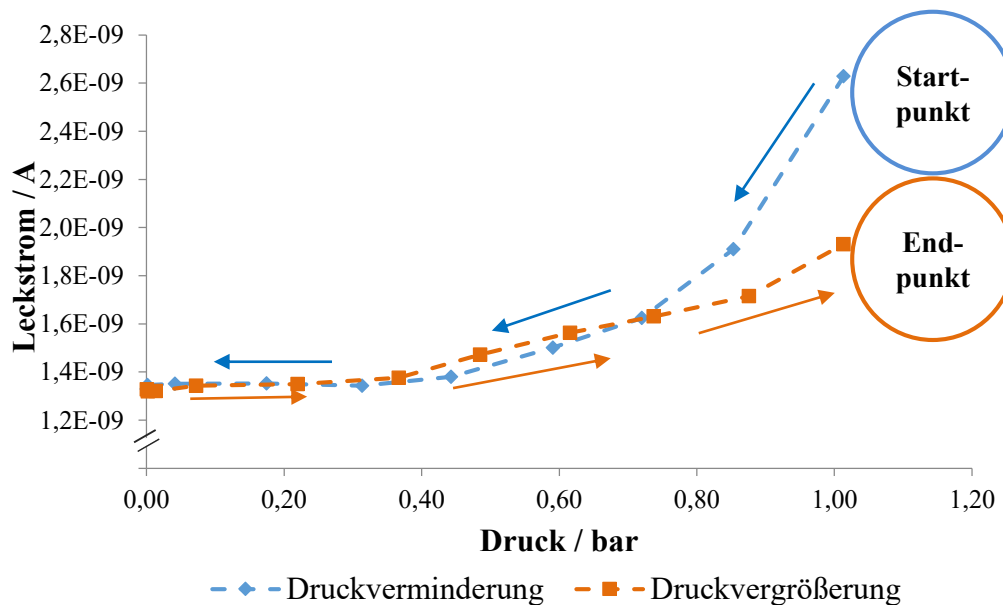


Abbildung 34: Druckabhängige Leckstromänderung eines NED-Aktors bei konstanter Temperatur von 24°C.

Als der Druck vermindert wurde, sank auch der Leckstrom und näherte sich asymptotisch 1,35 nA. Das ist der Leckstrom des Aktors inklusive des konstanten Leckstromanteils der gesamten Messanordnung wie Chipgehäuse, Chipsockel, Kabel, Anschlüsse, etc. Wird der Druck wieder auf den normalen Atmosphärendruck erhöht, vergrößert sich auch der gemessene Leckstrom. Beim Abpumpen werden beide Stromanteile \vec{I}_O und \vec{I}_{FE} gleichzeitig kleiner, weil der Vakuumkammer die Luftmoleküle sowie die Wassermoleküle bzw. den Oberflächen darin die native Feuchtigkeitsschicht entzogen werden. Wird der Druck wieder langsam aufgebaut, wird die Kammer mit den Luftmolekülen gefüllt. Die Wasserschicht kann aber vermutlich nicht so schnell wieder an den Aktorelektroden kondensieren, weil die Vakuumkammer beim langsamen Befüllen mit der Luft konstant temperiert wird. Unter 0,8 bar verlaufen die beiden Kurven sehr ähnlich, jedoch landet der Endpunkt der Druckvergrößerungskurve nicht am Startpunkt der Druckverminderungskurve, sondern tiefer. Das kann durch den fehlenden bzw. reduzierten Leckstrompfad in der nativen Wasserschicht erklärt werden. Das bekräftigen die weiteren wiederholten zyklischen Durchläufe, die entlang der orangenen Kurve verlaufen.

Es ist eine eindeutige Korrelation zwischen dem Leckstrom und dem Füllstand der Vakuumkammer mit den Luftmolekülen zu beobachten, wobei der gesamte Leckstrom um einige hunderte Pikoampere variieren kann. Die Größenordnung stimmt gut mit den Emissionsstromabschätzungen im Abschnitt 4.6.2.2 überein. Der Verlauf der Druckvergrößerungskurve zeigt, dass der Leckstrom im Vakuum kleiner als der Leckstrom unter Normalbedingungen ist – das bestätigt den Leckstromanteil durch die Luft.

Um nachzuweisen, wie sich die fehlende bzw. deutlich reduzierte Wasserschicht und Luftmenge zwischen den Elektroden auf die Degradationserscheinungen (vgl. Abschnitt 4.5) auswirken, wurde ein Langzeitexperiment im Unterdruck unter 30 mbar vorbereitet. Dafür wurden 3 Aktoren unter der Vakuumglocke analog zu den unter Normalbedingungen betriebenen Teststrukturen dauerhaft mit 50 Vac und 50 Hz betrieben. Die Vakuumglocke verfügt über ein Sichtfenster (s. Anhang 2). Aber der Abstand zwischen den Chips und dem Fenster ist deutlich größer als der Arbeitsabstand der Messobjektive, sodass keine Analyse direkt im Unterdruck möglich war. In diskreten Zeitabständen musste deswegen die Kammer belüftet und geöffnet werden, um die Auslenkungsmessungen sowie optische Kontrollen durchzuführen. Die optischen Analysen des Langzeitexperiments im Unterdruck unterscheiden sich deutlich von denen unter Normalbedingungen, Abbildung 35.

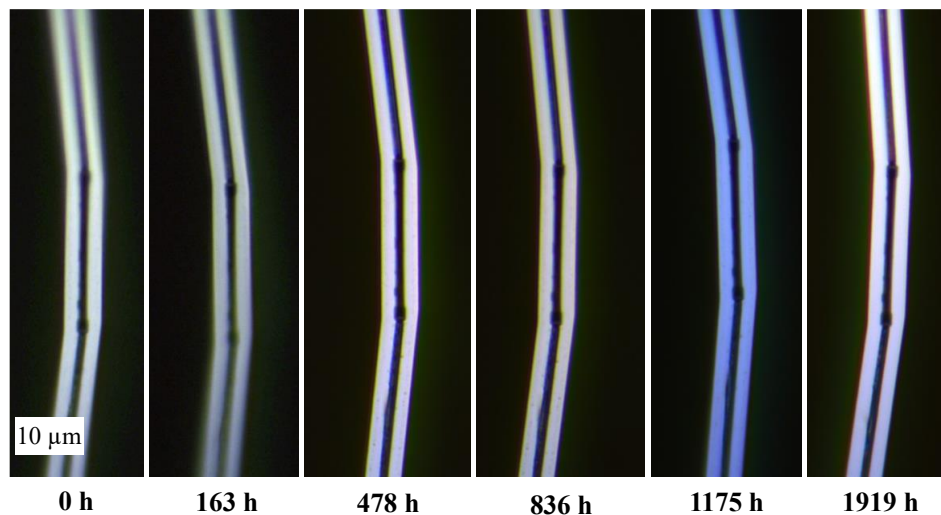


Abbildung 35: Optische Analyse der NED-Teststrukturen über die Zeit, die im Unterdruck von 30 mbar mit 50 Vac und 50 Hz betrieben wurden.

Sowohl im Bereich der Isolatoren, wo die anodische Oxidation stattfindet, als auch näher zur Zellenmitte, wo in der Luft die feldemissionsunterstützte Oxidation beobachtet wurde, wurden keine sichtbaren Änderungen über die Zeit von ca. 1920 h (80 Tage) im Betrieb registriert. Die Auslenkungsänderung zeigt dagegen einen leicht ansteigenden Trend, der durch eine lineare Approximation dargestellt werden kann, Abbildung 36.

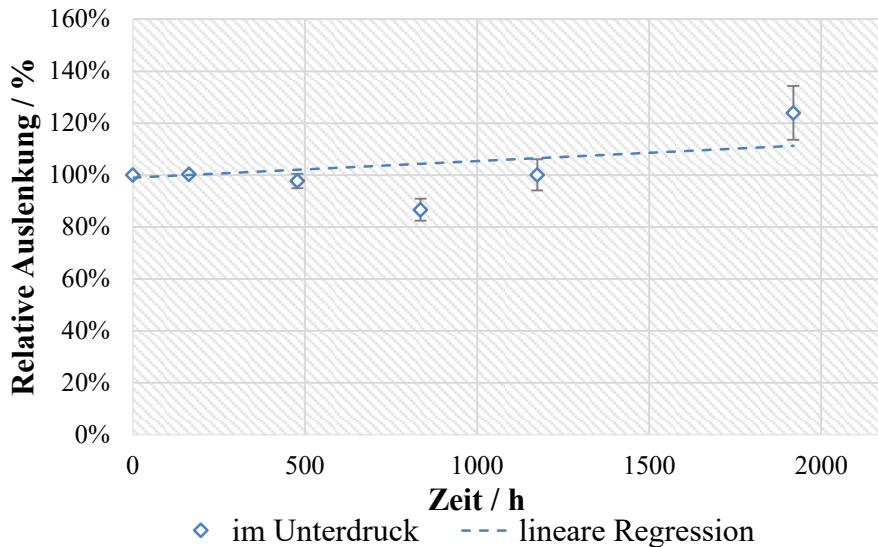


Abbildung 36: Auslenkungsänderung der NED-Teststrukturen über die Zeit, die im Unterdruck von 30 mbar mit 50 Vac und 50 Hz betrieben wurden.

Die mittlere linear approximierten Auslenkungsänderungsrate beträgt hier ca. $+0,01\%/h$, was etwa 17-mal kleiner als in der ersten Betriebsphase in der Luft ist. Ein alternativer Vergleich: eine Auslenkungserhöhung von ca. 20% nach 119 h im Normaldruck wurde erst nach 1919 h im Unterdruck erreicht (vgl. Phase I in der Abbildung 11). Das macht einen Faktor von 16,1 aus. Die Auslenkung im Unterdruck scheint aber trotzdem mit der Zeit zu steigen. Das lässt verschiedene Ursachen vermuten. Der Unterdruck von 30 mbar ist kein Ultrahochvakuum und ist lediglich 33x kleiner als Normaldruck. Das reduziert die Anzahl der Luftteilchen auf 3 %, wenn die Luft als ideales Gas betrachtet wird:

$$pV = Nk_B T \quad (47)$$

Es können also weiter Stoßionisationsprozesse zwischen den Elektroden verlaufen. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit der Primär- und Sekundärkollisionen offenbar abgesunken. Deswegen finden hier wahrscheinlich die gleichen Prozesse, jedoch deutlich verlangsamt statt.

Andererseits kann der beobachtete Auslenkungsanstieg auf den Beginn einer anderen Schädigungsart hindeuten. Es kann z. B. auf die beginnende mechanische Delamination zwischen den Elektroden und den Isolatoren hinweisen. Dadurch würde der Aktor weniger steife Verbindungen zwischen den Elektroden haben, und somit wäre er nachgiebiger. Während den nachfolgenden optischen Kontrollen wurden keine eindeutigen Delaminationsstellen festgestellt. Sie können aber nicht komplett ausgeschlossen werden, wenn der Delaminationsprozess erst begonnen hat. Hier werden weitere Untersuchungen benötigt, um tatsächliche Ursachen zu eruieren.

4.8 Präventive Maßnahmen zur Erhöhung der Lebensdauer

Zur Erhöhung der gesamten Lebensdauer von NED-Aktoren und zur Gewährleistung einer zeitlich stabilen Oszillationsamplitude sollen die oben genannten Degradationsmechanismen unterdrückt bzw. eliminiert werden. Eine allgemeine und triviale Lösung kann die Reduzierung der Antriebsspannung sein oder genauer genommen der elektrischen Feldstärke. Die neuen Strukturen sollen dafür so konzipiert werden, dass entweder die Antriebsspannung kleiner wird oder die Elektrodenabstände größer werden, wobei das Bestreben zu größeren Elektrodenabständen dem NED-Prinzip selbst widerspräche. Und der Antrieb bei deutlich kleineren Antriebsspannungen würde wiederum kleinere Elektrodenabstände erfordern.

Eine andere Möglichkeit wäre, einzelne Degradationsmechanismen direkt zu bekämpfen. Zur Beseitigung der anodischen Oxidation kann z. B. eine andere Isolatorfüllung mit hydrophoben Eigenschaften verwendet werden, sodass sich keine Wasserbrücke zwischen den Elektroden ausbilden könnte (s. Abschnitt 4.6.1). Oder die Isolatorform kann wie in Abbildung 37 im Design unterbrochen ausgeführt werden, sodass es keine unmittelbare Wasserverbindung in Feldrichtung zwischen den Elektroden gäbe. Mögliche Probleme hier wären ungenügende mechanische Festigkeit sowie praktische technologische Realisierbarkeit. Das sollte separat untersucht werden.

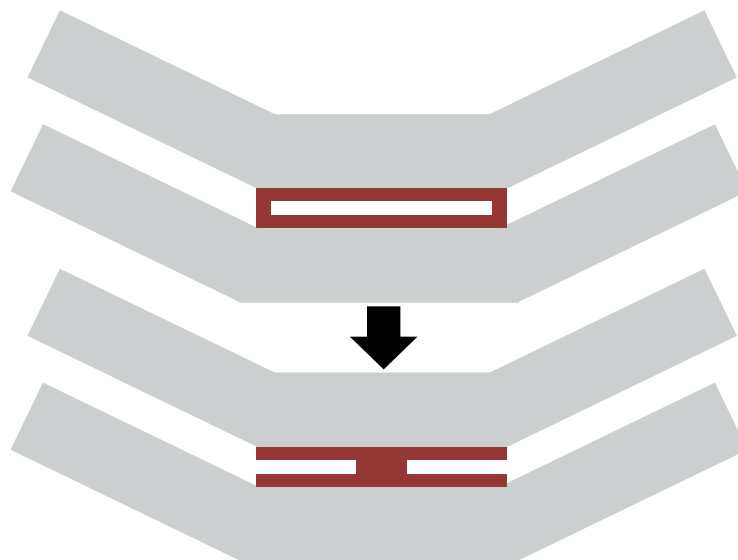


Abbildung 37: Änderung der Isolatorform zur Vermeidung einer direkten Wasserbrücke zwischen der NED-Elektroden. Oben – aktuelle Form, unten – angepasste.

Zur Dämmung der feldemissionsunterstützten Oxidation in der Zellenmitte (s. Abschnitt 4.6.2 und Abschnitt 4.6.2.2) sollte man versuchen, die effektive Emissionsfeldstärke durch die Änderung des Feldverstärkungsfaktors zu reduzieren. Das kann durch die Verkleinerung der

Scallops-Höhen bzw. durch das Glätten der Elektrodenwände erzielt werden, Abbildung 38. Das wäre beispielsweise durch die Politur mit H_2 Molekülen erreichbar, indem man die Strukturen unter hohen Drücken in der H_2 -Atmosphäre tempert.

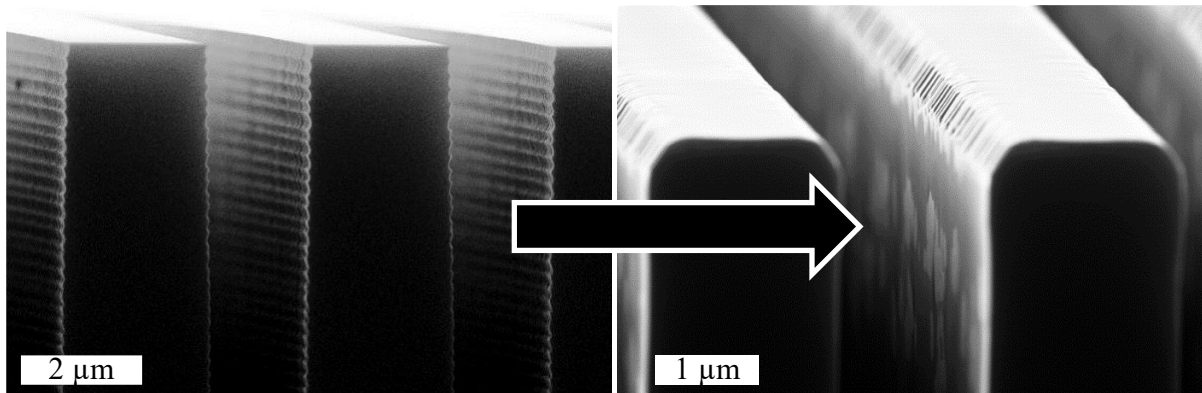


Abbildung 38: Glätten von Scallops in DRIE-geätzten Gräben durch H_2 -Tempern (mit freundlicher Genehmigung der TU Aachen).

Die Scallops lassen sich sogar komplett wegpolieren, wobei die Ecken abgeschrägt werden können. Allerdings lässt sich das nicht während der NED-Fertigung im Reinraum durchführen. Zudem hängt die Qualität der „Politur“ von dem Breiten-Tiefen-Verhältnis der Gräben ab und muss ebenso weiter untersucht werden.

Eine der realistischeren und am einfachsten zu implementierenden Möglichkeiten wäre eine vollständige Verkapselung der Elektroden im letzten Schritt der Aktorfertigung. Die Verkapselungsschicht muss dafür unbedingt folgende Eigenschaften besitzen:

- Gute elektrische Isolation,
- Hohe Homogenität bei der Abscheidung,
- Porenfreiheit,
- CMOS-Kompatibilität,
- Zugänglichkeit und niedrige Kosten.

Aus der bekannten klassischen MEMS-Materialpalette kämen hier unterschiedliche Oxide in Frage. Am besten soll es kein Siliziumoxid sein, damit sich zwischen der Luft bzw. dem Wasser und dem Siliziuminterface, wo die Oxidation stattfindet, eine fremdatomige Schutzschicht mit kleineren Diffusionskoeffizienten für O_2 und H_2O befindet. Sauerstoff- und Wassermoleküle haben eine Diffusionskonstante im Siliziumoxid von ca. $10^{-13} \dots 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{s}$ bei 1000-1250°C, [Doremus 1976], [Williams 1965], wogegen Sauerstoff im Aluminiumoxid deutlich kleinere Diffusionskoeffizienten von $< 10^{-18} \text{ cm}^2/\text{s}$ bei ca. 1300°C aufweist, [Pelleg 2016], [Heuer 2008]. Fürs Wasser liegen diese bei $< 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{s}$ [Doremus 2006].

Das würde die Diffusion der Reaktionsspezies zur Siliziumgrenzfläche effektiver verhindern. Als Abscheidungsprozess empfiehlt sich eine Atomlagenabscheidung (ALD), weil sie das Auftragen von dünnen und homogenen Schichten ermöglicht.

Die Elektrodenverkapselung wurde aus den oben genannten Gründen noch während der Projektlaufzeit umgesetzt. Zur Verifikation ihrer Wirksamkeit wurde das gleiche Aluminiumoxid ausgewählt, welches zu Füllung von Isolatorinseln zwischen den Elektroden verwendet wird. In einem ALD-Verfahren zu Testzwecken wurden 100 nm Aluminiumoxid auf die zu dem Zeitpunkt schon freigelegten Teststrukturen auf Chipebene abgeschieden, Abbildung 39.

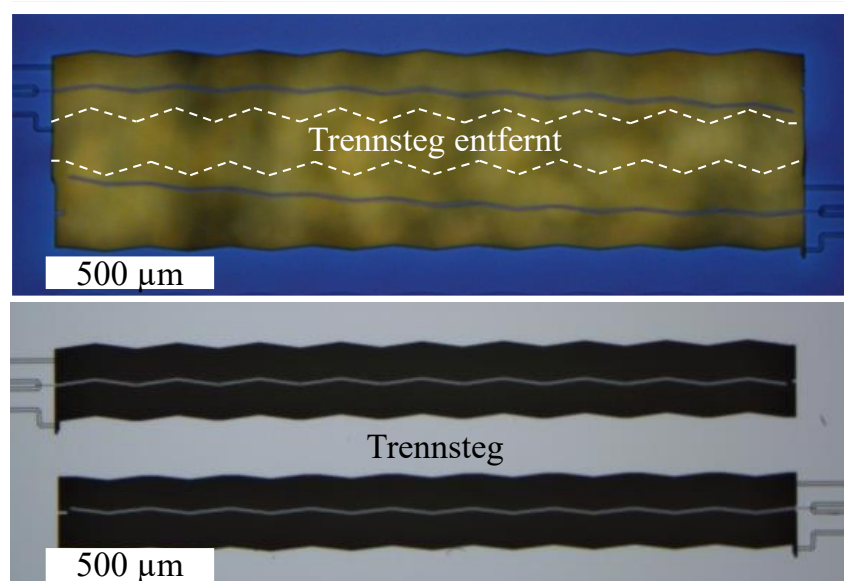


Abbildung 39: Optischer Vergleich der mit Al_2O_3 verkapselten Aktoren (oben) mit den Ausgangsstrukturen (unten).

Auf den lichtmikroskopischen Aufnahmen ist erkennbar, dass die mit Al_2O_3 verkapselten Aktoren eine größere laterale Vorauslenkung infolge der mechanischen Spannungen nach dem ALD-Prozess aufweisen. Trotz des konformen Abscheidungsprozesses hängt das damit zusammen, dass die NED-Geometrie um die Aktorlängsachse nicht spiegelsymmetrisch ist. Das erzeugt einen mechanischen Spannungsgradienten, der den Biegebalken zur Krümmung zwingt. Aus diesem Grund hatte das freie Aktorende nur wenig Platz bis zum Trennsteg zwischen den Aktoren, so dass nur kleine Auslenkungen bis zum Anschlag möglich waren. Mithilfe von Mikromanipulatoren wurde dieser Steg manuell entfernt, um die Aktuierung mit den gleichen Spannungen zur besseren Vergleichbarkeit der Experimente zu ermöglichen.

4.8.1 Bewertung der präventiven Maßnahmen

Die mit Al_2O_3 verkapselten Aktoren wurden analog zu den nicht verkapselten Strukturen unter gleichen Bedingungen (s. Abschnitt 4.5.1) einem Langzeittest unterzogen. Die optische Analyse über längere Zeit zeigt keine Degradationen in den potenziell auffälligen Sektoren, Abbildung 40. Leichte Farbabweichungen von den aufgenommenen Isolatorbereichen sind unterschiedlichen Beleuchtungseinstellungen des Mikroskops sowie CCD-Kameraeinstellungen geschuldet und sind am unterschiedlich dunklen Hintergründen erkennbar.

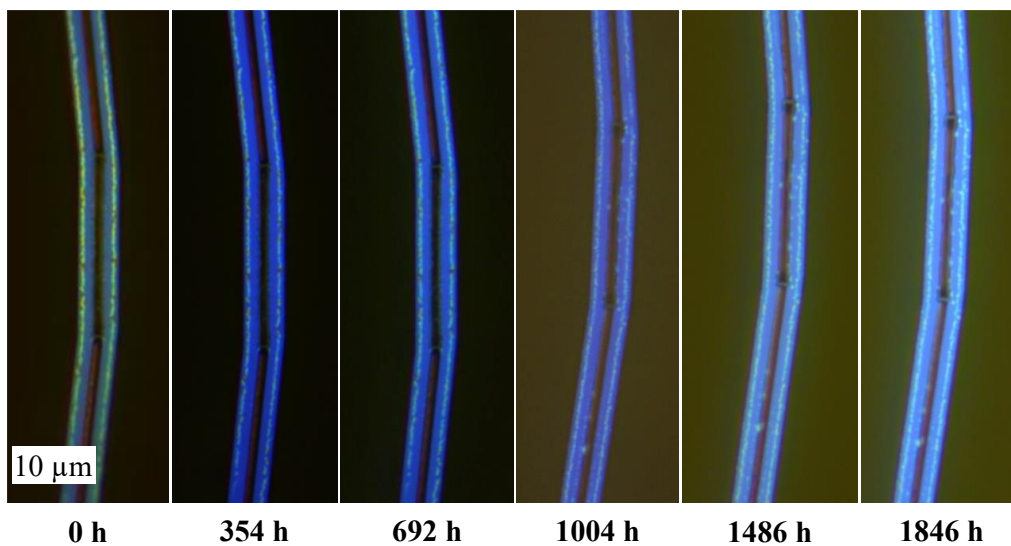


Abbildung 40: Optische Veränderung der mit Al_2O_3 verkapselten Aktoren im Langzeitexperiment aufgenommen im Bereich des Isolators.

An keinem der überwachten Aktoren wurden Degradationen weder im Isolatorbereich (vgl. Abbildung 12) noch in der Zellenmitte beobachtet.

Auch die Auslenkung über die Zeit blieb nahezu unverändert. Das ist besonders gut sichtbar im Vergleich zu den blanken und nicht passivierten Ausgangsaktoren, Abbildung 41, deren Auslenkung sich schon innerhalb der ersten 100 Millionen Schwingungen stark verändert hat.

Somit wurde die Wirksamkeit der vorgeschlagenen Maßnahme zur Erhöhung der Lebensdauer über mehr als 600 Millionen Schwingungen nachgewiesen. Zu den Nachteilen dieser Maßnahme kann die Verkleinerung der absoluten Aktorauslenkung genannt werden.

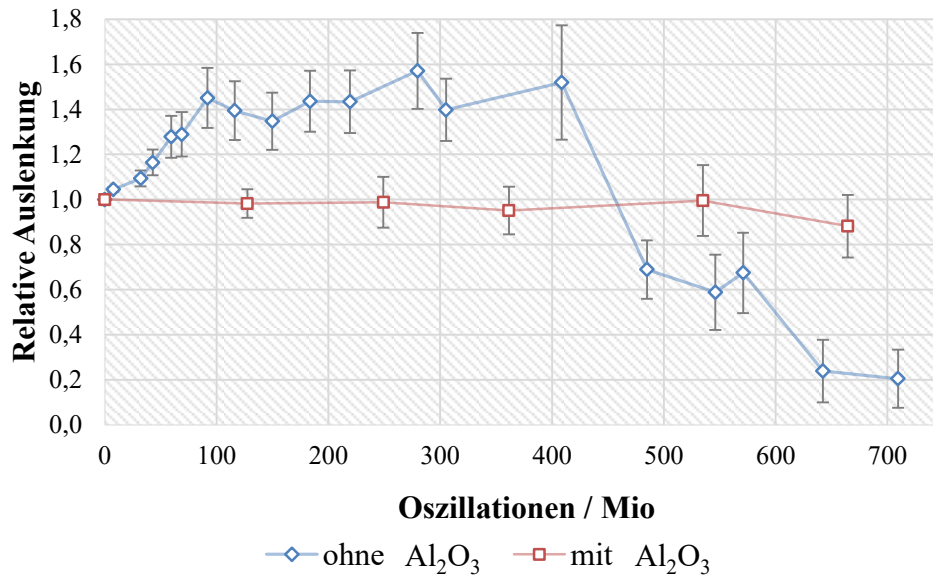


Abbildung 41: Vergleich der Auslenkungsevolution der mit Al_2O_3 -verkapselten Aktoren mit den Ausgangsstrukturen aufgetragen über Oszillationszyklen.

Das hat einige Gründe. Zum einem stehen die Aktoren nach der Al_2O_3 -Abscheidung, wie im vorherigen Abschnitt dargestellt wurde, unter mechanischer Spannung, die sich destruktiv auf die vorhandene Geometrie und als Folge auf aktive Auslenkung auswirken kann. Als Abhilfe kann die entsprechende Anpassung der Aktorgeometrie in der Designphase oder die Auswahl einer anderen spannungsfreien Passivierungsschicht vorgeschlagen werden. Zum anderen werden Aktoren durch die Passivierung versteift, weil Al_2O_3 eine harte Keramik ist, deren Elastizitätskonstante fast dreimal größer als die vom Silizium ist. Die Wirkung der mechanischen Versteifung hängt natürlich nicht nur vom Material, sondern auch von der aufgetragenen Schichtdicke ab, was unbedingt in der Zukunft beachtet werden muss. Da dies ein wichtiger Aspekt bei der Passivierung ist, wird dieser Einfluss im folgenden Abschnitt detaillierter untersucht.

4.8.2 Versteifung der NED-Aktoren durch Passivierung

Die Siliziumaktoren werden durch die Atomlagenabscheidung von Aluminiumoxid sogar bei dünnen Nanometerschichten steifer. Zum einem vergrößert sich die geometrische Gesamtbreite des Querschnittes, zum anderen ändert sich der effektive Elastizitätsmodul der Teststruktur. Die Biegelinie in einem elastischen Balken $w(z)$ wird an jeder Stelle z entlang des Balkens durch die Krümmung $\kappa(z)$ der Schwerpunktfaser infolge eines Biegemomentes M_{bieg} an der Stelle z bestimmt. Zwischen der Krümmung und der Biegelinie besteht der bekannte Zusammenhang:

$$\kappa(z) = \frac{1}{\rho(z)} = \frac{w''(z)}{\left[1 + (w'(z))^2\right]^{\frac{3}{2}}} \quad (48)$$

mit $\rho(z)$ – Krümmungsradius an jeder Stelle z .

Zwischen dem Biegemoment und der Verformung (Krümmung) besteht eine direkte Relation [Dankert 2013]:

$$M_{bieg}(z) = -EI \frac{1}{\rho(z)} \quad (49)$$

Der Proportionalitätsfaktor EI (Produkt von Elastizitätsmodul und Flächenträgheitsmoment bezüglich der Biegeachse) zwischen der Krümmung der neutralen Faser und dem Biegemoment berücksichtigt die Biegesteifigkeit des Balkens. Durch Einsetzen von (48) in (49) ergibt sich eine Differentialgleichung der Biegelinie 2. Ordnung:

$$-\frac{M_{bieg}(z)}{EI} = \frac{w''(z)}{\left[1 + (w'(z))^2\right]^{\frac{3}{2}}} \quad (50)$$

In der Praxis jedoch, bei kleineren Verformungen, können der Anstieg der Biegelinie und besonders sein Quadrat $(w'(z))^2$ gegenüber Eins vernachlässigt werden. So entsteht eine vereinfachte lineare gewöhnliche Differentialgleichung der Biegelinie 2. Ordnung:

$$\kappa \approx w''(z) \Rightarrow w''(z) \approx -\frac{M_{bieg}(z)}{EI_y} \quad (51)$$

Unter der Annahme, dass die Atomlagenabscheidung konforme und homogene Schichten auf 2D-Strukturen bilden [Cremers et al. 2019], kann das folgende Versteifungsmodell abgeleitet werden, Abbildung 42.

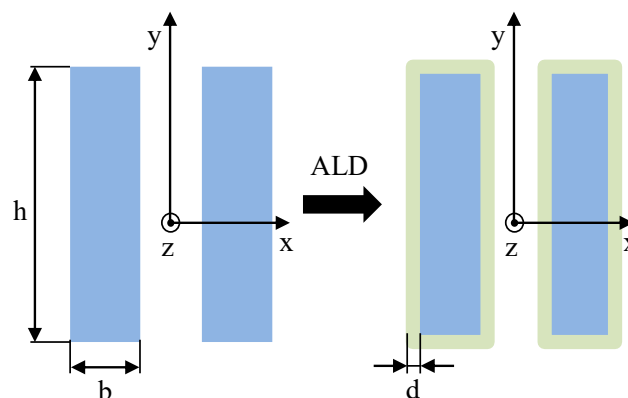


Abbildung 42: Konforme und homogene Atomlagenabscheidung einer Passivierungsschicht auf die NED-Nanoaktoren im Querschnitt.

Die geometrische Querschnittvergrößerung wirkt auf die Vergrößerung des axialen Flächenträgheitsmoments [Wriggers 2006] einzelner Materialien. In diesem Fall bleibt das Flächenträgheitsmoment des Siliziums konstant. Es ändert sich nur das Flächenträgheitsmoment des Aluminiumoxides abhängig von der Oxiddicke:

$$I_{y_{Si}} = \frac{hb^3}{12} \quad (52)$$

$$I_{y_{Al_2O_3}} = \frac{1}{12}((h + 2d)(b + 2d)^3 - hb^3)$$

Wobei h und b entsprechend die Höhe und die Breite des Silizium-Ausgangsquerschnittes sind und d – die abgeschiedene konforme Oxidschichtdicke darstellt.

Die Flächenträgheitsmomente einzelner Teilflächen können nach dem Superpositionsprinzip aufsummiert werden. Wenn die Flächenträgheitsmomente einzelner Teilflächen nicht mit dem Schwerpunkt der Gesamtstruktur zusammenfallen, müssen einzelne Trägheitsmomente erst nach dem Steinerschen Satz [Demtröder 2008] entsprechend (53) angepasst werden:

$$I_{y_{Si}}^* = I_{y_{Si}} + x_{Si}^2 A_i \quad (53)$$

$$I_{y_{Al_2O_3}}^* = I_{y_{Al_2O_3}} + x_{Si}^2 A_i$$

Mit x_{Si} – Abstand des Flächenschwerpunktes einer i-ten Teilfläche zum Schwerpunkt der Gesamtstruktur, A_i – Flächenquerschnitt, dessen Schwerpunkt nicht mit den Hauptträgheitsachsen übereinstimmt.

Da bei der Passivierung ein anderes Material auf die Siliziumoberfläche aufgetragen wird, verändern sich auch die Materialeigenschaften des Materialstapels, wie z. B. das effektive Elastizitätsmodul. So entsteht beim Biegen des verkapselten Aktors eine longitudinale Ausdehnung über der Gesamtlänge des Aktors (Isostrain-Zustand), wessen effektiver Elastizitätsmodul nach [Voigt 1889] vereinfacht unter Vernachlässigung des Poisson-Effektes beschrieben werden kann:

$$E_{eff_{Al_2O_3}} = (1 - \phi_{Al_2O_3})E_{Si} + \phi_{Al_2O_3}E_{Al_2O_3} \quad (54)$$

Darin sind E_{Si} und $E_{Al_2O_3}$ – die Elastizitätskonstanten des Siliziums und des Aluminiumoxides und $\phi_{Al_2O_3}$ – Volumenanteil der Aluminiumoxidschicht im Verbund. Da die Abscheidung der Passivierungsschicht über die Gesamtlänge des Aktors erfolgt, kann er um eine Größenordnung reduziert werden und durch den Flächenanteil (55) ersetzt werden:

$$\phi_{Al_2O_3}^* = \frac{A_{Al_2O_3}}{A_{Al_2O_3} + A_{Si}} \quad (55)$$

Eine elegantere Lösung wäre aber das Einführen des ideellen Flächenträgheitsmomentes [Gross et al. 2014]:

$$\bar{I} = \sum_{i=1}^N n_i I_{y_i}^* \quad (56)$$

mit den Wichtungen $n_i = \frac{E_i}{E_1}$, die unterschiedliche Materialeigenschaften berücksichtigen.

Somit wäre das ideale Flächenträgheitsmoment für eine Elektrode des NED-Aktors:

$$\bar{I} = n_1 I_{y_{Si}}^* + n_2 I_{y_{Al_2O_3}}^* \quad (57)$$

Da die gesamte Biegesteifigkeit der Summe der einzelnen Biegesteifigkeiten gleich ist, folgt unter Berücksichtigung von (56):

$$\bar{EI} = \sum_{i=1}^N E_i I_i = E_1 \bar{I} \quad (58)$$

Das analytische Modell der Biegeversteifung durch Passivierung mit der Al_2O_3 -Keramik kann anhand einer einfachen mechanischen dreidimensionalen FEM-Simulation verifiziert werden. Dafür wurde ein 10 μm hoher und 2,5 μm breiter beidseitig eingespannter prismatischer Balken mit der parametrisch variablen Beschichtung entworfen, Abbildung 43. Die Biegesteifigkeit des Bernoulli-Balkens ist von den mechanischen Randbedingungen unabhängig und wird durch die Zusammensetzung und die Form des Querschnittes bestimmt. Um die Symmetriebedingung in der Simulation zu nutzen und somit den Rechenaufwand zu verkleinern, wurde hier die beidseitige Einspannung ausgewählt.

In der Simulation wurde eine Testkraft von 1 μN in Y-Richtung in der Mitte des Balkens angelegt. Abhängig von der Beschichtungsdicke wurde dabei die entstandene statische Auslenkung numerisch bestimmt. Da die Balkenverformung invers proportional der Biegesteifigkeit ist (51), kann sie mit der nach (58) ausgerechneten analytischen Biegesteifigkeit verglichen werden. Es ist ersichtlich, dass die Abweichung der simulativen und der ausgerechneten Biegesteifigkeiten vernachlässigbar klein ist.

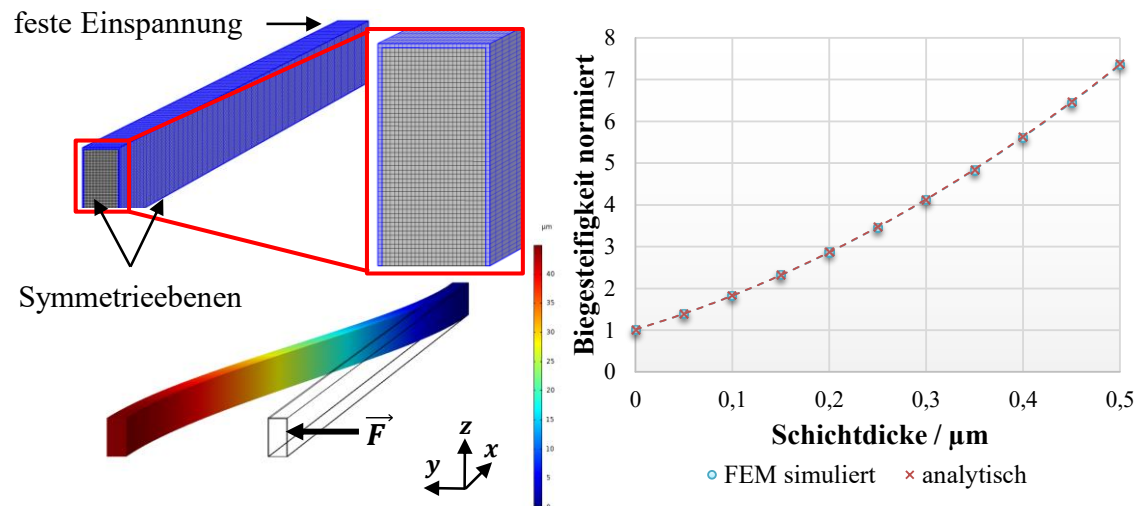


Abbildung 43: Vernetztes FEM-Modell zur Simulation der Versteifung durch die Beschichtung der Elektroden und im ausgelenkten Zustand (links); Vergleich der relativen Biegesteifigkeiten aus der analytischen Abschätzung und der 3D FEM-Simulation (rechts).

Somit kann die Biegesteifigkeit der NED-Teststrukturen als Produkt des ideellen Flächenträgheitsmomentes (57) und des Elastizitätsmoduls des Siliziums relativ zur nicht beschichteten Struktur als Verhältnis δ_{EI} grafisch dargestellt werden, Abbildung 44.

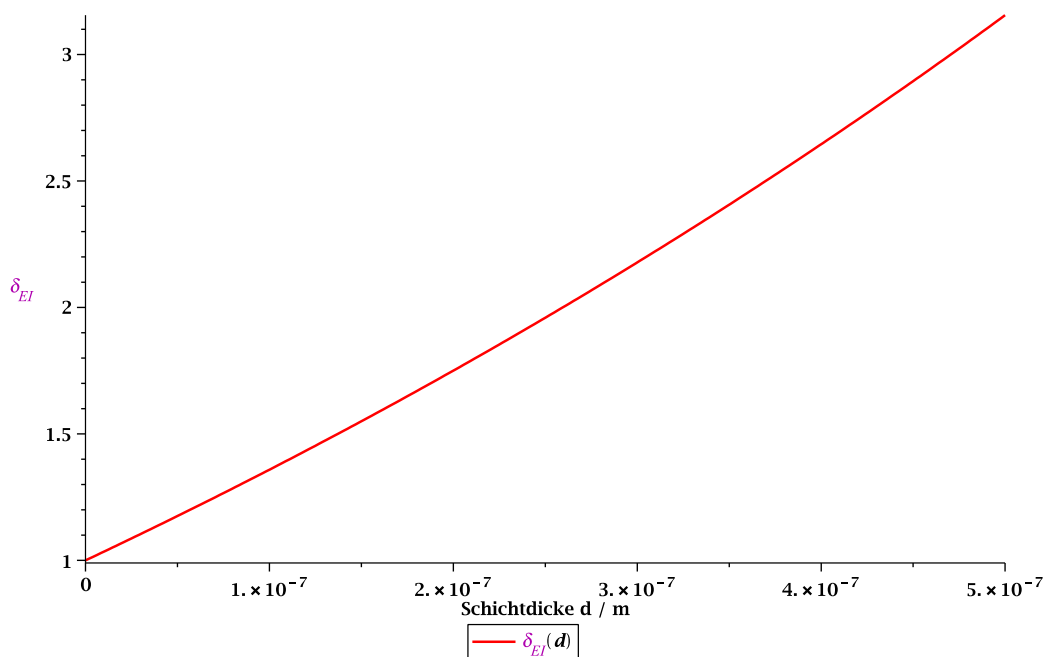


Abbildung 44: Versteifung der NED-Aktoren infolge der Beschichtung mit Aluminiumoxid, Berechnung.

Für diese Abschätzung wurden die geometrischen Abmessungen der Teststrukturen und folgende Materialwerte verwendet: $E_{Si} = 170 \text{ MPa}$, $E_{Al_2O_3} = 400 \text{ MPa}$. Die Dicke des Aluminiumoxides variiert von Null bis auf die Hälfte des initialen Elektrodenabstandes von $1 \mu\text{m}$. Wie aus dem Diagramm erkannt werden kann, steigt die Steifigkeit der beschichteten

Struktur schnell mit der harten Keramik-Passivierungsdicke an. Mit vollgefülltem Elektrodenspalt wäre die Teststruktur ca. 3-mal steifer im Vergleich zu einer unbeschichteten Struktur. Das ist aber nicht das einzige physikalische Phänomen, dass durch die Beschichtung der Aktoren auftritt. Parallel zur Versteifung verkleinert sich der effektive Elektrodenspalt. Gleichzeitig wird die effektive relative Dielektrizitätszahl im Spalt vergrößert. Das führt zur Erhöhung der elektrostatischen Kraft zwischen den beiden Elektroden, was im nächsten Abschnitt ausführlich betrachtet wird.

4.8.3 Erhöhung der elektrostatischen Kraft und die Gesamtauswirkung der Beschichtung auf das Aktorverhalten

Die elektrostatische Kraft im Elektrodenspalt eines NED-Aktors hängt von dem Spaltabstand g , den Dielektrizitätskonstanten der Medien im Spalt sowie der angelegten elektrischen Spannung U ab. Durch eine uniforme Beschichtung der Teststruktur verändert sich das elektrische Feld zwischen den Elektroden. Das kann anhand der Lösung der Laplace-Gleichung

$$\Delta\varphi = 0 \quad (59)$$

für ein Plattenkondensatormodell mit der homogenen Feldverteilung gezeigt werden, Abbildung 45.

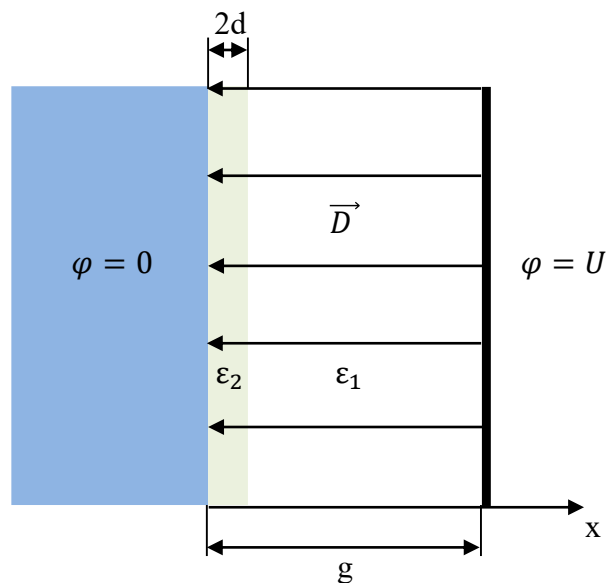


Abbildung 45: Elektrisches homogenes Feld im beschichteten NED-Elektrodenspalt.

Unter Annahme, dass die abgeschiedene Schichtdicke d konform an beiden Elektroden aufgetragen wird, kann in dem Modell nur eine Isolatorschicht mit doppelter Dicke betrachtet

werden. Dabei ist die maximale Schichtdicke auf den halben Elektrodenabstand begrenzt $0 < d < g/2$ bzw. $0 < 2d < g$

Das elektrische Feld kann durch die elektrische Flussdichte im Spalt beschrieben werden:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (60)$$

Da in diesem vereinfachten Model die Randfelder nicht berücksichtigt werden, kann die Laplace-Gleichung eindimensional gelöst werden, (61). Durch die zweifache Integration von (59) ergibt sich der Potentialverlauf in den beiden Bereichen des Elektrodenpaltes. Bereich eins stellt den Luftbereich mit $\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r_{Luft}}$ dar. Der zweite Bereich repräsentiert die Passivierungsschicht mit $\varepsilon_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_{r_{Al_2O_3}}$:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x) &= A_1 x + B_1, & 2d < x < g \\ \varphi_2(x) &= A_2 x + B_2, & 0 < x < 2d \end{aligned} \quad (61)$$

Hier sind $A_{1,2}$ und $B_{1,2}$ die Integrationskonstanten, die aus den folgenden Randbedingungen gefunden werden können:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x = g) &= U \\ \varphi_2(x = 0) &= 0 \end{aligned} \quad (62)$$

Aus der Kontinuitätsbedingung für das Potential und aus der Konstanz der Normalkomponente der elektrischen Flussdichte \vec{D} kommen zwei weitere Randbedingungen zustande:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x = 2d) &= \varphi_2(x = 2d) \\ D_{1n}(x = 2d) - D_{2n}(x = 2d) &= 0 \end{aligned} \quad (63)$$

Somit werden die Integrationskonstanten eindeutig bestimmt und die Potenzialverläufe können wie folgt ausgerechnet werden:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x) &= \left(\frac{U}{g + 2d \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - 1 \right)} \right) x + \left(\frac{U(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \left(\frac{g}{2d} - 1 \right)} \right) \\ \varphi_2(x) &= \frac{U}{2d + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} (g - 2d)} x \end{aligned} \quad (64)$$

Die elektrostatische Kraft ist eine konservative Kraft. Sie spiegelt die Wirkung des elektrischen Feldes auf eine Probeladung Q wider:

$$\vec{F}_{el} = Q\vec{E} \quad (65)$$

Da die elektrische Feldstärke dem Gradienten des elektrischen Potentials gleich ist,

$$\vec{E} = -\nabla\varphi_1(x) \quad (66)$$

kann die elektrostatische Kraft in dem Luftspalt mit einem Dielektrikum der Dicke d von beiden Seiten des Plattenkondensatormodells wie folgt ausgedrückt werden:

$$\vec{F}_{el} = -\frac{U}{g + 2d\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - 1\right)}Q \quad (67)$$

Das Verhältnis der elektrostatischen Kräfte mit Passivierung $F_{elAl_2O_3}$ und ohne F_{elSi} wird somit zu:

$$\delta_{F_{el}} = \frac{F_{elAl_2O_3}}{F_{elSi}} = \frac{1}{1 + \frac{2d}{g}(\lambda_\varepsilon - 1)} \quad (68)$$

mit $\lambda_\varepsilon = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{\varepsilon_{rLuft}}{\varepsilon_{rAl_2O_3}}$ – Verhältnis der relativen Permittivitäten beider Medien. Die grafische

Darstellung der Erhöhung der elektrostatischen Kraft in Abhängigkeit von der Al_2O_3 -Passivierungsdicke kann der Abbildung 46 entnommen werden.

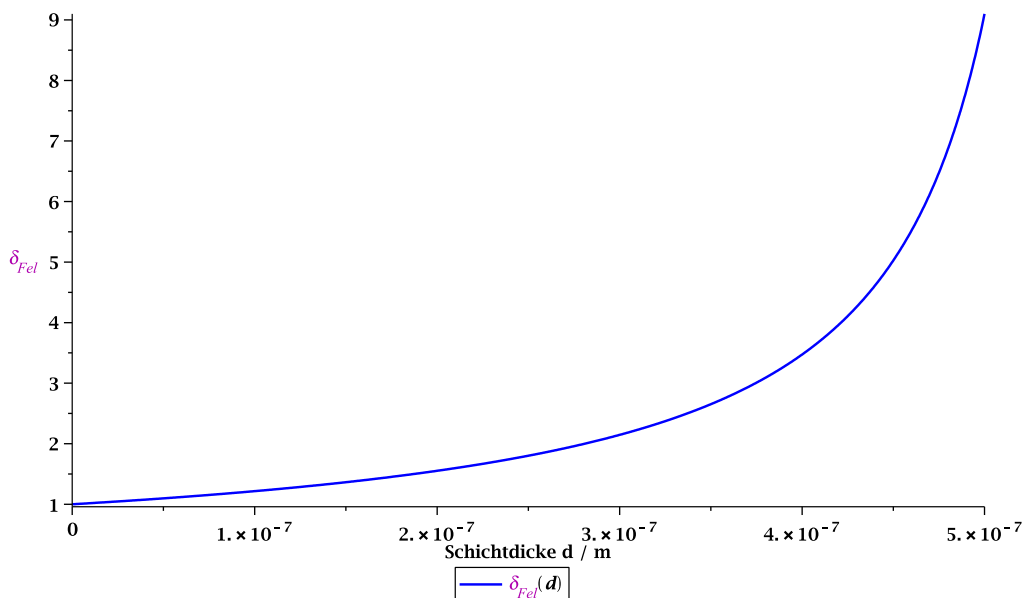


Abbildung 46: Dickenabhängige Erhöhung der elektrostatischen Kraft eines Aktors infolge der Beschichtung mit Aluminiumoxid.

Aus dem Diagramm ist sichtbar, dass der Kraftgewinnfaktor beim komplett mit Al_2O_3 gefüllten Elektrodenabstand der relativen Dielektrizitätszahl des Oxides gleich ist, was auch zu erwarten

war. Mit dem vollgefüllten Elektrodenabstand ist aber keinen Auslenkungsgewinn des Aktors zu erwarten, weil die Elektroden keine Freiheit mehr hätten, um sich verformen zu können.

Durch eine Erhöhung der elektrostatischen Kraft würde zwar die Aktorauslenkung vergrößert, aber die im Abschnitt 4.8.2 beschriebene Versteifungssteigerung wirkt entsprechend dagegen. Die Gesamtwirkung der Beschichtung auf das Aktorverhalten kann somit durch die Änderung der Verformungsenergie in Form der Aktorauslenkung gezeigt werden. Das Biegemoment ist proportional zur elektrostatischen Kraft $M_{bieg} \propto F_{el}$, denn das Biegemoment kann im allgemeinen als Kreuzprodukt der Kraft \vec{F}_{el} und des Hebels \vec{r} angegeben werden:

$$M_{bieg} = \vec{F}_{el} \times \vec{r} \quad (69)$$

Mit der Berücksichtigung von (51) kann die relative Krümmungsänderung bzw. die Auslenkungsänderung δ_w als Verhältnis der Kraftänderung $\delta_{F_{el}}$ zur Biegesteifigkeitsänderung δ_{EI} definiert werden:

$$\delta_w = \frac{w_{Al_2O_3}}{w_{Si}} \propto \frac{\frac{F_{el_{Al_2O_3}}}{EI_{Al_2O_3}}}{\frac{F_{el_{Si}}}{EI_{Si}}} = \frac{\delta_{F_{el}}}{\delta_{EI}} \quad (70)$$

Der grafische Verlauf der relativen Auslenkungsänderung aufgetragen gegen die Schichtdicke mit gleicher Dielektrizitätskonstante aber unterschiedlichen Elastizitätsmodulen liefert ein unerwartetes Ergebnis, Abbildung 47.

Aus dem Verlauf ist erkennbar, dass die relative Auslenkung im Fall des Aluminiumoxides ($E = 400 \text{ GPa}$) ein Minimum bei $d \neq 0$ besitzt. Das bedeutet, dass die Versteifung bis ca. 170 nm Schichtdicke aufgrund der Erhöhung des geometrischen Flächenträgheitsmomentes (52) und der Al_2O_3 -Wichtung (57) größer als einen wesentlichen Anteil in den elektromechanischen Eigenschaften des Aktors besitzt. Dadurch sinkt die Auslenkung. Bei weiter steigenden Schichtdicken gewinnt die elektrostatische Kraft (67) einen größeren Einfluss auf das Aktorverhalten als die Versteifung und somit steigt die Auslenkung des Aktors wieder.

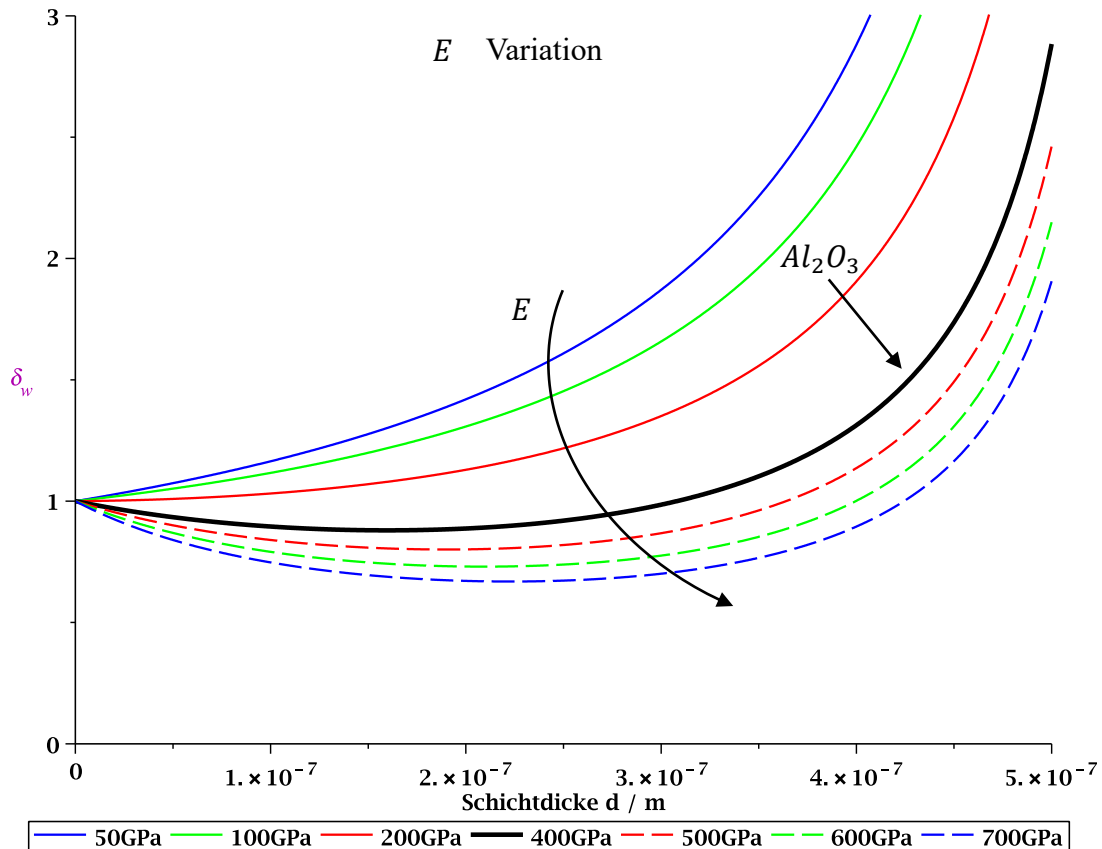


Abbildung 47: Relative Auslenkungsänderung der verkapselten NED-Teststruktur abhängig von der Elastizitätskonstante der Passivierungsschicht.

Nachdem die relative Auslenkungsänderung bei etwa 330 nm Schichtdicke wieder größer 100% wird, steigt die Effektivität des Aktors. Des Weiteren ist erkennbar, dass sich die Lage der Minima von Funktionen allein durch die Änderung des Elastizitätsmoduls der Passivierungsschicht bei gleicher Dielektrizitätskonstante einstellen lässt, [Burghartz et al. 2021]. Zudem kann die Vergrößerung der Dielektrizitätskonstante den Anstieg des Kraftverlaufes (68) und somit die Auslenkung erhöhen. Mit anderen Worten: je nachgiebiger die abzuschleifende Schicht zum Schutz vor Aktoroxidation wird und je größere Dielektrizitätszahlen sie aufweisen würde, desto näher wird sich das Minimum der Auslenkungsfunktion (70) in Richtung $d = 0$ verschieben. Das heißt, dass der Aktor sogar bei dünnen Schichten schon effektiver als ohne Beschichtung werden kann.

Ferner kann gezeigt werden, dass allein durch die Vergrößerung der Dielektrizitätskonstante bei unverändert bleibendem Elastizitätsmodul eine Verbesserung im Auslenkungsverhalten zu erwarten ist, Abbildung 48.

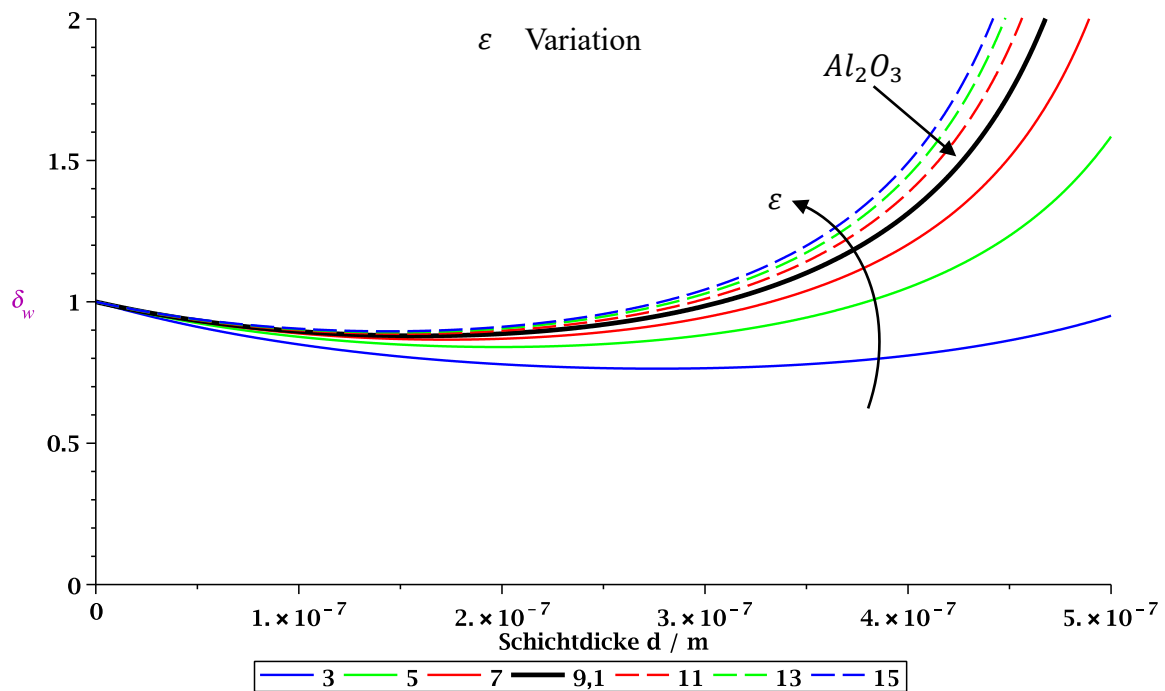


Abbildung 48: Relative Auslenkungsänderung der verkapselten NED-Teststruktur abhängig von der Dielektrizitätskonstante der konstanten Passivierungsschicht von 100 nm und konstantem E-Modul von 400 GPa (Al_2O_3).

Die beiden Abhängigkeiten zeigen, dass je nachgiebiger das Passivierungsmaterial und je größer seine relative Dielektrizitätszahl wären, desto weniger Einbußen in der Aktorauslenkung hingenommen werden müssen. Bei entsprechend weichen Materialien, wie z. B. Polymere mit Elastizitätskonstanten < 100 GPa können die Aktoren sowohl vor Oxidation geschützt werden als auch von einem Auslenkungsgewinn profitieren. Dafür müssen Polymere eine gute Abscheidungshomogenität besitzen und dürfen keine Luftlöcher (engl. pinholes) bei der Polymerisation ausbilden. Hier kämen z. B. Parylene in Frage, die gut homogene Schichten bilden, relative Dielektrizitätskonstanten von 2,25–3,1 bei 1000 Hz aufweisen und ein kleines Elastizitätsmodul von ca. 2,4 GPa [VSI Parylene 2021] bis 4,9 GPa [Sim et al. 2005] haben. Die Durchbruchfeldstärken erreichen je nach Paryleneart bis hin zu 276 V/ μm gemessen bei der Dicke von 25,4 μm [VSI Parylene 2021].

4.9 Übertragbarkeit der Zuverlässigkeitsuntersuchungen auf Anwendungen

Einzelne Aktoren zeigen über längere Zeit im Betrieb, wie in den Abschnitten 4.6.1 und 4.6.2 gezeigt wurde, unterschiedliche Degradationsphänomene. Ob die gleiche Art von Zuverlässigkeitsproblemen bei den auf NED-basierten Anwendungen auftritt, lässt sich jedoch nicht pauschal beantworten. Das hängt zum größten Teil von der geometrischen Gestaltung des

Aktors und besonders von der Elektrodenform, dem Elektrodenabstand, den mechanischen Randbedingungen (fest-frei oder fest-fest), der Isolatorausführung usw. ab. Zudem spielen die Betriebsspannungen oder genauer gesagt die maximalen Betriebsfeldstärken und die Einsatzbedingungen eine wichtige Rolle. Es sind allerdings qualitativ ähnliche Degradationsprobleme zu erwarten, die aber unterschiedlich stark ausgeprägt sein können. Deswegen sollten Zuverlässigkeitsuntersuchungen im Idealfall separat an einzelnen Systemen unter deren Einsatzbedingungen untersucht werden.

Zurzeit entwickelt das Fraunhofer IPMS verschiedene Systeme mit NED-Aktoren als Basiseinheit, wie z. B. Mikrolautsprecher (μ -LS), Mikropositionierplattformen, MEMS-Varaktoren, Ultraschallwandler usw. Alle diese Anwendungen benutzen eine spezielle Art der optimierten in-plane Aktoren, mit leicht unterschiedlichen geometrischen Variationen, Abbildung 49. Optimiert oder variiert werden häufig Länge der Elementarzelle, Elektrodenstärke, NED-Winkel und die Einspannungsart. Die Elektrodenabstände werden dagegen meist konstant gehalten und auf das mögliche technologische Minimum reduziert, um die elektrostatische Kraft zu maximieren.

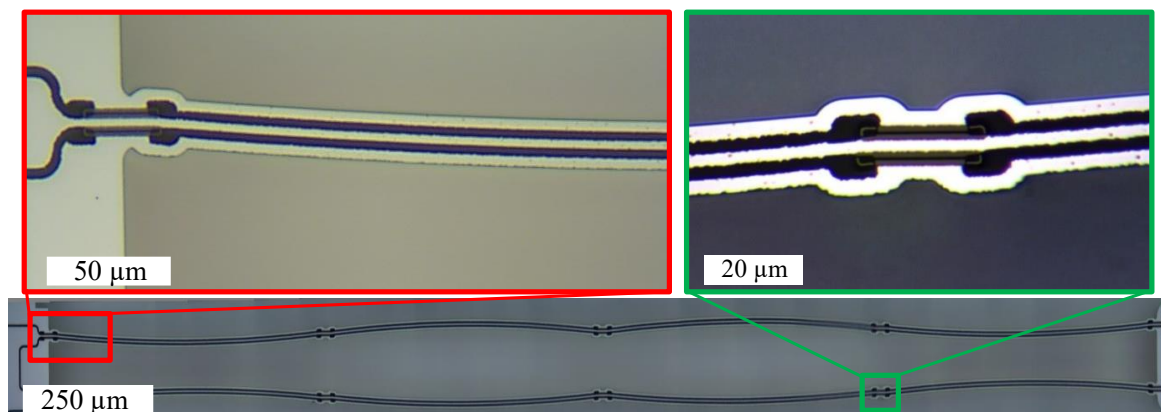




Abbildung 49: Beispiel eines beidseitig eingespannten, kuppelförmigen in-plane NED-Aktorpaars mit drei Elektroden aus dem μ -LS.

Diese Aktoren haben viele Gemeinsamkeiten, weisen aber zum Teil wesentliche Unterschiede zu den davor präsentierten klassischen lateralen NED-Aktoren auf. Die wichtigsten Merkmale sind in folgender Tabelle 2 zum Vergleichen zusammengefasst.

Gegenüber den in Kap. 4.1 präsentierten NED besitzen μ -LS-Aktoren drei Elektroden zur Vergrößerung der elektrostatischen Kraft, sind kuppelförmig ausgeführt und haben eine Device-Dicke von 75 μ m. Die Betriebsspannung von Lautsprecheraktoren liegt im gleichen Bereich.

Tabelle 2: Vergleich verschiedener Merkmale von unterschiedlichen NED-Aktortypen

Parameter	klassischer LNED-Aktor	LNED-Aktor in μ -LS
Skizze der Elementarzelle		
Aktuierungsprinzip	NED	NED
Isolator	Al_2O_3	Al_2O_3
Elektrodenkonfiguration	dachförmig	kuppelförmig
Anzahl der Elektroden	2	3
mechanische Einspannung	fest-frei	fest-fest
Device-Dicke / μm	10	75
typ. Elektrodenabstand / μm	1	3
Anzahl der Elementarzellen	9	4
Betriebsspannung / V	50	45

Jedoch ist die homogene Feldstärke in beiden Elektrodenspalten dank dem größeren Elektrodenabstand von 3 μm ca. 3,3-mal kleiner. Allein aus diesem Grund ist zu erwarten, dass diese Aktoren weniger bzw. erst nach deutlich längerer Zeit von den oben beschriebenen Problemen betroffen sein dürften. Des Weiteren führt die beidseitige Einspannung zu einer kleineren absoluten Auslenkung des Aktors, woraus zusammen mit der kuppelförmigen Elektrodenausführung kleinere Durchbiegung der Elektroden und somit eine geringere lokale Feldüberhöhung resultiert. Andererseits sollten derartige Aktoren anfälliger für Feldüberhöhungen in der Tiefe des Elektrodenspaltes gegenüber den nur 10 μm tiefen Strukturen infolge der größeren Device-Dicke und entsprechend größerer Elektrodendurchbiegung bei gleicher Kraftereinwirkung sein.

5 Beurteilung der Zuverlässigkeit am Beispiel der NED- μ Lautsprecher

5.1 Lautsprecherkonzept auf der Basis der NED-Aktorik

Die elektrostatisch betriebenen NED-Aktoren mit drei Elektroden werden für akustische Anwendungen beidseitig eingespannt und beim Anlegen elektrischer Spannung in-plane, d. h. in der Device-Ebene aktuiert. Der Mikrolautsprecher besteht aus einer Aneinanderreihung einzelner akustischer Basiselemente bzw. akustischen Einzelkammern. In einer Einzelkammer werden Aktoren paarweise angeordnet und entgegengesetzt aktuiert, so dass das Luftvolumen zwischen den NED-Balken entsprechend verringert bzw. vergrößert wird. Dadurch wird die Luft aus dem Zwischenraum herausgepresst bzw. hineingesaugt. So entsteht eine Schallwelle, die bei entsprechender Frequenz und dem Schalldruck hörbar ist. Diese Anordnung bietet im Vergleich zu den herkömmlichen Mikrolautsprecherkonzepten den Vorteil, dass das Volumen des Chips effektiver genutzt werden kann. Um den akustischen Kurzschluss zu vermeiden, müssen Vorderseite und Rückseite des Chips akustisch getrennt werden. Dafür werden die Chips, die eine Vielzahl von Aktorpaaren enthalten, mit einem Deckel versehen. Die Luften- bzw. Luftauslässe werden im Handle-Wafer und parallel versetzt im Deckel strukturiert, Abbildung 50.

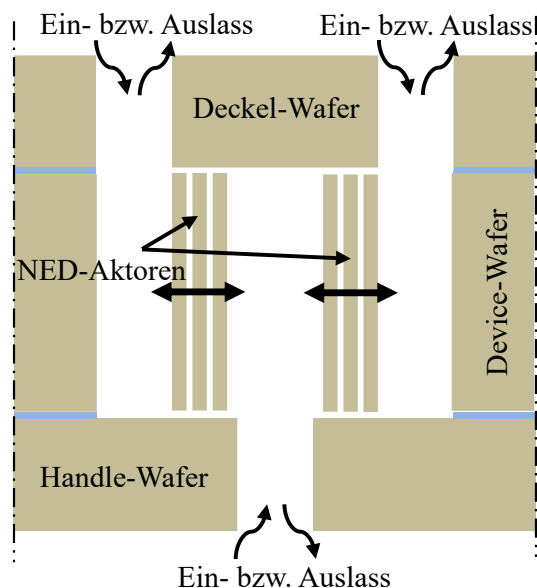


Abbildung 50: Schematische Darstellung des Querschnitts einer μ -LS Elementarkammer mit NED-Aktoren als Antriebselementen.

Die NED-Aktoren haben sowohl zum Deckel als auch zum Boden einen gleichmäßigen Abstand von $1\ \mu\text{m}$. Das ist zwar ein parasitärer Luftstrompfad, der aber wegen seiner kleinen

Abmessungen nur bei statischer Auslenkung Druckverluste im Zwischenraum erzeugt. Mit steigender Oszillationsfrequenz von NED-Aktoren erhöht sich der Luftwiderstand in den kleinen Kanälen, so dass die Lücken nahezu luftdicht werden. Um die NED-Balken zu aktuiert wird die mittlere Elektrode mit der Signalspannung beaufschlagt, und die beiden äußeren Elektroden werden geerdet. Das dadurch erzeugte elektrische Feld entsteht somit beidseitig von der mittleren Elektrode, und dessen Richtung hängt von der Polarität der angelegten Spannung ab. In dieser Arbeit wurden für die Zuverlässigkeitsexperimente die μ -LS der ersten Generation ausgewählt. Für die Testzwecke wurden die Auslassöffnungen im Boden nicht strukturiert und die Aktoren nicht gedeckelt, um die visuelle Kontrolle zu ermöglichen, Abbildung 51. Der Chip besteht aus drei Bildfeldern mit jeweils drei unterschiedlichen Kontaktstellen – Bondpads. Durch diese Bondpads können einzelne Aktorgruppen (Cluster) separat adressiert werden. Diese Trennung wurde für die akustischen Tests vorgesehen.

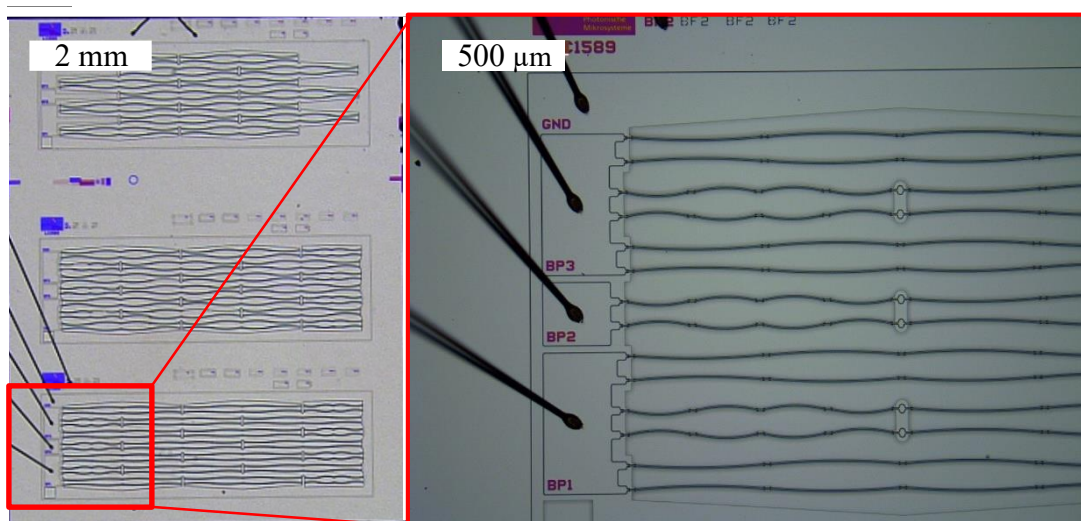


Abbildung 51: Optische Aufnahme eines μ -LS Chips mit drei Bildfeldern.

Da die Aktoren in jedem Bildfeld gleich sind, wurde entschieden, nur ein Bildfeld zu kontaktieren und für die Zuverlässigkeitsversuche mehrere unterschiedliche Chips zu analysieren. Wie aus Abbildung 51 rechts sichtbar ist, enthält ein Bildfeld zwei unterschiedlich lange NED-Aktoren. Insgesamt sind 28 lange und 14 kurze Aktoren vorhanden. Kürzere Aktoren haben höhere Resonanzfrequenz und lenken sich deutlich weniger als die anderen aus, deswegen wird im Folgenden während der Tests auf die Messung von langen Aktoren fokussiert. Für die Langzeittests wurden zufällig 10 Chips ausgewählt und vor dem Langzeitbetrieb initial charakterisiert. Dabei wurden quasistatischen Auslenkungen gemessen, sowie das Resonanzverhalten von je 2 Aktoren in jedem Cluster aufgenommen. Daraus sind mehrere Anfangsmessungen entstanden, die in Abbildung 52 zusammengefasst mit

Mittelwerten als gestrichelten roten Linien präsentiert sind. Einer der wichtigsten Parameter bei den Lautsprechern ist die totale harmonische Verzerrung (engl. THD), die möglichst klein gehalten werden soll. Deswegen wird oft bei den elektrostatisch betriebenen Lautsprechern mit der Vorspannung gearbeitet. Die Lautsprecheraktoren werden gleichzeitig mit einem DC-Bias und einer relativ kleineren AC-Signalspannung angetrieben. Das hat zwei Gründe: zum einen verschiebt sich der Arbeitspunkt auf der AU-Parabel zum steileren Bereich, so dass die gleiche AC-Spannung eine größere Auslenkung als ohne Offset hervorruft. Zum anderen erhöht sich die Linearität der Übertragungsfunktion, was entsprechend das THD in Grenzen hält. Je größer dabei das Verhältnis von DC-Bias zur Signalspannung ist, desto linearer ist die Auslenkungsantwortkurve. Eine übliche Betriebsspannung für diese Aktorart ist 40 Vdc und 5 Vac.

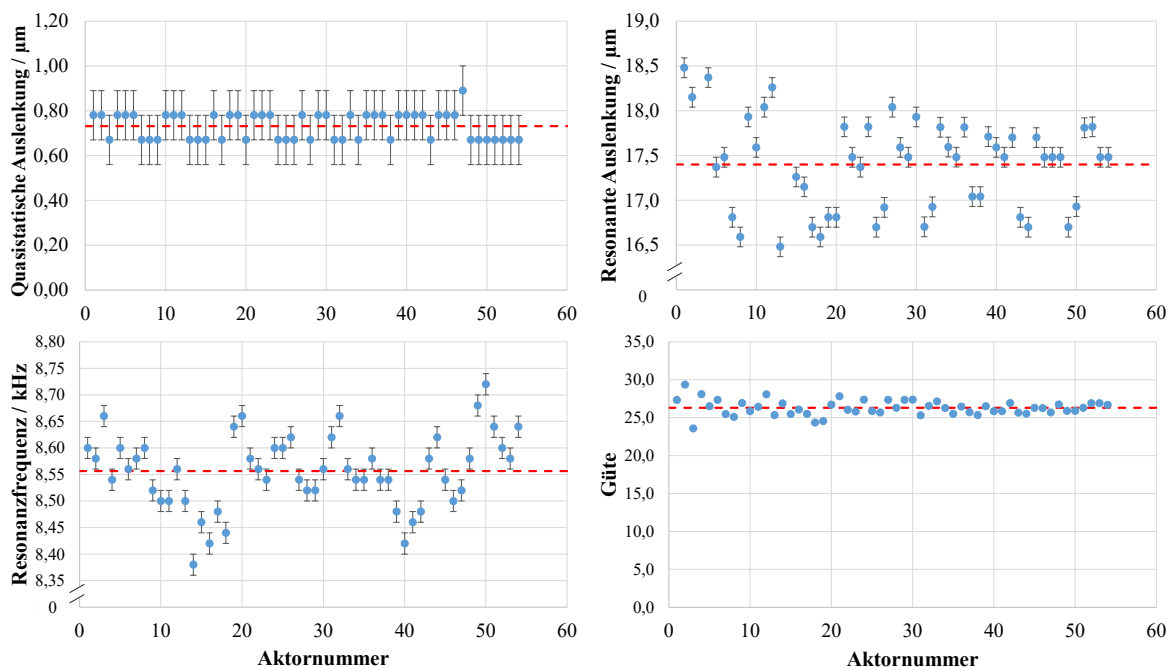


Abbildung 52: Initiale Messungen der NED-Aktoren aus 10 unterschiedlichen μ -LS Chips aufgenommen bei 40 Vdc + 5 Vac.

Die laterale quasistatische Auslenkung eines μ -LS NED-Aktors ist kleiner als 1 μm , und die Messung liegt an der Auflösungsgrenze des DHM. Das ist aus dem Diagramm oben links erkennbar, weil die Messwerte in zwei Bereichen mit dem Abstand von einem Pixel liegen. Die Streuung der Resonanzwerte und der Resonanzauslenkungen kann auf die Fertigungstoleranzen zurückgeführt werden. Die maximale Spannbreite der Resonanzmessung beträgt 0,34 kHz, was relativ zum Mittelwert von 8,56 kHz ca. 4% oder $\pm 2\%$ ausmacht. Die Resonanzfrequenz eines schwingenden Balkens ist dem folgenden Verhältnis proportional:

$$f_0 \propto \sqrt{\frac{k}{m}} \propto \sqrt{\frac{Ehb^3}{\rho hbL^4}} = \frac{b}{L^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (71)$$

wobei b die Gesamtbreite des Aktors, L – seine Länge, E und ρ – Materialparameter sind. Da die Länge kaum variieren kann, ist der einzige variabler Parameter die Balkenbreite. Wird die Fertigungstoleranz Δb eingeführt, so ergibt sich der Zusammenhang:

$$\pm \frac{\Delta f}{f_0} = \pm \frac{\Delta b}{b} \quad (72)$$

Der NED Aktor besteht jedoch aus 3 Elektroden, und deswegen betrüge die relative Toleranz für die Fertigung jeder Elektrode $\pm \frac{2\%}{3} = \pm 0,67\%$. Bei der typischen Elektrodenbreiten von $3 \mu\text{m}$ ergäbe sich die absolute Fertigungstoleranz von 20 nm , was schon unter der Auflösungsgrenze der Lithographie liegt. Somit ist die Streuung der Resonanzfrequenz sowie der davon abhängigen resonanten Auslenkungen in der Abbildung 52 normal und kann allein durch Fertigungstoleranzen erklärt werden.

Da die Aktorresonanzfrequenz empfindlich gegenüber kleinsten Breitenänderungen infolge der potenziellen Oxidation ist, wurde entschieden, die Resonanzfrequenz bei den Langzeitexperimenten (s. Abschnitt 5.3) parallel zu Auslenkungsmessungen mit zu verfolgen.

5.2 Vorbereitung und Präparation der Testobjekte

Die Lautsprecherchips wurden in DIL-Gehäuse eingeklebt, und alle drei Bondpads wurden in einem Bildfeld (s. Abschnitt 5.1) mit einem Bonddraht direkt auf Silizium kontaktiert. Dafür wurde ein klassisches Ultraschall-Drahtbonden-Verfahren eingesetzt. Zehn weitere Chips wurden für die Tests in der Klimakammer (s. Abschnitt 5.4) vorbereitet. Um sie vor der potenziellen Oxidation zu schützen, wurden sie analog zu klassischen NED-Aktoren (s. Abschnitt 4.8.1) mit ALD abgeschiedenen Aluminiumoxid geschützt. Für die Beurteilung der Schutzeigenschaften unterschiedlicher Schichtdicken wurde die aufgetragene Oxiddicke variiert, Abbildung 53.

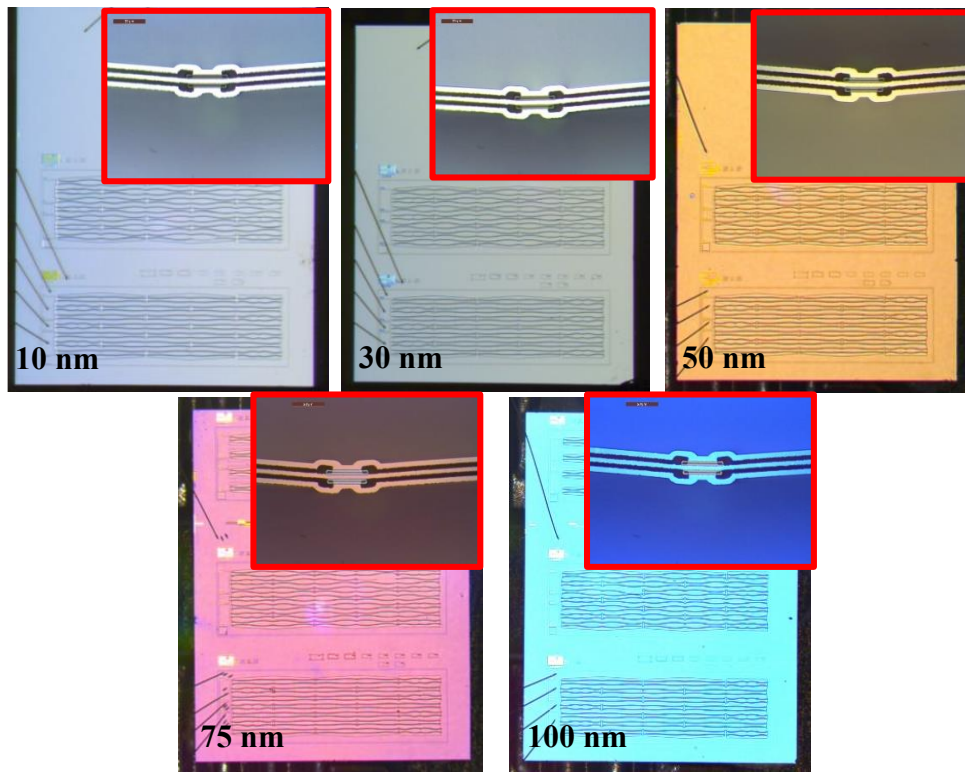


Abbildung 53: Lautsprecherchips verkapselt mit Al_2O_3 unterschiedlicher Dicken zur Schutz gegen potenziellen Oxidation.

Die unterschiedlichen Dicken des aufgetragenen transparenten Aluminiumoxides können an den diversen Farben von μ -LS-Chips erkannt werden. Nun muss für die Ansteuerung der Aktoren das Potenzial von einem Bonddraht an die Siliziumoberfläche ankommen. Da das Aluminiumoxid eine harte Keramik ist, lässt sie sich nicht einfach mechanisch z. B. mit einer Mikromanipulatornadel entfernen. Es bestand jedoch die Erfahrung am Institut, dass sich das Aluminiumoxid bei nanometerdicken Schichten selbst durch ausreichende Ultraschallenergie, Bondzeit und Presskraft der Sonotrode während des Drahtbondvorganges durchkontaktieren lässt. Diese Kontaktmöglichkeit wurde durch einen externen spezialisierten Dienstleister realisiert und wurde in dieser Arbeit geprüft. Nachdem die Chips beschichtet und drahtgebondet wurden, wurden ihre Ausgangsparameter im verkapselten Zustand gemessen. Dabei wurde festgestellt, dass die resonanten Auslenkungen schon bei 30 nm dicken Schichten stark streuen und bei 50 nm sogar an der Auflösungsgrenze liegen, Abbildung 54.

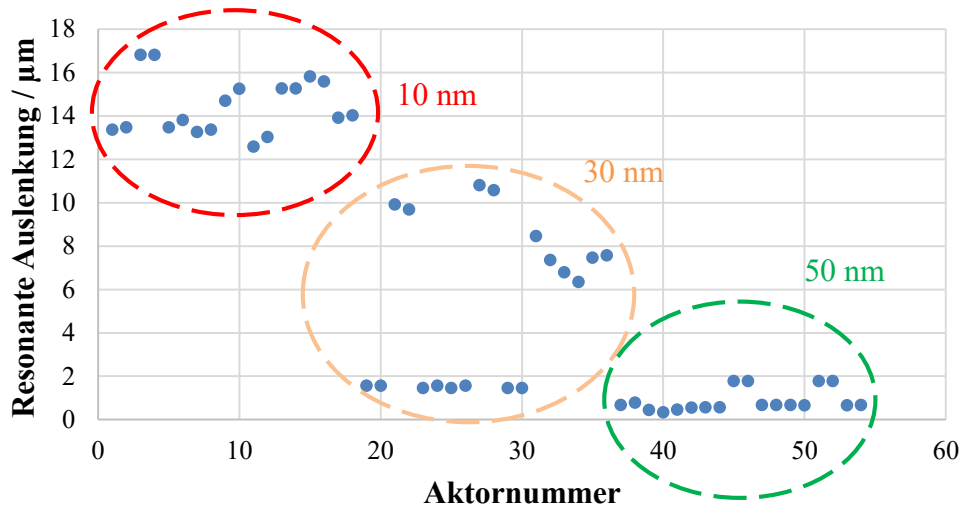


Abbildung 54: Resonante Auslenkung der mit 10, 30 und 50 nm Al_2O_3 beschichteten und drahtgebundenen Aktoren in μ -LS-Chips aufgenommen bei 40 Vdc und 5 Vac.

Da die ALD-Abscheidung eine homogene Schicht auf der Oberfläche erzeugt, kann die große Streuung bei 30 nm nicht durch unterschiedliche Aktorversteifungen (s. Abschnitt 4.8.2) erklärt werden. Außerdem ist es ersichtlich, dass sich hierbei zwei Datenwolken bzw. Cluster ausbilden. Eine Gruppe oben weist eine normale Streuung (vgl. 10 nm-Messungen) auf und die andere unten streut kaum. Es scheint, dass das Drahtbunden bei 30 nm dicken Al_2O_3 -Schichten nur bei ca. 50% der Fälle funktioniert hat. Die restlichen 50% sind zwar auf der Oberfläche des Oxides befestigt, erreichen aber nicht die Durchbruchfeldstärke des Oxides. Um die Hypothese zu prüfen, wurde jeweils die Durchbruchspannung an der Oberfläche von 3 Chips mit gleicher Oxiddicke an 10 zufälligen Stellen pro Chip gemessen. Insgesamt wurden 30 Messungen pro Oxiddicke mit Hilfe von Mikromanipulatoren durchgeführt. Die gemessene Spannung wurde dann gegen die abgeschiedene Schichtdicke aufgetragen, Abbildung 55. Weil die beiden Kontaktnadeln mit dem hohen Potenzial und GND direkt auf der Isolatoroberfläche abgesetzt werden, wird der Isolator polarisiert, und das isolierte Siliziumsubstrat wird an der Oberfläche infolge der Influenz entgegengesetzt dem Nadelpotenzial geladen. Wird die Durchbruchfeldstärke des Isolators erreicht, bricht die Schicht an beiden Kontaktstellen simultan durch. Dabei fließt der Durchbruchstrom von der Nadel mit dem hohen Potenzial zum Substrat und vom Substrat zur geerdeten Nadel hin.

Im gleichen Diagramm wurde zudem die Anregungsspannung für die resonanten Messungen von 40 Vdc und 5 Vac dargestellt. Wenn das elektrische Feld über die Oxiddicke als homogen betrachtet wird, steigt die notwendige Spannung entsprechend (17) linear mit der Schichtdicke an. Werden die aufgenommenen Daten mit einer linearen Approximation angenähert, kann aus der Steigung der Approximationsgerade direkt die Durchbruchfeldstärke in Höhe von

ca. 897 MV/m abgelesen werden. Dieser Wert liegt zwischen den Literaturwerten für Al_2O_3 von 500 MV/m [Khosa et al. 2018] bis 1000 MV/m [Wu et al. 2007] und hängt von der Herstellungstechnologie, Anzahl von Fehlern (z. B. Pinholes) sowie Abscheidungsparametern ab, deswegen musste er experimentell für gegebene Schichten ermittelt werden.

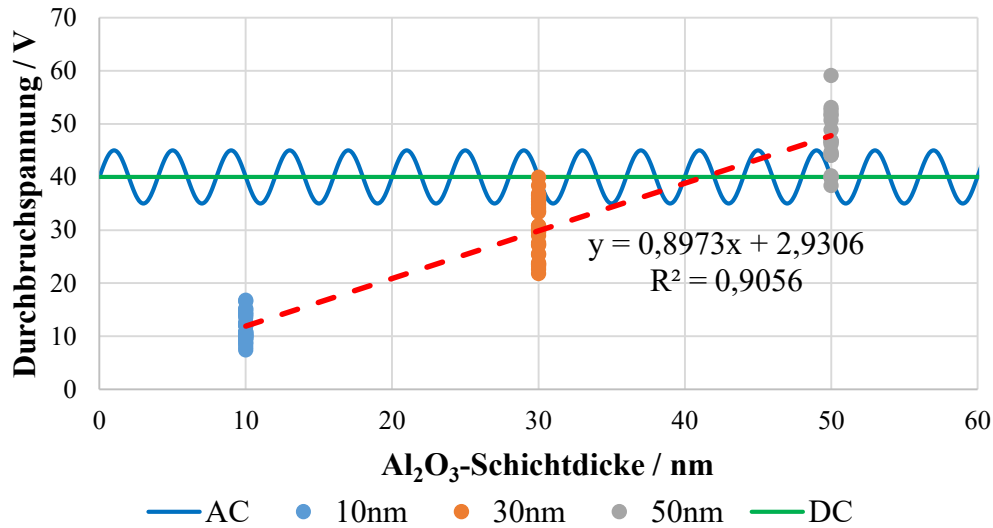


Abbildung 55: Durchbruchfeldstärke von im ALD-Prozess abgeschiedenen Al_2O_3 -Schicht mit der aufgetragenen Aktuierungsspannung von 40 Vdc und 5 Vac.

Wie aus Abbildung 55 ersichtlich ist, liegt die Betriebsspannung der mit 10 nm passivierten Aktoren immer über der Durchbruchspannung von Aluminiumoxid. Das heißt, sogar wenn die Oxidschicht durch die Ultraschalleinwirkung während des Drahtbondens mechanisch gar nicht bzw. nur noch wenig zerstört worden wäre, würde das Anlegen der Betriebsspannung zum Durchbruch der 10 nm Schichtdicke führen, und das elektrische Potenzial würde zur Aktorelektroden weitergeleitet. Anders sieht es schon für die Schichtdicken von 30 nm aus. Wird die gesamte Datenstreuung betrachtet, wird erkennbar, dass die Teststrukturen mit den Durchbruchwerten unter der Approximationsgerade bzw. unter der mittleren Durchbruchfeldstärke des Aluminiumoxids mit hoher Wahrscheinlichkeit durch die Betriebsspannung aktuiert würden. Das ist aber nicht unbedingt der Fall für die Strukturen mit leicht höheren Durchbruchspannungswerten. Das erklärt die Ausbildung zwei separater Datenmengen der Auslenkungswerten bei den Aktoren mit den 30 nm Oxidschichten in der Abbildung 54. In einer Gruppe ist die Oxidschicht elektrisch durchgebrochen, Aktoren lenken sich aus, bei der anderen nicht. Bei den dickeren Al_2O_3 -Schichten überquert die Betriebsspannung die Approximationsgerade der Durchbruchfeldstärke, so dass der Durchbruch ab ca. 45 nm der Isolatorstärke nur unwahrscheinlich stattfinden würde, wenn die Schicht mechanisch nicht zerstört bzw. reduziert wird. Das bestätigt die komplett fehlende

Auslenkung in der Abbildung 54 bei den Aktoren mit den Oxiddicken von 50 nm. Somit ist die oben gestellte Hypothese bestätigt. Für die Strukturen mit den Oxidschichtdicken von über 45 nm könnte theoretisch zunächst eine höhere Spannung zwischen den Elektroden angelegt werden, damit der Isolator elektrisch durchgebrochen wird. Erst dann könnte eine kleinere Betriebsspannung für die Messung angelegt werden. Die Voraussetzung dafür ist, dass die Aktoren diese höheren Spannungen mindestens kurzzeitig aushalten können. Bei diesen Strukturen liegt die maximale statische Spannung bei etwa 55 V, deswegen wurde es hier nicht riskiert und für die Klimakammertests nur die Strukturen mit 10 nm und mit elektrisch durchbrochenem 30 nm Oxid ausgewählt.

5.3 Langzeitexperimente und ihre Ergebnisse

5.3.1 Auslenkungsänderung und Auswirkung auf Schalldruckpegel

Wie oben beschrieben, wurden die Chips ohne Verkapselung einem Langzeittest bei der Betriebsspannung von 40 Vdc und 5 Vac und ähnlichen Umweltbedingungen ($T = (23,9 \pm 0,7)^\circ\text{C}$ und $rH = (33,5 \pm 8,9)\%$) wie bei einfachen NED-Aktoren unterzogen. Um die dauerhafte Auslenkungsamplitude zu erhöhen, wurden sie mit der Frequenz von 8 kHz nahe der Resonanzfrequenz angeregt. Die Auslenkung wurde gleich wie bei den einfachen NED-Aktoren in diskreten Zeitabständen mit Hilfe vom DHM erfasst, Abbildung 56.

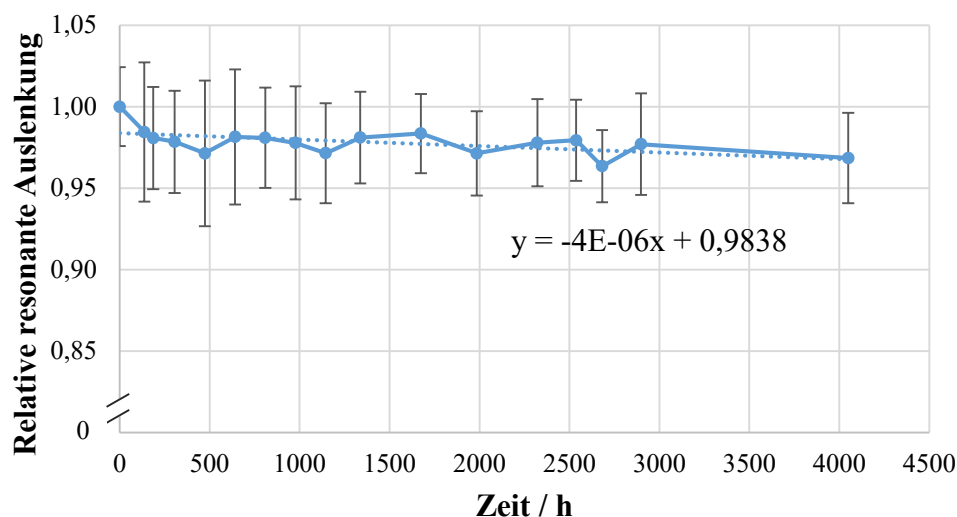


Abbildung 56: Veränderung der resonanten Auslenkung von 12 μ -LS Aktoren an unterschiedlichen Chips während dauerhafter Belastung mit 40 Vdc und 5 Vac bei 8 kHz.

An dem Test haben 12 Aktoren aus 3 unterschiedlichen Chips teilgenommen. Die gesamte Testdauer haben aber nur 9 Strukturen überstanden. Bei zwei Aktoren wurde nach ca. 140 h

jeweils ein elektrischer Kurzschluss registriert. Die Kurzschlüsse konnten aber eindeutig Partikeln unbekannter Natur im Elektrodenspalt zugeordnet werden, weil die μ -LS-Chips ohne Deckel betrieben wurden und entsprechend verschiedene Partikel elektrostatisch anziehen konnten. Ein weiterer Aktor ist nach ca. 1000 h im Betrieb aussortiert worden, weil er in einem Pull-in mit verklebten und zum Teil verschmolzenen Elektroden aufgefunden wurde. Nicht ausgeschlossen ist, dass die Kurzschlussursache auch ein Partikel sein konnte. Ansonsten weist der Verlauf der Auslenkung über längere Zeit kaum Veränderung auf, besonders im Vergleich zu den einfachen nicht verkapselten NED-Aktoren, vgl. Abbildung 11. Das hat wahrscheinlich, wie vorher vermutet, folgende Gründe: größerer Elektrodenabstand führt bei vergleichbarer Spannung zu einer kleineren elektrischen Feldstärke von ca. 15 MV/m versus 50 MV/m bei einfachen NED. Die Isolatoren werden in den μ -LS anders ausgeführt, so dass kein direkter orthogonaler Strompfad mehr zwischen den Elektroden existiert. Die Pfadlänge ist auch größer. Zudem wird die mechanische Spannung dank der kuppelförmigen Ausführung der Elektroden homogener entlang der Elektroden verteilt, so dass keine lokalen Spaltverjüngungen und somit keine lokalen Feldüberhöhungen entstehen. Es kann nur ein leicht abfallender Trend in der Höhe von $4 \cdot 10^{-4} \%/h$ in der Auslenkung festgestellt werden. Hier muss aber darauf hingewiesen werden, dass wegen höherer Anregungsfrequenz μ -LS-Aktoren schon $1,2 \cdot 10^{11}$ Oszillationen im Betrieb gegenüber den einfachen NED-Aktoren haben, die zum Ende des Langzeitexperimentes lediglich $7 \cdot 10^8$ Schwingungen absolviert haben und in der nicht verkapselten Variante hohe Auslenkungseinbuße erwiesen haben.

Nichtdestotrotz wurde die erste oberflächliche Verfärbung infolge der Oxidation nach ca. 4050 Stunden im Betrieb beobachtet, Abbildung 57. Dabei handelt es sich auch um das Oxidwachstum, wie die REM-Analyse bestätigt. Anhand der Abbildung wird deutlich, dass nur die mittlere Elektrode bzw. Anode betroffen ist. Da die Strukturen mit einer DC-Vorspannung angetrieben werden, ändert sich die Richtung des elektrischen Feldes nicht, sondern nur seine Amplitude. Des Weiteren ist erkennbar, dass die größte entstandene Oxidschicht direkt gegenüber der Spitzen der äußeren Elektroden vorgefunden wurde (hervorgehoben in den REM-Aufnahmen), was auf die lokalen Feldüberhöhungen wegen der Elektrodenform hindeutet.

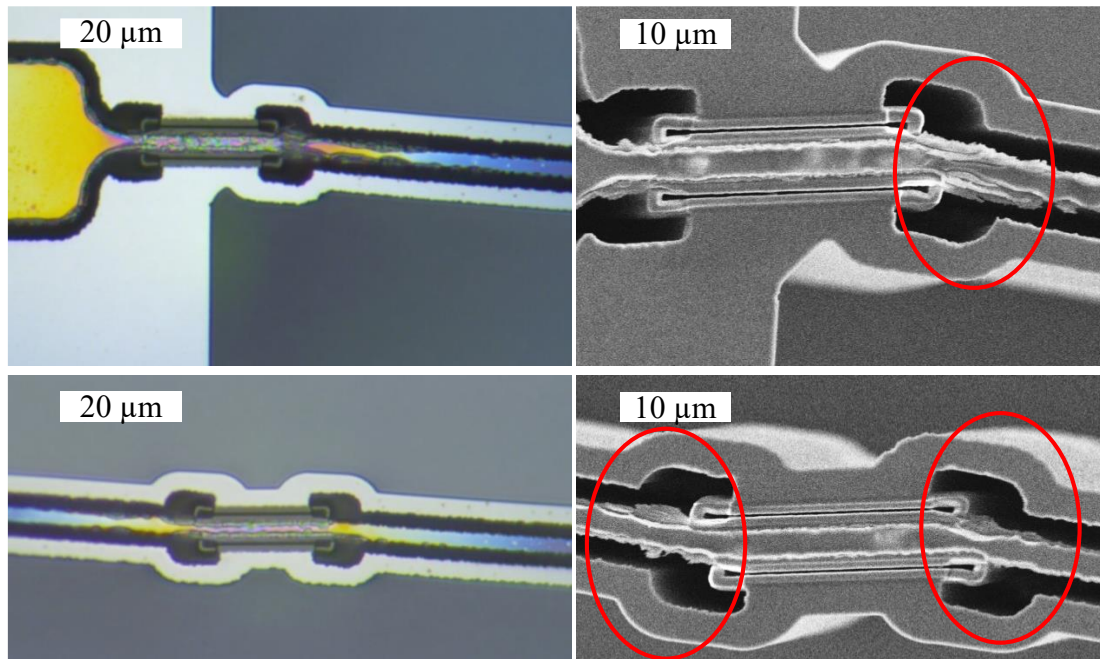


Abbildung 57: Oxidwachstum an einem Chip während dauerhaften Belastung mit 40 Vdc und 5 Vac bei 8 kHz nach 4050 h im Betrieb: links – optische Analysen, rechts – REM Aufnahmen.

Die Oxidation an der Stelle in diesem Ausmaß ändert, wie aus der Abbildung 56 zu sehen ist, nur noch wenig die mechanischen Eigenschaften des Aktors. Um diesen negativen Effekt zu beschleunigen, sowie die Wirkung von weiteren Parametern, wie der Temperatur und der relativen Feuchtigkeit zu untersuchen, wurden Tests in der Klimakammer für forcierte Alterung konzipiert und durchgeführt (s. Abschnitt 5.4). Dabei lag der Fokus auf dem Vergleich zwischen den verkapselten und blanken Chips.

Kleine Auslenkungsvariationen von etwa 5% würden zu einer kaum bemerkbaren Schallpegeländerung führen. Allgemein hängt der Schalldruckpegel in einem abgeschlossenen akustischen Emissionsraum V_0 von der Luftvolumenänderung ΔV während der Aktuierung ab [Kaiser et al. 2019]. Eine Luftvolumenänderung führt in einer idealisierten leckfreien Kammer zur Druckerhöhung:

$$\Delta p = \kappa p_0 \frac{\Delta V}{V_0} \quad (73)$$

wobei κ – adiabatischer Koeffizient, p_0 und V_0 – entsprechend der Anfangsdruck und das Anfangsvolumen in der Kammer sind. Daraus kann der Schalldruckpegel L_p als Logarithmus des Verhältnisses des Überdruckes als Wurzel des mittleren quadratischen Wertes unter Annahme einer harmonischen sinusförmigen Bewegung des Aktors zu einem bekannten Referenzdruck p_{ref} bestimmt werden:

$$L_p = 20 \log \left(\frac{\Delta p \sqrt{2}}{p_{ref} 4} \right) \quad (74)$$

Vereinfacht kann der angeregte NED-Aktor als beidseitig eingespannter prismatischer Balken der Länge L mit konstanter Streckenlast q betrachtet werden, die eine elektrostatische Wirkung imitiert. Die Biegelinie solcher Anordnung ist bekannt und kann aus den Tabellen der technischen Mechanik [Mayr 2012] direkt entnommen werden:

$$w(x) = \frac{qL^4}{24EI_y} \left[\left(\frac{x}{L}\right)^2 - 2\left(\frac{x}{L}\right)^3 + \left(\frac{x}{L}\right)^4 \right] \quad (75)$$

Die maximale Durchbiegung findet stets in der Mitte der Balkenlänge L statt und ist gleich:

$$w_{max} = \frac{qL^4}{384EI_y} \quad (76)$$

Das ist auch die NED-Aktorauslenkung, deren Veränderung in der Abbildung 56 präsentiert wurde. Somit kann die Biegelinie (75) als Funktion der maximalen Auslenkung umgeschrieben werden:

$$w(x) = 16w_{max} \left[\left(\frac{x}{L}\right)^2 - 2\left(\frac{x}{L}\right)^3 + \left(\frac{x}{L}\right)^4 \right] \quad (77)$$

Aus (77) kann nun die vom Aktor während der Schwingung überstrichene Fläche kalkuliert werden:

$$A_{akt} = \int_0^L 16w_{max} \left[\left(\frac{x}{L}\right)^2 - 2\left(\frac{x}{L}\right)^3 + \left(\frac{x}{L}\right)^4 \right] dx = \frac{8}{15} w_{max} L \quad (78)$$

Das Ergebnis liegt ziemlich nah an der Dreiecknäherung der Biegelinie von $\frac{1}{2} w_{max} L$. Unter der vereinfachten Annahme, dass die Biegung des Aktors in dritter Dimension über die gesamte Höhe h gleich aussieht bzw. dass es sich um reine 2D-Biegung handelt, beträgt das durch die Aktorbewegung verdrängte Volumen:

$$\Delta V = \frac{8}{15} w_{max} L h \quad (79)$$

Zusammen mit (73) kann der Schalldruckpegel (74), der durch einen einzigen Aktor generiert wird, als Funktion der maximalen Aktorauslenkung ausgeschrieben werden:

$$L_p = 20 \log \left(\frac{2\sqrt{2} \kappa p_0 w_{max} L h}{15 p_{ref} V_0} \right) \quad (80)$$

Wird die Auslenkung infolge der potenziellen Zuverlässigkeitsprobleme sinken, würde dies einen Schallpegelverlust bedeuten:

$$L_{p_{neu}} = L_{p_{alt}} - 20 \log \left(\frac{w_{max_{alt}}}{w_{max_{neu}}} \right) \quad (81)$$

Ein kleines Rechenbeispiel zeigt, dass wenn sich die Aktorauslenkung um 5% verkleinert hätte, würde der Schalldruckpegel von z. B. 100 dB auf lediglich 99,55 dB absinken. Erst bei einer Halbierung der Schwingungsamplitude, wird ein Schalldruckpegelverlust von -6 dB erreicht.

5.3.2 Resonanzverschiebung infolge potenzieller Degradation

Gleich wie die Amplitude der resonanten Auslenkung hat sich die Resonanzfrequenz der μ -LS-Aktoren über der Zeit nur wenig verkleinert, Abbildung 58. Jedoch ist der Trend über die Zeit gut sichtbar. Das kann durch die Oxidation der Anode erklärt werden. Die Resonanzfrequenz ist die Funktion der Steifigkeit mit einem ideellen Flächenträgheitsmoment (56) und (58) sowie der Masse m des Systems:

$$f_0 \propto \sqrt{\frac{E_1 \bar{I}}{m}} \quad (82)$$

Hier im Vergleich zum Abschnitt 4.8.2 wird das neue Material (Siliziumoxid) nicht auf die Elektrodenoberfläche aufgetragen, sondern wächst auf der Anode und verbraucht durch die chemische Reaktion das Silizium der mittleren Elektrode. Deswegen müssen für das Modell einige Annahmen getroffen werden:

- Oxid wächst auf der Anode homogen über alle Oberflächen und hat eine Dicke d ,
- Oxidation verläuft ähnlich wie die thermische Oxidation von Silizium [Li 2008], d. h. die gewachsene Schichtdicke d verbraucht ca. $0,44d$ von Silizium zur Reaktion. Entsprechend verschieben sich alle Anodenkanten auf insgesamt $0,56d$ nach außen von der originalen Siliziumoberflächen,
- Die Dichte des gewachsenen Oxides ist homogen und entspricht der Dichte von Siliziumdioxid $\rho_{SiO_2} = 2200 \text{ kg/m}^3$.

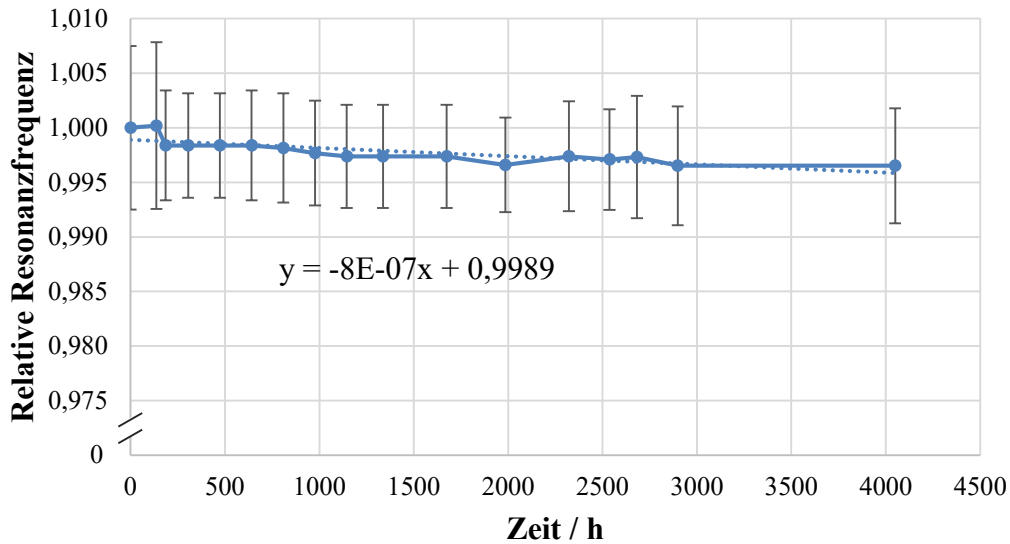


Abbildung 58: Änderung der Resonanzfrequenz von 12 μ -LS Aktoren an unterschiedlichen Chips während dauerhaften Belastung mit 40 Vdc und 5 Vac bei 8 kHz.

Mit diesen Annahmen werden die veränderlichen Flächenträgheitsmomente der Anode folgende Ausdrücke bekommen:

$$I_{y_{Si}} = \frac{1}{12} (h - 0.88d)(b - 0.88d)^3 \quad (83)$$

$$I_{y_{SiO_2}} = \frac{1}{12} ((h + 1.12d)(b + 1.12d)^3 - (h - 0.88d)(b - 0.88d)^3)$$

Analog zu der im Abschnitt 4.8.2 gezeigten Vorgehensweise zusammen mit zwei weiteren unveränderlichen Elektroden und deren Steiner-Termen wird die gesamte Biegesteifigkeit kalkuliert (s. Anhang 3). Die Gesamtmasse des Systems kann entsprechend aus den Dichten und partiellen Volumina ermittelt werden:

$$m = \rho_{SiO_2} \sum_{i=1}^N V_{SiO_2i} + \rho_{Si} \sum_{i=1}^N V_{Si_i} \quad (84)$$

Dann kann die Masse sowie die gesamte Biegesteifigkeit in (82) eingesetzt werden. Wird nun dieser Ausdruck auf sich selbst normiert mit $d = 0$, ergibt sich die relative Frequenzänderung als Funktion der wachsenden homogenen Oxiddicke, die graphisch in der Abbildung 59 gezeigt wird.

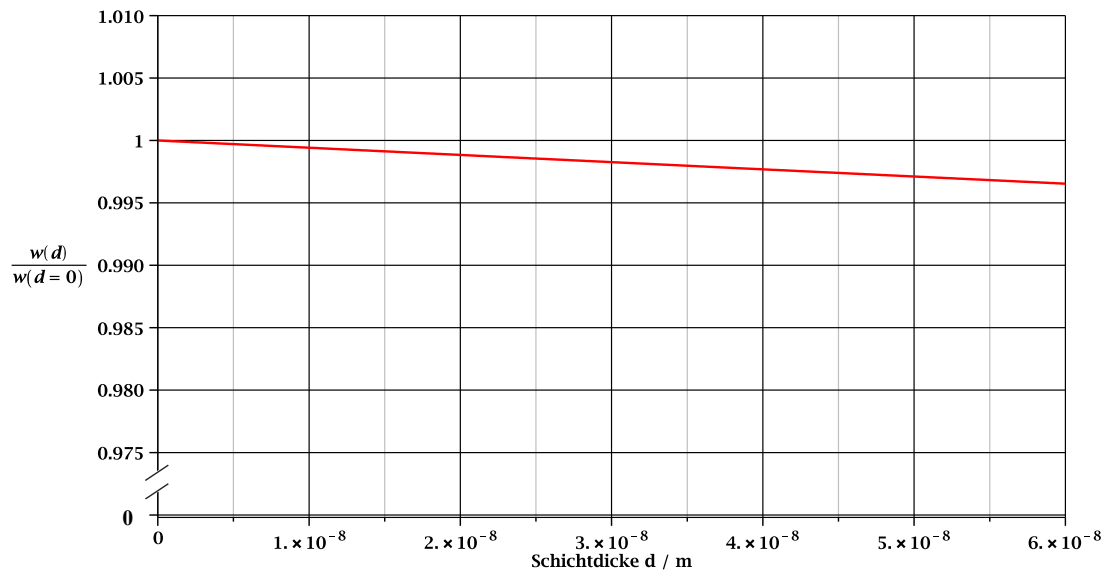


Abbildung 59: Modellierter Änderung der Resonanzfrequenz eines μ -LS-Aktors infolge der homogenen Oxidation der Anode.

Wie aus der Abbildung erkennbar ist, sinkt die relative Resonanzfrequenz mit der Oxidation der Anode ab und stimmt qualitativ gut mit dem beobachteten Verlauf in der Abbildung 58 überein. Um auf den gemessenen Resonanzabfall von ca. 0,9965 zu kommen, ist laut dem Modell eine homogene Oxiddicke von ca. 61 nm notwendig, was über mehr als 4000 Stunden im Betrieb vorstellbar wäre. Aus diesen Daten kann nach (5) unter Annahme, dass die Anfangsoxiddicke $d_0 = 0$ betrug, der spannungsabhängige Oxidwachstumskonstante bestimmt werden. Sie beträgt lediglich $a = 0,96 \frac{nm}{\sqrt{h}}$ bei normalen Laborbedingungen mit $T=25^\circ\text{C}$ und $rH < 50\%$.

5.4 Forcierte Alterung in der Klimakammer

Wie in den Abschnitten 5.3.1 und 5.3.2 gezeigt wurde, sinken langsam die Auslenkung und die Resonanzfrequenz der nicht verkapselten μ -LS-Aktoren mit der Zeit bei normalen Laborbedingungen ($T=25^\circ\text{C}$, $rH < 50\%$). Um diesen Effekt sowie den Einfluss der Umweltbedingungen genauer zu untersuchen, wurden Messungen in der Klimakammer unternommen. Dabei wurde ein besonderer Wert auf den Vergleich zwischen den verkapselten und nicht verkapselten Strukturen gelegt. Silizium gilt konventionell als bio-inertes Material, das sich thermodynamisch dank der Ausbildung der nativen Oxidschicht stabil in sauren sowie schwach alkalischen Lösungen verhält [Pourbaix 1974]. Einige Studien zeigen jedoch, dass Siliziumkorrosion sogar in neutralen Medien bei Raumtemperatur, abhängig von geometrischen Bedingungen, d.h. insbesondere an Grenzschichten zu anderen Materialien, auftreten kann [Ilic et al. 2019]. Dieser Effekt verstärkt sich mit höherer Temperatur. Um solche

potenziellen Korrosionseffekte besser voneinander trennen zu können, wurde in die Klimakammer während des Temperatur- bzw. Feuchtetests ein nicht kontaktierter blanker Chip oder Referenzchip zusammen mit den verkapselten und nicht verkapselten Strukturen unter Spannung überwacht.

Es gibt keine allgemeinen Vorschriften an die MEMS-Strukturen, besonders für die nicht marktreifen Prototype bezüglich des Temperaturbereiches und der Feuchtigkeit für die Tests, weil alle Mikrosysteme unterschiedliche Funktionen erfüllen, aus verschiedenen Materialien bestehen und unter unterschiedlichen Bedingungen eingesetzt werden. Im Allgemeinen sollen sie natürlich unter späteren realen Betriebskonditionen zuverlässig arbeiten. Dafür wird um den spezifizierten Betriebspunkt ein Sicherheitsbereich festgelegt, in welchem die Strukturen getestet werden. Basierend darauf und in Anlehnung an die aus den Literaturquellen [Li et al. 2021], [Jan et al. 2016], [Candler et al. 2006] bekannten Testkonditionen für verschiedene MEMS wurden folgende Tests in der Klimakammer durchgeführt, Tabelle 3.

Tabelle 3: Testkonzept für die μ -LS-Aktoren in der Klimakammer

Beschleunigungsparameter	Temperatur / °C	relative Feuchtigkeit / %	Proben
Feuchtigkeit	25	80	Referenzchip (ohne Spannung)
			Chips ohne Verkapselung
			Chips mit Al_2O_3 -Verkapselung
Temperatur	75	50	Referenzchip (ohne Spannung)
			Chips ohne Verkapselung
			Chips mit Al_2O_3 -Verkapselung

Vermutlich wird die erhöhte Feuchtigkeit schneller zu den Zuverlässigkeitsproblemen als die erhöhte Temperatur führen, weil die beiden Degradationsmechanismen (s. Abschnitt 4.6.1 und Abschnitt 4.6.2) feuchteempfindlich sind. Um den Einfluss einzelner Beschleunigungsparameter besser trennen zu können, wurden Temperatur und Feuchtigkeit separat für verschiedene Chips relativ zu den normalen Laborbedingungen ($T=25^\circ\text{C}$, $rH < 50\%$) erhöht.

Da direkte Messungen der Aktorauslenkungen weder in der Klimakammer noch an dem Klimakammerstandort möglich waren, wurden als Kontrollparameter bei den Aktoren die UI-Kennlinien aufgenommen, Impedanzspektroskopie (s. Abschnitt 6.1) zur Bestimmung der mechanischen Resonanzfrequenz und der indirekten Auslenkungsmessungen sowie die optischen Analysen aller Chips in diskreten Zeitabständen durchgeführt. Zusätzlich dazu wurden vor den Klimakammermessungen die unmittelbaren Ausgansauslenkungen und die

Resonanzkurven am DHM optisch aufgenommen. Nach dem kompletten Klimakammertest wurden diese zum Vergleichen wiederholt.

Die Teststrukturen unter erhöhter Temperatur haben nach ca. 85 h im Betrieb bei 40 Vdc und 5 Vac optisch keine Auffälligkeiten sowohl an verkapselten, als auch an den nicht verkapselten Aktoren erwiesen. An den Spannungslosen Referenzchips wurden ebenfalls keine Verfärbungen oder Oxidationserscheinungen registriert. Die Impedanzspektroskopie war nur noch an den nicht verkapselten Strukturen möglich. Die Messungen an den passivierten Strukturen lieferten wegen aufgetragener Oxidschicht und einer direkten Kontaktierung darauf nicht plausible bzw. keine sinnvollen Ergebnisse. Alle Strukturen ohne Verkapselung haben einen leichten Anstieg der Resonanzfrequenz gezeigt. Die Gegenüberstellung von den direkten optischen Messungen von jeweils sechs verkapselten und nicht verkapselten Aktoren am DHM vor und nach dem Test zeigt, dass die beiden Teststrukturarten ihre mechanischen Eigenschaften nur noch marginal verändert haben, Abbildung 60. Das dynamische Verhalten blieb nahezu unverändert.

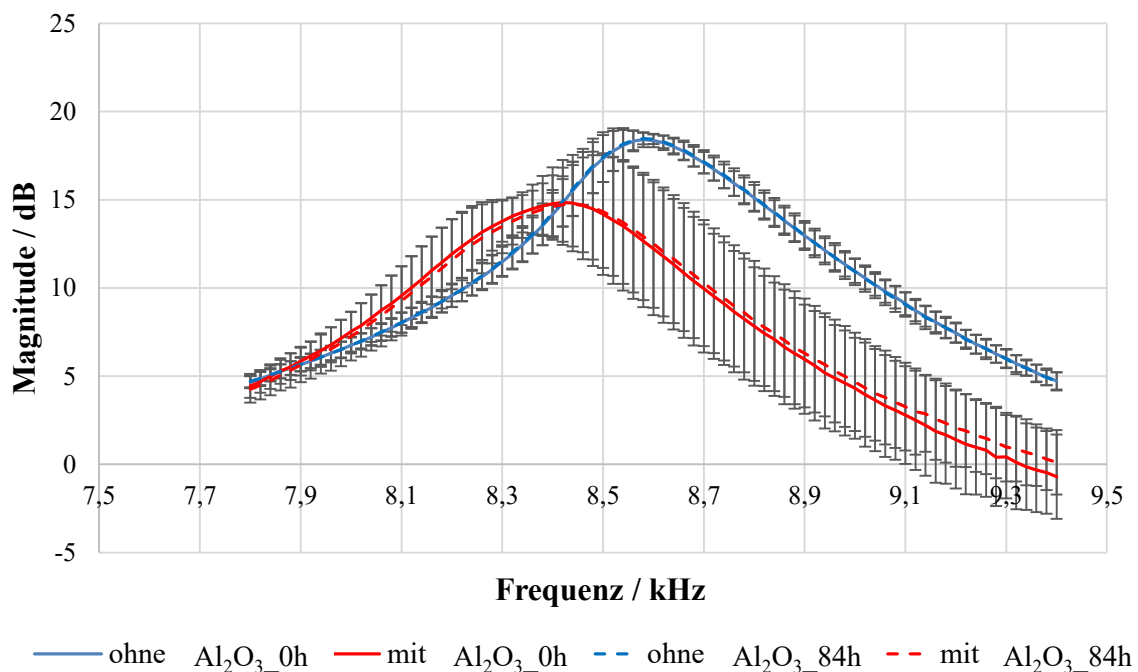


Abbildung 60: Vergleich des Resonanzverhaltens von jeweils sechs Aktoren vor und nach dem Temperaturtest in der Klimakammer bei 75°C.

Der gezeigte Amplitudengang repräsentiert eine gemittelte Resonanzkurve von jeweils sechs unterschiedlichen mit dem DHM gemessenen Aktoren mit der Standardabweichung als Fehlerbalken. Die gemittelte Resonanzfrequenz sowie die Magnitude des Amplitudenganges der verkapselten Strukturen lag schon vor dem Temperaturtest unter den Parametern von nicht

verkapselten Strukturen. Diese Resonanzfrequenzstreuung ist normal und kann allein durch Technologieschwankungen erklärt werden, s. Abschnitt 5.1. Eine zusätzliche Magnitudenverkleinerung kommt durch die Passivierung mit Aluminiumoxid. Nach dem Temperaturtest ist nur eine leichte Verschiebung nach rechts im Spektrum und nur eine marginale Amplitudenverkleinerung zu beobachten. Bei der Temperatur von 75°C und einer relativen Feuchte von 50%rH findet in ca. 85 h demnach keine bzw. kaum bemerkbare Degradation bzw. forcierte Alterung im Vergleich zu normalen Laborbedingungen.

Nach dem absolvierten Feuchtetest verändert sich das mechanische Verhalten im Gegensatz zum Temperaturtest signifikant, wie zuvor vermutet. Zudem erscheinen morphologische Veränderungen an den nicht verkapselten Aktoren nach wenigen Stunden in der Klimakammer, Abbildung 61.

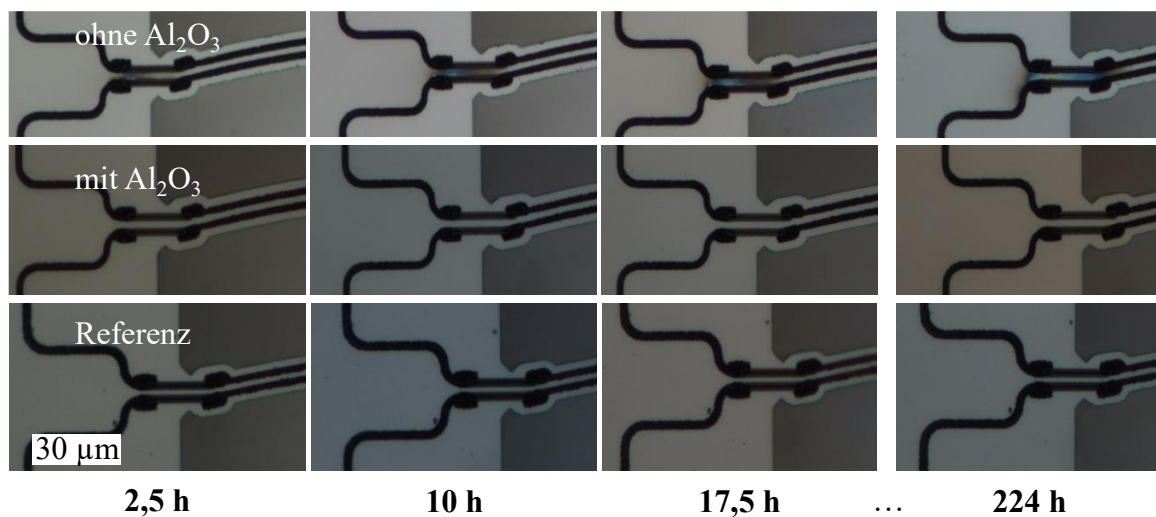


Abbildung 61: Morphologische Veränderungen an den Aktoren in den Feuchtetests bei 80%rH nach mehr als 200 h im Betrieb.

Schon nach 2,5 Stunden in der feuchten Umgebung entstehen erste Oxidationserscheinungen an den nicht verkapselten Anoden, die mit der Zeit zunehmen. Bei den verkapselten Strukturen wurde nichts Auffälliges an mehreren Kontrollstellen beobachtet. Fehlende Auffälligkeiten an den Referenzaktoren bestätigt die These, dass die elektrische Spannung ein wichtiger Beschleunigungsparameter der Oxidation ist. Spannungslos findet keine sichtbare Aktoroxidation nach mehr als 200 h in der feuchten Umgebung statt.

Durch die Messung der elektrischen Impedanz an nicht verkapselten Strukturen konnten zudem die Lage der Resonanzfrequenz und die Höhe der Impedanz-Phasenänderung bestimmt werden. Die Überhöhung der Phase der elektrischen Impedanz ist proportional zur Auslenkung der Aktoren aber nicht linear (s. Abschnitt 6.1). Sie dient nur der qualitativen Bewertung des

Auslenkungsverhaltens. Ergebnisse der Impedanzspektroskopie für unverkapselte Strukturen können folgender Abbildung 62 entnommen werden.

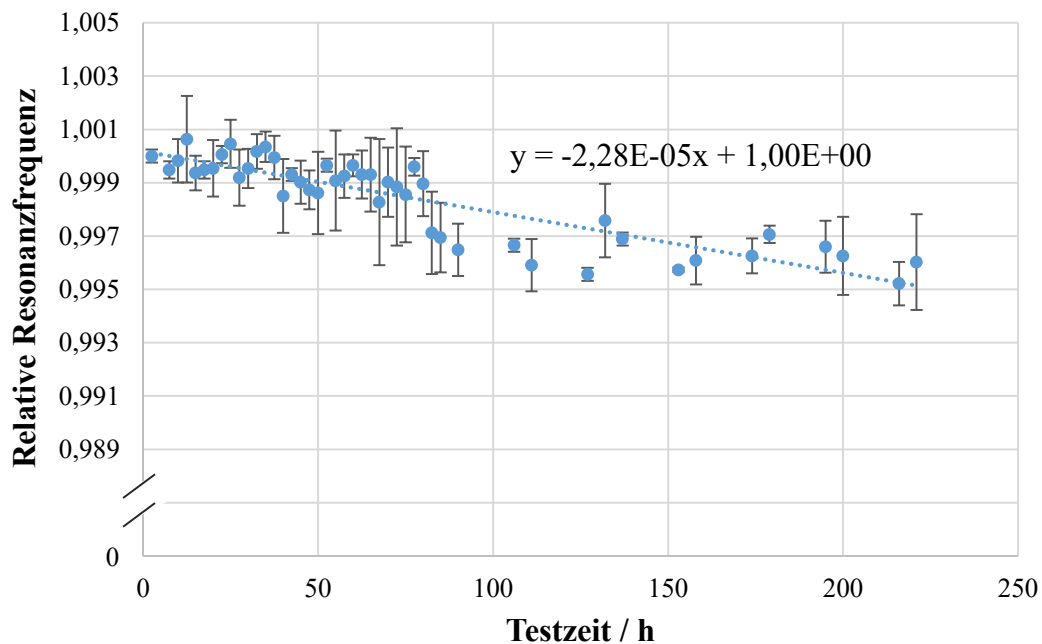


Abbildung 62: Relative Änderung der Resonanzfrequenz aus der Impedanzspektroskopie von den nicht verkapselten Aktoren im Feuchtetest bei 80%rH nach mehr als 200 h im Betrieb.

Während der Impedanzspektroskopie wird die Resonanzfrequenz aus der maximalen Kapazitätsvariation von allen Aktoren in einem Cluster gewonnen, da einzelne Aktoren nicht separat ansteuerbar sind. Für diese Darstellung wurde ein Mittelwert der Messungen von drei Clustern gebildet mit Standardabweichung als Fehlerbalken. Aus der Grafik ist erkennbar, dass die mittlere Resonanzfrequenz von gemessenen Aktoren einen abfallenden Trend aufweist. Der Abfall von $228 \cdot 10^{-7}/h$ ist signifikant steiler, als bei dem Langzeitexperiment in der Luft bei normalen Laborbedingungen mit $7,5 \cdot 10^{-7}/h$, vgl. Abbildung 58. Das spricht für ein schnelleres Wachstum des Siliziumoxides. Die ermittelte Resonanzfrequenzänderung ist etwa 30-mal höher als in der normalen Laborumgebung. Das heißt, dass die Teststrukturen nach den 221 h unter 80% relativer Feuchtigkeit und $T = 25^\circ\text{C}$ einen vergleichbaren Zustand aufweisen sollen, wie die Strukturen nach 6630 h bei normalen Laborbedingungen ($T = 25^\circ\text{C}$, $rH < 50\%$). Ein direkter Vergleich zwischen dem Ausgangszustand und der Messung des aktuellen, forciert gealterten Amplitudenganges am DHM liefert weitere Erkenntnisse, Abbildung 63.

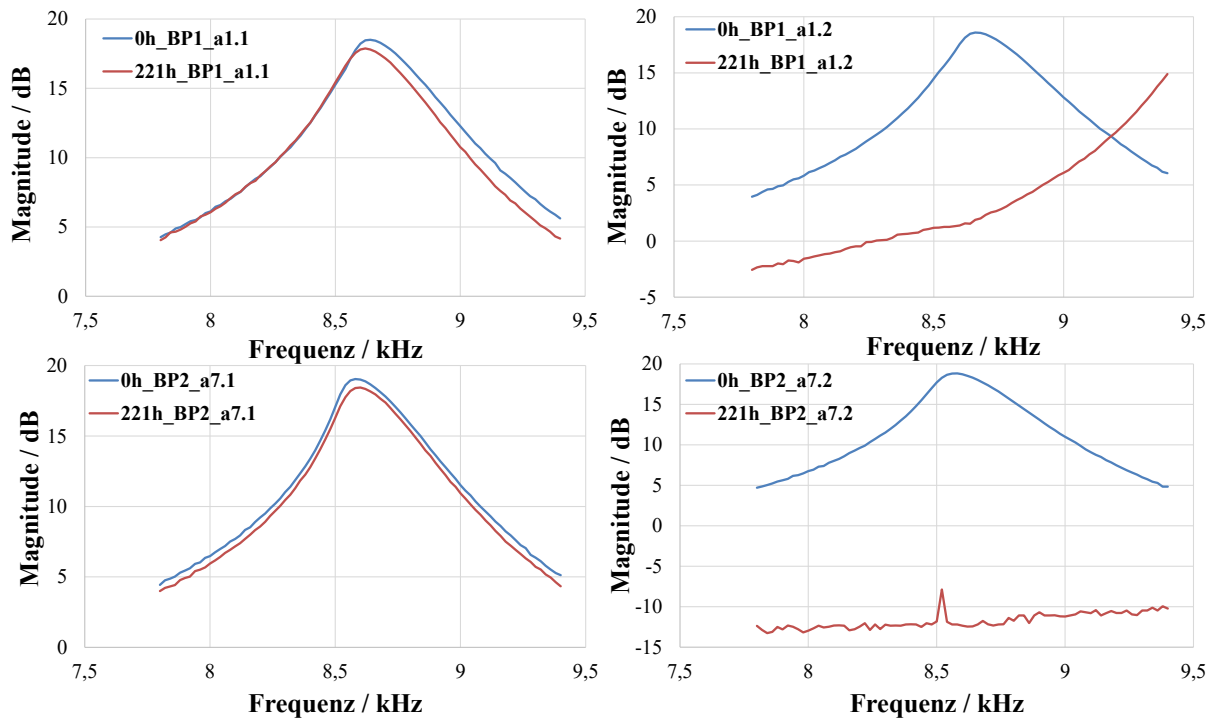


Abbildung 63: Vergleich der Amplitudengänge von vier nicht verkapselten Aktoren vor und nach dem Feuchtetest bei 80%rH nach mehr als 200 h im Betrieb.

Die nicht verkapselten Strukturen zeigen zum Teil ein sporadisches Verhalten, weswegen ihre Amplitudengänge nicht als Mittelwert angezeigt werden konnten. Bei einigen Aktoren sank die Amplitude, wie erwartet, und die Resonanzfrequenz blieb entweder unverändert oder wurde leicht nach links im Spektrum verschoben. Bei den anderen stieg die Resonanzfrequenz plötzlich stark an, wobei die Schwingungsamplitude sank. Diese Gruppe von Aktoren hat ihre mechanische Lage wegen der Oxidation stark verändert (s. Abschnitt 5.5), was das Resonanzverhalten modifizierte. Eine solche Diskrepanz im Verhalten erklärt auch eine starke Streuung in den Impedanzmessungen in der Abbildung davor.

Bei den verkapselten Strukturen war das Feuchtetest-Ergebnis nicht weniger überraschend, Abbildung 64. Trotz der Verkapselung wurde eine Resonanzverschiebung in Richtung kleinerer Frequenzen sowie ein Amplitudenabfall beobachtet. Im Vergleich zu den nicht verkapselten Aktoren war aber die Änderung von Parametern qualitativ gleich und nicht sporadisch. Aus diesem Grund konnte die Änderung (gestrichelte Linie) als Mittelwert aller Amplitudengänge inkl. Standardabweichungen repräsentiert werden.

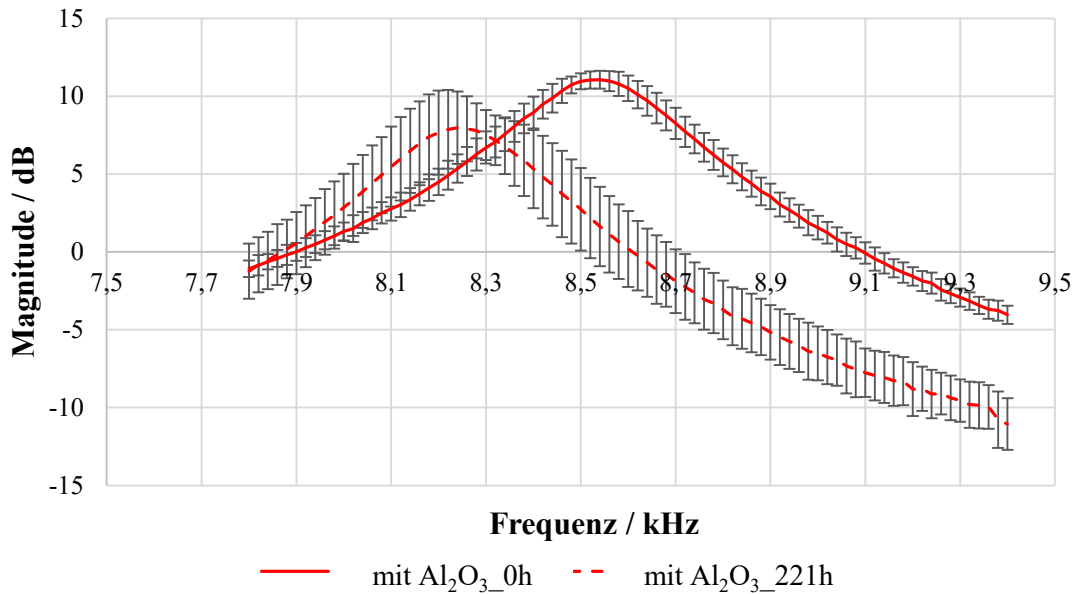


Abbildung 64: Vergleich der Amplitudengänge von sechs verkapselten Aktoren vor und nach dem Feuchtetest bei 80%rH nach mehr als 200 h im Betrieb.

Die Änderung der mechanischen Eigenschaften kann unterschiedliche Ursachen haben. Die 30 nm dicke Aluminiumoxid ist trotz der ALD-Abscheidung noch nicht dicht genug und weist Nanolöcher (engl. pinholes) in der Schutzschicht auf [Zhang et al. 2011]. Dadurch kann die Feuchte zur Siliziumoberfläche kommen, wo der Oxidationsprozess, dank der lokal höheren Feldstärke wegen Al₂O₃ ($\epsilon_r \approx 9$), evtl. auch schneller als bei der nicht verkapselten Struktur verlaufen kann. Eine andere Vermutung wäre eine langsame Delamination der Aluminiumoxidbeschichtung von der Siliziumoberfläche während des Betriebes. Das würde auch zur Verkleinerung der Resonanzfrequenz führen, weil der Aktor zum quasi nicht verkapselten Zustand überführt wird. Zur Verkleinerung der Resonanzfrequenz konnte auch durch die Feuchte angelagertes Wasser führen.

Eine nachträgliche Analyse ergab aber, dass es sich hier vermeintlich um Pinholes in der Aluminiumbeschichtung handelt, Abbildung 65. Ein wichtiges Merkmal von Pinholes ist, dass sie zufällig auf der Schicht verteilt sind und genau das wurde beobachtet. Die gefundenen Fehlstellen weisen keine Systematik auf und treten an stochastisch verteilten Positionen an den Aktoren auf.

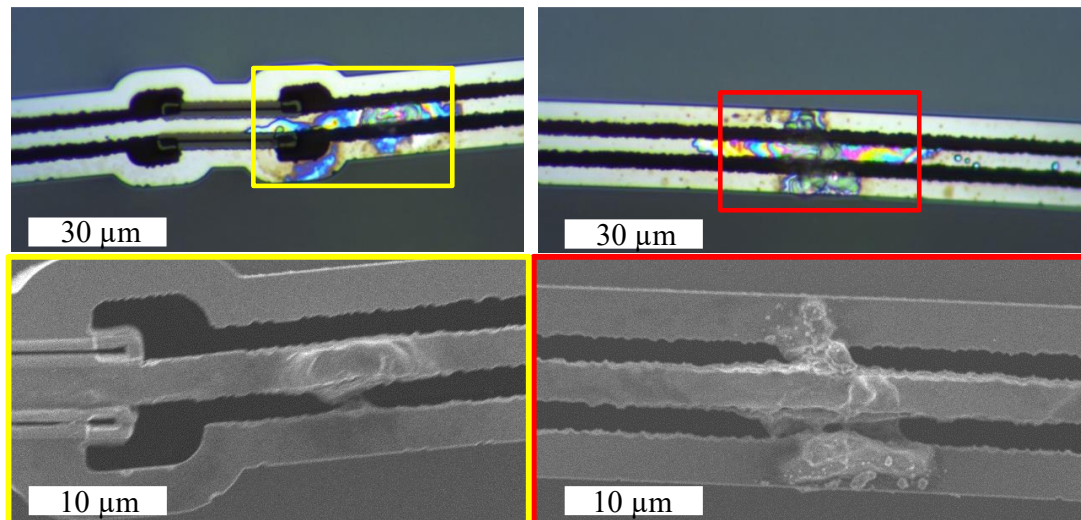


Abbildung 65: Durch Pinholes in der Aluminiumoxidschicht verursachte lokale Oxidation von Siliziumelektroden nach den Feuchtetests: oben – Mikroskopaufnahme, unten – REM-Aufnahme.

Aus der Abbildung kann erkannt werden, dass durch die Pinholes durchkommende Feuchtigkeit eine lokale Korrosion von Silizium verursacht. Somit kann der Elektrodenspalt lokal geschlossen werden, was den Amplitudenverlust erklärt. Dabei wächst das Siliziumoxid gleichzeitig unter dem Aluminiumoxid, was eine beschränkte Delamination von der Schutzschicht an der Stelle verursacht. Solche Probleme können durch die Anpassung der Abscheideprozedur (s. Kapitel 6) vermieden werden.

5.5 Änderung der mechanischen Lage von Aktoren nach starker Oxidation

Die nicht verkapselten μ -LS-Aktoren ändern ihre mechanische Lage infolge des mechanischen Spannungsgradienten, der während ständiger Oxidation immer weiter anwächst. Das betrifft alle nicht verkapselten Aktoren, die ihr Resonanzverhalten stark geändert haben, vgl. Abbildung 63 rechts. Wegen deutlich stärkerer Anodenoxidation entsteht ab einem Moment am Aktor eine Spannungsasymmetrie, die den Aktor zum Knicken führt, Abbildung 66. Das linke Bild zeigt einen Chipausschnitt, wo oben die Mitte des beidseitig eingespannten Aktors und unten eine Ankerstelle für weitere Aktoren (vergrößert rechts), die in der Chipebene liegt, dargestellt sind. Relativ zu der Chipebene kann mittels DHM die vertikale Verkrümmung des Aktors quantitativ in der Profillinie ausgewertet werden. Nach der Anodenoxidation hebt er sich in der Mitte (im Bild unten) bis zu 360 nm über der Chipoberfläche bzw. Ankerstelle hervor und bildet eine Art Bogenform. Dadurch ändern sich die Oszillationseigenschaften eines so verkrümmten Aktors gegenüber der in der Ebene weiter schwingenden Aktoren. Bei den verkapselten Aktoren findet dieser spontane Effekt nicht statt, weil eine großflächige

Elektrodenoxidation nicht gegeben ist. Allein aus dieser Perspektive sollten verkapselte Aktoren präferiert werden.

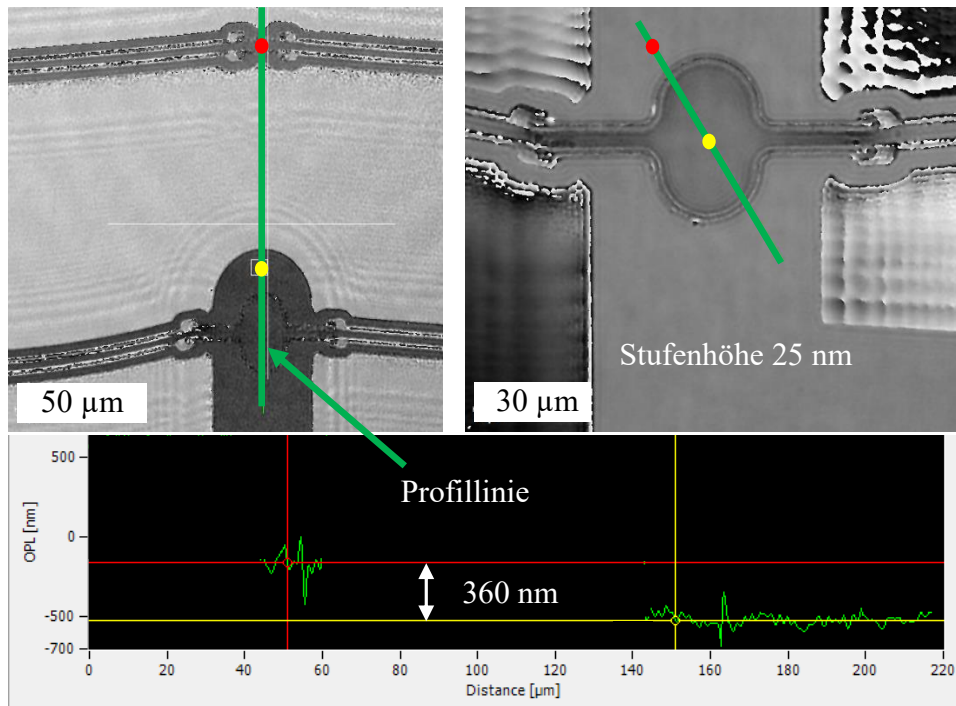


Abbildung 66: Knicken der Aktoren aus der Ebene heraus durch die mechanische Spannung infolge der Oxidation: links oben – DHM-Phasenbild eines aus der Ebene herausstehenden Aktors mit einer Profillinie, unten – Auswertung der Profillinie, oben rechts – Messung der Oxiddicke mit einer Profillinie.

In den Einspannungsregionen scheint die Oxidation am Stärksten zu sein. Mit dem DHM kann die Oxidschichtdicke indirekt gemessen werden. Das Siliziumoxid ist transparent, deswegen wird die obere Oxidkante nicht erkannt. Jedoch ist es möglich, die Stufe zur oxidierten Siliziumgrenzfläche relativ zur nicht oxidierten Ausgangsfläche zu messen. Besonders gut gelingt die Messung in dem Einspannungsbereich der Aktoren (s. Abbildung 66 oben rechts). Sie beträgt lediglich 25 nm. Unter der Annahme, dass zur chemischen Reaktion 44% des Siliziums verbraucht wurden, entspräche die entstandene Siliziumoxiddicke etwa 57 nm. Die aus dem einfachen Modell im Abschnitt 5.3.2 bestimmte Schichtdicke, die einem mittleren Frequenzabfall nach dem Feuchtetest entspricht, beträgt ca. 78 nm. Mit gemessener Oxiddicke und der angenommenen Anfangsoxiddicke $d_0 = 0$ ergibt sich nach (5) die spannungsabhängige Oxidwachstumskonstante bei feuchten Testbedingungen $T = 25^\circ\text{C}$ und $rH=80\%$ lediglich $a = 3,83 \frac{\text{nm}}{\sqrt{h}}$.

5.6 Diskussion über die Lebensdauer der Mikrolautsprecher

Die im Langzeitexperiment nachgewiesene Lebensdauer von nicht verkapselten NED-Aktoren für das μ -LS-Design beläuft sich auf 4050 Stunden (entsprechend 169 Tagen) im durchgehenden Betrieb bei einer Betriebsspannung von 40 Vdc und 5 Vac und unter normalen Laborbedingungen ($T = 25^\circ\text{C}$, $rH < 50\%$). Dabei haben die Aktoren ca. $1,2 \cdot 10^{11}$ Oszillationszyklen bestanden. Bei der Anwendung im Mikrolautsprecher mit der täglichen Nutzung von beispielsweise zwei Stunden entspräche dies einem Zeitraum von ca. 5,5 Jahren. Das ist aber nicht die absolute Lebensdauerbegrenzung und bedeutet zunächst keinen mechanischen Totalausfall. Währenddessen würden lediglich die Resonanz und die Auslenkung unwesentlich (s. Abschnitt 5.3.1 und 5.3.2) verkleinert sowie der Schalldruckpegel würde von beispielhaften 100 dB auf 99,6 dB infolge der spannungsbeschleunigten Siliziumoxidation absinken. Wie das auf die tatsächliche Klangqualität bzw. auf die totale harmonische Verzerrung auswirken würde, wurde in der Arbeit nicht untersucht. Aus den 12 überwachten Aktoren in dem Langzeitexperiment haben nur 9 den Test bis zum Ende absolviert. Somit betrüge die mechanische Überlebenswahrscheinlichkeit von Aktoren im nicht gedeckelten Chip 75% über 4050 h.

Hier muss ergänzt werden, dass sich 12 Stichprobenaktoren in unterschiedlichen Aktorarrays (Cluster) und Chips befanden. Das heißt, dass die Gesamtmenge der Aktoren, die im Test teilgenommen hat, deutlich größer war (s. Abbildung 51). Wenn ein Stichprobenaktor den Langzeittest bestanden hat, heißt das, dass alle Aktoren im gleichen Cluster (bis zu 12 langen und 6 kurzen) erfolgreich ohne Kurzschlüsse bzw. mechanische Totalausfälle das Experiment absolviert haben. Im Fall des Kurzschlusses fällt aber der gesamte Cluster wegen der Parallelansteuerung aus. Das bedeutet aber nicht unbedingt, dass alle Aktoren darin kurzgeschlossen sind. Typischerweise wurde nur ein einziger Aktor nachweislich kurzgeschlossen, wodurch der ganze Cluster als nicht funktionierend betrachtet wurde. Aus diesem Grund muss streng zwischen der Lebensdauer der Aktoren und des Bauteils unterschieden werden. Bei den drei kurzgeschlossenen Clustern handelte es sich in zwei Fällen um eine Partikelkontamination, die elektrische Kurzschlüsse an Aktoren verursacht hat. Bei dem Dritten handelte es sich um einen Aktorkurzschluss mit verbrannten Elektroden, wobei nicht ausgeschlossen werden kann, dass hier ebenso ein Partikel die Ursache sein könnte. In dem realen Anwendungsfall werden Aktoren gedeckelt, so dass die Wahrscheinlichkeit der Partikelbelastung in der Device-Ebene sinken würde. Nichtsdestotrotz können Partikel durch Luftein- bzw. Luftauslassöffnungen (s. Abbildung 50) zu den Aktoren gelangen. Das ist ein

weiterer Aspekt, warum Aktoren für eine zuverlässige Arbeit mit einem elektrischen Isolator verkapselt werden sollen.

Der wichtigste primäre Fehler, der zur Verkürzung der Lebensdauer führt, ist die beschleunigte Oxidation von Silizium. Außerdem kann die Oxidation weitere sekundäre Probleme, wie die Delamination von Elektroden und Isolatoren voneinander, auslösen. Die wichtigsten Beschleunigungsparameter sind hier die elektrische Feldstärke und die Feuchtigkeit. Die erhöhte Luftfeuchtigkeit akzeleriert dabei die Degradationsprozesse bis zu 30-mal und kann die Lebensdauer der Aktoren und der Anwendung ohne weitere Schutzmaßnahmen deutlich reduzieren. Das zeigte ein Feuchtetest bei 80% rH über 220 h, der äquivalent einem Normalbetrieb von über 6600 h ist. Nach dieser Zeit haben stark oxidierte nicht verkapselte Aktoren ihr Schwingverhalten infolge der oxidationsbedingten mechanischen Spannungen stark geändert.

Als effektives und einfaches Mittel gegen eine massive Oxidation von Elektroden hat sich die Verkapselung von Aktoren mit einer Isolatorschicht mittels ALD-Verfahren erwiesen. Wobei die Schichtdicke und das Abscheidungsrezept noch angepasst werden sollten, so dass z. B. keine Pinholes in der Schutzschicht nach der Abscheidung übrigbleiben. Ansonsten haben alle sechs verkapselten Stichprobenaktoren den Test bestanden, jedoch mit einem Verlust von Performanz mutmaßlich infolge von lokalen Pinholes. Aber nicht nur die Beschichtung sollte optimiert werden, sondern auch die Überwachungsmethoden der wichtigsten Parameter wie Auslenkung, Resonanzfrequenz, Kapazitätsänderung während der Lebensdauertests. Eine Methode, nämlich die Impedanzspektroskopie, hat sich bei den Klimakammertests als vielversprechend bei der Resonanzfrequenzbestimmung erwiesen, obwohl sie für die verkapselten Strukturen ungeeignet war bzw. angepasst werden sollte. Aus dem Impedanzspektrum können nicht nur Eigenfrequenzen abgelesen, sondern auch weitere Kenngrößen ermittelt werden, was im folgenden Kapitel detaillierter gezeigt wird.

6 Optimierungsvorschläge und Ausblick

6.1 Stabilitätsüberwachung der Aktorik mittels der Impedanzspektroskopie

Optische Messungen des resonanten Verhaltens am DHM sind aufwendig und vergleichsweise zeitintensiv. Zudem können sie bei den Tests in der Klimakammer nicht in-situ durchgeführt werden. An der Stelle kann die Messung der elektrischen Impedanz des NED-Aktors eine Abhilfe liefern. Die Impedanzanalyse wird z. B. oft für die Bestimmung der mechanischen Parameter bei den oszillierenden Piezowandlern verwendet. Ein Impedanzanalysator erzeugt eine elektrische Wechselspannung, optional mit Gleichspannungsanteil, und misst dabei den Strom und seine Phase relativ zu der Spannung. Um die Impedanzmessung zu modellieren, können dem mechanischen System äquivalente elektrische Schaltungsmodelle entwickelt werden, wie z. B. der äquivalenter Butterworth-van-Duke Schaltkreis [Etchenique und Weisz 1999]. Dabei imitieren elektrische Bauelemente die mechanischen Eigenschaften des Oszillators, z. B. die Kapazität C repräsentiert dynamische Masse, Induktivität L – inverse mechanische Steifigkeit, Widerstand R – mechanische Dämpfung. Es kann aber auch durch reines elektromechanisch gekoppeltes System nachgebildet werden.

Elektrische Impedanz ist ein Verhältnis der an NED-Aktoren angelegten Spannung zu dem Strom, der zu bzw. von NED fließt:

$$z(t) = \frac{u(t)}{i(t)} \quad (85)$$

Der NED-Aktor repräsentiert größtenteils eine kapazitive Last und wird im Folgenden als idealer Plattenkondensator mit veränderlichen Elektrodenabstand mit einem konstanten NED-Hebelfaktor p_N modelliert:

$$C(t) = \frac{\varepsilon A}{g - p_N x(t)} \quad (86)$$

Der Elektrodenabstand ändert sich dynamisch abhängig von Schwingsystemparametern des Aktors und die Plattenverschiebung $x(t)$ weist eine mechanische Resonanz auf. Das Ersatzmodell der Impedanzmessung von NED kann folgendermaßen vorgestellt werden, Abbildung 67.

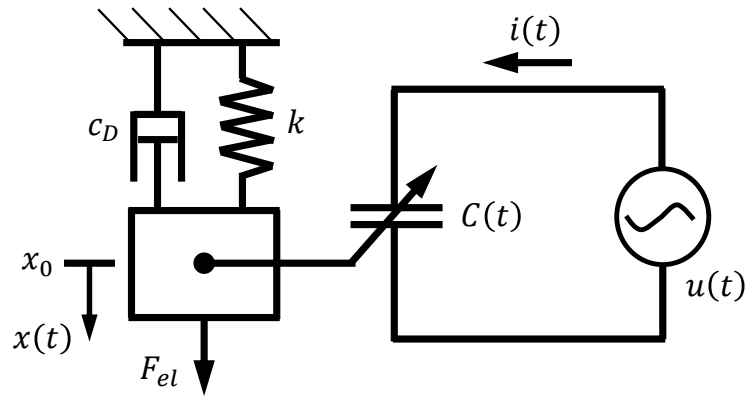


Abbildung 67: Vereinfachtes Modell für eine Impedanzmessung eines elektrostatischen NED-Oszillators.

Der Strom, der durch eine Kapazität fließt, kann aus der Stromdefinition gewonnen werden:

$$i(t) = \frac{d}{dt} Q(t) = \frac{d}{dt} (C(t) u(t)) \quad (87)$$

Die Kapazitätsfunktion (86) ist nicht linear und kann für kleine Elektrodenabstandsvariationen $p_N x(t) \ll g$ linearisiert werden:

$$C(t) \approx \frac{\varepsilon A}{g} + \frac{\varepsilon A p_N}{g^2} x(t) \quad (88)$$

Dies kann auch mittels Kapazitätskonstanten ausgedrückt werden:

$$C(t) = C_0 + C_1 x(t) = C_0 \left(1 + \frac{p_N}{g} x(t) \right) \quad (89)$$

Aus dieser Vereinfachung ist erkennbar, dass die zeitabhängige Kapazität $C(t)$ einen konstanten Term und einen dynamischen Term aufweist, der während der Aktorauslenkung infolge der lokalen Elektrodenabstandsänderung variiert, vgl. (8). Die Spaltänderung hängt von der Aktorauslenkung ab, die ihrerseits frequenzabhängig aufgrund des Resonanzphänomens ist. Aus diesem Zusammenhang ist ersichtlich, dass die resonante Aktorauslenkung in die maximale Variation der dynamischen Kapazität übertragen wird. Und genau das kann während einer Impedanzmessung registriert werden.

Für die Berechnung des Stromes (87) ist somit die Bestimmung der frequenzabhängigen Elektrodenabstandsänderung $x(t)$ notwendig. Das kann aus der gedämpften inhomogenen Differentialgleichung zweiter Ordnung für erzwungene Schwingungen eines harmonischen Feder-Masse-Oszillators abgeleitet werden:

$$m\ddot{x} + c_D \dot{x} + kx = F(t) \quad (90)$$

mit c_D – Dämpfungskonstante, k – Federkonstante für die Rückstellkraft eines Biegeaktors. Eine externe zeitabhängige harmonische Kraft mit Anregungsfrequenz Ω ist die elektrostatische Kraft (8). Sie ist proportional dem Quadrat der elektrischen Spannung und invers proportional dem Quadrat der Elektrodenabstandsänderung. Dadurch wird die DGL (90) nicht mehr linear. Zur Vereinfachung im Modell wird die elektrostatische Kraft näherungsweise unabhängig von der Elektrodenabstandsänderung betrachtet, (91).

$$F(t) \approx \frac{1}{2} \frac{\varepsilon A}{g^2} u(t)^2 \quad (91)$$

Die Schwingungsgleichung kann nun mit Hilfe von der Abklingkonstante $\gamma = \frac{c_D}{2m}$, der Eigenfrequenz $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ und einer Zeitabhängigen Spannung $u(t) = U_{ac} e^{j\Omega t}$ folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon A}{mg^2} U_{ac}^2 e^{j2\Omega t} \quad (92)$$

Die homogene Lösung (93) der Gleichung (92) beschreibt den Einschwingvorgang mit der gedämpften Eigenfrequenz $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}$ und klingt je nach Güte z. B. für den schwach gedämpften Fall $\gamma^2 < \omega_0^2$ vergleichsweise schnell ab.

$$x_h(t) = x_0 e^{-\gamma t} e^{j(\omega t + \phi_0)} \quad (93)$$

Viel interessanter ist hier die partikuläre Lösung, die im eingeschwungenen Zustand mit der Erregerfrequenz Ω schwingt. Sie kann z. B. mit Hilfe einer Ansatzfunktion:

$$x_p(t) = A(\Omega) e^{j(2\Omega t - \varphi)} \quad (94)$$

gefunden werden. Aus der partikulären Lösung lässt sich gemäß (94) die Schwingungsamplitude und die Phase ablesen zu:

$$A(\Omega) = \frac{1}{2} \frac{\frac{\varepsilon A}{mg^2} U_{ac}^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - 4\Omega^2)^2 + (4\gamma\Omega)^2}} \quad (95)$$

$$\varphi(\Omega) = \arctan\left(\frac{4\gamma\Omega}{\omega_0^2 - 4\Omega^2}\right)$$

Die Summe beider Lösungen $x(t) = x_h(t) + x_p(t)$ stellen vollständige Lösung der Differentialgleichung dar.

Noch einfacher kann die gesamte Lösung mit Hilfe der Laplace-Transformation direkt im Frequenzraum gefunden werden. In dem Fall, wenn keine Spannung zum Zeitpunkt $t = 0$ an

den Kondensatorplatten anliegt, sind die Auslenkung $x(t = 0) = 0$ sowie die Geschwindigkeit $\dot{x}(t = 0) = 0$. Das ist ein typisches Anfangswertproblem, dass durch Laplace-Transformation schnell eine Lösung der DGL (92) in komplexer Form liefert:

$$X(j\Omega) = -\frac{1}{2j\Omega} \frac{\frac{\varepsilon A}{mg^2} U_{ac}^2}{(\omega_0^2 - \Omega^2 + 2j\gamma\Omega)} \quad (96)$$

Die linearisierte Kapazität (89) zusammen mit der an den Elektrodenplatten angelegten Wechselspannung von $u(t) = U_{ac} e^{j\Omega t}$ führen laut (87) zum folgenden Stromausdruck:

$$\begin{aligned} i(t) &= \dot{C}(t)u(t) + C(t)\dot{u}(t) \\ &= C_0 \frac{p_N}{g} \frac{d}{dt} x(t) U_{ac} e^{j\Omega t} + j\Omega U_{ac} e^{j\Omega t} \left(C_0 + C_0 \frac{p_N}{g} x(t) \right) \end{aligned} \quad (97)$$

Um das Ganze zu vereinfachen, kann zunächst die Admittanz berechnet werden:

$$y(t) = \frac{i(t)}{u(t)} = C_0 \frac{p_N}{g} \frac{d}{dt} x(t) + j\Omega \left(C_0 + C_0 \frac{p_N}{g} x(t) \right) \quad (98)$$

Laplace-transformiert in den Frequenzraum mit der gleichen Randbedingung $x(t = 0) = 0$ sieht sie entsprechend so aus:

$$Y(j\Omega) = 2j\Omega C_0 \frac{p_N}{g} X(j\Omega) + C_0 \quad (99)$$

Wird nun ein Kehrwert der Admittanz zusammen mit der Lösung der Laplace-transformierten Gleichung (96) und den Konstanten C_0 und C_1 aus der Linearisierung (88) gebildet, bekommt man eine komplexe elektrische Impedanz bei der Messung eines NED-Aktors:

$$Z(j\Omega) = \frac{1}{\left(-\frac{\frac{\varepsilon^2 A^2 p_N}{mg^4} U_{ac}^2}{(\omega_0^2 - \Omega^2 + 2j\gamma\Omega)} + \frac{\varepsilon A}{g} \right)} = \frac{1}{C_0 \left(1 - C_1 \frac{\frac{U_{ac}^2}{mg}}{(\omega_0^2 - \Omega^2 + 2j\gamma\Omega)} \right)} \quad (100)$$

Werden der Betrag und die Phase der elektrischen Impedanz nun berechnet, bekommt man kompliziertere Ausdrücke:

$$|Z(j\Omega)| = \sqrt{\frac{(\Omega^2 - \omega_0^2)^2 + (2\gamma\Omega)^2}{C_0^2 \left((\Omega^2 - \omega_0^2)^2 + (2\gamma\Omega)^2 + \frac{2C_1 U_{ac}^2}{mg} (\Omega^2 - \omega_0^2) + \frac{2C_1^2 U_{ac}^4}{m^2 g^2} \right)}} \quad (101)$$

$$\varphi(Z(j\Omega)) = -\arctan\left(\frac{2C_1 U_{ac}^2 \gamma \Omega}{mg((\Omega^2 - \omega_0^2)^2 + (2\gamma\Omega)^2) + C_1 U_{ac}^2 (\Omega^2 - \omega_0^2)}\right) \quad (102)$$

Werden die beiden Zusammenhänge wie in der Abbildung 68 grafisch dargestellt, erkennt man, dass die mechanische Resonanz von 8,5 kHz als Peak in dem Impedanzphasengang erscheint oder im Wendepunkt des Impedanzamplitudenganges.

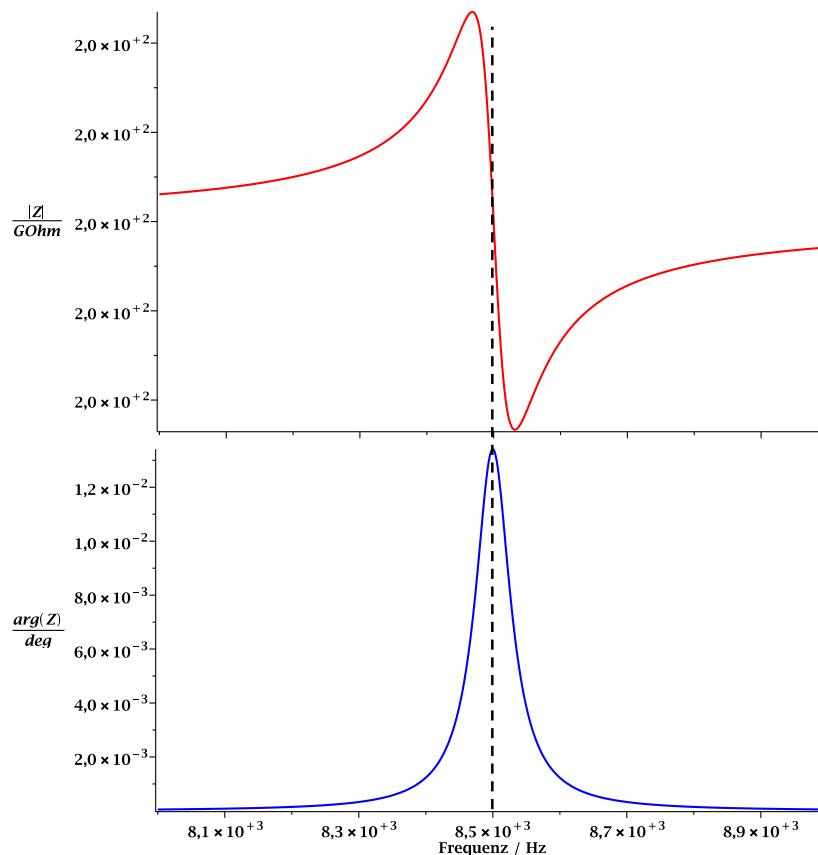


Abbildung 68: Impedanzbetrag und Phase der Impedanz einer modellierten μLS -Kapazität mit den beispielhaften Parameterwerten von $C_0 = 5 \text{ pF}$, $C_1 = 1 \frac{\text{pF}}{\text{m}}$, $\omega_0 = 8,5 \text{ kHz}$, $U_{ac} = 1 \text{ V}$, $\gamma = 200 \text{ s}^{-1}$, $m = 2 \cdot 10^{-10} \text{ kg}$.

Das entwickelte Modell kann trotz der gemachten Simplifikationen recht erfolgreich für die Auswertung der Impedanzmessungen mit Wechselspannung verwendet werden. Typischerweise wird jedoch bei den Impedanzanalysatoren die Wechselspannung auf 1 V begrenzt, um das Messrauschen bei kleinen Kapazitätswerten zu verkleinern. Bei diesen Spannungswerten ist die Auslenkungen von NED-Aktoren, sowie anderen elektrostatisch betriebenen Aktoren vergleichsweise klein, so dass oft winzige Kapazitätsänderungen unterhalb bzw. an der Auflösungsgrenze der Messgeräte liegen. Um das Problem messtechnisch zu lösen, werden Impedanzgänge mit einer konstanten Vorspannung aufgenommen. Durch eine Gleichvorspannung (Bias-Spannung) nähern sich die Elektroden aneinander und reduzieren somit den effektiven Elektrodenspalt. Aus diesem Grund führt die Messung mit gleicher Wechselspannung zu deutlich größeren Aktorauslenkungen, d. h. die Sensitivität der Messung steigt.

Die mechanische Resonanz eines einzelnen NED-Aktors von Mikrolautsprecher kann bei optischen Messungen typischerweise aus seinem Bode-Plot bestimmt werden. Sie liegt bei der maximalen Auslenkung im Amplitudengang oder im Wendepunkt vom Phasengang. Wird die elektrische Impedanz des Aktors gemessen, liegt die mechanische Resonanz umgekehrt am Wendepunkt des Impedanzbetrages bzw. im Maximum des Impedanzphasenganges, Abbildung 69.

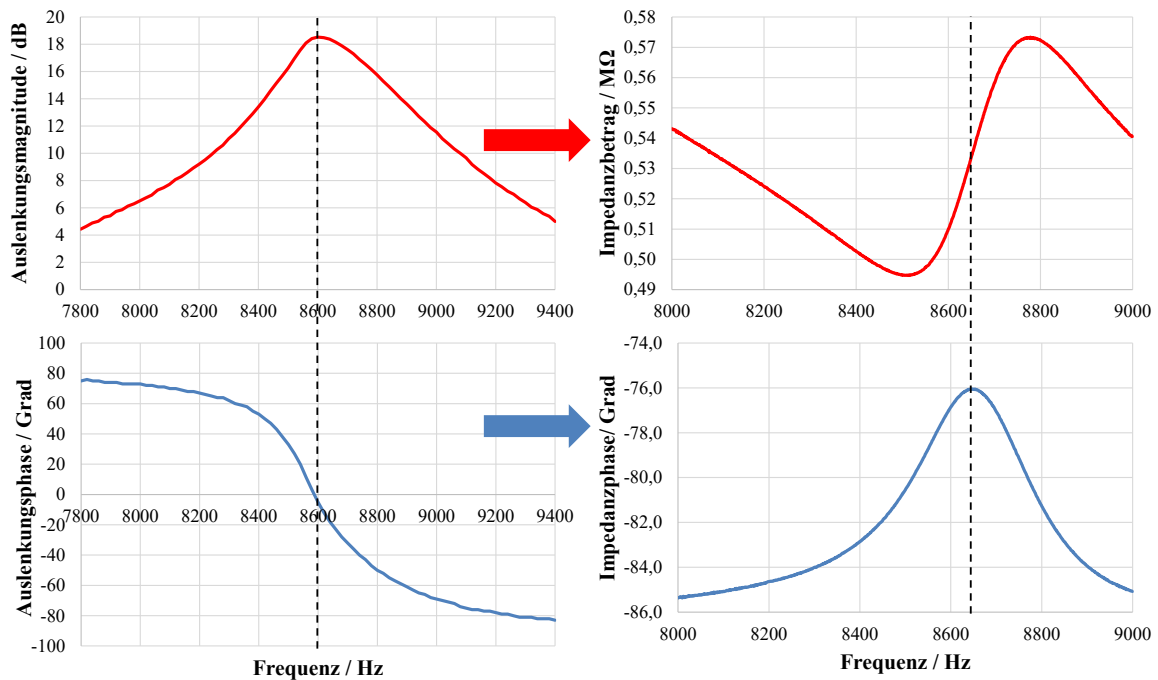


Abbildung 69: Vergleich der Amplituden- und Phasengänge der gemessenen Auslenkung eines μ LS-Aktors und der elektrischen Impedanz des Aktorblockes.

Die aus dem Amplitudengang der Auslenkung optisch bestimmte Resonanzfrequenz beträgt $8600 \pm 20 \text{ Hz}$. Die aus dem Phasengang der elektrischen Impedanz ermittelte mechanische Resonanzfrequenz beläuft sich auf $8650 \pm 1 \text{ Hz}$. Der Unterschied beider Messungen ist kleiner als 0,6%. Dabei muss beachtet werden, dass bei der optischen Messung die Resonanz eines einzelnen Aktors gemessen wird, während bei der Impedanzmessung die Resonanz aller Aktoren im Cluster aufgenommen wird. Dadurch wird quasi der Mittelwert der mechanischen Resonanzfrequenz registriert.

Die Messung der elektrischen Impedanz kann nicht nur die Messzeit ersparen und die Auflösung der Resonanzfrequenzbestimmung vergrößern, sondern zusätzliche Informationen über die Teststrukturen liefern. Wird der gemessene Impedanzphasengang mit (102) angenähert, können Kapazitätswerte sowie die Dämpfungskonstante zurückgewonnen werden. Da die Funktion stark nichtlinear ist, empfiehlt es sich plausible Grenzwerte für die zu bestimmenden Parameter bei Näherungen z. B. über die Methode der kleinsten Quadrate zu

setzen. Die Approximation des Impedanzphasenganges aus der Abbildung 69 wurde mit Matlab durchgeführt und ist in der Abbildung 70 dargestellt. Aus den Fit-Koeffizienten können bei bekannten Spannungswerten folgende Parameter gewonnen werden: $f_0 = 8663 \text{ Hz}$, $C_1 = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ F/m}$, $\gamma = 1042 \text{ s}^{-1}$.

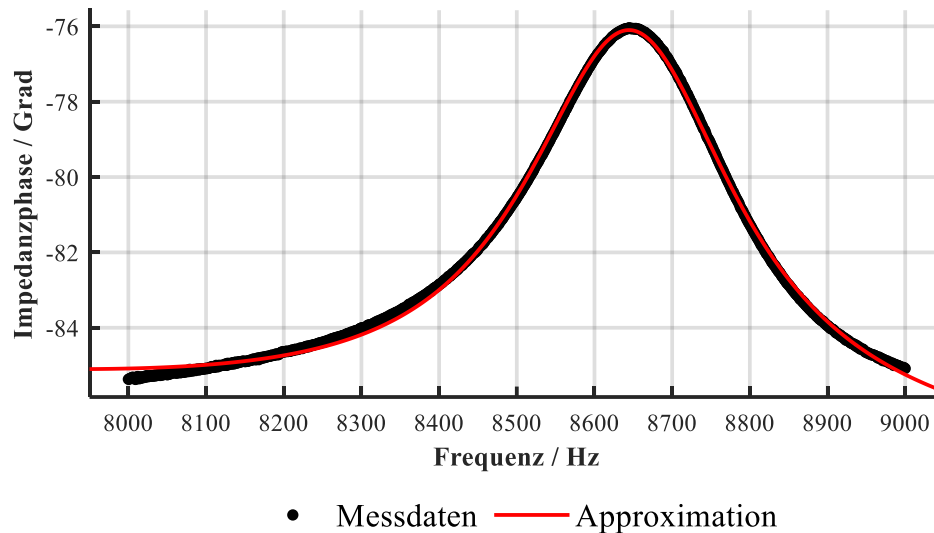


Abbildung 70: Approximation des gemessenen Impedanzphasenganges mit dem Impedanzphasenverlauf von (102) zur Ermittlung der Kapazitäten und Dämpfungskoeffizienten.

Dabei wurde mit der Spannung von 41 V kalkuliert, weil die Messdaten mit 40 V Vorspannung und 1 V Messspannung aufgenommen wurden. Die Abklingkonstante von 1042 s^{-1} entspricht einem Dämpfungsgrad von $D = \frac{\gamma}{\omega_0} \approx 0,12$. Aus dem C_1 -Wert kann z.B. der NED-Hebelfaktor (88) bestimmt werden. Um jedoch vertrauenswürdige Ergebnisse zu bekommen, sollte der Impedanzphasengang in einem größeren Frequenzbereich aufgenommen werden.

Diese Messmethode wurde bei den Messungen von Resonanzfrequenz während der Klimakammermessungen im Abschnitt 5.4 eingesetzt und hat sich als effizient und zuverlässig bewährt, s. Abbildung 62. Des Weiteren eignet sich diese Methode zur qualitativen und indirekten Überwachung der Auslenkungsänderung, indem die Höhe des Phasenmaximums der Impedanz über der Zeit gemessen wird. Aus diesen Gründen ist die Impedanzspektroskopie eine schnelle und robuste Messmethode, die für die Zuverlässigkeitsmessungen von NED-Aktoren direkt in der Klimakammer verwendet werden sollte.

6.2 Verbesserung der ALD-Abscheidung zur Reduzierung von Pinholes

In den Abschnitten 4.8.1 und 5.4 wurde gezeigt, dass eine großflächige Oxidation von Siliziumelektroden sogar in Feuchtetests durch eine Passivierung mit Al_2O_3 vermindert werden kann. Jedoch war die 30 nm dicke Schutzschicht bei Mikrolautsprecheraktoren wegen Pinholes nicht vollständig dicht, was zur lokalen Oxidation von Siliziumelektroden sowie zu einer beschränkten Delamination der Aluminiumoxidbeschichtung geführt hat. Das Entstehen von Pinholes ist nicht neu in der MEMS-Technologie und tritt auch bei sehr konformen Abscheidungen wie ALD auf [Yersak und Lee 2016]. Die Atomlagenabscheidung ist tatsächlich sehr homogen, wenn das Material auf einer glatten waagerechten Oberfläche Schicht für Schicht aufgetragen wird. Wird das Material auf unebene, nicht ideale Oberfläche abgeschieden, kann es zu verschiedenen Fehlern, wie die unvollständige Adhäsion der auf ein Substrat aufgebrachten Schicht oder die Entstehung von Pinholes kommen [Hiebert et al. 2018]. Oft kann das Problem von Pinholes trivial durch Abscheidung größerer Schichtdicken gelöst werden. Im Fall von NED-Aktoren ist das aber nicht die beste Lösung, weil zusätzliche Schichten mit größeren Dicken das mechanische Verhalten negativ beeinflussen können (s. Abschnitt 4.8.2). Außerdem im Fall von kleineren Elektrodenabständen ist das keine Option mehr.

Es existieren auch andere Möglichkeiten, sogar bei dünneren Schichten deren Qualität zu erhöhen. Es können z. B. für kleine Al_2O_3 -Schichtdicken (< 10 nm) unterschiedliche Pufferschichten wie Wolfram zur Verkleinerung der Defektdichte abgeschieden werden [Zhang et al. 2011]. Außerdem empfiehlt sich zur Reduktion von Fehlern größere Schichten in mehreren Unterschritten, z. B. $30 \text{ nm} = 3 \times 10 \text{ nm}$ aufzutragen. Somit würde die Wahrscheinlichkeit der Fehlerüberlagerung von einzelnen Schichten minimiert. Viel versprechend sieht auch die Verwendung von UV-Strahlung bei der ALD-Abscheidung von Al_2O_3 aus [Yoon et al. 2017]. Bei einem UV-unterstützten ALD-Prozess können sogar bei kleinen Temperaturen (40°C) gute Schichtqualitäten erreicht werden, die sehr kleine Wasserdampftransmissionsraten für Schichten von 10-100 nm aufweisen. Es gibt also eine Menge technologischer Instrumente, angefangen von Abscheidungstemperatur und -rate bis hin zur Verwendung von Pufferschichten oder zusätzlicher UV-Bestrahlung, die zur Defektreduktion von Al_2O_3 -Schutzschichten beitragen können. Für eine qualitativ gute Beschichtung zum Schutz der NED-Aktoren vor Oxidation ist somit ratsam, eine technologische Testreihe in Verbindung mit den Feuchtetests durchzuführen.

7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Zuverlässigkeitsaspekte der NED-Aktoren betrachtet und ihre Langzeitstabilität untersucht. Die dabei entdeckten Degradationsmechanismen wurden dargelegt und daraus Empfehlungen zur Steigerung der Lebensdauer abgeleitet. Die an einem einzelnen Aktor beobachteten Phänomene wurden anschließend auf eine Mikrolautsprecheranwendung übertragen und die Maßnahmen zur Lebensdauerverlängerung erneut analysiert und adaptiert.

Die Langzeituntersuchungen an einzelnen NED-Aktoren haben gezeigt, dass insbesondere große elektrische Felder zur Verkürzung der Lebensdauer der Aktorik führen können. Elektrische Felder beschleunigen Oxidation der NED-Siliziumelektroden. Dabei wurden zwei unterschiedliche Oxidationsmechanismen beobachtet: die anodische Oxidation von Siliziumelektroden im Isolatorbereich (s. Abschnitt 4.6.1) und die feldemissionsunterstützte Oxidation (s. Abs. 4.6.2). Die beiden Degradationsmechanismen begünstigen das Wachstum des Siliziumoxides an Siliziumelektroden und resultieren in der Veränderung der Oszillationseigenschaften der NED-Aktoren mit der Zeit. Weitere Untersuchungen haben verdeutlicht, dass solche Faktoren wie Feuchtigkeit und Größe der elektrischen Spannung bzw. der elektrischen Feldstärke die Degradation am meisten beschleunigen.

Durch das neue Oxidgebilde im Elektrodenspalt entstehen verschiedene Phänomene: von einer möglicherweise positiven Auslenkungsvergrößerung (s. Abs. 4.5.1) bis hin zur Delamination der Elektroden von Isolatoren (s. Abs. 4.5.2), die zum Totalausfall der Aktoren führt. Typischerweise ist jedoch die Änderung der Schwingeneigenschaften von NED im Betrieb unerwünscht und soll vermieden werden. Das kann man am einfachsten durch Passivierung der Aktoren erzielen, wobei sie z. B. mit Aluminiumoxid im ALD-Verfahren verkapselt werden (s. Abs. 4.8.1). Eine solche Verkapselung kann nicht nur vor Auslenkungsdegradation und Elektrodenoxidation schützen, sondern zudem bei geschickter Materialwahl eine Effizienzsteigerung der Aktorik bewirken. Das wurde am analytischen Modell im Abschnitt 4.8.3 gezeigt.

Die an einzelnen Aktoren identifizierten Lebensdauerprobleme wurden des Weiteren an den NED-basierten Anwendungen, wie Mikrolautsprecher, analysiert (s. Abs. 5.3.1). Es wurde herausgefunden, dass die möglichen Oxidationseffekte unterschiedlich stark ausgeprägt sein können. Zum größten Teil hängen sie von geometrischen Abmessungen, Form der Aktoren sowie der Betriebsspannung der Aktorik ab. Zudem konnte modelliert werden, wie stark die oxidationsbedingte Auslenkungsänderung von μ -LS-Aktoren den Schalldruckpegel ändern

würde. Im Anschluss wurde eine forcierte Alterung der verkapselten und nicht geschützten Lautsprecherchips in einer Klimakammer erzwungen. Dabei konnten Beschleunigungsfaktoren zur Lebensdauervorhersage aus dem Vergleich zur Langzeituntersuchungen unter normalen Laborbedingungen ermittelt, sowie die potenziellen Schwächen bei der Beschichtung der Aktoren erkannt werden. Für die Bestimmung der mechanischen Eigenschaften von μ -LS-Aktoren während der Klimakammerversuche wurde Impedanzspektroskopie verwendet. Dazu ließ sich ein vereinfachtes analytisches Modell entwickeln (s. Abs. 6.1), aus welchem die mechanischen Eigenschaften der oszillierenden Aktoren bei den Klimakammerversuchen direkt aus den Impedanzspektren in-situ ermittelt werden konnten.

Resümierend können NED-Aktoren als zuverlässig gewertet werden. Monokristallines Silizium, aus dem die NED größtenteils bestehen, weist eine hohe mechanische Stabilität über längere Zeit auf. Da die NED-Elektroden im Vergleich zur klassischen elektrostatischen MEMS-Antrieben nicht unmittelbar in Aktorbewegung teilnehmen, finden solche Effekte wie Verkeilen oder Verkleben gegenüber z. B. Kammantrieben nicht statt. Dagegen stellen die kleinen Elektrodenabstände mit relativ großen elektrischen Feldstärken eine kritische Stelle wegen Oxidation bzw. Partikelanfälligkeit dar. Das potenzielle Risiko kann aber, wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, durch entsprechende Verkapselung reduziert werden. Durch eine geeignete Materialwahl kann sogar gleichzeitig die Effizienz der Aktoren verbessert werden.

Anhang

Anhang 1 Vakuumglocke für die Messungen im Unterdruck

Für die Langzeittests von NED-Aktoren im Unterdruck wurde eine Vakuumglocke mit einem Sichtfenster verwendet. Unter der Glocke befand sich ein Nullkraftsockel mit eingespannten NED-Chips. Das Steuersignal wurde am Signalgenerator erzeugt und bis zum notwendigen Spannungswert verstärkt. Mithilfe einer manuellen Switch-Matrix konnten einzelne Kontakte des Nullkraftsockels separat angesteuert werden.



Verstärker mit der Switch-Matrix zur Ansteuerung einzelner Kontakte



Vakuumglocke mit einem Sichtfenster über dem Nullkraftsockel mit Chips



Vakuumanometer

Abbildung A. 1: Messaufbau für die Messungen der NED-Aktoren im Unterdruck.

Der Unterdruck in der Vakuumglocke wurde mithilfe eines Vakuumanometers kontrolliert.

Anhang 2 Messunsicherheit am DHM

Um die Messunsicherheit der Auslenkungsmessung am DHM zu bestimmen, wurde folgender Versuch unternommen. Die Schwingungen von zwei Aktoren an unterschiedlichen Chips wurden jeweils 10-mal bei 50 Hz und 50 Vac wiederholt aufgenommen und ausgewertet. Zwischen den Messungen wurde der Chip komplett aus dem Nullkraftsockel entnommen, die Messsoftware wurde neugestartet und danach wurde der Chip wieder eingespannt. Für die Schwingungsaufnahme wurde erneut auf dem freien Balkenende manuell fokussiert sowie die benötigten Stroboskope-Einstellungen vorgenommen. Die maximalen Auslenkungen bei 50 V aufgetragen über dem Messversuch sind in der Abbildung A. 2 dargestellt.

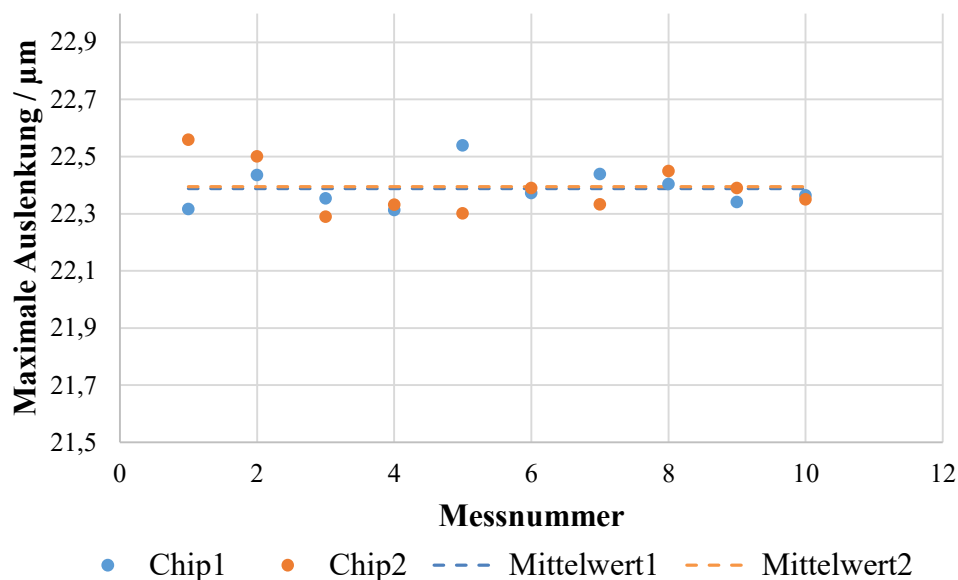


Abbildung A. 2: Ermittlung der Messunsicherheit am DHM bei 63x-Objektiv anhand der Messwiederholung.

Die Streuung der maximalen Aktorauslenkung repräsentiert die Messungenauigkeit. Die Auslenkungsvariation kann durch den Mittelwert und die Standardabweichung beschrieben werden. Die Auslenkung von beiden gemessenen Chips betragen entsprechend $(22,39 \pm 0,07) \mu\text{m}$ und $(22,39 \pm 0,09) \mu\text{m}$. Die Aufnahme am DHM wurde mit 63x-Objektiv durchgeführt, das eine Pixelauflösung von $0,11 \mu\text{m}$ anbietet. Es ist aus der Messung ersichtlich, dass die durch die Standardabweichung abgebildete Wiederholungsgenauigkeit kleiner als die Pixelauflösung der Messanordnung ist. Aus diesem Grund wurde für die Messunsicherheit der größere Fehler von $0,11 \mu\text{m}$ festgelegt.

Anhang 3 Resonanzverschiebung der μ -LS-Aktoren infolge der Oxidation

Unter im Abschnitt 5.3.2 aufgelisteten Annahmen zur Oxidation der Anode kann folgendes Modell zur Beschreibung der Resonanzverschiebung erstellt werden:

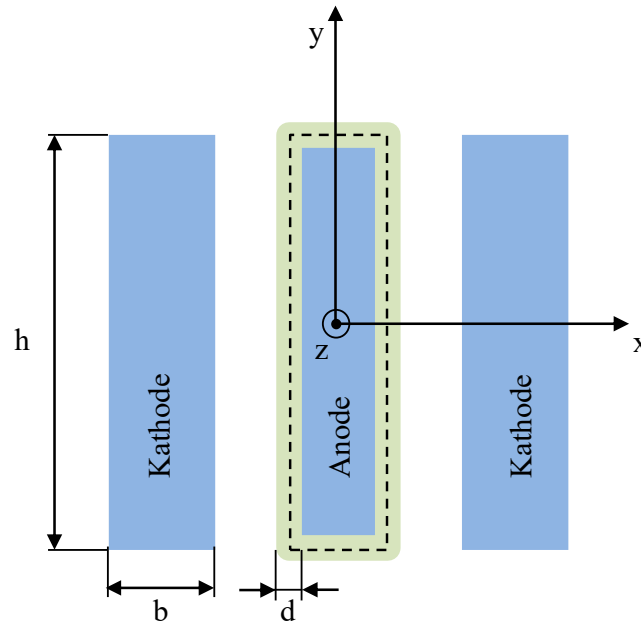


Abbildung A. 3: Schematische Darstellung der μ LS-Elektroden im Querschnitt mit oxidiertem Anode.

Da während der Degradation nur die Anode ihre mechanischen Eigenschaften ändert, bleiben die Flächenträgheitsmomente sowie die Querschnittsflächen der Kathoden konstant:

$$I_{y_{kSi}} = \frac{1}{12} h b_k^3$$

$$A_{kSi} = h b_k$$

Die Anode wird aber mechanisch verändert, wobei der Siliziumanteil kleiner und der Anteil an Siliziumdioxid zunehmen wird. Das würde die partiellen Querschnittsflächen sowie die zugehörigen Flächenträgheitsmomente entsprechend ändern:

$$I_{y_{aSi}} = \frac{1}{12} (h - 0.88d)(b_a - 0.88d)^3$$

$$A_{aSi} = (h - 0.88d)(b_a - 0.88d)$$

$$I_{y_{aSiO_2}} = \frac{1}{12} ((h + 1.12d)(b_a + 1.12d)^3 - (h - 0.88d)(b_a - 0.88d)^3)$$

$$A_{aSiO_2} = (h + 1.12d)(b_a + 1.12d) - (h - 0.88d)(b_a - 0.88d)$$

Das gesamte Trägheitsmoment aller Siliziumanteile inklusive Steiner'schen Terme wird dann zu:

$$I_{y_{Si}}^* = I_{y_{a_{Si}}} + 2 \left(I_{y_{k_{Si}}} + x_k^2 A_{k_{Si}} \right) = I_{y_{a_{Si}}} + 2 \left(I_{y_{k_{Si}}} + \left(g + \frac{b_a}{2} + \frac{b_k}{2} \right)^2 A_{k_{Si}} \right)$$

Das gesamte Flächenträgheitsmoment von Siliziumdioxid beinhaltet nur den anodischen Anteil und hat keine Steiner'schen Terme, da sein Flächenschwerpunkt mit dem Schwerpunkt der Gesamtanordnung zusammenfällt.

$$I_{y_{SiO_2}}^* = I_{y_{a_{SiO_2}}}$$

Analog zu der im Abschnitt 4.8.2 gezeigten Vorgehensweise kann nun das ideale Flächenträgheitsmoment des Gesamtsystems inkl. Materialwichtungen n_1 und n_2 definiert werden:

$$\bar{I} = n_1 I_{y_{Si}}^* + n_2 I_{y_{SiO_2}}^* = I_{y_{Si}}^* + \frac{E_{SiO_2}}{E_{Si}} I_{y_{SiO_2}}^*$$

Die Resonanzfrequenz ist proportional der Steifigkeit und invers proportional der Masse des Systems:

$$f_0 \propto \sqrt{\frac{E_{Si} \bar{I}}{m}}$$

Wobei die oxiddickenabhängige Massenänderung aus den entsprechenden Dichten und partiellen Volumina berechnet werden kann:

$$m = \rho_{SiO_2} \sum_{i=1}^N V_{SiO_2i} + \rho_{Si} \sum_{i=1}^N V_{Si_i}$$

Nun kann die relative Frequenzänderung als Funktion der wachsenden Siliziumoxiddicke d aufgeschrieben werden:

$$f_{rel} = \frac{f_0(d)}{f_0(d=0)} = \sqrt{\frac{\bar{I}(d)m(d=0)}{m(d)\bar{I}(d=0)}}$$

Der Ausdruck lässt sich nicht kurz in allgemeiner algebraischen Form darstellen. Deswegen werden die geometrischen Abmessungen: $b_k = 3,3 \mu m$, $b_a = 2,5 \mu m$, $h = 75 \mu m$, $g = 3,15 \mu m$ sowie die Materialeigenschaften $E_{Si} = 169 GPa$, $E_{SiO_2} = 70 GPa$, $\rho_{Si} = 2330 \frac{kg}{m^3}$, $\rho_{SiO_2} = 2200 \frac{kg}{m^3}$ direkt eingesetzt. Dadurch entsteht folgende Zahlenwertgleichung,

die die relative Änderung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der gewachsenen Oxiddicke beschreibt. Die Oxiddicke wird in Meter eingesetzt.

$$f_{rel} = 923 \sqrt{\frac{1,05 \cdot 10^9 d^4 + 1,57 \cdot 10^4 d^3 + 5,89 \cdot 10^{-1} d^2 - 7,64 \cdot 10^{-8} d + 2,33 \cdot 10^{-10}}{3,57 \cdot 10^5 d^2 + 22,76 d + 1,99 \cdot 10^{-4}}}$$

Literatur- und Quellenverzeichnis

- Algamili, Abdullah Saleh; Khir, Mohd Haris Md** (2021): A Review of Actuation and Sensing Mechanisms in MEMS-Based Sensor Devices. In: *Nanoscale research letters* 16 (1), S. 16. DOI: 10.1186/s11671-021-03481-7.
- Alvi, Parvej Ahmad** (2012): MEMS pressure sensors. Fabrication and process optimization. Barcelona, Spain: International Frequency Sensor Association Publishing.
- Avouris, P.; Martel, R. et al.** (1998): AFM-tip-induced and current-induced local oxidation of silicon and metals. In: *Applied Physics A: Materials Science & Processing* 66 (7), S659-S667. DOI: 10.1007/s003390051218.
- Bertini, Silvia; Verotti, Matteo et al.** (2018): Scalloping and Stress Concentration in DRIE-Manufactured Comb-Drives. In: *Actuators* 7 (3), S. 57. DOI: 10.3390/act7030057.
- Bitter, Peter; Groß, Helmut et al.** (Hg.) (1977): Technische Zuverlässigkeit. Problematik · Mathematische Grundlagen Untersuchungsmethoden · Anwendungen. Zweite, neubearbeitete Auflage. Berlin, Heidelberg, s.l.: Springer Berlin Heidelberg.
- Burghartz, Joachim; Kretschmann, Andre et al.** (Hg.) (2021): Kongress 2021 : Mikroelektronik, Mikrosystemtechnik und ihre Anwendungen - Innovative Produkte für zukunftsfähige Märkte: Nov. 2021, Stuttgart-Ludwigsburg. Reliability Aspects of in-plane NED Bending Actuators in Silicon-based MEMS. VDE Verlag; Deutschland; Verband der Elektrotechnik, Elektronik, Informationstechnik; Gesellschaft Mikroelektronik, Mikrosystem- und Feinwerktechnik; VDI-VDE Innovation + Technik GmbH. Berlin, Offenbach: VDE VERLAG GMBH.
- Cabrera, N.; Mott, N. F.** (1949): Theory of the oxidation of metals. In: *Rep. Prog. Phys.* 12 (1), S. 163–184. DOI: 10.1088/0034-4885/12/1/308.
- Candler, Rob N.; Hopcroft, Matthew A. et al.** (2006): Long-Term and Accelerated Life Testing of a Novel Single-Wafer Vacuum Encapsulation for MEMS Resonators. In: *J. Microelectromech. Syst.* 15 (6), S. 1446–1456. DOI: 10.1109/JMEMS.2006.883586.
- Chen, Kuo-Shen; Ayon, Arturo et al.** (2000): Controlling and Testing the Fracture Strength of Silicon on the Mesoscale. In: *Journal of the American Ceramic Society* 83 (6), S. 1476–1484. DOI: 10.1111/j.1151-2916.2000.tb01413.x.

- Chen, Lei; Ngo, Dien et al.** (2019): Dependence of water adsorption on the surface structure of silicon wafers aged under different environmental conditions. In: *Phys. Chem. Chem. Phys.* 21 (47), S. 26041–26048. DOI: 10.1039/C9CP04776J.
- Cheung, N.** (2006): Semiconductor 2. Vorlesung: Tutorial. U.C. Berkeley, Berkeley. EECS. Online verfügbar unter https://www-inst.eecs.berkeley.edu/~ee143/sp06/lectures/Semiconductor_tutorial_2.pdf, zuletzt geprüft am 03.01.2022.
- Choi, Chang-Hwan; Kim, Chang-Jin** (2006): Fabrication of a dense array of tall nanostructures over a large sample area with sidewall profile and tip sharpness control. In: *Nanotechnology* 17 (21), S. 5326–5333. DOI: 10.1088/0957-4484/17/21/007.
- Conrad, Holger; Schenk, Harald et al.** (2015): A small-gap electrostatic micro-actuator for large deflections. In: *Nat Commun* 6 (1), S. 10078. DOI: 10.1038/ncomms10078.
- Cremers, Véronique; Puurunen, Riikka L. et al.** (2019): Conformality in atomic layer deposition: Current status overview of analysis and modelling. In: *Applied Physics Reviews* 6 (2), S. 21302. DOI: 10.1063/1.5060967.
- Dagata, J. A.; Schneir, J. et al.** (1990): Modification of hydrogen-passivated silicon by a scanning tunneling microscope operating in air. In: *Appl. Phys. Lett.* 56 (20), S. 2001–2003. DOI: 10.1063/1.102999.
- Dankert, Jürgen** (2013): Technische Mechanik. Statik, Festigkeitslehre, Kinematik/Kinetik. 7. ergänzte Auflage. Wiesbaden: Springer Vieweg. Online verfügbar unter <http://gbv.ebib.com/patron/FullRecord.aspx?p=1206348>.
- Darwent, B. deB** (1970): Bond dissociation energies in simple molecules. Gaithersburg, MD: National Bureau of Standards.
- Deal, B. E.; Grove, A. S.** (1965): General Relationship for the Thermal Oxidation of Silicon. In: *Journal of Applied Physics* 36 (12), S. 3770–3778. DOI: 10.1063/1.1713945.
- DelRio, Frank W.; Cook, Robert F. et al.** (2015): Fracture strength of micro- and nano-scale silicon components. In: *Applied Physics Reviews* 2 (2), S. 21303. DOI: 10.1063/1.4919540.
- Demtröder, Wolfgang** (2008): Experimentalphysik 1. Mechanik und Wärme. 5., neu bearb. und aktualisierte Aufl. Berlin: Springer-Verlag (Springer-Lehrbuch). Online verfügbar unter <http://site.ebrary.com/lib/alltitles/docDetail.action?docID=10252392>.

- Doremus, R. H.** (1976): Oxidation of silicon by water and oxygen and diffusion in fused silica. In: *J. Phys. Chem.* 80 (16), S. 1773–1775. DOI: 10.1021/j100557a006.
- Doremus, Robert H.** (2006): Diffusion in alumina. In: *Journal of Applied Physics* 100 (10), S. 101301. DOI: 10.1063/1.2393012.
- Erdogan, F.; Ratwani, M.** (1970): Fatigue and fracture of cylindrical shells containing a circumferential crack. In: *Int J Fract* 6 (4), S. 379–392. DOI: 10.1007/BF00182626.
- Etchenique, Roberto; Weisz, Ariel Dan** (1999): Simultaneous determination of the mechanical moduli and mass of thin layers using nonadditive quartz crystal acoustic impedance analysis. In: *Journal of Applied Physics* 86 (4), S. 1994–2000. DOI: 10.1063/1.370999.
- Finch, Dudley S.; Oreskovic, Tammy et al.** (2008): Biocompatibility of atomic layer-deposited alumina thin films. In: *J. Biomed. Mater. Res.* 87 (1), S. 100–106. DOI: 10.1002/jbm.a.31732.
- Flügge, S.; Nottingham, Wayne B. et al.** (Hg.) (1956): Electron-Emission Gas Discharges I / Elektronen-Emission Gasentladungen I. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg (Encyclopedia of Physics / Handbuch der Physik).
- Fonseca, Daniel J.; Sequera, Miguel** (2011): On MEMS Reliability and Failure Mechanisms. In: *International Journal of Quality, Statistics, and Reliability* 2011, S. 1–7. DOI: 10.1155/2011/820243.
- Forbes, Richard G.; Edgcombe, C.J et al.** (2003): Some comments on models for field enhancement. In: *Ultramicroscopy* 95, S. 57–65. DOI: 10.1016/s0304-3991(02)00297-8.
- Forman, Royce G.; Mettu, S. R.** (1990): Behavior of surface and corner cracks subjected to tensile and bending loads in a Ti-6Al-4V alloy. Hg. v. NASA Technical Reports Server. Online verfügbar unter <https://core.ac.uk/download/pdf/42819381.pdf>, zuletzt aktualisiert am 20.06.2022.
- Fowler, R. H.; Nordheim, L.** (1928): Electron emission in intense electric fields. In: *Proc. R. Soc. Lond. A* 119 (781), S. 173–181. DOI: 10.1098/rspa.1928.0091.
- Ghowsi, Kiumars; Gale, Robert J.** (1989): Theoretical Model of the Anodic Oxidation Growth Kinetics of Si at Constant Voltage. In: *J. Electrochem. Soc.* 136 (3), S. 867–871. DOI: 10.1149/1.2096759.

- Gobeli, G. W.; Allen, F. G.** (1963): WORK FUNCTION AND PHOTOELECTRIC MEASUREMENTS ON CLEAVED SILICON SURFACES. In: *Annals of the New York Academy of Sciences* 101 (3), S. 647–657. DOI: 10.1111/j.1749-6632.1963.tb54921.x.
- Goldsmith, C.; Ehmke, J. et al.** (Hg.) (2001): Lifetime characterization of capacitive RF MEMS switches. 2001 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest. Phoenix, AZ, USA, 20-25 May 2001: IEEE.
- Goldstein, J.; Newbury, D. et al.** (2003): Scanning electron microscopy and X-ray microanalysis. 3. ed. New York: Kluwer Academic/Plenum Publ. Online verfügbar unter <http://www.loc.gov/catdir/enhancements/fy0813/2002028276-d.html>.
- Grant, N. E.; Kho, T. C. et al.** (2019): Anodic oxidations: Excellent process durability and surface passivation for high efficiency silicon solar cells. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 203, S. 110155. DOI: 10.1016/j.solmat.2019.110155.
- Gray, Paul R.** (2010): Analysis and design of analog integrated circuits. 5. ed., internat. student version. Hoboken, NJ: Wiley.
- Gross, Dietmar; Hauger, Werner et al.** (2014): Verbundquerschnitte. In: Dietmar Gross, Werner Hauger, Jörg Schröder und Wolfgang A. Wall (Hg.): Elastostatik. 12., aktualisierte Aufl. Berlin: Springer Vieweg (Springer-Lehrbuch, / Dietmar Gross ... ; Bd. 2), S. 277–297.
- Grundmann, Marius** (2021): The Physics of Semiconductors. An Introduction Including Nanophysics and Applications. Fourth edition. Cham: Springer (Springer eBook Collection).
- Hartzell, Allyson L.; Da Silva, Mark G. et al.** (2011): MEMS Reliability. Boston, MA: Springer US.
- Hawkes, P. W.** (1998): Scanning Electron Microscopy. Physics of Image Formation and Microanalysis. Unter Mitarbeit von Ludwig Reimer. 2nd ed. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin / Heidelberg (Springer Series in Optical Sciences Ser, v.45). Online verfügbar unter <https://ebookcentral.proquest.com/lib/kxp/detail.action?docID=6491491>.
- Herfst, R. W.; Huizing, H.G.A. et al.** (2006): Characterization of dielectric charging in RF MEMS capacitive switches. In: R. W. Herfst, H.G.A. Huizing, P. G. Steeneken und J. Schmitz (Hg.): Characterization of dielectric charging in RF MEMS capacitive switches. 2006 IEEE International Conference on Microelectronic Test Structures. Austin, TX,

- USA, 3/6/2006 - 3/9/2006. Institute of Electrical and Electronics Engineers; IEEE Electron Devices Society. Piscataway, NJ: IEEE Operations Center, S. 133–136.
- Heuer, A. H.** (2008): Oxygen and aluminum diffusion in α -Al₂O₃: How much do we really understand? In: *Journal of the European Ceramic Society* 28 (7), S. 1495–1507. DOI: 10.1016/j.jeurceramsoc.2007.12.020.
- Hiebert, Miriam E.; Phaneuf, Raymond J. et al.** (2018): Understanding Effects Responsible for Pinhole Development and Coating Adhesion for Atomic Layer Deposited Coatings on Glass. In: *Microsc Microanal* 24 (S1), S. 2172–2173. DOI: 10.1017/S1431927618011340.
- Hinds, William C.** (1999): *Aerosol Technology. Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles.* Second Edition. s.l.: Wiley-Interscience. Online verfügbar unter <https://ebookcentral.proquest.com/lib/kxp/detail.action?docID=1120423>.
- Hinrichsen, Volker** (2010): *Hochspannungstechnik. Der elektrische Durchschlag von Gasen.* TU Darmstadt, 2010. Online verfügbar unter https://www.mikrocontroller.net/attachment/276777/hst_v_09.pdf, zuletzt geprüft am 25.03.2022.
- Honsberg, Christiana; Bowden, Stuart** (2021): *General Properties of Silicon.* pveducation.org. Online verfügbar unter <https://www.pveducation.org/pvcdrom/materials/general-properties-of-silicon>, zuletzt geprüft am 29.12.2021.
- Hornbeck, Larry** (2017): *Chip Hall of Fame: Texas Instruments Digital Micromirror Device.* In: *IEEE Spectrum* 2017, 30.06.2017. Online verfügbar unter <https://spectrum.ieee.org/chip-hall-of-fame-texas-instruments-digital-micromirror-device>, zuletzt geprüft am 20.06.2022.
- Hourdakis, Emmanouel; Bryant, Garnett W. et al.** (2006): Electrical breakdown in the microscale: Testing the standard theory. In: *Journal of Applied Physics* 100 (12), S. 123306. DOI: 10.1063/1.2400103.
- Hu, S. M.** (1982): Critical stress in silicon brittle fracture, and effect of ion implantation and other surface treatments. In: *Journal of Applied Physics* 53 (5), S. 3576–3580. DOI: 10.1063/1.331137.

- Ilic, Emilija; Pardo, Ainhoa et al.** (2019): Silicon Corrosion in Neutral Media: The Influence of Confined Geometries and Crevice Corrosion in Simulated Physiological Solutions. In: *J. Electrochem. Soc.* 166 (6), C125-C133. DOI: 10.1149/2.0241906jes.
- Jadon, Vijay** (2020): How Accelerometer and Gyroscope work. Online verfügbar unter <https://vijayonline.in/2020/07/24/how-mems-accelerometer-and-gyroscope-work/>, zuletzt geprüft am 20.06.2022.
- Jan, Mohammad Tariq; Ahmad, Farooq et al.** (2016): Experimental investigation of temperature and relative humidity effects on resonance frequency and quality factor of CMOS-MEMS paddle resonator. In: *Microelectronics Reliability* 63, S. 82–89. DOI: 10.1016/j.microrel.2016.05.007.
- Jaya, Balila Nagamani; Wheeler, Jeffrey M. et al.** (2016): Microscale Fracture Behavior of Single Crystal Silicon Beams at Elevated Temperatures. In: *Nano letters* 16 (12), S. 7597–7603. DOI: 10.1021/acs.nanolett.6b03461.
- Joos, Georg** (1986): Theoretical physics. 3rd ed. New York: Dover Publications. Online verfügbar unter <http://www.loc.gov/catdir/description/dover032/86029083.html>.
- Kahn, Antoine** (2016): Fermi level, work function and vacuum level. In: *Mater. Horiz.* 3 (1), S. 7–10. DOI: 10.1039/c5mh00160a.
- Kaiser, Bert; Langa, Sergiu et al.** (2019): Concept and proof for an all-silicon MEMS micro speaker utilizing air chambers. In: *Microsyst Nanoeng* 5 (1), S. 43. DOI: 10.1038/s41378-019-0095-9.
- Kampen, Thorsten U.** (2010): Low molecular weight organic semiconductors. 1. Aufl. Weinheim: Wiley-VCH.
- Kang, Seok-Won; Fragala, Joe et al.** (2015): Numerical Modeling and Experimental Validation by Calorimetric Detection of Energetic Materials Using Thermal Bimorph Microcantilever Array: A Case Study on Sensing Vapors of Volatile Organic Compounds (VOCs). In: *Sensors (Basel, Switzerland)* 15 (9), S. 21785–21806. DOI: 10.3390/s150921785.
- Khosa, R. Y.; Thorsteinsson, E. B. et al.** (2018): Electrical characterization of amorphous Al₂O₃ dielectric films on n-type 4H-SiC. In: *AIP Advances* 8 (2), S. 25304. DOI: 10.1063/1.5021411.

- Kilpi, Lauri; Ylivaara, Oili M. E. et al.** (2016): Microscratch testing method for systematic evaluation of the adhesion of atomic layer deposited thin films on silicon. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 34 (1), 01A124. DOI: 10.1116/1.4935959.
- Kleppmann, Wilhelm** (2009): Taschenbuch Versuchsplanung. Produkte und Prozesse optimieren. 6., überarb. Aufl. München: Hanser (Praxisreihe Qualitätswissen).
- Koutsourelis, Matroni; Michalas, Loukas et al.** (2012): Charge collection mechanism in MEMS capacitive switches. In: Matroni Koutsourelis, Loukas Michalas und George Papaioannou (Hg.): Charge collection mechanism in MEMS capacitive switches. 2012 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS). Anaheim, CA, USA, 15.04.2012 - 19.04.2012: IEEE, ME.2.1-ME.2.5.
- Li, Dongqing** (Hg.) (2008): Encyclopedia of microfluidics and nanofluidics. With 152 tables. New York, NY: Springer (Springer reference).
- Li, Yunjia; Dou, Weitao et al.** (2021): A Microtester for Measuring the Reliability of Microdevices in Controlled Environmental Conditions. In: *Micromachines* 12 (5). DOI: 10.3390/mi12050585.
- Liu, Mingchao; Jin, Peng et al.** (2016): Two-dimensional modeling of the self-limiting oxidation in silicon and tungsten nanowires. In: *Theoretical and Applied Mechanics Letters* 6 (5), S. 195–199. DOI: 10.1016/j.taml.2016.08.002.
- Maierhofer, J.; Pippan, R. et al.** (2014): Modified NASGRO equation for physically short cracks. In: *International Journal of Fatigue* 59, S. 200–207. DOI: 10.1016/j.ijfatigue.2013.08.019.
- Maul, Thomas** (2009): CMOS-integrierte Feldemissionsspitzen. Zugl.: München, Techn. Univ., Diss., 2009. 1. Aufl. Göttingen: Cuvillier.
- Mayr, Martin** (2012): Technische Mechanik. München: Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG.
- Meschede, Dieter** (2004): Gerthsen Physik. 22., bearbeitete Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer (Springer-Lehrbuch).
- Milanovic, V.; Doherty, L. et al.** (2001): Micromachining technology for lateral field emission devices. In: *IEEE Trans. Electron Devices* 48 (1), S. 166–173. DOI: 10.1109/16.892185.

- Monsalve, Jorge M.; Melnikov, Anton et al.** (2021): Large-Signal Equivalent-Circuit Model of Asymmetric Electrostatic Transducers. In: *IEEE/ASME Trans. Mechatron.*, S. 1–11. DOI: 10.1109/TMECH.2021.3112267.
- Nieuwenhuys, B. E.; van Aardenne, O. G. et al.** (1974): Adsorption of xenon on group VIII and Ib metals studied by photoelectric work function measurements. In: *Chemical Physics* 5 (3), S. 418–428. DOI: 10.1016/0301-0104(74)85043-3.
- Nikolaou, Nikolaos; Dimitrakis, Panagiotis et al.** (2015): Inert ambient annealing effect on MANOS capacitor memory characteristics. In: *Nanotechnology* 26 (13), S. 134004. DOI: 10.1088/0957-4484/26/13/134004.
- Okazaki, M.; Mcevely, A. J. et al.** (1991): On the mechanism of fatigue crack growth in silicon nitride. In: *Metall Trans A* 22 (6), S. 1425–1434. DOI: 10.1007/BF02660674.
- Ono, Takahito; Sim, Dong Youn et al.** (2000): Micro-discharge and electric breakdown in a micro-gap. In: *J. Micromech. Microeng.* 10 (3), S. 445–451. DOI: 10.1088/0960-1317/10/3/321.
- Pan, Q. F.; Liu, Q.** (2019): Poole–Frenkel Emission Saturation and Its Effects on Time-to-Failure in Ta-Ta₂O₅-MnO₂ Capacitors. In: *Advances in Materials Science and Engineering* 2019, S. 1–9. DOI: 10.1155/2019/1690378.
- Paschen, Friedrich** (1889): Ueber die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz. In: *Ann. Phys.* 273 (5), S. 69–96. DOI: 10.1002/andp.18892730505.
- Pelleg, Joshua** (2016): *Diffusion in Ceramics*. 1st ed. 2016. Cham: Springer (Springer eBook Collection Engineering, 221).
- Pourbaix, Marcel** (1974): *Atlas of electrochemical equilibria in aqueous solutions*. 2d English ed. Houston, Tex.: National Association of Corrosion Engineers.
- Ron, Pralhad; Lehr, Janet** (Hg.) (2018): *Foundations of pulsed power technology. Electrical Breakdown in Gases*. Hoboken, New Jersey: Wiley.
- Schenk, Hermann A. G.; Melnikov, Anton et al.** (2022): Coulomb actuated microbeams: A Chebyshev-Edgeworth approach to highly efficient lumped parameter models. Online verfügbar unter <https://arxiv.org/pdf/2201.01627>.

- Shea, H. R.; Gasparyan, A. et al.** (2004): Effects of Electrical Leakage Currents on MEMS Reliability and Performance. In: *IEEE Trans. Device Mater. Reliab.* 4 (2), S. 198–207. DOI: 10.1109/TDMR.2004.826350.
- Sim, W.; Kim, B. et al.** (2005): Theoretical and experimental studies on the parylene diaphragms for microdevices. In: *Microsystem Technologies* 11 (1), S. 11–15. DOI: 10.1007/s00542-003-0342-7.
- Skácelová, Dana; Sládek, Petr et al.** (2014): Properties of atmospheric pressure plasma oxidized layers on silicon wafers. In: *Open Chemistry* 13 (1). DOI: 10.1515/chem-2015-0047.
- Slade, P. G.; Taylor, E. D.** (2002): Electrical breakdown in atmospheric air between closely spaced (0.2 μm –40 μm) electrical contacts. In: *IEEE Trans. Comp. Packag. Technol.* 25 (3), S. 390–396. DOI: 10.1109/TCAPT.2002.804615.
- Spindt, C. A.; Brodie, I. et al.** (1976): Physical properties of thin-film field emission cathodes with molybdenum cones. In: *Journal of Applied Physics* 47 (12), S. 5248–5263. DOI: 10.1063/1.322600.
- Strong, Fabian W.; Skinner, Jack L. et al.** (2008): Electrical discharge across micrometer-scale gaps for planar MEMS structures in air at atmospheric pressure. In: *J. Micromech. Microeng.* 18 (7), S. 75025. DOI: 10.1088/0960-1317/18/7/075025.
- Stroth, Ulrich** (2011): Plasmaphysik. Phänomene, Grundlagen, Anwendungen. Wiesbaden: Vieweg+Teubner (Springer eBook Collection).
- Sumant, Prasad S.; Aluru, Narayana R. et al.** (2009): A compact model for dielectric charging in RF MEMS capacitive switches. In: *Int J RF and Microwave Comp Aid Eng* 19 (2), S. 197–203. DOI: 10.1002/mmce.20340.
- T. F. Teepen; A. H. V. van Veen et al.** (2005): Fabrication and characterization of p-type silicon field-emitter arrays for lithography. In: *Journal of Vacuum Science & Technology B Microelectronics and Nanometer Structures* 23 (2). DOI: 10.1116/1.1861045.
- Tabata, Osamu; Tsuchiya, Toshiyuki** (2008): Reliability of MEMS. Weinheim: Wiley-VCH (Advanced micro & nanosystems, v. 6). Online verfügbar unter <http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&scope=site&db=nlebk&db=nlabk&AN=244362>.

- Toth, F.; Rammerstorfer, F. G. et al.** (2013): Detailed modelling of delamination buckling of thin films under global tension. In: *Acta materialia* 61 (7), S. 2425–2433. DOI: 10.1016/j.actamat.2013.01.014.
- Voigt, W.** (1889): Ueber die Beziehung zwischen den beiden Elasticitätsconstanten isotroper Körper. In: *Ann. Phys.* 274 (12), S. 573–587. DOI: 10.1002/andp.18892741206.
- VSI Parylene** (2021): The complete guide to parylene coatings. Hg. v. VSI Parylene. 325 Interlocken Pkwy, Bldg C, Broomfield, Colorado 80021. Internet. Online verfügbar unter <https://vsiparylene.com/wp-content/uploads/2020/05/VSI-Parylene-Complete-Guide-to-Parylene-Coatings-Digital.pdf>, zuletzt geprüft am 29.12.2021.
- Wallash, Albert J.; Levit, Larry** (2003): Electrical breakdown and ESD phenomena for devices with nanometer-to-micron gaps. In: Reliability, Testing, and Characterization of MEMS/MOEMS II: SPIE (4980), S. 87–96. Online verfügbar unter <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/4980/0000/Electrical-breakdown-and-ESD-phenomena-for-devices-with-nanometer-to/10.1117/12.478191.short?SSO=1>.
- Walraven, J. A.** (2003): Future challenges for mems failure analysis. In: Proceedings / International Test Conference 2003. September 30 - October 2, 2003, Charlotte Convention Center, Charlotte, NC, USA. International Test Conference, 2003. ITC 2003. Washington, DC, USA, Sept. 30-Oct. 2, 2003. IEEE Computer Society; Institute of Electrical and Electronics Engineers. Piscataway, NJ: IEEE Service Center, S. 850–855.
- Wang, Li-Chun; Han, Yin-Yi et al.** (2016): Hydrophilic/hydrophobic surface of Al₂O₃ thin films grown by thermal and plasma-enhanced atomic layer deposition on plasticized polyvinyl chloride (PVC). In: *Surface and Coatings Technology* 305, S. 158–164. DOI: 10.1016/j.surfcoat.2016.08.023.
- Williams, E. L.** (1965): Diffusion of Oxygen in Fused Silica. In: *J American Ceramic Society* 48 (4), S. 190–194. DOI: 10.1111/j.1151-2916.1965.tb14710.x.
- Wriggers, Peter** (2006): Technische Mechanik kompakt. Starrkörperstatik Elastostatik Kinetik. 2., durchges. und überarb. Aufl. Wiesbaden: B. G. Teubner Verlag | GWV Fachverlage GmbH Wiesbaden. Online verfügbar unter <http://gbv.ebib.com/patron/FullRecord.aspx?p=969885>.

- Wu, Y. Q.; Lin, H. C. et al.** (2007): Current transport and maximum dielectric strength of atomic-layer-deposited ultrathin Al₂O₃ on GaAs. In: *Appl. Phys. Lett.* 90 (7), S. 72105. DOI: 10.1063/1.2535528.
- Yeh, Chun-Chen; Ma, T. P. et al.** (2007): Frenkel-Poole trap energy extraction of atomic layer deposited Al₂O₃ and HfxAl_yO thin films. In: *Appl. Phys. Lett.* 91 (11), S. 113521. DOI: 10.1063/1.2786021.
- Yersak, Alexander S.; Lee, Yung-Cheng** (2016): Probabilistic distributions of pinhole defects in atomic layer deposited films on polymeric substrates. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 34 (1), 01A149. DOI: 10.1116/1.4938496.
- Yoon, Kwan Hyuck; Kim, Hongbum et al.** (2017): UV-enhanced atomic layer deposition of Al₂O₃ thin films at low temperature for gas-diffusion barriers. In: *RSC Adv.* 7 (10), S. 5601–5609. DOI: 10.1039/c6ra27759d.
- Yu, Hong-hui; Hutchinson, John W.** (2003): Delamination of thin film strips. In: *Thin Solid Films* 423 (1), S. 54–63. DOI: 10.1016/S0040-6090(02)00973-2.
- Zaghloul, Usama; Papaioannou, George et al.** (2011): On the reliability of electrostatic NEMS/MEMS devices: Review of present knowledge on the dielectric charging and stiction failure mechanisms and novel characterization methodologies. In: *Microelectronics Reliability* 51 (9-11), S. 1810–1818. DOI: 10.1016/j.microrel.2011.07.081.
- Zhang, W.; Fisher, T. S. et al.** (2004): Simulation of ion generation and breakdown in atmospheric air. In: *Journal of Applied Physics* 96 (11), S. 6066–6072. DOI: 10.1063/1.1806264.
- Zhang, Wen-Ming; Yan, Han et al.** (2014): Electrostatic pull-in instability in MEMS/NEMS: A review. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 214, S. 187–218. DOI: 10.1016/j.sna.2014.04.025.
- Zhang, Xiaoge Gregory** (2004): *Electrochemistry of Silicon and Its Oxide*. Boston, MA: Kluwer Academic Publishers (Springer eBook Collection Chemistry and Materials Science).
- Zhang, Yadong; Seghete, Dragos et al.** (2011): Investigation of the defect density in ultra-thin Al₂O₃ films grown using atomic layer deposition. In: *Surface and Coatings Technology* 205 (10), S. 3334–3339. Online verfügbar unter

[https://www.academia.edu/72008868/Investigation_of_the_defect_density_in_ultra_thin_Al2O3_films_grown_using_atomic_layer_deposition.](https://www.academia.edu/72008868/Investigation_of_the_defect_density_in_ultra_thin_Al2O3_films_grown_using_atomic_layer_deposition)

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Unterteilung von MEMS in Hinsicht der Wechselwirkung einzelner Elemente. Bildnachweise: 1. [Alvi 2012], 2. [Jadon 2020], 3 [Hornbeck 2017], 4. IPMS Mikroventil.....	3
Abbildung 2: Schematische Darstellung der Risspropagationskurve [Maierhofer et al. 2014].	6
Abbildung 3: Paschen-Kurve für Luft bei atmosphärischem Druck für verschiedene Elektrodenabstände mit $\gamma = 1\%$.	7
Abbildung 4: Simulierte modifizierte Paschen-Kurve unter Berücksichtigung der Feldemission [Zhang et al. 2004] im Vergleich mit den experimentellen Daten von [Slade und Taylor 2002] und der klassischen Paschen-Kurve.	8
Abbildung 5: Anodische Oxidation von MEMS [Shea et al. 2004]: REM-Aufnahme der Test Struktur (o. l.), Oxiddicke als Funktion der relativen Feuchtigkeit (o. r.), Oxiddicke als Funktion der Spannung (u. l.), integrierter Leckstrom als kumulierte Ladung über 24 h versus Spannung (u. r.).	10
Abbildung 6: Schematische Darstellung eines einseitig eingespannten lateralen NED-Aktors.	13
Abbildung 7: Optische Aufnahme eines ca. 2 mm langen als Kragbalken ausgeführten lateralen NED-Aktors mit 1 μm Elektrodenabstand (oben), REM-Aufnahme der Elementarzelle des Aktors nahe Einspannung (unten).	15
Abbildung 8: Stroboskopisch aufgenommene laterale Schwingung eines mit 50 Hz und 50 Vac angeregten NED-Aktors.	17
Abbildung 9: Periodenunterschied zwischen der Sinusfunktion und der Sinusquadratfunktion.	17
Abbildung 10: Vergleich der quadratischen mit der biquadratischen Approximation bei der Auswertung der gemessenen AU-Kennlinie.	18
Abbildung 11: Auslenkungsevolution von 10 NED-Teststrukturen als Mittelwert während des kontinuierlichen Betriebes unter 50 Vac und 50 Hz.	23
Abbildung 12: Lichtmikroskopaufnahme von der Entstehung und dem Wachstum der Oxidflecke im Bereich des NED-Isolators bei 1000x-Vergrößerung.	25
Abbildung 13: REM-Draufsicht auf den nach 2670 h degradierten Bereich am Isolator (links), Querschnittaufnahme nach FIB-Cut mit der neu gebildeten Schicht (rechts).	26
Abbildung 14: EDX-Analyse als farbige Elementen-Map sowie als Spektrum des eingezeichneten Bereichs (gestricheltes Rechteck) am Isolator.	27
Abbildung 15: Lichtmikroskopaufnahme im progressiven Zustand nach 2670 h von den gewachsenen Oxidwülsten im Elektrodenspalt nahe der Zellenmitte bei 1000x-Vergrößerung in Hellfeld (oben) und im Dunkelfeld (unten).	27

Abbildung 16: REM-Draufsicht auf den nach 2670 h degradierten Bereich in der Zellenmitte (links oben), Querschnittaufnahme nach FIB-Cut mit der neu gebildeten porösen Oxidwulst (links unten, rechts).....	28
Abbildung 17: EDX-Analyse als farbige Elementen-Map sowie als Spektrum des eingezeichneten Bereichs (gestricheltes Rechteck) von Oxidwülsten in der Zellenmitte.	29
Abbildung 18: Delamination der Elektroden vom Isolator-Interface als Folge der Elektrodenspaltung durch wachsende Oxidwülste an zwei unterschiedlichen Teststrukturen.	30
Abbildung 19: Entstehung von invertierten Scallops an der Grenzfläche des NED-Isolators und der Luft im Elektrodenspalt.	32
Abbildung 20: Draufsicht eines NED-Isolatorbereiches mit adsorbierender Wasserbrücke schematisch (links), REM-Aufnahme der oxidierten Siliziumelektroden im Isolatorbereich (rechts).	32
Abbildung 21: Schematische Darstellung der Ionisation der Luftmoleküle durch freie sowie aus dem Silizium emittierte Elektronen.	36
Abbildung 22: Absenkung der Potentialbarriere eines p-dotierten Halbleiters infolge des elektrischen Feldes und der Bildladung, in Anlehnung an [Maul 2009].	37
Abbildung 23: Elektromechanische 2D-FEM-Simulation eines linksseitig eingespannten NED-Balkens zur Bestimmung der Elektrodenspaltvariation; unten: Aktor in gesamter Länge, oben: vergrößerte Darstellung der letzten Elementarzelle.	39
Abbildung 24: Totale Verschiebung des NED-Balkens abhängig von der angelegten Spannung zwischen den Elektroden.	40
Abbildung 25: Absolute lokale Verkleinerung des 1 μm -Elektrodenspalt während der Aktuierung mit unterschiedlichen elektrischen Spannungen, repräsentiert durch einen linearen Farbgradienten von hellblau bei 2 V bis hin zu dunkelrot bei 50 V.	40
Abbildung 26: Vereinfachtes Banddiagramm des undotierten Silizium-Halbleiters.	42
Abbildung 27: Verschiebung des Fermi-Energieniveaus in Abhängigkeit von der Dotierstoffkonzentration und der Dotierungsart für verschiedene Temperaturen [Grundmann 2021].	44
Abbildung 28: Krümmung der Potenzialisolines an den 175 nm hohen Scallops im NED-Elektrodenspalt.	46
Abbildung 29: Änderung des elektrischen Feldbetrages bei konstanter Spannung von 50 V und gleicher Geometrie in Abhängigkeit vom FEM-Netzkrümmungsfaktor.	47
Abbildung 30: Oxidation der Anode während der DC-Anregung über längerer Zeit; die Kathode bleibt dabei unversehrt.	49
Abbildung 31: Verschiebung des Scheitelpunktes der AU-Kennlinie nach der Langzeitanregung mit positiver DC-Spannung.	50

Abbildung 32: Auslenkungsänderung im Langzeitexperiment bei unterschiedlichen Spannungsamplituden und konstanter Anregungsfrequenz von 50 Hz.	51
Abbildung 33: Leckstrommodell zur Beschreibung der beobachteten Degradationen.	52
Abbildung 34: Druckabhängige Leckstromänderung eines NED-Aktors bei konstanter Temperatur von 24°C.	53
Abbildung 35: Optische Analyse der NED-Teststrukturen über die Zeit, die im Unterdruck von 30 mbar mit 50 Vac und 50 Hz betrieben wurden.	54
Abbildung 36: Auslenkungsänderung der NED-Teststrukturen über die Zeit, die im Unterdruck von 30 mbar mit 50 Vac und 50 Hz betrieben wurden.	55
Abbildung 37: Änderung der Isolatorform zur Vermeidung einer direkten Wasserbrücke zwischen der NED-Elektroden. Oben – aktuelle Form, unten – angepasste. ..	56
Abbildung 38: Glätten von Scallops in DRIE-geätzten Gräben durch H ₂ -Tempern (mit freundlicher Genehmigung der TU Aachen).	57
Abbildung 39: Optischer Vergleich der mit Al ₂ O ₃ verkapselten Aktoren (oben) mit den Ausgangsstrukturen (unten).	58
Abbildung 40: Optische Veränderung der mit Al ₂ O ₃ verkapselten Aktoren im Langzeitexperiment aufgenommen im Bereich des Isolators.	59
Abbildung 41: Vergleich der Auslenkungsevolution der mit Al ₂ O ₃ -verkapselten Aktoren mit den Ausgangsstrukturen aufgetragen über Oszillationszyklen.	60
Abbildung 42: Konforme und homogene Atomlagenabscheidung einer Passivierungsschicht auf die NED-Nanoaktoren im Querschnitt.	61
Abbildung 43: Vernetztes FEM-Modell zur Simulation der Versteifung durch die Beschichtung der Elektroden und im ausgelenkten Zustand (links); Vergleich der relativen Biegesteifigkeiten aus der analytischen Abschätzung und der 3D FEM-Simulation (rechts).	64
Abbildung 44: Versteifung der NED-Aktoren infolge der Beschichtung mit Aluminiumoxid, Berechnung.	64
Abbildung 45: Elektrisches homogenes Feld im beschichteten NED-Elektrodenpalt.	65
Abbildung 46: Dickenabhängige Erhöhung der elektrostatischen Kraft eines Aktors infolge der Beschichtung mit Aluminiumoxid.	67
Abbildung 47: Relative Auslenkungsänderung der verkapselten NED-Teststruktur abhängig von der Elastizitätskonstante der Passivierungsschicht.	69
Abbildung 48: Relative Auslenkungsänderung der verkapselten NED-Teststruktur abhängig von der Dielektrizitätskonstante der konstanten Passivierungsschicht von 100 nm und konstantem E-Modul von 400 GPa (Al ₂ O ₃).	70
Abbildung 49: Beispiel eines beidseitig eingespannten, kuppelförmigen in-plane NED-Aktorpaars mit drei Elektroden aus dem μ -LS.	71

Abbildung 50: Schematische Darstellung des Querschnittes einer μ -LS Elementarkammer mit NED-Aktoren als Antriebselementen.....	73
Abbildung 51: Optische Aufnahme eines μ -LS Chips mit drei Bildfeldern.....	74
Abbildung 52: Initiale Messungen der NED-Aktoren aus 10 unterschiedlichen μ -LS Chips aufgenommen bei 40 Vdc + 5 Vac.....	75
Abbildung 53: Lautsprecherchips verkapselt mit Al ₂ O ₃ unterschiedlicher Dicken zur Schutz gegen potenziellen Oxidation.	77
Abbildung 54: Resonante Auslenkung der mit 10, 30 und 50 nm Al ₂ O ₃ beschichteten und drahtgebundenen Aktoren in μ -LS-Chips Aufgenommen bei 40 Vdc und 5 Vac.....	78
Abbildung 55: Durchbruchfeldstärke von im ALD-Prozess abgeschiedenen Al ₂ O ₃ -Schicht mit der aufgetragenen Aktuierungsspannung von 40 Vdc und 5 Vac.....	79
Abbildung 56: Veränderung der resonanten Auslenkung von 12 μ -LS Aktoren an unterschiedlichen Chips während dauerhafter Belastung mit 40 Vdc und 5 Vac bei 8 kHz.	80
Abbildung 57: Oxidwachstum an einem Chip während dauerhaften Belastung mit 40 Vdc und 5 Vac bei 8 kHz nach 4050 h im Betrieb: links – optische Analysen, rechts – REM Aufnahmen.	82
Abbildung 58: Änderung der Resonanzfrequenz von 12 μ -LS Aktoren an unterschiedlichen Chips während dauerhaften Belastung mit 40 Vdc und 5 Vac bei 8 kHz.	85
Abbildung 59: Modellierter Änderung der Resonanzfrequenz eines μ -LS-Aktors infolge der homogenen Oxidation der Anode.....	86
Abbildung 60: Vergleich des Resonanzverhaltens von jeweils sechs Aktoren vor und nach dem Temperaturtest in der Klimakammer bei 75°C.....	88
Abbildung 61: Morphologische Veränderungen an den Aktoren in den Feuchtetest bei 80%rH nach mehr als 200 h im Betrieb.....	89
Abbildung 62: Relative Änderung der Resonanzfrequenz aus der Impedanzspektroskopie von den nicht verkapselten Aktoren im Feuchtetest bei 80%rH nach mehr als 200 h im Betrieb.....	90
Abbildung 63: Vergleich der Amplitudengänge von vier nicht verkapselten Aktoren vor und nach dem Feuchtetest bei 80%rH nach mehr als 200 h im Betrieb.....	91
Abbildung 64: Vergleich der Amplitudengänge von sechs verkapselten Aktoren vor und nach dem Feuchtetest bei 80%rH nach mehr als 200 h im Betrieb.....	92
Abbildung 65: Durch Pinholes in der Aluminiumoxidschicht verursachte lokale Oxidation von Siliziumelektroden nach den Feuchtetest: oben – Mikroskopaufnahme, unten – REM-Aufnahme.	93
Abbildung 66: Knicken der Aktoren aus der Ebene heraus durch die mechanische Spannung infolge der Oxidation: links oben – DHM-Phasenbild eines aus	

der Ebene herausstehenden Aktors mit einer Profillinie, unten – Auswertung der Profillinie, oben rechts – Messung der Oxiddicke mit einer Profillinie.	94
Abbildung 67: Vereinfachtes Modell für eine Impedanzmessung eines elektrostatischen NED-Oszillators.	98
Abbildung 68: Impedanzbetrag und Phase der Impedanz einer modellierten μ LS- Kapazität mit den beispielhaften Parameterwerten von $C_0 = 5$ pF, $C_1 =$ 1 pFm, $\omega_0 = 8,5$ kHz, $U_{ac} = 1$ V, $\gamma = 200$ s ⁻¹ , $m = 2 \cdot 10^{-10}$ kg.	101
Abbildung 69: Vergleich der Amplituden- und Phasengänge der gemessenen Auslenkung eines μ LS-Aktors und der elektrischen Impedanz des Aktorblockes.	102
Abbildung 70: Approximation des gemessenen Impedanzphasenganges mit dem Impedanzphasenverlauf von (102) zur Ermittlung der Kapazitäten und Dämpfungskoeffizienten.	103

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Abstand der Oxidwülste von der Zellenmitte	29
Tabelle 2: Vergleich verschiedener Merkmale von unterschiedlichen NED-Aktortypen	72
Tabelle 3: Testkonzept für die μ -LS-Aktoren in der Klimakammer.....	87

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Dissertation selbstständig verfasst und keine anderen als die niedergeschriebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Stellen sind als solche kenntlich gemacht. Außerdem erkläre ich, dass die vorgelegte Dissertation nicht in gleicher oder ähnlicher Form von mir an dieser oder einer anderen Universität zuvor eingereicht wurde.

Cottbus, den 22.01.2023

Danksagung

Für die Unterstützung bei meiner Dissertation möchte ich besonders herzlich bedanken:

Meinen Mitarbeitern aus dem Geschäftsfeld MAS vom Fraunhofer IPMS für ihre fachliche Unterstützung, wertvolle Hinweise und konstruktive Kritik. Einen besonderen Dank möchte ich dabei meinen Arbeitskollegen Klaus Schimmanz, Christine Ruffert und Bert Kaiser für ihre allseitigen Ratschläge und Ideen und ihr hilfreiches kritisches und zeitaufwendiges Korrekturlesen meiner Dissertation aussprechen. Durch ihre wertvollen Hinweise konnten viele inhaltliche Punkte verbessert sowie mehrere Satzstellungen und Rechtschreibfehler korrigiert werden. Ebenfalls möchte ich meinem betreuenden Professor Dr. Harald Schenk bedanken, der stets für mich ansprechbar war und mir die Freiheit ließ, diese Arbeit nach eigenen Vorstellungen zu entwickeln. Mein ganz besonderer Dank gilt abschließend meiner Frau, die mich moralisch unterstützt, kontinuierlich motiviert und mir stets helfend zur Seite gestanden hat. Auch bei all denen, die bei der Entstehung dieser Arbeit mitgewirkt und geholfen haben aber hier nicht namentlich genannt wurden, möchte ich mich recht herzlich bedanken.