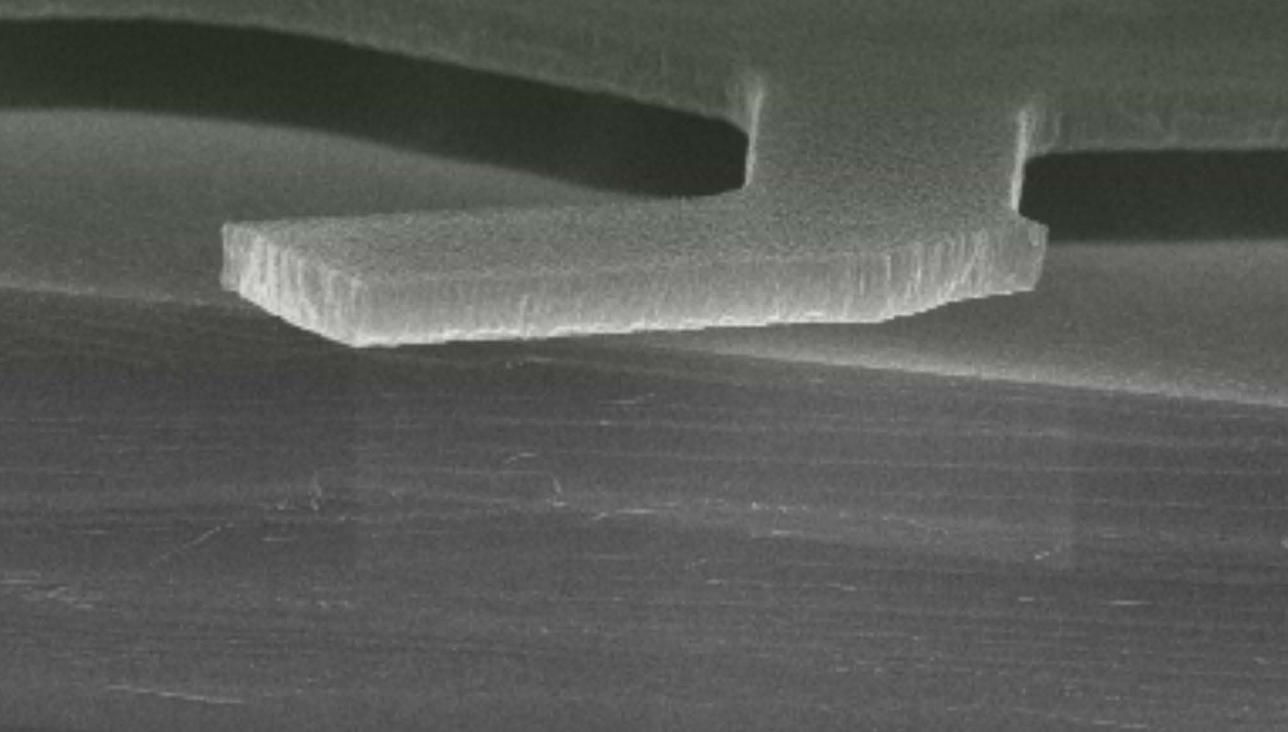


Friederike Giebel

Neuartiger CMOS-kompatibler  
nanostrukturierter Vakuumsensor





Friederike Giebel

Neuartiger CMOS-kompatibler  
nanostrukturierter Vakuumsensor



Friederike Giebel

Neuartiger CMOS-kompatibler  
nanostrukturierter Vakuumsensor

Titelbild: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme der Bruchkante eines Vakuumsensor-Chips auf Siliziumsubstrat.

von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Technischen Universität Dortmund  
genehmigte  
DISSERTATION  
zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor der Ingenieurwissenschaften

von  
Friederike Giebel  
Dortmund, 2020

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Horst Fiedler  
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Holger Vogt  
Tag der mündlichen Prüfung: 3. September 2020

# Vorwort

Diese Arbeit ist im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Angestellte in den Jahren 2013 bis 2020 am Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme und dem Arbeitsgebiet Technologien der Mikro- und Nanotechnologie der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik an der TU Dortmund entstanden. Die vorliegende Arbeit resultiert aus den Ergebnissen meiner Forschungsarbeiten im Bereich der MEMS-Vakuum- und Gas-sensorik. Bei zahlreichen Personen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich mich an dieser Stelle bedanken.

Mein erster Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Horst Fiedler, der die Rahmenbedingungen am Lehrstuhl als Voraussetzung für diese Arbeit geschaffen und alle Freiheiten bezüglich des Engagements in Forschung, Lehre und akademischer Selbstverwaltung gewährt hat. Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Holger Vogt von der Universität Duisburg-Essen und dem Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme bedanke ich mich sehr für die Übernahme des Korreferats. Dem Bundesministerium für Bildung und Forschung danke ich für die finanzielle Unterstützung. Allen Kooperationspartnern des Projektes ePID danke ich für die konstruktive Zusammenarbeit.

Unserem ehemaligen Technologieleiter und Vertreter des Arbeitsgebiets Herrn Dr.-Ing. Klaus Kallis, der allen Mitarbeitern kritisches Denken und das Zeigen von Rückgrat abverlangt hat, gilt mein besonderer Dank, denn er hat mit seinem außergewöhnlichen Führungsstil ein wirklich bemerkenswertes Team zusammengeschweißt. Allen Kolleginnen und Kollegen an Lehrstuhl und Arbeitsgebiet, aktuellen und ehemaligen, insbesondere Evelyn Drabiniok, Alexander Gumprich, Michael Jakubowski, Karola Kolander, Ulrike Lippe, Andre Löchte, Ulrich Marggraf, Dominik Merten, Remigius Poloczek, Achim Wiggershaus und Jakob Zimmermann, danke ich für den Teamgeist und die besondere Arbeitsatmosphäre. Bei Philipp Czyba und Dunja Wagner möchte ich mich darüber hinaus für zahlreiche vielschichtige und kontroverse Diskussionen bedanken. Des Weiteren danke ich allen Studierenden, die im Rahmen umfangreicher experimenteller Versuchsreihen an meinem Forschungsvorhaben mitgewirkt haben.

Mein größter Dank aber gilt Anne, Charlotte, Maximilian und meinen Eltern Sabine und Thomas für Ihre unverzichtbare, stete Beratung, Unterstützung und Geduld.

Dortmund, im September 2020

Friederike Giebel



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>III</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>V</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Vakuumdruckbestimmung in einer miniaturisierten Gasstrecke</b>	<b>7</b>
2.1. Konventionelle und mikrostrukturierte Vakuumsensoren . . . . .	7
2.2. Physikalische Mechanismen in einer Gasstrecke . . . . .	11
2.2.1. Die Ladungsträgerbeweglichkeit . . . . .	12
2.2.2. Der Wirkungsquerschnitt . . . . .	19
2.2.3. Generation von Ladungsträgern durch Ionisation im Gasraum . . .	22
2.2.4. Generation von Ladungsträgern durch Emission aus der Kathode .	27
2.2.5. Adsorption von Gasmolekülen auf der Kathodenoberfläche . . . . .	33
<b>3. Modellierung und Konzeptionierung eines neuartigen Vakuumsensors</b>	<b>37</b>
3.1. Die Druckabhängigkeit des Stromes bei Ionisation im Gasraum . . . . .	37
3.2. Die Druckabhängigkeit des Stromes bei Elektronenemission . . . . .	43
3.3. Konzeptionierung eines nanostrukturierten Vakuumsensors . . . . .	48
<b>4. Herstellung der Sensoren</b>	<b>51</b>
4.1. Prozesstechnologie . . . . .	51
4.1.1. Depositionsverfahren . . . . .	54
4.1.2. Lithografie . . . . .	57
4.1.3. Strukturierungs- und Ätzverfahren . . . . .	60
4.1.4. Schematischer Prozessablauf zur Herstellung des Sensorchips . . .	64
4.2. Optimierung des Prozessablaufs . . . . .	66
4.2.1. Elektronische und mechanische Materialeigenschaften . . . . .	67
4.2.2. Chemische und elektrochemische Kompatibilität . . . . .	74
4.2.3. Maximierung der Ausbeute . . . . .	85
4.2.4. Aufbau- und Verbindungstechnik . . . . .	94
4.3. Prozessierung . . . . .	95
<b>5. Charakterisierung der Sensoren</b>	<b>101</b>
5.1. Aufbau eines Messstandes zur Charakterisierung der Sensoren . . . . .	101

5.2. Sensorchips mit unterschiedlichen Elektrodenmaterialien . . . . .	106
5.2.1. Sensorchip mit Lanthanhexaboridkathode . . . . .	106
5.2.2. Sensorchip mit Siliziumkathode . . . . .	111
5.3. Sensoren mit unterschiedlichen Elektrodenabständen . . . . .	114
5.3.1. Elektroden im Abstand von einem Millimeter . . . . .	115
5.3.2. Sensorchips mit unterschiedlichen Elektrodenabständen . . . . .	120
5.4. Bewertung des Sensorkonzepts . . . . .	134
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>139</b>
<b>Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen</b>	<b>145</b>
<b>Verzeichnis der verwendeten chemischen Summenformeln</b>	<b>147</b>
<b>Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen</b>	<b>149</b>
<b>Verzeichnis der Naturkonstanten und Kenngrößen</b>	<b>154</b>
<b>Literatur</b>	<b>155</b>
<b>A. Skript der Ausgleichsrechnung in Abschnitt 5.3.1</b>	<b>167</b>
<b>B. Skript der Ausgleichsrechnung in Abschnitt 5.3.2</b>	<b>181</b>
<b>C. Charakteristische Darstellungen der Messwerte aus Abschnitt 5.3.2</b>	<b>189</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.	Mittlere freie Weglänge in Abhängigkeit vom Druck . . . . .	15
2.	Elektronenbeweglichkeit in Abhängigkeit vom Druck . . . . .	15
3.	Wirkungsquerschnitte für Elektronenstreuung an Gasmolekülen . . . . .	21
4.	Townsendischer Ionisierungskoeffizient $\alpha$ in Abhängigkeit vom Druck . . . . .	25
5.	Ionisierungskoeffizient $\beta$ in Abhängigkeit vom Druck . . . . .	25
6.	Feldemission aus Wolfram . . . . .	29
7.	Feldemission aus Germanium . . . . .	29
8.	Schottky-Emission . . . . .	31
9.	Hot-Electron-Emission . . . . .	31
10.	Adsorptionsisothermen . . . . .	34
11.	Gewichtungsfaktoren in Abhängigkeit vom Druck . . . . .	38
12.	Ladungsträgerbeweglichkeit in Abhängigkeit vom Druck . . . . .	38
13.	Ionisierungskoeffizient $\gamma$ in Abhängigkeit vom Druck . . . . .	40
14.	Ladungsträgerdichte $n_{q,\gamma}$ in Abhängigkeit vom Druck . . . . .	40
15.	Abhängigkeit des Stromes $I_{\text{Ion}}$ vom Druck . . . . .	42
16.	Änderung des elektrischen Feldes an der Kathode bei Monolagenadsorption	44
17.	Änderung des elektrischen Feldes an der Kathode bei Multilagenadsorption	45
18.	Abhängigkeit des Stromes $I_{\text{Em}}$ vom Druck . . . . .	47
19.	Design Sensorchip . . . . .	49
20.	Prozesszyklus Planartechnologie . . . . .	53
21.	Depositionsverfahren . . . . .	55
22.	Opferschichttechnik . . . . .	61
23.	Barrel-Reaktor . . . . .	61
24.	Reaktives Ionenätzen . . . . .	63
25.	Lift-off . . . . .	63
26.	Prozessablauf Sensorchip . . . . .	64
27.	Mechanische Kompatibilität . . . . .	70
28.	Strukturierungsverfahren . . . . .	72
29.	Gitter aus unterschiedlichen Materialien . . . . .	73
30.	Resistenz gegen Flusssäure . . . . .	76
31.	Auflösung des Sensorchips . . . . .	78
32.	Materialkombinationen in Flusssäure . . . . .	79
33.	REMs: Aluminium auf ITO in HF . . . . .	80
34.	Modelle Elektrochemie . . . . .	82

---

35.	REMs: Aluminium auf ITO und LaB <sub>6</sub> in HF . . . . .	83
36.	Lithografie Gitterelektrode . . . . .	86
37.	Prozessparameter Fotolacke . . . . .	89
38.	Lithografie Gitterelektrode auf Wafern . . . . .	91
39.	Positiv- vs. Negativtechnik . . . . .	92
40.	Masken für Lithografieebenen 2-4 . . . . .	93
41.	Gebondeter Chip auf Platine . . . . .	96
42.	Herstellung Sensorchip 1 . . . . .	96
43.	Herstellung Sensorchip 2 . . . . .	98
44.	Herstellung Sensorchip 3 . . . . .	98
45.	Herstellung Sensorchip 4 . . . . .	99
46.	Herstellung Sensorchip 5 . . . . .	99
47.	Vakuumkammer . . . . .	102
48.	Schema Messstand . . . . .	103
49.	Sensorchip mit Kurzschluss . . . . .	107
50.	Einfluss UV-LED . . . . .	107
51.	Charakterisierung Sensorchip mit LaB <sub>6</sub> -Kathode . . . . .	109
52.	Charakterisierung Sensorchip mit LaB <sub>6</sub> -Kathode, $U_A=40\text{ V}$ . . . . .	110
53.	Zeitmessung mit Sensorchip mit Si-Kathode . . . . .	112
54.	Charakterisierung Sensorchip mit Si-Kathode . . . . .	113
55.	Elektroden im Abstand von einem Millimeter . . . . .	115
56.	Zeitmessung mit Elektroden im Abstand von einem Millimeter . . . . .	115
57.	Charakterisierung Elektroden im Abstand von einem Millimeter . . . . .	117
58.	Messungen mit Sensorchips, Elektrodenabstand 300 nm . . . . .	122
59.	Messungen mit Sensorchips, Elektrodenabstand 600 nm . . . . .	124
60.	Messungen mit Sensorchips, Elektrodenabstand 900 nm . . . . .	125
61.	Charakteristische Darstellungen für Abbildung 58a . . . . .	128
62.	Sensitivität des Sensorchips . . . . .	135
63.	Charakteristische Darstellungen für Abbildung 58a . . . . .	189
64.	Charakteristische Darstellungen für Abbildung 58b . . . . .	190
65.	Charakteristische Darstellungen für Abbildung 59a . . . . .	191
66.	Charakteristische Darstellungen für Abbildung 59b . . . . .	192
67.	Charakteristische Darstellungen für Abbildung 60a . . . . .	193
68.	Charakteristische Darstellungen für Abbildung 60b . . . . .	194

## Tabellenverzeichnis

1.	Materialeigenschaften Isolatoren . . . . .	69
2.	Materialeigenschaften Gitterelektrode . . . . .	69
3.	Materialeigenschaften Substratelektrode . . . . .	71
4.	Optimierung Belackungsschritt . . . . .	87
5.	Prozessablauf Deposition TiN, Ti und Al . . . . .	95
6.	Prozessablauf Deposition LaB <sub>6</sub> . . . . .	97
7.	Prozessablauf Deposition SiO <sub>2</sub> . . . . .	97
8.	Prozessablauf Deposition TiN . . . . .	97
9.	Parameter der Ausgleichsrechnungen unterschiedlicher Elektrodenabstände	131
10.	Kenngrößen miniaturisierter Vakuumsensoren . . . . .	136



---

# 1. Einleitung

Mit der Entwicklung der Elektronenröhre wird Anfang des zwanzigsten Jahrhunderts ein entscheidender Schritt in der Geschichte der Elektronik gemacht. Zur Zeit des zweiten Weltkriegs beruhen die ersten digitalen Großrechner noch auf dem elektromechanischen Prinzip und bestehen aus mehr als eintausend mechanischen Schaltrelais. Erst nach dem Krieg gelingt es, die ersten elektronischen Rechner mit Vakuumröhren zu bauen. Damit werden elektromechanische Rechenmaschinen durch die Vakuumelektronik ersetzt. Mit der Erfindung des Transistors 1947 schließlich ist der erste Schritt hin zur Festkörperelektronik gemacht. Zunächst basiert die Halbleiterelektronik auf diskreten Bauelementen, die aus Germanium gefertigt werden. Aufgrund der besseren Materialeigenschaften setzt sich Silizium gegenüber Germanium als Substratmaterial durch. Mit dem Übergang zur Planartechnologie können erstmals mehrere Halbleiterbauelemente gleichzeitig auf einem Substrat hergestellt werden und es folgt die Herstellung der ersten integrierten Schaltungen. Die Einführung des Feldeffekttransistors in den siebziger Jahren und der Complementary Metal-Oxide-Semiconductor-Technologie (CMOS-Technologie) in den achtziger Jahren führt schließlich zur modernen Mikroelektronik. (Vgl. Queisser)

Für elektronische Schaltungen spielt die Vakuumelektronik heute keine Rolle mehr. Das Wissen über die Bewegung geladener Teilchen im Vakuum ist dennoch weiter unverzichtbar, ob in der Halbleiterindustrie beim Betrieb von Rasterelektronenmikroskopen und Ionenimplantern oder in der Forschung für den Betrieb von Elektronenstrahlenschreibern und Teilchenbeschleunigern (vgl. Eichmeier). In der Forschung erlebt die Vakuumelektronik in den letzten Jahrzehnten im Rahmen der Vakuum-Mikro- und Nanoelektronik ein Revival (vgl. Brodi; Han et al.; Nagao et al.).

Schon seit Jahrhunderten beschäftigt sich die Wissenschaft mit der Untersuchung von elektrischen Entladungen in Gasen, der sogenannten Gaselektronik. Sobald die dafür nötige Vakuumtechnik zur Verfügung steht, entwickelt sich aus der Gaselektronik einerseits Ende des neunzehnten Jahrhunderts die Vakuumelektronik. Auf der anderen Seite entwickelt sich die Plasmaphysik. Der schwedische Nobelpreisträger und Plasmaphysiker Hannes Alfvén fasst die Herausforderungen der Gaselektronik 1970 in seiner Nobelpreisrede mit folgenden Worten zusammen:

„This approach was to a high degree experimental and phenomenological, and only very slowly reached some degree of theoretical sophistication. Most theoretical physicists looked down on this field, which was complicated and awkward. The plasma exhibited striations and double-layers, the electron dis-

tribution was non-Maxwellian, there were all sorts of oscillations and instabilities. In short, it was a field which was not at all suited for mathematically elegant theories.“ (Alfvén)

Alfvén beschreibt die hohe Komplexität der Gaselektronik, die auf die vielen möglichen Wechselwirkungen zwischen Elektronen, Gasmolekülen und Oberflächen zurückzuführen ist. Im Vergleich dazu ist die Vakuumelektronik ein Schritt hin zu einem, aus theoretischer Sicht, einfacherem System, da Wechselwirkungen mit Gasmolekülen wegfallen. Demgegenüber ist der Siliziumeinkristall, in dem sich die moderne Mikroelektronik abspielt, mit seiner idealen, periodischen Struktur aus der Sicht eines Theoretikers im Vergleich zur Gas- und Vakuumelektronik ein perfektes, berechenbares System.

Um in der Praxis die, durch den Theoretiker geforderte, perfekte Struktur eines Einkristalls ohne Fehlstellen herstellen zu können, mit einigen wenigen Fremdatomen die Materialeigenschaften des idealen Siliziumkristalls zu manipulieren und aus unterschiedlichen Materialien ganze Schaltungen herzustellen, ist allerdings ein hoher technologischer Aufwand nötig, der sich im Umfang der seit Jahrzehnten vorangetriebenen Wissenschaft und Forschung im Bereich der Halbleitertechnologie widerspiegelt. Heute werden unter dem Stichwort *Höchstintegration* Bauelemente mit Strukturgrößen von 7 Nanometern auf Siliziumsubstrat hergestellt. Damit in den industriellen Halbleitertechnologie-Linien für die *Höchstintegration* Strukturen mit Abmessungen von weniger als 10 Nanometern über große Flächen reproduzierbar hergestellt werden können, bedarf es einer strengen Prozesskontrolle, die die Stabilität der Reinraumbedingungen und aller Prozessparameter überwacht.

Aus der hochentwickelten Technologie zur Herstellung kleinster Bauelemente in Silizium entsteht im Laufe der Zeit der Bereich der Mikromechanik. Die Integration elektronischer Schaltungen, mechanischer, fluidischer, optischer und anderer Komponenten in ein Substrat begründet die Erfolgsgeschichte der Mikrosystemtechnik und der mikroelektromechanischen Systeme (MEMS). Viele MEMS gehören seit Jahren zum Stand der Technik und sind zahlreich in Autos, Smartphones und anderen Geräten verbaut. Zu den bekanntesten Beispielen gehören sicherlich Beschleunigungs- und Drucksensoren. In der Forschung geht der Trend im Bereich MEMS hin zu immer kleineren Strukturen und immer höheren Integrationsgraden. Das Ziel ist dabei, mehrere Arten von Sensoren und Aktoren inklusive Ausleseelektronik mit integrierter Energieversorgung und Kommunikationsschnittstelle, möglichst auf einem Siliziumchip, zu integrieren. Die Forschung zur Integration von immer mehr, immer unterschiedlicheren Komponenten erfordert ein stetig steigendes Maß an interdisziplinärem Arbeiten, bei dem sowohl die in einem Mikrosystem

---

klassischer Weise vertretenen Disziplinen der Mikroelektronik und der Halbleitertechnologie als auch Materialwissenschaften, Energie- und Kommunikationstechnik, Chemie, Physik und zahlreiche weitere Forschungsfelder von Bedeutung sind. (Vgl. Globisch et al.)

In einer industriellen Fabrikationslinie zur Höchstintegration wäre die Veränderung eines Prozessparameters zu Forschungszwecken undenkbar, die Untersuchung alternativer Materialien erst recht ausgeschlossen. Die Forschung an modernen Mikrosystemen, die sich einst aus der Silizium-Halbleitertechnologie entwickelt hat, erfordert jedoch die Untersuchung neuer Materialien und Prozesstechnologien. Die Forderungen nach konstanten Prozessparametern aus der Höchstintegration, um Strukturen im Nanometerbereich reproduzierbar über große Flächen herstellen zu können, widerspricht damit der Notwendigkeit der Variation und Optimierung von Prozessen und Materialien in Forschung und Entwicklung. Daher muss zwischen Halbleitertechnologie-Laboren in der Forschung und Halbleiterfabriken in der Industrie differenziert werden. In modernen Forschungslinien der Mikro- und Nanotechnologie werden die für den CMOS-Prozess nötigen Technologien, ergänzt durch modernere Prozesse wie Elektronenstrahlschreiben oder Atomic Layer Deposition (ALD), genutzt, um unterschiedlichste Komponenten für moderne Mikrosysteme zu entwickeln. Schaltungen und Mikrochips können heute nach eigenem Design bei verschiedenen Dienstleistern hinzugekauft werden. Gerade im Bereich der Sensorik ist es dennoch auch in einer Forschungslinie notwendig, einfache Schaltungen zum Auslesen der Sensorsignale herstellen und integrieren zu können. Daher sind der CMOS-Prozess an sich und die damit in Zusammenhang stehende CMOS-Kompatibilität auch in einer Forschungslinie weiterhin wichtige Kriterien.

Die oben bereits erwähnte Vakuumtechnik startete ihren Siegeszug mit der Massenproduktion der Glühlampe. Heute reichen die Anwendungen von industriellen Beschichtungsverfahren über medizintechnische Produkte bis hin zur Pharmaindustrie und Lebensmittelverarbeitung, um nur einige zu nennen. Ein Anwendungsbereich ist die physikalische Forschung, beispielsweise an Synchrotron-Strahlungsquellen oder Teilchenbeschleunigern, wie dem CERN. Die größte industrielle Anwendung findet die Vakuumtechnik heute wiederum in der Halbleiterindustrie. Nur die wenigsten Prozesse in der Herstellung moderner Mikrochips kommen heute noch ohne Vakuum aus. Mit der Einführung der Extreme Ultraviolet Lithography (EUV-Lithografie) hat die Vakuumtechnik in der Halbleitertechnologie erneut an Bedeutung gewonnen. (Vgl. Wutz et al., Kap. 2)

Die zwei großen Themenfelder der Vakuumtechnik sind die Pumpentechnik und die Messung des Vakuumdruckes. Genau wie in allen anderen Bereichen der Sensorik be-

steht auch in der Vakuummesstechnik der Trend hin zur Miniaturisierung der Vakuummessgeräte. Mit der Miniaturisierung ist einerseits die Hoffnung auf höhere Mobilität der Sensoren und der daraus folgenden Möglichkeit des Aufbaus feinmaschigerer und gleichzeitig flexiblerer Sensornetze verbunden. Aber auch niedrigere Versorgungsleistungen und Fabrikationskosten befeuern das Interesse an Forschung und Entwicklung in diesem Bereich.

Anwendung finden würden Vakuumsensoren mit Abmessungen in der Größenordnung von Mikrometern beispielsweise in der Lebensmittelindustrie oder in der Medizintechnik zur Überwachung des Druckes in vakuumverpackten Produkten. Darüber hinaus wird im Bereich der Herstellung von MEMS selbst große Hoffnung darauf gesetzt, durch integrierte Vakuumsensoren die Funktion von gekapselten, evakuierten MEMS zu überwachen (vgl. Kopetzki). Auch in Bereichen, in denen die Mobilität keine Rolle spielt, wie in der Prozesskontrolle von industriellen Anlagen in der Halbleiterindustrie, würden Mikrovakuummeter, bei genügend hoher Genauigkeit, aufgrund der Kostenersparnis auf große Nachfrage stoßen.

Trotz des bestehenden Interesses an MEMS-Vakuumsensoren ist die Miniaturisierung in diesem Bereich noch nicht so weit vorangeschritten wie im Bereich der Druck- oder Beschleunigungssensoren. Möglicherweise liegen die Schwierigkeiten bei der Miniaturisierung von Vakuumsensoren darin begründet, dass die im Vakuum ohnehin aufgrund der niedrigeren Gasdichte geringere Anzahl an detektierbaren Gasmolekülen durch die Miniaturisierung des Sensors weiter verringert wird. Eine häufig verfolgte Methode zur Entwicklung von Mikro-Sensoren ist die Adaption von herkömmlichen Sensorprinzipien und deren Skalierung. In der Forschung wurden in den letzten Jahrzehnten bereits einige Mikrosensoren nach Vorbild eines herkömmlichen Vakuumsensorprinzips vorgestellt (vgl. Piotto et al.; Wang et al.; Wilfert et al.). Sicher ist, dass makroskopische Sensorkonzepte nicht in jedem Fall allein durch Skalierung miniaturisiert werden können, da die zugrundeliegenden Mechanismen und physikalischen Gesetze bei Systemen mit Abmessungen im unteren Mikrometerbereich teilweise nicht mehr zutreffen oder durch andere Mechanismen überlagert werden, die nur in der Größenordnung von Mikro- oder Nanometern ins Gewicht fallen.

In dieser Arbeit soll daher ein neuartiges Sensorkonzept zur Messung des Vakuumdruckes vorgestellt werden, das nicht auf dem Prinzip eines herkömmlichen Vakuumsensors basiert, sondern von den mittels Planartechnologie hergestellten, nanoskaligen Strukturen profitiert. Statt zu versuchen, die Nachteile der Miniaturisierung für die Funktionsfähigkeit eines MEMS-Vakuumsensors auszugleichen, sollen hier die im Mikrokosmos

---

veränderten Voraussetzungen gezielt genutzt werden. Und zwar soll zur Bestimmung des Vakuumdruckes der Strom zwischen zwei Elektroden gemessen werden, die sich durch eine große Fläche von  $25\text{ mm}^2$  und einen Elektrodenabstand von unter einem Mikrometer auszeichnen. Die für die Mikrotechnologie vergleichsweise große Fläche sorgt dafür, dass sich auch bei geringeren Vakuumdrücken eine größere Zahl an Gasmolekülen zwischen den Elektroden aufhält. Durch den geringen Elektrodenabstand ergibt sich schon bei einer geringen angelegten Spannung ein großes elektrisches Feld, das dann bei geringer Versorgungsleistung für einen messbaren, vom Vakuumdruck abhängigen Strom zwischen den Elektroden sorgt. Die Untersuchung der druckabhängigen Mechanismen zwischen Kathode und Anode im nanoskaligen Abstand erfordert Kenntnisse über die Bewegung von Ladungsträgern im Vakuum und in verdünnten Gasen. Für die Entwicklung des neuen Vakuumsensorkonzepts muss daher auf das Wissen aus den Bereichen der Vakuum- und Gaselektronik zurückgegriffen werden.

Im folgenden Kapitel soll zunächst diskutiert werden, auf welche Art und Weise genügend Ladungsträger generiert werden können, um einen messbaren Strom zwischen den Elektroden des Vakuumsensors zu generieren und welche anderen Mechanismen Einfluss auf die Druckabhängigkeit des Stromes haben können. In Kapitel 3 werden zwei Modelle entwickelt, die den Strom zwischen den Elektroden des Sensors in Abhängigkeit vom Druck beschreiben. Anschließend wird ein Konzept zur Realisierung des Sensorchips mittels Planartechnologie vorgestellt. Kapitel 4 enthält eine kurze Beschreibung der zur Herstellung des Sensorchips verwendeten Prozesstechnologie und die Dokumentation der Entwicklung und Optimierung eines geeigneten Herstellungsprozesses. In Kapitel 5 schließlich wird die elektrische Charakterisierung zeigen, dass die in Kapitel 3 entwickelten Modelle für die Beschreibung der Druckabhängigkeit des Signals der Vakuumsensor-Chips geeignet sind. Abschließend dient ein kurzer Vergleich mit anderen aktuellen Ansätzen zur Miniaturisierung von Vakuumsensoren der Bewertung des neu vorgestellten Sensorkonzeptes. Zuerst wird aber im Folgenden ein kurzer Überblick über konventionelle Arten der Vakuumdruckmessung und bereits bestehende Ansätze zur Miniaturisierung von Vakuummesszellen gegeben.



---

## 2. Vakuumdruckbestimmung in einer miniaturisierten Gasstrecke

Der Entwicklung eines mittels Planartechnologie hergestellten Vakuumsensor-Chips liegt die Idee zugrunde, den Leitwert eines Gasvolumens durch Optimierung der Abmessungen soweit zu erhöhen, dass der Leitwert ohne großen Messaufwand bestimmt werden kann. Generell sind Gase keine guten Leiter. In makroskopischen Systemen wird die Leitfähigkeit von Luft meist vernachlässigt. Erst bei großen Spannungen führen Durchbruchmechanismen in makroskopischen Systemen zur Gasentladung. In herkömmlichen Systemen ist die direkte Messung der Leitfähigkeit eines Gases daher mit hohem Messaufwand verbunden. Zur Messung des Gasdrucks nutzen konventionelle Ionisationsdetektoren deshalb zur Ionisation des Gases eine zusätzliche Energiequelle. Die elektromagnetische Strahlung einer Gasentladungslampe oder einer Röntgenröhre erhöht den Anteil an Ladungsträgern, um die Leitfähigkeit des Gases leichter messbar zu machen und damit Rückschlüsse auf den Gasdruck zu ziehen.

Durch die Herstellung von Gasstrecken mit Längen im Bereich von Nanometern eröffnen sich neue Möglichkeiten zur Detektion von Gasen, die den Einsatz von zusätzlichen Energiequellen für die Fremdionisierung des Gases verzichtbar machen. Allerdings erfordert die Interpretation der Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung eines derartigen Sensorchips Kenntnis darüber, welche physikalischen Vorgänge im sub-Mikrometerbereich relevant sind. Dafür ist eine allgemeine Betrachtung aller möglicherweise zugrunde liegenden physikalischen Mechanismen notwendig. Bei den relevanten Themenfeldern aus der Vakuum-, Gas- und Festkörperelektronik handelt es sich jeweils um eigenständige Forschungsbereiche, in denen über viele Jahrzehnte theoretische und experimentelle Erkenntnisse zusammengetragen wurden, die im Rahmen dieser Arbeit nicht annähernd vollständig diskutiert werden können. In Abschnitt 2.2 soll daher ein knapper Überblick über die wesentlichen, dem Sensorconcept zugrundeliegenden Effekte gegeben werden. Zunächst werden konventionelle Konzepte zur Messung des Vakuumdruckes und bestehende Ansätze zur Miniaturisierung von Vakuumsensoren vorgestellt.

### 2.1. Konventionelle und mikrostrukturierte Vakuumsensoren

In der Vakuumtechnik wird unterschieden zwischen dem Grobvakuum ( $1 \cdot 10^3$  mbar bis 1 mbar), dem Feinvakuum (1 mbar bis  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar), dem Hochvakuum ( $1 \cdot 10^{-3}$  mbar

bis  $1 \cdot 10^{-7}$  mbar) und dem Ultrahochvakuum ( $1 \cdot 10^{-7}$  mbar bis  $1 \cdot 10^{-12}$  mbar).<sup>1</sup> Für die unterschiedlichen Vakuumbereiche sind unterschiedliche Messprinzipien geeignet. Dabei lassen sich konventionelle Vakuummessgeräte grob in die Kategorien Mechanische Vakuummeter, Flüssigkeitsmanometer, Wärmeleitungsvakuummeter und Ionisationsvakuummeter unterteilen.

Mechanische Vakuummeter kommen hauptsächlich zur Messung von Vakuumdrücken im Grobvakuum zum Einsatz. Zur Anwendung kommen hier unterschiedliche mechanische Konstruktionen, wie die Verschiebung eines Kolbens oder die Verbiegung einer Membran. Früher waren Flüssigkeitsmanometer die Vakuummessgeräte, mit denen die tiefsten Drücke gemessen werden konnten. Mit der Zeit haben sich dann Wärmeleitungsvakuummeter und Ionisationsvakuummeter für die Messung von Vakuumdrücken im Hoch- und Ultrahochvakuum durchgesetzt und aus technischer Sicht spielen Flüssigkeitsmanometer heute keine Rolle mehr.

Wärmeleitungsvakuummeter werden für die Messung von Drücken im Fein- und Grobvakuum genutzt. Beim Pirani-Vakuummeter, einem Wärmeleitungsvakuummeter mit konstantem Heizstrom, wird ein Glühdraht aufgeheizt, über dessen temperaturabhängigen Widerstand der Vakuumdruck gemessen wird. Da die Wärmeleitfähigkeit im Vakuum mit abfallendem Druck sinkt, steigt die Temperatur des Drahtes und damit dessen Widerstand. (Vgl. Edelmann, Kap. 11)

Ionisationsvakuummeter lassen sich ihrerseits in Kaltkathoden- und Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter unterteilen. Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter werden hauptsächlich im Hochvakuum verwendet. Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter werden für die Messung von Vakuumdrücken im Hoch- und Ultrahochvakuum verwendet. Beim Penning-Vakuummeter, einem Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter, wird durch eine Gleichspannung in der Größenordnung von Kilovolt eine Gasentladung gezündet, wobei der Gasentladungsstrom druckabhängig ist. Der Messbereich wird häufig nach unten hin erweitert, indem die Wegstrecke der Elektronen durch ein Magnetfeld verlängert wird. Die verschiedenen Arten von Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter unterscheiden sich vor allem in der Anordnung und Form der Elektroden. Einen gebräuchlichen Vertreter dieser Gruppe von Vakuummessgeräten stellt das Bayard-Alpert-Ionisationsvakuummeter dar, das üblicherweise für Messbereiche zwischen  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar und  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar verwendet wird. (Vgl. Wutz et al., Kap. 11)

---

<sup>1</sup>Die SI-Einheit für den Druck ist Pascal. Die Einheit Bar ist keine SI-Einheit, gehört aber in Deutschland zu den gesetzlichen Einheiten (vgl. Physikalisch-Technische Bundesanstalt). In dieser Arbeit wird 1 mbar als zweckdienliche Einheit für die Angabe des Vakuumdrucks verwendet. Zwischen den Einheiten Bar und Pascal besteht die Beziehung  $1 \text{ mbar} = 1 \text{ hPa}$ .

Es gibt bereits zahlreiche Ansätze zur Miniaturisierung von Vakuumsensoren. Der überwiegende Teil dieser Untersuchungen beruht dabei auf den bekannten, in makroskopischen Größenordnungen erfolgreichen Messprinzipien, wie der Auslenkung einer Membran oder der Messung der thermischen Leitfähigkeit. Einerseits lassen sich die in den letzten Jahren in wissenschaftlichen Artikeln beschriebenen Mikro- oder MEMS-Vakuummeter anhand des jeweils zugrundeliegenden Messprinzips kategorisieren. Darüber hinaus unterscheiden sie sich in ihren tatsächlichen Abmessungen und dadurch, ob sie mit Mitteln der Volumenmikromechanik oder mittels Oberflächenmikromechanik gefertigt werden. Generell sind die Erwartungen an miniaturisierte Vakuumsensoren groß. Größere Messbereiche, kleinere Versorgungsspannung, höhere Mobilität, geringere Stückkosten und kürzere Reaktionszeiten werden als Vorteile gegenüber makroskopischen Vakuummessgeräten genannt. Außerdem ermöglicht die Herstellung sehr kleiner, integrierbarer Vakuumsensoren die Überwachung des Vakuumdrucks in gekapselten, evakuierten MEMS, wie beispielsweise Beschleunigungssensoren. (Vgl. Völklein et al.; Wei et al.)

Ein Ansatz zur Herstellung miniaturisierter Vakuumsensoren ist die Herstellung von Sensorchips mit Membranen, die mit dem sich ändernden Druck ausgelenkt werden. Mikrostrukturierte Membranen sind zur Messung von Drücken oberhalb von 1 bar ein sehr erfolgreiches Konzept und bereits seit einigen Jahren der Stand der Technik (vgl. Poloczek). Zur Messung des Vakuumdruckes ist dieses Messprinzip nur bedingt geeignet, aber für Messungen im Bereich des Grobvakuums einsetzbar (vgl. Bello, Kap. 18.4).

Sehr erfolgreich unter den Konzepten zur Miniaturisierung von Vakuumsensoren sind die Mikro-Pirani-Sensoren. Sie sind das Paradebeispiel für die Vorteile der Miniaturisierung von herkömmlichen Sensorkonzepten. Insbesondere große Messbereiche, geringere Versorgungsleistungen und reduzierte Herstellungskosten werden bei der Bewertung von Mikro-Pirani-Sensoren regelmäßig betont. In zahlreichen Veröffentlichungen werden die Fortschritte in der Herstellung von immer kleiner werdenden Mikro-Pirani-Sensoren seit Jahren dokumentiert (vgl. Dankovic et al.; Sun et al.; F. Zhang et al.; G. Zhang et al.). Dabei dauert die Entwicklung der Mikro-Pirani-Sensoren bereits über drei Jahrzehnte an (vgl. Bello, Kap. 21.5.3).

Auch die Grenzen der Miniaturisierung konventioneller Messprinzipien werden diskutiert. Bei dem Versuch der Miniaturisierung herkömmlicher Sensorkonzepte ergeben sich viele Herausforderungen. Für die Messung des Druckes im Hoch- und Ultrahochvakuum werden herkömmlicherweise Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter eingesetzt. Mit abnehmender Gesamtgröße der Sensoren wird die hohe Temperatur der Glühkathode allerdings zu einem Problem. Außerdem sinkt mit dem Abstand der Elektroden die

Wahrscheinlichkeit für Stöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen und damit die Ionisationswahrscheinlichkeit. Natürlich gibt es Ansätze, um diesen Herausforderungen zu begegnen, zum Beispiel durch die Generation von Elektronen durch Feldemission aus einer kalten Kathode oder durch die Verlängerung der Laufzeit der Elektronen zwischen den Elektroden durch große magnetische Felder. Trotzdem zeigt dieses Beispiel, dass die Miniaturisierung von herkömmlichen Sensorprinzipien, allein durch Skalierung, an Grenzen stößt. (Vgl. Górecka-Drzazga)

Mikro-Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter mit Abmessungen im Bereich von Mikrometern sind aus oben genannten Gründen kommerziell noch nicht erhältlich. Einige MEMS-Pirani-Sensoren sind hingegen inzwischen auf dem Markt (vgl. Tenholte et al.). MKS bietet zum Beispiel eine MEMS-Mikro-Pirani-Vakuummesszelle mit einem Messbereich zwischen  $1 \cdot 10^{-5}$  mbar und  $1 \cdot 10^3$  mbar an. Dazu muss allerdings angemerkt werden, dass das Gehäuse dieser Mikro-Pirani-Messzelle die Außenmaße von  $4,1 \text{ cm} \times 4,9 \text{ cm}$  hat (vgl. MKS Instruments). Allen Vorteilen zum Trotz scheinen sich Mikro- und MEMS-Vakuummeter noch nicht gegen die herkömmlichen Vakuummesszellen durchgesetzt zu haben.

Die Forschung und Entwicklung zur Miniaturisierung von Vakuumsensoren ist im vollen Gange. Seit mehreren Jahrzehnten versuchen Wissenschaftler unterschiedliche Sensorkonzepte zur Messung des Vakuumdruckes aus der makroskopischen Welt durch Skalierung auf die Größenordnung von Mikrometern zu schrumpfen. Eine alternative Herangehensweise zur Entwicklung von Mikro-Sensoren ist es, statt der Skalierung bekannter Messprinzipien, gezielt die physikalischen Besonderheiten mikro- und nanoskaliger Strukturen zu betrachten und zur Entwicklung von Nanosensoren zu nutzen. Das einfachste Sensorprinzip ist die Messung einer Stromstärke, wenn die Höhe des Stromes von der zu bestimmenden Größe abhängt. Da Gase beziehungsweise die Luft in der Atmosphäre sehr schlecht leiten, kommt es in einer Gasstrecke zwischen zwei Elektroden in der makroskopischen Welt nur bei sehr hohen Spannungen zu einer Gasentladung und damit zu einem messbaren Stromfluss. Bei sehr kleinen Elektrodenabständen treten schon bei vergleichsweise geringen Spannungen hohe elektrische Felder auf. Dadurch ergeben sich andere physikalische Zusammenhänge, die den Stromfluss zwischen den Elektroden im Mikrokosmos bestimmen. Im folgenden Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die möglichen physikalischen Mechanismen gegeben, die bei Elektroden mit Abständen im Nanometerbereich auftreten können.

## 2.2. Physikalische Mechanismen in einer Gasstrecke

Zahlreiche verschiedene Effekte können Einfluss auf den Strom zwischen zwei Elektroden nehmen, zwischen denen sich Gasmoleküle befinden. Die für den Stromfluss nötigen Ladungsträger können durch Ionisation im Gasvolumen generiert werden oder durch die Emission von Elektronen aus der Kathode. Bei der Emission von Elektronen hat auch die Adsorption von Gasmolekülen an der Kathode einen Einfluss auf den Strom. Zusätzlich hat die Ladungsträgerbeweglichkeit im Gasvolumen einen Einfluss auf den elektrischen Leitwert der Gasstrecke.

Definiert ist der differentielle elektrische Leitwert

$$g = \left. \frac{dI}{dU} \right|_U \quad (2.1)$$

als Änderung des Stromes  $I$  mit der Änderung der Spannung  $U$ . Der Leitwert  $g$  ist abhängig von den Abmessungen des Leiters. Im einfachsten Fall ist er proportional zur Querschnittsfläche  $A$  des Volumens senkrecht zum elektrischen Feld und antiproportional zur Länge  $L$  des Volumens parallel zum elektrischen Feld und damit gegeben durch

$$g = \kappa \frac{A}{L} \quad (2.2)$$

mit der spezifischen Leitfähigkeit  $\kappa$ . Ein Gasvolumen von geringer Länge und großer Fläche zeichnet sich also durch größere Leitwerte und Ströme aus.

Die spezifische Leitfähigkeit  $\kappa$  ist durch

$$\kappa = qn_q\mu \quad (2.3)$$

mit der Ladung der Ladungsträger  $q$ , der Ladungsträgerdichte  $n_q$  und der Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  definiert. Die Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  stellt über

$$\langle \vec{u} \rangle = \mu \vec{E} \quad (2.4)$$

den Zusammenhang zwischen der mittleren Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger  $\langle \vec{u} \rangle$  und dem elektrischen Feld  $\vec{E}$  her. Dabei ist die Ladungsträgerbeweglichkeit abhängig von der Kollisionswahrscheinlichkeit der Ladungsträger in der Gasstrecke. Die Kollisionswahrscheinlichkeit wiederum hängt von der Teilchendichte und damit vom Druck ab.

Die Stromdichte  $\vec{j}$  ist nach

$$\vec{j} = \kappa \vec{E} \quad (2.5)$$

proportional zum Produkt aus der spezifischen Leitfähigkeit  $\kappa$  und dem elektrischen Feld  $\vec{E}$ . In einem System, in dem sich, durch regelmäßige Kollisionen der Ladungsträger, eine zum elektrischen Feld proportionale mittlere Driftgeschwindigkeit  $\langle \vec{u} \rangle$  einstellt, ist die Ladungsträgerbeweglichkeit konstant. Ist darüber hinaus die Ladungsträgerdichte nicht vom elektrischen Feld abhängig, entspricht Gleichung (2.5) dem Ohmschen Gesetz, in dem die elektrische Leitfähigkeit als Proportionalitätskonstante zwischen dem elektrischen Feld  $\vec{E}$  und der Stromdichte  $\vec{j}$  auftaucht.

Die Ladungsträger in einer Gasstrecke können entweder durch Ionisierung im Gasraum generiert oder von der Kathode emittiert werden. Die Ionisationswahrscheinlichkeit ist abhängig vom Druck, da die Wahrscheinlichkeit für Kollisionen, die zur Stoßionisation nötig sind, vom Druck abhängt. Die Teilchendichte  $n_G$  und der Druck  $p$  hängen über die Zustandsgleichung des idealen Gases

$$p = n_G k_B T \quad (2.6)$$

mit der Boltzmann-Konstante  $k_B$  und der Temperatur  $T$  voneinander ab. Davon ausgehend, dass die Ladungsträgerdichte eine Funktion der Teilchendichte und damit eine Funktion des Drucks ist, liefert die Messung des elektrischen Leitwerts eines Gasvolumens die Möglichkeit, Rückschlüsse auf den Gasdruck zu ziehen. Die Emission von Elektronen aus der Kathode zeigt eine Abhängigkeit vom Druck, wenn an der Oberfläche der Kathode adsorbierte Teilchen die Emission beeinflussen. Neben der Ladungsträgerbeweglichkeit ist damit auch die Generation von Ladungsträgern und damit einhergehend die Ladungsträgerdichte eine druckabhängige Größe.

In den folgenden Abschnitten werden die Beweglichkeit der Ladungsträger im Gasvolumen und die Generation von Ladungsträgern, durch Ionisation im Gasraum und durch Emission aus der Kathode, betrachtet. Anschließend wird ein Überblick über die gängigen Modelle zur Beschreibung der Adsorption von Gasmolekülen an der Oberfläche der Kathode gegeben.

### 2.2.1. Die Ladungsträgerbeweglichkeit

Eine der Komponenten des Stromflusses zwischen Kathode und Anode durch eine Gasstrecke ist nach Gleichung (2.3) und Gleichung (2.5) die Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$ .

Die Ladungsträgerbeweglichkeit hängt von der Kollisionswahrscheinlichkeit der Ladungsträger in der Gasstrecke ab und zeigt daher eine Abhängigkeit vom Druck. In Fällen, in denen das Ohmsche Gesetz Anwendung findet, ist die Ladungsträgerbeweglichkeit nicht vom elektrischen Feld abhängig. Dies ist in einer Gasstrecke nur unter bestimmten Bedingungen der Fall. Im Folgenden wird die Abhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit vom elektrischen Feld und vom Druck diskutiert.

Nach Gleichung (2.4) ist die Ladungsträgerbeweglichkeit über

$$\mu = \frac{|\langle \vec{u} \rangle|}{E} \quad (2.7)$$

definiert, also als Verhältnis des Betrags der mittleren Driftgeschwindigkeit  $|\langle \vec{u} \rangle|$  zum Betrag des elektrischen Feldes  $E$ . Üblicherweise wird der Begriff der Beweglichkeit bei der Betrachtung von Systemen herangezogen, bei denen sich durch Reibung beziehungsweise Streuung eine vom Feld unabhängige Beweglichkeit einstellt. Eine dieser Betrachtungsweise entsprechende Ladungsträgerbeweglichkeit ist im idealen Vakuum nicht definiert. Da es keine Gasmoleküle gibt, an denen die Ladungsträger gestreut werden könnten, stellt sich im Vakuum keine zum elektrischen Feld proportionale mittlere Driftgeschwindigkeit  $\langle \vec{u} \rangle$  ein. Das Verhältnis der mittleren Driftgeschwindigkeit  $\langle \vec{u} \rangle$  zum elektrischen Feld  $\vec{E}$  lässt sich andererseits für eine bestimmte Driftstrecke auch im Vakuum definieren. Dieser Quotient entspricht zwar nicht dem klassischen Verständnis einer Beweglichkeit, er wird aus Gründen der Übersichtlichkeit und der Konsistenz dennoch im Folgenden als solche bezeichnet. Aus dieser erweiterten Definition der Ladungsträgerbeweglichkeit ergibt sich, wie die folgenden Betrachtungen zeigen werden, für das ideale Vakuum und mittlere Vakuumdrücke eine vom elektrischen Feld abhängige Ladungsträgerbeweglichkeit.

Unter Vernachlässigung der Wechselwirkungen zwischen den Ladungsträgern untereinander, besagt der Energiesatz

$$E_{\text{kin}} - E_{\text{el}} = \frac{1}{2} m \vec{u}_{\text{max}}^2 - qU = 0, \quad (2.8)$$

dass die kinetische Energie  $E_{\text{kin}}$  eines Ladungsträgers mit der Masse  $m$  und der Endgeschwindigkeit im elektrischen Feld  $\vec{u}_{\text{max}}$  gleich der elektrischen Energie  $E_{\text{el}}$  mit der Ladung des Ladungsträgers  $q$  und der Spannung zwischen den Elektroden  $U$  ist. Damit ergibt sich für den Betrag der Endgeschwindigkeit der Ladungsträger

$$|\vec{u}_{\text{max}}| = \sqrt{\frac{2q}{m} U} = \sqrt{\frac{2q}{m} E d} \quad (2.9)$$

im Falle eines homogenen elektrischen Feldes  $\vec{E}$  zwischen plan-parallelen Elektroden im Abstand  $d$ . Aus der Integration der Kraft  $\vec{F}$ , die auf einen Ladungsträger im elektrischen Feld über die Zeit  $t$  wirkt, lässt sich nach

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{u}}{dt} = q\vec{E}, \quad (2.10)$$

die Laufzeit eines Ladungsträgers zwischen den Elektroden ableiten. Aus der Integration folgt

$$t_{\max} = \frac{m |\vec{u}_{\max}|}{qE} \quad (2.11)$$

für die maximale Laufzeit der Ladungsträger  $t_{\max}$ . Daraus ergibt sich unter Berücksichtigung von Gleichung (2.9) für die maximale Laufzeit der Ladungsträger

$$t_{\max} = \sqrt{\frac{2m}{q} \frac{d}{E}} \quad (2.12)$$

im homogenen elektrischen Feld im idealen Vakuum. (Vgl. Eichmeier, Kap. 2.2.1)

Der Betrag der mittleren Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger im Vakuum

$$|\langle \vec{u} \rangle| = \frac{d}{t_{\max}} = \sqrt{\frac{qd}{2m}} E \quad (2.13)$$

ist damit proportional zur Wurzel des Betrags des elektrischen Feldes. Daraus ergibt sich nach Gleichung (2.7) für Ladungsträger im Vakuum die Beweglichkeit

$$\mu_0(E) = \sqrt{\frac{qd}{2m}} \frac{1}{E}, \quad (2.14)$$

die nicht konstant ist, sondern proportional zu  $1/\sqrt{E}$  vom elektrischen Feld abhängt. Darüber hinaus wird die Ladungsträgerbeweglichkeit kleiner, je größer die jeweilige Masse der Ladungsträger ist.

Von der Berechnung der Ladungsträgerbeweglichkeit im Vakuum ausgehend, lässt sich nun auch die Ladungsträgerbeweglichkeit berechnen, die sich einstellt, wenn sich zwischen den Elektroden Gasteilchen befinden. Dann gelangen die Ladungsträger nicht mehr ungehindert von einer Elektrode zur anderen, sondern werden teilweise auf ihrem Weg abgebremst.

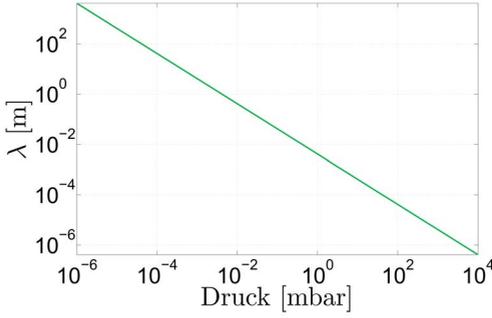


Abb. 1: Abhängigkeit der mittleren freien Weglänge von Elektronen vom Druck.

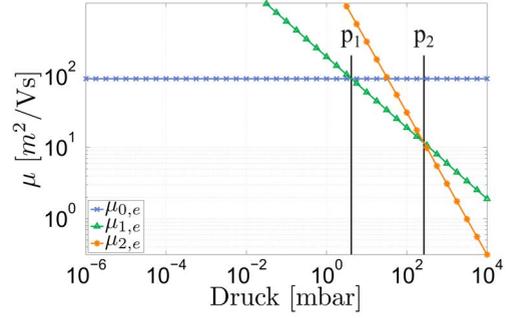


Abb. 2: Elektronenbeweglichkeit in Abhängigkeit vom Druck nach Gleichung (2.14), Gleichung (2.19) und Gleichung (2.25).

Diese Verkürzung der Beschleunigungsstrecke durch Kollisionen mit Gasmolekülen wird durch die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  beschrieben, die für Elektronen durch

$$\lambda = \frac{1}{n_G \sigma} = \frac{k_B T}{p \sigma} \quad (2.15)$$

mit der Gasdichte  $n_G$ , dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , der Boltzmann-Konstante  $k_B$ , der Temperatur  $T$  und dem Druck  $p$  gegeben ist. Aufgrund der Teilchengröße entspricht die mittlere freie Weglänge von Gasmolekülen in der klassischen Betrachtung einem Viertel der mittleren freien Weglänge der Elektronen. (Vgl. Wiesemann, Kap. 5.8)

Abbildung 1 zeigt die Abhängigkeit der mittleren freien Weglänge von Elektronen vom Druck, berechnet anhand Gleichung (2.15) für eine Temperatur  $T$  von 300 K und Drücke zwischen  $1 \cdot 10^{-6}$  mbar und  $1 \cdot 10^4$  mbar. Die Berechnung wird beispielhaft für einen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  von  $1 \cdot 10^{-20}$  m<sup>2</sup> mit der Boltzmann-Konstante  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K durchgeführt. Bei einem Druck von  $p = 1$  mbar liegt die mittlere freie Weglänge von Elektronen im dargestellten Beispiel bei 4 mm und bei 1000 mbar bei 4  $\mu$ m.

Wenn die Länge der Strecke, auf der die Elektronen im Mittel in Richtung des Feldes beschleunigt werden, der mittleren freien Weglänge entspricht, ergibt sich in Analogie zu Gleichung (2.9)

$$|\vec{u}_{\max}| = \sqrt{\frac{2q}{m} E \lambda} \quad (2.16)$$

für den Betrag der maximalen Driftgeschwindigkeit. Mit Gleichung (2.11) folgt

$$t_{\max, \text{ drift}} = \sqrt{\frac{2m \lambda}{q E}} \quad (2.17)$$

für die Laufzeit der Ladungsträger zwischen zwei Kollisionen. Der Betrag der mittleren Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger

$$|\langle \vec{u} \rangle| = \frac{\lambda}{t_{\max, \text{ drift}}} = \sqrt{\frac{q}{2m} \lambda E} \quad (2.18)$$

führt nun aufgrund der Druckabhängigkeit der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  zu einer Ladungsträgerbeweglichkeit

$$\mu_1(p, E) = \sqrt{\frac{q \lambda}{2m E}} = \sqrt{\frac{q k_B T}{2m \sigma p E}}, \quad (2.19)$$

die proportional zu  $1/\sqrt{pE}$  vom elektrischen Feld und vom Druck abhängt.

Mit steigender Gasdichte zwischen den Elektroden muss schließlich auch berücksichtigt werden, dass jedes Teilchen eine ungerichtete thermische Bewegung ausführt. Die mittlere thermische Geschwindigkeit, mit der sich Teilchen im Gasraum bewegen, ist nach dem Gleichverteilungssatz in verdünnten Gasen durch

$$v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} \quad (2.20)$$

gegeben (vgl. Reif, Kap. 7.11). Wenn die ungerichtete thermische Geschwindigkeit  $v_{\text{th}}$  größer ist als die Endgeschwindigkeit der Ladungsträger  $|\vec{u}_{\max}|$ , die im elektrischen Feld zwischen zwei Kollisionen erreicht wird, verkürzt sich die Laufzeit der Ladungsträger zwischen zwei Kollisionen

$$t_{\max, \text{ th}} = \frac{\lambda}{v_{\text{th}}} \quad (2.21)$$

durch die thermische Bewegung. Während dieser Zeit können die Ladungsträger in Richtung des elektrischen Feldes beschleunigt werden. Für die Geschwindigkeit der Driftbewegung  $\vec{u}$  in Abhängigkeit von der Zeit  $t$  gilt

$$|\vec{u}| = \frac{qEt}{m}, \quad (2.22)$$

woraus für den durch die Driftbewegung in Richtung des Feldes zurückgelegten Weg

$$s_{\max} = \int_0^{t_{\max, \text{th}}} |\vec{u}| dt = \frac{1}{2} \frac{qE}{m} t_{\max, \text{th}}^2 \quad (2.23)$$

folgt. Die mittlere Driftgeschwindigkeit ergibt sich aus dem zwischen zwei Kollisionen in Richtung des Feldes zurückgelegten Weg  $s_{\max}$  und der Laufzeit der Ladungsträger zwischen zwei Kollisionen  $t_{\max}$  nach Gleichung (2.21)

$$\begin{aligned} |\langle \vec{u} \rangle| &= \frac{s_{\max}}{t_{\max, \text{th}}} = \frac{1}{2} \frac{qE}{m} t_{\max, \text{th}} \\ &= \frac{1}{2} \frac{qE}{m} \frac{\lambda}{v_{\text{th}}} \\ &= \frac{1}{2} \frac{q}{m v_{\text{th}}} \frac{k_{\text{B}} T E}{\sigma p} \end{aligned} \quad (2.24)$$

mit der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  nach Gleichung (2.15). In diesem Fall ergibt sich die Ladungsträgerbeweglichkeit

$$\mu_2(p) = \frac{1}{2} \frac{q}{m v_{\text{th}}} \frac{k_{\text{B}} T}{\sigma} \frac{1}{p}, \quad (2.25)$$

die proportional zu  $1/p$  vom Druck abhängt, nicht abhängig vom elektrischen Feld ist und demnach dem Ohmschen Gesetz nach Gleichung (2.5) entspräche.

Ob und in welcher Art und Weise die Beweglichkeit der Ladungsträger in einem Gasvolumen vom elektrischen Feld und vom Druck abhängt, ist also im Wesentlichen abhängig von der Stärke des elektrischen Feldes, dem Druck und der Temperatur. Je nach Art der Ladungsträger, dem vorherrschenden elektrischen Feld und dem Druck ergibt sich eine Ladungsträgerbeweglichkeit, die proportional zu  $1/p$ , zu  $1/\sqrt{p}$  oder auch unabhängig vom Druck also konstant ist. Für die Beweglichkeit von Elektronen in Quecksilberdampf findet sich in der Literatur beispielsweise die Relation

$$\mu_{2,e}(p) = \mu_{2,e,0} \cdot \frac{p_0}{p} \quad (2.26)$$

mit dem Faktor  $\mu_{2,e,0} = 22,7 \text{ m}^2/\text{Vs}$  und  $p_0 = 1 \text{ mbar}$ . Diese Relation gilt für Quotienten aus elektrischem Feld und Druck  $E/p$ , die kleiner als  $1,5 \cdot 10^4 \text{ V/m/mbar}$  sind. Die Beweglichkeit der Quecksilberionen wird für größere Beträge von  $E/p$  durch die Abhängigkeit

$$\mu_{1,1}(p) = \mu_{1,1,0} \cdot \frac{1}{\sqrt{E p}} \quad (2.27)$$

mit dem Faktor  $\mu_{1,I,0} = 2,1 \text{ m/s (m mbar/V)}^{1/2}$  beschrieben. Für Beträge von  $E/p$ , die kleiner als  $7,5 \cdot 10^3 \text{ V/m/mbar}$  sind, wird für die Ionenbeweglichkeit die Relation

$$\mu_{2,I}(p) = \mu_{2,I,0} \cdot \frac{p_0}{p} \quad (2.28)$$

mit dem Faktor  $\mu_{2,I,0} = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{Vs}$  angegeben. Aus Gleichung (2.26) und (2.28) wird deutlich, dass die Beweglichkeit der Elektronen deutlich größer ist als die Beweglichkeit der ionisierten Gasteilchen. Der Grund hierfür liegt einerseits in der wesentlich kleineren Masse der Elektronen im Vergleich zu ionisierten Gasmolekülen und andererseits in dem deutlich geringeren Wirkungsquerschnitt für Elektronen-Ionen-Wechselwirkungen im Vergleich zu Ionen-Ionen-Wechselwirkungen. Der elektrische Leitwert einer Gasstrecke dürfte also im Wesentlichen durch die Elektronenleitung bestimmt werden. (Vgl. Wasserrab, Kap. 4.2.2)

Abbildung 2 zeigt die vom Druck unabhängige Elektronenbeweglichkeit im Vakuum  $\mu_{0,e}$ , die Elektronenbeweglichkeit bei mittleren Drücken  $\mu_{1,e}$  und die Elektronenbeweglichkeit bei höheren Drücken  $\mu_{2,e}$  in Abhängigkeit vom Druck. Die Elektronenbeweglichkeiten  $\mu_{0,e}$ ,  $\mu_{1,e}$  und  $\mu_{2,e}$  werden nach Gleichung (2.14), Gleichung (2.19) respektive Gleichung (2.25) mit der Boltzmann-Konstante  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ , der Elementarladung  $q_e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$  und der Elektronenmasse  $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$  für Drücke zwischen  $1 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$  und  $1 \cdot 10^4 \text{ mbar}$  und eine Raumtemperatur  $T$  von  $300 \text{ K}$  berechnet. Alle für die Berechnungen verwendeten physikalischen Konstanten und Parameter sind im Verzeichnis der Naturkonstanten und Kenngrößen aufgelistet und werden im Folgenden nicht wiederholt aufgeführt. Für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , den Abstand der Elektroden  $d$  und das elektrische Feld  $\vec{E}$  werden beispielhaft die Werte  $\sigma = 1 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ ,  $d = 1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  und  $E = 1 \cdot 10^4 \text{ V/m}$  gewählt.

Wesentlich für die Gültigkeit der mit Gleichung (2.14) beschriebenen Ladungsträgerbeweglichkeit ist, dass die Ladungsträger die Driftstrecke ohne Stöße überwinden können. Gleichung (2.14) gilt also, solange die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  größer als der Abstand der Elektroden  $d$  ist. Dies ist nach Gleichung (2.15) bei niedrigen Gasdrücken der Fall, die der Bedingung

$$d < \frac{k_B T}{p \sigma} \quad \Leftrightarrow \quad p < \frac{k_B T}{d \sigma} := p_1 \quad (2.29)$$

entsprechen. Abbildung 2 zeigt, dass diese Bedingung zutrifft, solange der Wert der Elektronenbeweglichkeit  $\mu_{1,e}$  größer ist als der vom Druck unabhängige Wert der Elektronenbeweglichkeit  $\mu_{0,e}$ . Bei steigenden Drücken wird die Laufzeit der Ladungsträger zwi-

schen zwei Kollisionen irgendwann durch die thermische Bewegung der Ladungsträger bestimmt. Wenn also die Laufzeit  $t_{\max, \text{th}}$  aus Gleichung (2.21), die durch die thermische Bewegung bestimmt ist, kleiner wird als die durch die Driftbewegung bestimmte Laufzeit  $t_{\max, \text{drift}}$  aus Gleichung (2.17), ergibt sich die Bedingung

$$t_{\max, \text{th}} < t_{\max, \text{drift}} \quad \Leftrightarrow \quad p > \frac{q}{6\sigma} E := p_2 \quad (2.30)$$

für die Gültigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit nach Gleichung (2.25). Wie Abbildung 2 deutlich macht, ist dies der Fall, wenn  $\mu_{2,e}$  kleiner als  $\mu_{1,e}$  wird.

### 2.2.2. Der Wirkungsquerschnitt

Im vorangehenden Abschnitt wurde der Wirkungsquerschnitt als Konstante eingeführt, da hier zunächst die Druckabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit im Vordergrund stand. Tatsächlich aber ist der Wirkungsquerschnitt neben der Abhängigkeit von den an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen auch von deren kinetischer Energie abhängig. Daher wird im Folgenden der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen an Gasmolekülen detaillierter betrachtet.

Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes Teilchen mit einem Streuzentrum wechselwirkt. Interpretiert werden kann der Wirkungsquerschnitt als die Fläche rund um ein Streuzentrum senkrecht zur Bahn des einfallenden Teilchens, innerhalb derer eine Wechselwirkung zwischen dem einfallenden Teilchen und dem Streupotential stattfindet. Als Wechselwirkung kommen zum Beispiel die elastische Wechselwirkung, die Anregung eines Atomes oder Moleküls oder die Ionisierung in Frage. Da jeder dieser Streuvorgänge anderen physikalischen Gesetzmäßigkeiten folgt, muss für jede mögliche Wechselwirkung ein entsprechender Wirkungsquerschnitt ermittelt werden. Als totaler Wirkungsquerschnitt wird die Summe aller Wirkungsquerschnitte bezeichnet. Er ist damit ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, ob eine Wechselwirkung stattfindet.

In der klassischen Betrachtung lässt sich der Wirkungsquerschnitt als Größe beziehungsweise Querschnittsfläche eines Atoms oder Moleküls interpretieren. Spätestens seit Atome und Elektronen nicht mehr im klassischen Sinne als harte Kugeln betrachtet werden, sondern im Rahmen der Quantenmechanik als Teilchen mit Welleneigenschaften, wird auch der Wirkungsquerschnitt zu einer quantenmechanischen Größe (vgl. Broglie). 1929 berichtet beispielsweise Mitchell über die quantenmechanische Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die elastische Streuung von Elektronen an Argon mittels der Integral-

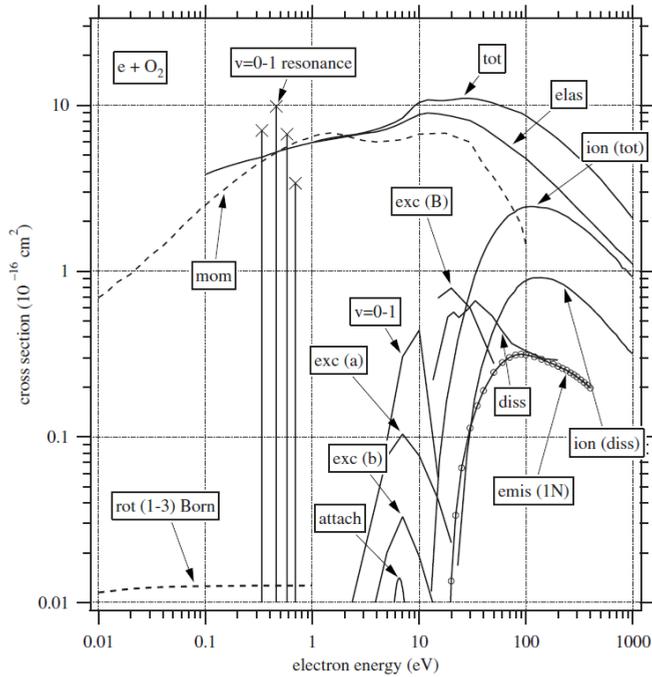
gleichung der Streutheorie in erster Bornscher Näherung und vergleicht sein Ergebnis mit den Modellen von Sommerfeld und Rutherford für Elektronen und für  $\alpha$ -Teilchen. (Vgl. Mitchell)

Analytisch ist der quantenmechanische Wirkungsquerschnitt damit selbst für stark vereinfachte Modelle nur in der Näherung berechenbar. Für große Teilchenenergien und schwache Streupotentiale gilt die erste Bornsche Näherung als Approximation. Der Rutherfordsche Wirkungsquerschnitt für ein geschirmtes Potential wird mit der größer werdenden Teilchenenergie  $E_{\text{kin}}$  kleiner. In der Literatur werden Näherungen angegeben, die eine Proportionalität zu  $1/E_{\text{kin}}$  für große Teilchenenergien annehmen. Für mittlere Teilchenenergien werden Relationen angegeben, die eine Proportionalität zu  $E_{\text{kin}}^{-1/2}$  oder  $E_{\text{kin}}^{-2/3}$  aufweisen. Insbesondere aber der sogenannten Ramsauer-Effekt, die Tatsache, dass der Wirkungsquerschnitt für Elektronen mit Energien unterhalb von 1 eV mit kleiner werdender Energie abnimmt, weicht von der landläufigen klassischen Vorstellung ab und ließ sich erst im Rahmen der Quantentheorie erklären. (Vgl. Browning; Holtsmark)

Für niederenergetische Elektronen ist sowohl die experimentelle Bestimmung als auch die Berechnung des Wirkungsquerschnitts aufwendig. Hier ist die Ermittlung des Wirkungsquerschnitts für unterschiedliche Gase noch immer Teil der Forschung (vgl. Kitajima et al.). Abbildung 3a und Abbildung 3b zeigen die Zusammenfassung der Ergebnisse zahlreicher Studien zur Bestimmung der unterschiedlichen Komponenten der Wirkungsquerschnitte für die Elektronenstreuung an Sauerstoffmolekülen und Stickstoffmolekülen nach Itikawa, „Cross Sections for Electron Collisions with Oxygen Molecules“ und Itikawa, „Cross Sections for Electron Collisions with Nitrogen Molecules“. Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  steigt bei niedrigen Energien mit der Energie der einfallenden Strahlung an. Der maximale Wirkungsquerschnitt beträgt für Sauerstoff  $11 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  für Teilchenenergien zwischen 25 eV und 30 eV. Für Stickstoff erreicht der Wirkungsquerschnitt seinen maximalen Wert von  $28,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  bei einer Teilchenenergie von 2,5 eV. Bei großen Teilchenenergien fällt der Wirkungsquerschnitt mit der Energie. Bei niedrigen Teilchenenergien wird der Wirkungsquerschnitt durch die Komponente für elastische Wechselwirkungen  $\sigma_{\text{elast}}$  dominiert. Erst bei höheren Teilchenenergien beginnt die inelastische Streuung eine Rolle zu spielen.

Im vorangehenden Kapitel wurde der Wirkungsquerschnitt für die Definition der mittleren freien Weglänge eingeführt. Die Ladungsträgerbeweglichkeit wurde auf Grundlage der Idee betrachtet, dass Elektronen einen Großteil ihrer Energie bei einem Stoß mit einem Gasteilchen verlieren, bevor sie erneut im elektrischen Feld beschleunigt werden.

(a)



(b)

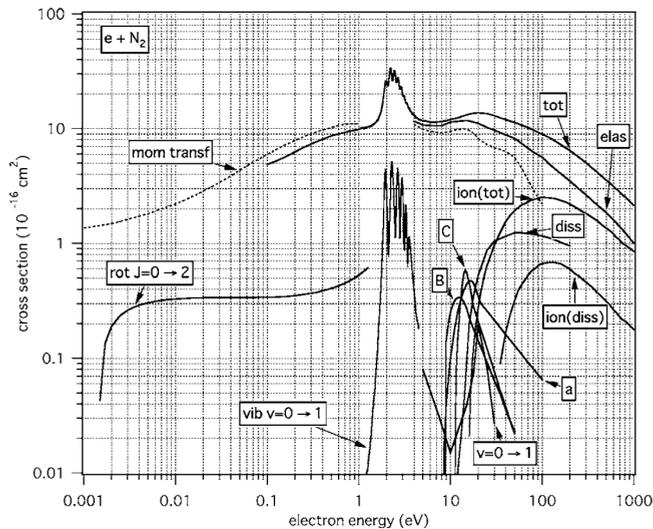


Abb. 3: Zusammenfassung der Ergebnisse zahlreicher Studien zur Bestimmung der unterschiedlichen Komponenten des Wirkungsquerschnittes für die Elektronenstreuung an a) Sauerstoffmolekülen nach Itikawa, „Cross Sections for Electron Collisions with Oxygen Molecules“ und b) Stickstoffmolekülen nach Itikawa, „Cross Sections for Electron Collisions with Nitrogen Molecules“.

Bei der elastischen Streuung kommt es zur Ablenkung der Elektronen und damit zu einer Abbremsung der Driftbewegung in Richtung des elektrischen Feldes. Es treten dabei vor allem Richtungsänderungen um kleine Winkel auf. Die Elektronen verlieren bei elastischen Stößen also nur einen kleinen Teil ihrer kinetischen Energie in Richtung des elektrischen Feldes. Größeren Einfluss auf die Ladungsträgerbeweglichkeit haben inelastische Stöße, bei denen Elektronen tatsächlich einen Großteil ihrer kinetischen Energie in Richtung des elektrischen Feldes verlieren. (Vgl. Wasserrab, Kap. 1.3)

Im folgenden Abschnitt wird die Ionisationswahrscheinlichkeit in einer Gasstrecke behandelt. Auch hier spielt der Wirkungsquerschnitt eine entscheidende Rolle. Bei der theoretischen Beschreibung der Ionisierung von Gasmolekülen durch Elektronenstöße wird der Wirkungsquerschnitt für Ionisierung  $\sigma_{\text{Ion}}$  verwendet. Die Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung sind dabei im Vergleich zum elastischen Wirkungsquerschnitt klein. Ionisierung kann erst ab der Ionisierungsenergie der Moleküle auftreten. Der Wirkungsquerschnitt für Ionisierung steigt ab da schnell über mehrere Größenordnungen an. Für Sauerstoff beispielsweise steigt der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Ion}}$  von zunächst  $1 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2$  bei einer Teilchenenergie von 13 eV auf  $2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  bei einer Teilchenenergie von etwa 100 eV.

Der Wirkungsquerschnitt hat zwar keinen unmittelbaren Einfluss auf die Druckabhängigkeit des Sensorsignals, aber er ist stark von der kinetischen Energie der einfallenden Strahlung, also von Beschleunigungsspannung, abhängig. Bei der Analyse der Druckabhängigkeit der Charakteristik des Sensorchips kann der Wirkungsquerschnitt bei gegebener Anodenspannung also mit den Literaturwerten für Stickstoff und Sauerstoff verglichen werden. Bei der Analyse der Strom-Spannungs-Charakteristik hingegen, muss die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der kinetischen Energie der Elektronen berücksichtigt werden.

### 2.2.3. Generation von Ladungsträgern durch Ionisation im Gasraum

Zwischen zwei Elektroden bewirkt ein elektrisches Feld einen Strom, wenn es Ladungsträger gibt, die sich im elektrischen Feld von einer Elektrode zur anderen bewegen. Diese Ladungsträger können von einer der Elektroden emittiert werden oder durch Ionisation von Gasteilchen zwischen den Elektroden generiert werden. Im Folgenden wird die Dichte der durch Stoßionisation generierten Ladungsträger im Gasvolumen betrachtet.

Im einfachsten Fall der Ionisation von Gasmolekülen durch Kollisionen mit Elektronen im Gasraum werden jeweils ein einfach positiv geladenes Ion und ein freies Elektron

generiert. Die Anzahl der Ladungsträger, die durch Stoßionisation im Gasvolumen generiert werden, kann anhand des Townsendschen Ionisierungskoeffizienten  $\alpha$  abgeschätzt werden. Dieser ergibt sich aus Überlegungen zur Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron bei einer Kollision genügend Energie hat, um ein Gasmolekül zu ionisieren. Generell beschreibt die Funktion

$$f(x) = e^{-x/\lambda} \quad (2.31)$$

die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Teilchen mit der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  bei der Bewegung durch ein Gasvolumen am Ort  $x$  noch nicht mit einem Gasmolekül kollidiert ist. Aus der für die Ionisation eines Gasmoleküls benötigten Energie  $q_e U_I$  ergibt sich nach

$$\begin{aligned} q_e E s_I &= q_e U_I \\ \Leftrightarrow s_I &= \frac{U_I}{E} \end{aligned} \quad (2.32)$$

die Strecke  $s_I$ , die ein Elektron im elektrischen Feld ohne Kollision zurücklegen muss, um eine für die Ionisation eines Gasmoleküls ausreichend hohe kinetische Energie zu erreichen. Die Änderung der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron pro Längeneinheit nach der Strecke  $s_I$  noch nicht kollidiert ist

$$\alpha = \left. \frac{df(x)}{dx} \right|_{x=s_I} = \frac{1}{\lambda} e^{-U_I/\lambda E}, \quad (2.33)$$

entspricht der Wahrscheinlichkeit von Ionisationsprozessen pro Längeneinheit und wird Townsendscher Ionisierungskoeffizient genannt. Die Multiplikation der Ladungsträgerdichte mit dem Townsendschen Ionisierungskoeffizienten  $\alpha$  liefert die Änderung der Ladungsträgerdichte pro Längeneinheit. Damit lässt sich die Änderung der Ladungsträgerdichte pro Längeneinheit durch die Differentialgleichung

$$\frac{dn_{q,\alpha}}{dx} = \alpha n_{q,\alpha}, \quad (2.34)$$

beschreiben, deren Lösung die Ladungsträgerdichte  $n_{q,\alpha}$  bei Townsend-Ionisation im Gasraum

$$n_{q,\alpha}(x) = n_{q,0} e^{\alpha x} \quad (2.35)$$

in Abhängigkeit vom Ort  $x$  mit der intrinsischen Ladungsträgerdichte  $n_{q,0}$  des Gases ist. (Vgl. Eichmeier, Kap. 8.2)

Bei der Betrachtung der Ionisation im Gasraum muss immer vorausgesetzt werden, dass es vor der ersten Ionisation eines Gasmoleküls durch Kollision mit einem im elektrischen Feld beschleunigten Elektron schon mindestens einen Ladungsträger im Gasraum gibt. Hier spiegelt sich diese Annahme in der Definition der intrinsischen Ladungsträgerdichte  $n_{q,0}$  des Gases wieder. Bei der klassischen Beschreibung von Gasentladungen entspricht  $n_{q,0}$  meist einer durch Emission von der Kathode ausgehenden Elektronendichte, die zum Beispiel mittels des Photoeffektes generiert wird. In diesem Abschnitt wird im Gegensatz dazu die Ionisation im Gasraum ohne von der Kathode emittierte Ladungsträger betrachtet. Dabei wird davon ausgegangen, dass es in einem Gas im thermodynamischen Gleichgewicht bei Raumtemperatur immer eine gewisse, wenn auch sehr kleine Anzahl an Ladungsträgern gibt.

In Anlehnung an die Halbleiterphysik wird die Ladungsträgerdichte  $n_{q,0}$  in dieser Arbeit als intrinsisch bezeichnet, da es sich um eine geringe Anzahl an Ladungsträgern handelt, die statistisch in einem Gas bei Raumtemperatur vorhanden ist und nicht um eine durch eine zusätzliche Energiequelle generierte Ladungsträgerdichte. Dabei ist zum einen anzumerken, dass diese intrinsische Ladungsträgerdichte eines Gases um Größenordnungen kleiner ist als die von Silizium. Zum anderen ist die Statistik, mit der sich die intrinsische Leitfähigkeit eines Gases beschreiben lässt, nicht so klar definiert wie die eines Siliziumeinkristalls. Während die Anzahl der freien Ladungsträger in einem idealen Festkörper, wie einem Siliziumeinkristall, durch die Zustandsdichte und die Fermi-Dirac-Verteilung gegeben ist, ist eine Gasstrecke mit Elektronen, Gasmolekülen und unterschiedlichen Oberflächen ein vergleichsweise komplexes System. Die thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle wird zwar durch die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung beschrieben, Ionisationsprozesse durch Strahlung oder die Generation von Sekundärelektronen an Oberflächen werden so jedoch nicht berücksichtigt.

Abbildung 4 zeigt die Abhängigkeit des Townsendschen Ionisierungskoeffizienten für unterschiedlich starke elektrische Felder  $\vec{E}$  vom Druck in logarithmischer Darstellung. Die Berechnung wird beispielhaft für eine Temperatur  $T$  von 300 K, einen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  von  $1 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  und eine Ionisierungsspannung von  $U_I = 12 \text{ V}$  durchgeführt. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie wird hier vernachlässigt. Bei geringen Drücken steigt die Wahrscheinlichkeit von Ionisationsprozessen aufgrund der größer werdenden Kollisionswahrscheinlichkeit proportional zum Druck an. Nach einem Maximum, dessen Stelle abhängig von der Feldstärke ist, sinkt die Ionisierungswahr-

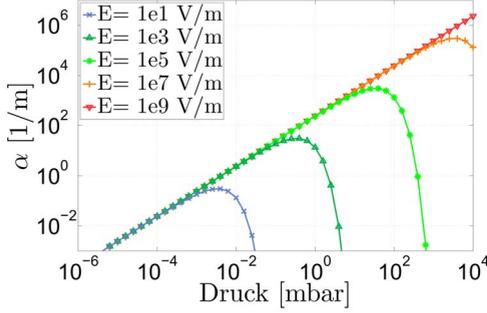


Abb. 4: Townsendscher Ionisierungskoeffizient  $\alpha$  in Abhängigkeit vom Druck für unterschiedlich starke elektrische Felder  $E$ .

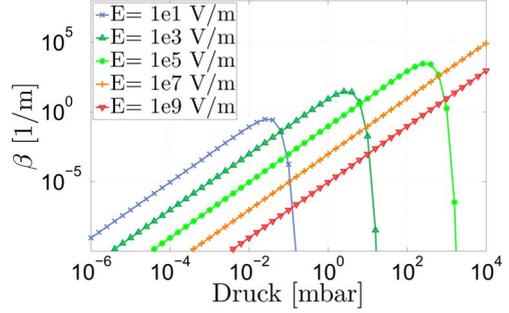


Abb. 5: Ionisierungskoeffizient  $\beta$  in Abhängigkeit vom Druck für unterschiedlich starke elektrische Felder  $E$ .

scheinlichkeit bei höheren Drücken stark ab, da die mittlere freie Weglänge zu klein wird, als dass Elektronen genügend beschleunigt werden könnten, um Gasmoleküle zu ionisieren. Je größer das elektrische Feld ist, desto größer ist der Druckbereich in dem eine hohe Ionisierungsrate vorliegt und desto größer ist auch die maximale Ionisierungsrate.

Bei der Untersuchung der Ladungsträgerbeweglichkeit in Abschnitt 2.2.1 wurde eine Fallunterscheidung durchgeführt, die für unterschiedliche Druckbereiche unterschiedliche Mechanismen des Ladungstransportes in gasförmigen Medien lieferte. Im ersten Fall ist bei sehr niedrigen Drücken die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger größer als der Elektrodenabstand und es finden keine Kollisionen zwischen Elektronen und Gasmolekülen statt. Im zweiten Fall stellt sich bei mittleren Drücken aufgrund der kleiner werdenden mittleren freien Weglänge der Ladungsträger durch regelmäßige Kollisionen der Ladungsträger mit Gasmolekülen eine mittlere Driftgeschwindigkeit ein. Im dritten Fall wird bei höheren Drücken die Beschleunigungsstrecke der Ladungsträger durch die thermische Bewegung begrenzt. Dann entspricht die Beschleunigungsstrecke im elektrischen Feld nicht mehr der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  nach Gleichung (2.15), sondern der thermischen Beschleunigungsstrecke  $s_{\max}$  nach Gleichung (2.23).

Die unterschiedlichen Mechanismen des Ladungstransportes haben auch Einfluss auf den Ionisierungsmechanismus. Daher muss überprüft werden, ob beziehungsweise in welchem Fall die Ladungsträgerdichte durch Townsend-Ionisierung bestimmt wird, Gleichung (2.35) also Gültigkeit besitzt. Bei sehr niedrigen Drücken beziehungsweise sehr kleinen Elektrodenabständen läuft  $n_{q,\alpha}(x)$  gegen die intrinsische Ladungsträgerdichte  $n_{q,0}$ . In diesem Fall werden also keine zusätzlichen Ladungsträger durch Stoßionisation

generiert. Dies entspricht Gleichung (2.29) für die Ladungsträgerbeweglichkeit im Vakuum nach Gleichung (2.14). Bei mittleren Drücken wird sowohl die Ladungsträgerbeweglichkeit als auch der Ionisationsprozess durch die mittlere freie Weglänge bestimmt. Dementsprechend sind die Überlegungen zur Ladungsträgergeneration durch Townsend-Ionisierung, die zu Gleichung (2.35) führen, auch für den Gültigkeitsbereich von Gleichung (2.19), also Drücke, die größer als  $p_1$  und kleiner als  $p_2$  sind, zutreffend.

Fälle, in denen Gleichung (2.25) die Ladungsträgerbeweglichkeit beschreibt, werden durch den Ausdruck für die Ladungsträgergeneration in Gleichung (2.35) jedoch nicht abgedeckt. In Analogie zu den Überlegungen, die zu Gleichung (2.35) führen, kann aber auch für Drücke, die der Bedingung in Gleichung (2.30) entsprechen, eine Gleichung für die Ladungsträgerdichte entwickelt werden. Für Quotienten aus elektrischem Feld und Druck  $E/p$ , die kleiner als  $6\sigma/q$  sind, entspricht die Beschleunigungsstrecke im elektrischen Feld nicht der mittleren freien Weglänge  $\lambda$ , sondern der thermischen Beschleunigungsstrecke  $s_{\max}$ . Die Änderung der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron pro Längeneinheit nach der Strecke  $s_I = U_I/E$  noch nicht kollidiert ist, kann dann in Analogie zu Gleichung (2.33) durch den Ionisierungskoeffizienten

$$\beta = \frac{1}{s_{\max}} e^{-\frac{U_I}{s_{\max} E}} \quad (2.36)$$

beschrieben werden. Dann ergibt sich für die Ladungsträgerdichte  $n_{q,\beta}$  bei Ionisation im Gasraum für höhere Drücke

$$n_{q,\beta}(x) = n_{q,0} e^{\beta x} \quad (2.37)$$

in Abhängigkeit vom Ort  $x$ .

Abbildung 5 zeigt die Abhängigkeit des durch die thermische Bewegung bestimmten Ionisierungskoeffizientens  $\beta$  vom Druck für unterschiedlich starke elektrische Felder  $\vec{E}$  in logarithmischer Darstellung. Für die Parameter Elektrodenabstand, Temperatur, Ionisierungsspannung und Wirkungsquerschnitt werden die Werte  $d = 1 \text{ mm}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ ,  $U_I = 12 \text{ V}$  und  $\sigma = 1 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  gewählt. Auch hier wird die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vernachlässigt. Der Ionisierungskoeffizient  $\beta$  steigt zunächst proportional zum Quadrat des Druckes an. Nach einem Maximum, dessen Stelle abhängig von der Stärke des elektrischen Feldes ist, fällt der Ionisierungsgrad steil ab. An dieser Stelle soll erneut darauf hingewiesen werden, dass die Ionisierungskoeffizienten in Abbildung 4 und Abbildung 5 jeweils nur für einen bestimmten Druckbereich zutreffen.

Ladungsträger, die für einen messbaren Stromfluss zwischen den zwei Elektroden des Sensorchips sorgen, werden entweder durch Ionisation im Gasraum generiert oder von der Kathode emittiert. Unter der Annahme, dass es bei Raumtemperatur in einem Gas im thermodynamischen Gleichgewicht eine sehr kleine Anzahl an Ladungsträgern gibt, die durch die oben definierte intrinsische Ladungsträgerdichte beschrieben werden kann, können im elektrischen Feld zwischen den Elektroden Ladungsträger durch Stoßionisation generiert werden. Die Ionisierungskoeffizienten beschreiben, dass die Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit vom elektrischen Feld mit dem Druck auf einen Maximalwert ansteigt und danach wieder abfällt. In Abschnitt 3.1 folgt eine detailliertere Analyse der Druckabhängigkeit der Ladungsträgergeneration bei Ionisation im Gasraum in Zusammenhang mit der Druckabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit. Im folgenden Abschnitt wird die Ladungsträgergeneration durch Emission von Elektronen aus der Kathode diskutiert.

#### **2.2.4. Generation von Ladungsträgern durch Emission aus der Kathode**

Eine wesentliche Frage bei der Entwicklung der Vakuumsensor-Chips ist, auf welche Weise genügend Ladungsträger generiert werden können, um ein stabiles Sensorsignal zu erhalten, das möglichst ohne zusätzliche Verstärkung zur Messung des Vakuumdruckes genutzt werden kann. Im vorherigen Abschnitt wurde die Generation von Ladungsträgern bei Ionisation im Gasvolumen erläutert. Die zweite Möglichkeit der Ladungsträgergeneration ist die Emission von Elektronen aus der Kathode. Es gibt verschiedene Arten der Emission von Elektronen aus einer Festkörperoberfläche. Generell müssen Elektronen genügend Energie haben, um den Festkörper verlassen zu können. Die nötige Energie, die der Austrittsarbeit  $\chi$  entspricht, kann zum Beispiel durch das Heizen der Kathode bereitgestellt werden. Dieses Prinzip liegt der thermischen Elektronenemission, dem Edison-Richardson-Effekt, zugrunde (vgl. Edison; Richardson). In anderen Fällen wird durch elektromagnetische Anregung oder äußere elektrische Felder die zum Austritt nötige kinetische Energie aufgebracht. Auch quantenmechanische Effekte können beim Austritt von Elektronen aus der Festkörperoberfläche eine Rolle spielen. Im Folgenden werden einige Mechanismen der Elektronenemission vorgestellt.

Eine der bekanntesten Methoden der Elektronenemission aus Festkörpern ist neben der thermischen Elektronenemission die Photoelektronen-Emission, die im 19. Jahrhundert in ersten Experimenten beobachtet wurde und 1905 von Einstein mit dem Photoelektrischen Effekt erklärt wurde. Bei der Photoelektronen-Emission liefern Photonen die zum Verlassen des Festkörpers nötige Energie, wenn die Photonenenergie größer ist als die Austrittsarbeit der Photokathode. Dann gilt für die kinetische Energie der emittierten

Elektronen

$$E_{\text{kin}} = h\nu - \chi, \quad (2.38)$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$ , der Frequenz des Lichts  $\nu$  und der Austrittsarbeit des Kathodenmaterials  $\chi$ . Die kinetische Energie der emittierten Elektronen steigt proportional zur Frequenz des einfallenden Lichtes an, wenn die Photonenenergie größer als die Austrittsarbeit ist. Die Stärke des Photostroms ist dann proportional zur Leistung der Lichtquelle. (Vgl. Cardona et al.)

Ohne äußeres elektrisches Feld muss die Austrittsarbeit  $\chi$  verrichtet werden, wenn Elektronen den Festkörper ins Vakuum verlassen. Ein äußeres elektrisches Feld kann aber die Potentialbarriere verformen, die Elektronen überwinden müssen, um das Vakuumniveau zu erreichen. Bei sehr starken äußeren elektrischen Feldern wird die Potentialbarriere derart schmal, dass Elektronen die Potentialbarriere durchtunneln können, ohne die Austrittsarbeit  $\chi$  aufbringen zu müssen. Das Durchtunneln der Potentialbarriere bei Feldstärken ab  $1 \cdot 10^9$  V/m wird als Feldemission bezeichnet.

Die theoretische Erklärung der Feldemission gelang R. H. Fowler und L. Nordheim 1928 und beruht auf der quantenmechanischen Beschreibung der Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen einen schmalen Potentialwall durchtunneln können (vgl. Fowler et al.). In ihrem Artikel „Electron Emission in Intense Electric Fields“ beschreiben Sie die Abhängigkeit des Emissionsstromes  $I_{\text{FE}}$  vom elektrischen Feld durch

$$I_{\text{FE}} = c_{\text{FE},1} \frac{\sqrt{E_{\text{F}}}}{(\chi + E_{\text{F}}) \sqrt{\chi}} E^2 e^{-\frac{c_{\text{FE},2} \chi^{3/2}}{E}}, \quad (2.39)$$

wobei sich die Konstanten  $c_{\text{FE},1} = 6,2 \cdot 10^{-6}$  A/V und  $c_{\text{FE},2} = 2,1 \cdot 10^{10}$  V<sup>-1/2</sup>m<sup>-1</sup> aus der theoretischen Herleitung ergeben und  $E_{\text{F}}$  die Fermienergie des Kathodenmaterials ist. Für Wolfram wird beispielsweise die Relation

$$j_{\text{FE,W}} = c_{\text{FE,W},1} E^2 e^{-\frac{c_{\text{FE,W},2}}{E}} \quad (2.40)$$

für die Abhängigkeit der Feldemissionsstromdichte  $j_{\text{FE,W}}$  vom elektrischen Feld mit den Parametern  $c_{\text{FE,W},1} = 3,4 \cdot 10^{-5}$  A/V<sup>2</sup> und  $c_{\text{FE,W},2} = 5 \cdot 10^{10}$  V/m angegeben. Abbildung 6 zeigt die Abhängigkeit der Stromdichte bei Feldemission am Beispiel Wolfram nach Gleichung (2.40). Hier wird deutlich, dass der Strom bei Feldemission erst ab einem

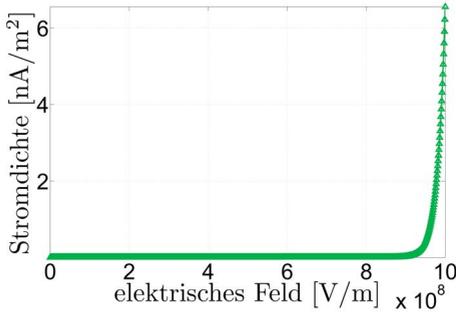


Abb. 6: Abhängigkeit der Stromdichte vom elektrischen Feld bei Feldemission am Beispiel Wolfram nach Gleichung (2.40).

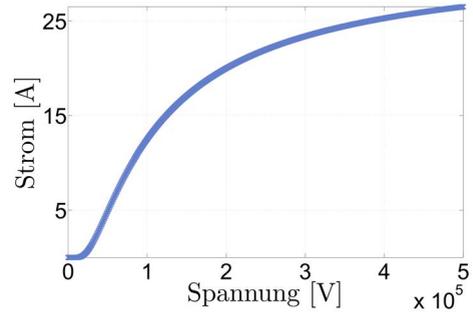


Abb. 7: Abhängigkeit des Stroms von der Spannung bei Feldemission am Beispiel Germanium nach Gleichung (2.41).

Grenzwert für das elektrische Feld einsetzt und danach stark ansteigt. (Vgl. Eichmeier, Kap. 3.1.4)

Gleichung (2.39) beschreibt die Feldemission von Elektronen aus einer Metalloberfläche. Für Halbleiter trifft die Gleichung von Fowler und Nordheim aufgrund der anderen Energieverteilung der Elektronen und der geringeren Ladungsträgerdichte im Festkörper nicht zu. Robert Stratton erweitert daher die theoretische Betrachtung der Feldemission um die Emission von Elektronen aus Halbleitern. Der Strom bei Feldemission aus einer Germaniumspitze  $I_{Ge}$  wird zum Beispiel durch

$$I_{Ge} = c_{Ge,1} e^{-\frac{c_{Ge,2}}{U}} \quad (2.41)$$

mit den Konstanten  $c_{Ge,1} = 32 \text{ A}$  und  $c_{Ge,2} = 9,4 \cdot 10^4 \text{ V}$  beschrieben. Die Feldemission aus Halbleitern zeigt damit eine andere Abhängigkeit des Emissionsstroms vom äußeren elektrischen Feld als die charakteristische Form nach Fowler und Nordheim. Abbildung 7 zeigt die Abhängigkeit der Stromdichte bei Feldemission aus Germanium. Der Bildausschnitt zeigt die Abhängigkeit des Stroms bei mittleren Spannungen. Bei niedrigeren Spannungen ähnelt der Verlauf des Stroms eher dem Verlauf der Feldemission aus Metallen. Bei sehr hohen Spannungen tritt bei der Feldemission aus dem Halbleiter eine Sättigung ein. (Vgl. Stratton, „Field Emission from Semiconductors“, „Theory of Field Emission from Semiconductors“)

Neben der Feldemission wird auch die sogenannte Schottky-Emission beobachtet, bei der durch ein starkes äußeres Feld die Höhe der Potentialbarriere und damit die zu verrichtende Austrittsarbeit gesenkt wird. Die Verringerung der Höhe der Potentialbarriere,

die ein Elektron überwinden muss, um ins Vakuum zu emittieren, wird als Schottky-Effekt bezeichnet. Die Elektronen verlassen den Festkörper in diesem Fall nicht, indem sie durch die Potentialbarriere tunneln, sondern indem sie die flachere Potentialbarriere überwinden. Die Schottky-Emission ist im Gegensatz zur Feldemission ein stark temperaturabhängiger Effekt. Die Emissionsstromdichte  $j_S$  kann in diesem Fall durch die Gleichung

$$j_S = c_{S,1} e^{c_{S,2} \sqrt{E}} \quad (2.42)$$

beschrieben werden. Die temperaturabhängigen Größen  $c_{S,1}$  und  $c_{S,2}$  sind durch

$$c_{S,1} = RT^2 e^{-\frac{\chi}{k_B T}} \quad (2.43)$$

und

$$c_{S,2} = \sqrt{\frac{q_e^3}{\varepsilon}} \cdot \frac{1}{k_B T} \quad (2.44)$$

definiert, mit der Temperatur  $T$ , der Boltzmann-Konstante  $k_B$ , der Elementarladung  $q_e$ , der Permittivität  $\varepsilon$  des Mediums zwischen den Elektroden und der Richardson-Konstante  $R$ , die durch

$$R = \frac{4\pi q_e m_e k_B^2}{h^3} \quad (2.45)$$

mit der Elektronenmasse  $m_e$  und dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$  gegeben ist (vgl. Eichmeier, Kap. 3.1.1). Die Schottky-Emission unterscheidet sich nicht nur durch die Temperaturabhängigkeit von der Feldemission. Auch die Form der Strom-Spannungs-Charakteristik unterscheidet sich, insbesondere bei kleinen Feldern, sowohl von der charakteristischen Form der Fowler-Nordheim-Emission als auch von der Abhängigkeit des Emissionsstroms von der Spannung bei der Feldemission aus dem Halbleiter, wie Abbildung 8 zeigt. (Vgl. Emtage et al.)

Schließlich gehört auch die Hot-Electron-Emission zu den Effekten, bei denen große Feldstärken für die Emission von Elektronen aus einem Halbleiter sorgen. Hier wird ein Teil der Elektronen in lokalen, sehr großen elektrischen Feldern beschleunigt, sodass sie eine genügend große kinetische Energie erreichen, um die Energie zur Emission aufzubringen. Diese Elektronen großer Energie werden als 'Hot Electrons' bezeichnet. Die Hot-Electron-Emission spielt insbesondere bei Metal-Oxide-Semiconductor-Bauelementen eine Rolle,

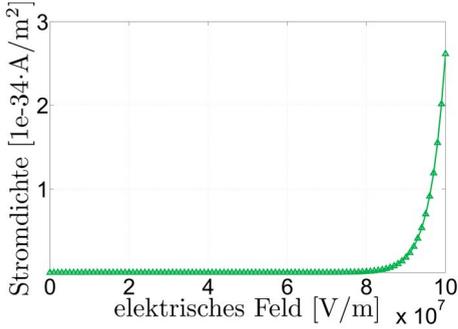


Abb. 8: Abhängigkeit der Emissionsstromdichte vom elektrischen Feld bei Schottky-Emission.

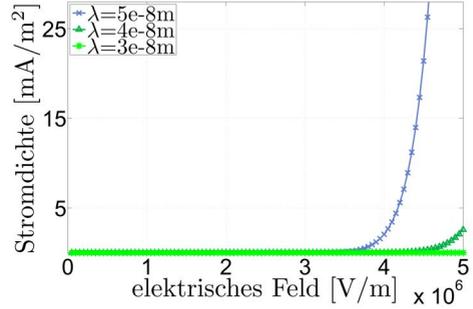


Abb. 9: Abhängigkeit der Emissionsstromdichte vom elektrischen Feld bei Hot-Electron-Emission.

da die in den pn-Übergängen beschleunigten Elektronen in das Gateoxid eindringen können. Einerseits kann der Hot-Electron-Effekt zu Fehlern in integrierten Schaltungen führen, andererseits wird er in Floating-Gate-Transistoren gezielt genutzt, um die Ausgangscharakteristik des Speichertransistors zu manipulieren. (Vgl. T. Giebel et al.; Zaka et al.)

Ein sehr einfaches, phänomenologisches Modell für die Beschreibung der Hot-Electron-Emission ist das Lucky-Electron-Modell. Lucky-Electrons sind Elektronen, die eine hohe kinetische Energie haben, weil sie im Festkörper nicht mit Phononen kollidiert sind. Die zur Beschleunigung der Hot-Elektrons führenden großen Feldstärken werden zum Beispiel in der Raumladungszone eines in Sperrrichtung betriebenen pn-Übergangs erreicht. Senitzky berichtet 1959 über die Emission von Elektronen aus der Siliziumoberfläche einer Diode. Die Emission der Elektronen ist stark temperaturabhängig und von der Stoßwahrscheinlichkeit der Elektronen im Festkörper abhängig. Die Wahrscheinlichkeit  $P$ , dass ein Elektron im elektrischen Feld  $E$  die kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}$  erreicht, wird im Lucky-Electron-Modell durch

$$P(E_{\text{kin}}) = e^{-\frac{E_{\text{kin}}}{qE\lambda_{\text{LE}}}} \quad (2.46)$$

mit der mittleren freien Weglänge für Kollisionen im Substrat  $\lambda_{\text{LE}}$  beschrieben. Die Abhängigkeit des Emissionsstromes, der von der Kathode durch den Hot-Electron-Effekt emittiert wird, kann dann durch

$$j_{\text{HEE}} = j_0 \frac{q_e E s_0}{\chi} e^{-\frac{\chi}{q_e E \lambda_{\text{LE}}}} \quad (2.47)$$

mit der Stromdichte  $\vec{j}_0$  und der Beschleunigungsstrecke  $s_0$  im Substrat beschrieben werden. Abbildung 9 stellt die Hot-Electron-Emission im Rahmen des Lucky-Electron-Modells für unterschiedliche Werte des Parameters  $\lambda_{LE}$  dar und zeigt, dass auch die Hot-Electron-Emission ab einem Schwellenwert einsetzt und danach massiv ansteigt. (Vgl. Ning; Senitzky; Shockley)

Zur Generation von Elektronen durch Emission aus einer Kathode sind also mehrere Möglichkeiten denkbar. Die thermische Elektronenemission wurde in diesem Kapitel zwar genannt, aber nicht ausführlicher diskutiert, da der Aufwand zur Realisierung einer geheizten Kathode in einem miniaturisierten Vakuumsensor groß wäre und hohe Versorgungsleistungen benötigen würde. Die Photoelektronen-Emission ist eine Möglichkeit zur effizienten Generation von Ladungsträgern aus der Kathode. Zunächst würde die Wahl dieser Methode zwar den Einsatz einer Lichtquelle nach sich ziehen, mit der fortlaufenden Entwicklung im Bereich der Leuchtdioden, die Licht im ultravioletten Spektrum emittieren, (Ultraviolet Light-emitting Diode, UV-LED) könnte aber zukünftig die Möglichkeit bestehen, die Herstellung einer Lichtquelle in den Herstellungsprozess des Sensorchips zu integrieren. Emissionsmechanismen, die auf dem Wirken eines äußeren elektrischen Feldes beruhen, müssen bei der Miniaturisierung eines Sensors per se berücksichtigt werden, da durch die kleinen Abmessungen bei geringen Spannungen große Felder auftreten. Unterschieden werden können die Arten der feldinduzierten Elektronenemission anhand ihrer Strom-Spannungs-Charakteristik. Die Emission von Elektronen durch ein äußeres Feld wäre eine elegante Art der Ladungsträgergeneration, da auf zusätzliche Elemente, wie eine Heizung oder eine Lichtquelle, verzichtet werden könnte. Feldemission tritt typischer Weise erst bei Feldstärken oberhalb von  $1 \cdot 10^9$  V/m auf. Ob die im Sensor realisierbaren Feldstärken für eine durch ein Feld induzierte Emission von Elektronen ausreichen, müssen die Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung zeigen.

Die Elektronenemission an sich ist kein druckabhängiger Effekt, sie kann aber dennoch durch die Anwesenheit von Gasteilchen im Raum zwischen den Elektroden beeinflusst werden. Wenn sich Gasteilchen an der Oberfläche der Kathode anlagern, kann dies die Emission von Elektronen beeinflussen. Daher folgen im nächsten Abschnitt einige theoretische Ansätze zur Beschreibung der Adsorption von Gasmolekülen auf der Festkörperoberfläche.

### 2.2.5. Adsorption von Gasmolekülen auf der Kathodenoberfläche

Bei der Emission von Elektronen von einer großflächigen Kathode in einer Gasatmosphäre muss in Betracht gezogen werden, dass sich Gasmoleküle an der Oberfläche der Kathode anlagern können. Durch die teilweise Bedeckung der Kathodenoberfläche kann die Emission von Elektronen beeinflusst werden.

Bei der Adsorption wird unterschieden zwischen dem Bedeckungsgrad  $\theta$  und der Stoffmenge  $n_a$  der an der Oberfläche adsorbierten Teilchen, des Adsorbats. Die Adsorptionsisotherme beschreibt die Abhängigkeit der adsorbierten Stoffmenge vom Druck  $p$ . Laut der Empfehlungen der International Union of Pure and Applied Chemistry (IUPAC) lässt sich der Großteil der Adsorptionsmechanismen durch einen von sechs Typen von Adsorptionsisothermen beschreiben. Diese Typen unterscheiden sich hinsichtlich Monolagen- und Multilagenadsorption, Wechselwirkungen der adsorbierten Gasmoleküle untereinander und Beschaffenheit der Festkörperoberfläche. Für genügend kleine Bedeckungsgrade lässt sich die Abhängigkeit der adsorbierten Stoffmenge  $n_{a,0}$  vom Druck häufig durch die lineare Gleichung

$$n_{a,0} = n_{a,M}\theta = c_{a,0}p \quad (2.48)$$

mit der Proportionalitätskonstante  $c_{a,0}$  beschreiben. Die Proportionalitätskonstante  $n_{a,M}$  entspricht dabei der Stoffmenge der adsorbierten Teilchen für einen Bedeckungsgrad von 1, also der Stoffmenge, die adsorbiert, wenn die gesamte Oberfläche des Adsorbens mit einer Monolage des Adsorbats bedeckt ist. (Vgl. Sing et al.)

Adsorptionsisothermen vom Typ I zeichnen sich dadurch aus, dass die adsorbierte Stoffmenge bei niedrigen Drücken zunächst stark ansteigt und dann einem Sättigungswert entgegenstrebt. Ein Beispiel für eine Adsorptionsisotherme vom Typ I ist die Langmuir-Isotherme. Irving Langmuir entwickelte seine Gleichung, die die Ausbildung einer Monolage adsorbierter Materie  $n_{a,L}$  beschreibt, für den Fall der Adsorption von Gasmolekülen an glatten Oberflächen, unter der Annahme von geringen Wechselwirkungen der Gasteilchen untereinander. Unter Beachtung von Gleichung (2.48) lässt sich die Langmuir-Isotherme durch die Gleichung

$$\frac{n_{a,L}}{n_{a,M}} = \theta = \frac{p/k_{a,L}}{(1 + p/k_{a,L})} \quad (2.49)$$

mit der reziproken Proportionalitätskonstante  $k_{a,L}$  beschreiben. Abbildung 10a zeigt die Langmuir-Isotherme beispielhaft für verschiedene Werte von  $k_{a,L}$ . Im Falle einer

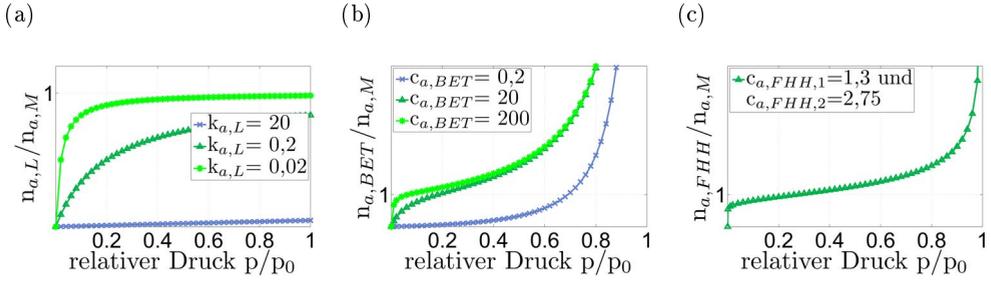


Abb. 10: Adsorptionsisothermen nach unterschiedlichen Modellen: a) Langmuir-Isotherme nach Gleichung (2.49) für unterschiedliche Werte von  $k_{a,L}$ , b) BET-Isotherme nach Gleichung (2.50) für unterschiedliche Werte von  $c_{a,BET}$ , c) FHH-Isotherme für Stickstoff entsprechend Gleichung (2.51) nach Pierce.

Langmuir-Isotherme kann die Adsorption bei sehr niedrigen relativen Drücken  $p/p_0$  durch eine Linearisierung nach Gleichung (2.48) approximiert werden. (Vgl. Langmuir)

Brunauer, Emmett und Teller erweiterten die Theorie von Langmuir hinsichtlich der Multilagen-Adsorption. Die adsorbierte Stoffmenge  $n_{a,BET}$  lässt sich demzufolge durch

$$\frac{n_{a,BET}}{n_{a,M}} = \frac{c_{a,BET} p}{(p_0 - p)[1 + (c_{a,BET} - 1)p/p_0]} \quad (2.50)$$

beschreiben, wobei  $p_0$  der Dampfdruck des Adsorbats ist und  $c_{a,BET}$  von der Adsorbat-Oberflächen- und Adsorbat-Adsorbat-Wechselwirkung abhängt. In Fällen in denen die attraktive Wechselwirkung zwischen Adsorbat und Oberfläche wesentlich stärker als die attraktive Wechselwirkung zwischen den Molekülen in der flüssigen Phase ist, ist  $c_{a,BET}$  sehr viel größer als 1. Ist hingegen die attraktive Wechselwirkung zwischen den Molekülen in der flüssigen Phase stärker, ist  $c_{a,BET}$  kleiner als 1. Das nach Brunauer, Emmett und Teller benannte Modell (BET-Modell) beschreibt Adsorptionsisothermen vom Typ I, II und III, je nachdem welchen Wert  $c_{a,BET}$  annimmt.

Abbildung 10b zeigt die BET-Isotherme nach Gleichung (2.50) für unterschiedliche Werte von  $c_{a,BET}$ . Wenn die Wechselwirkungen zwischen Adsorbat und Adsorbens größer sind, also  $c_{a,BET}$  größer als 1 ist, zeigt das BET-Modell die typische s-förmige Isotherme vom Typ II. In diesem Fall bildet sich zunächst aufgrund der starken Anziehung zwischen Adsorbens und Adsorbat bei niedrigen relativen Drücken eine komplette Monolage und erst bei höheren Drücken steigt die Menge des Adsorbats weiter an. Wenn  $c_{a,BET}$  hingegen kleiner als 1 ist, die attraktive Wechselwirkung zwischen Adsorbat und Adsorbens

also gering ist, bildet sich keine Monolage bei niedrigen relativen Drücken aus. In diesem Fall handelt es sich um eine Isotherme vom Typ III und die Menge des Adsorbats steigt erst bei hohen Drücken stark an. (Vgl. Brunauer; Deming et al.; Brunauer; Emmett et al.)

Für Multilagenadsorption mit kleinen Adsorbatdicken ist das BET-Modell bis heute ein sehr erfolgreicher Ansatz. Bei großen relativen Drücken beziehungsweise Adsorbatdicken hat sich hingegen das Frenkel-Halsey-Hill-Modell (FHH-Modell) durchgesetzt (vgl. Mecke et al.). Danach ergibt sich für die adsorbierte Stoffmenge  $n_{a,\text{FHH}}$  die Relation

$$\frac{n_{a,\text{FHH}}}{n_{a,\text{M}}} = \left( \frac{-c_{a,\text{FHH},1}}{\ln(p/p_0)} \right)^{1/c_{a,\text{FHH},2}}, \quad (2.51)$$

wobei die Konstanten  $c_{a,\text{FHH},1}$  und  $c_{a,\text{FHH},2}$  von den Eigenschaften des Substrats und des Adsorbats abhängen. Für die Adsorption von Stickstoff auf glatten Substraten werden beispielsweise die Werte  $c_{a,\text{FHH},1} = 1,3$  und  $c_{a,\text{FHH},2} = 2,75$  genannt. Abbildung 10c zeigt die FHH-Isotherme für Stickstoff mit diesen Werten, die den für die FHH-Adsorption typischen steilen Anstieg der Adsorbatdicke nahe des Dampfdrucks zeigt. (Vgl. Pierce)

Alle bisher in diesem Abschnitt vorgestellten Adsorptionsisothermen beschreiben die sogenannte Physisorption von Gasen an Oberflächen. Die Physisorption zeichnet sich dadurch aus, dass die Gasmoleküle keine chemische Bindung mit den Atomen der Festkörperoberfläche eingehen, sondern nur durch die tendenziell schwächeren van-der-Waals-Kräfte an die Oberfläche gebunden sind. Aufgrund der geringen Anziehungskräfte sind die Vorgänge der Physisorption in der Regel reversibel. Gehen die an der Festkörperoberfläche adsorbierten Moleküle eine chemische Bindung mit den Atomen des Festkörpers ein, wird von Chemisorption gesprochen. Ein prominentes Beispiel für die Chemisorption ist die Adsorption von Sauerstoffmolekülen auf der Siliziumoberfläche. Auf der reinen Siliziumoberfläche ist die Adsorptionswahrscheinlichkeit von Sauerstoff nahezu eins. Bei Kontakt mit Luft bildet sich an der Siliziumoberfläche eine Monolage Siliziumdioxid, die natives Oxid genannt wird. Die Chemisorption ist im Gegensatz zur Physisorption in der Regel nicht reversibel. Das native Oxid bleibt auch im Vakuum auf der Siliziumoberfläche stabil und lässt sich nur chemisch, zum Beispiel durch die Reaktion mit Flusssäure, entfernen. (Vgl. Law et al.)

In diesem Abschnitt wurden verschiedene Formen von Adsorptionsisothermen vorgestellt, da die Adsorption von Gasmolekülen auf der Oberfläche der Kathode die Emission von Elektronen beeinflussen kann. Erst kürzlich berichteten Kang et. al. von einem Versuchsaufbau mit einem Elektrodenabstand von 5  $\mu\text{m}$ , bei dem Photoelektronen von der

Kathode zur Ionisation von leicht flüchtigen organischen Substanzen emittiert werden. Die Autoren berichten, dass die Adsorption an der Kathode die Photoemission von Elektronen reduziert (vgl. Kang et al.). Im Rahmen der Modellierung der Druckabhängigkeit des Stromes in Abschnitt 3.2 wird erläutert, inwiefern die Adsorption an der Kathode Einfluss auf die Emission von Elektronen hat. Zuvor wird zu Beginn des folgenden Kapitels ein Modell für die Druckabhängigkeit der Stromes bei Ionisation in der Gasstrecke entwickelt.

---

### 3. Modellierung und Konzeptionierung eines neuartigen Vakuumsensors

Im vorangehenden Kapitel wurden Mechanismen vorgestellt, die den Strom zwischen zwei Elektroden in einer Gasstrecke beeinflussen. Ein Teil dieser Effekte, die Ladungsträgerbeweglichkeit, die Ladungsträgerdichte bei Ionisation und die Adsorption von Gasmolekülen auf der Kathode, ist abhängig von der Teilchendichte in der Gasstrecke. Im Folgenden werden zwei Fälle unterschieden. Zunächst wird die Druckabhängigkeit eines Stromes betrachtet, der durch die Ionisation von Ladungsträgern in der Gasstrecke bestimmt wird. In Abschnitt 3.2 wird untersucht, inwiefern ein Strom, der aus der Emission von Elektronen aus der Kathode resultiert, vom Druck abhängt. Anschließend wird ein Konzept für das Design und die Herstellung eines, den vorangehenden Überlegungen entsprechenden Sensorchips erläutert.

#### 3.1. Die Druckabhängigkeit des Stromes bei Ionisation im Gasraum

Bei der Betrachtung der Ladungsträgerbeweglichkeit und des Ionisationskoeffizienten findet sich nicht nur eine Abhängigkeit vom Druck. Es muss auch zwischen unterschiedlichen Mechanismen in zwei beziehungsweise drei verschiedenen Druckbereichen differenziert werden. Für die Beschreibung der Druckabhängigkeit der Charakteristik des Sensorchips wird im Folgenden ein Modell entwickelt, das die Strom-Druck-Abhängigkeit über den gesamten, während der Vermessung der Sensorchips untersuchten Druckbereich abbilden soll.

Um eine in allen Druckbereichen gültige Gleichung für den Strom zwischen zwei Elektroden zu erhalten, kann eine gewichtete Addition über die einzelnen Komponenten durchgeführt werden, wenn die Gewichtungsfaktoren im jeweiligen Gültigkeitsbereich der einzelnen Komponente den Wert '1' haben und ansonsten den Wert '0'. Gleichung (2.31) beschreibt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Teilchen mit der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  bei der Bewegung durch ein Gasvolumen am Ort  $x$  noch nicht mit einem Gasmolekül kollidiert ist. Der Gewichtungsfaktor für den Druckbereich, in dem die Ladungsträger auf der Strecke zwischen den Elektroden im Abstand  $d$  weder aufgrund der thermischen noch aufgrund der Driftbewegung an Gasmolekülen gestreut werden, kann also durch

$$f_0 = e^{-d/\lambda} \cdot e^{-d/s_{\max}} \quad (3.1)$$

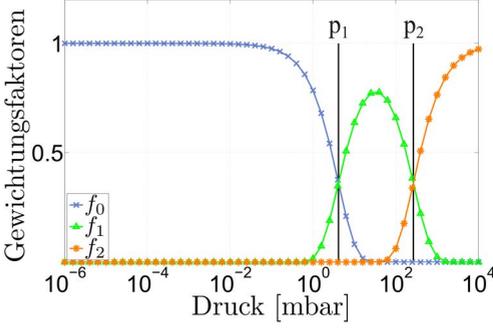
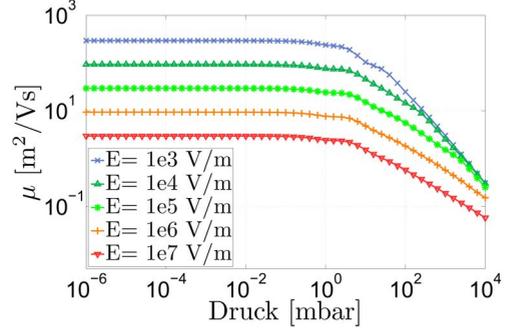

 Abb. 11: Die Gewichtungsfaktoren  $f_0$ ,  $f_1$  und  $f_2$  in Abhängigkeit vom Druck.


Abb. 12: Ladungsträgerbeweglichkeit nach Gleichung (3.4), dargestellt in Abhängigkeit vom Druck.

mit der durch die thermische Bewegung bestimmten Beschleunigungsstrecke  $s_{\max}$  definiert werden. Für den mittleren Druckbereich, in dem die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  die Kollisionen von Ladungsträgern und Gasteilchen bestimmt, lässt sich dem entsprechend der Gewichtungsfaktor

$$f_1 = e^{-\lambda/d} \cdot e^{-\lambda/s_{\max}} \quad (3.2)$$

konstruieren. Dann folgt für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen aufgrund der thermischen Bewegung auf der Strecke zwischen den Elektroden an Gasmolekülen gestreut wird

$$f_2 = e^{-s_{\max}/d} \cdot e^{-s_{\max}/\lambda}. \quad (3.3)$$

Abbildung 11 zeigt die Abhängigkeit der Gewichtungsfaktoren  $f_0$ ,  $f_1$  und  $f_2$  vom Druck. Die Faktoren werden nach Gleichung (3.1), Gleichung (3.2) und Gleichung (3.3) unter Verwendung von Gleichung (2.15), Gleichung (2.23) berechnet. Als Parameter werden beispielhaft die Werte  $d = 1 \text{ mm}$  für den Elektrodenabstand,  $T = 300 \text{ K}$  für die Temperatur,  $\sigma = 1 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  für den Wirkungsquerschnitt und  $E = 1 \cdot 10^4 \text{ V/m}$  für das elektrische Feld gewählt. Die Grenze zwischen den ersten beiden Druckbereichen  $p_1$  nach Gleichung (2.29) wird im Wesentlichen durch den Abstand der Elektroden  $d$  bestimmt. Die Grenze zwischen dem mittleren und dem höheren Druckbereich  $p_2$  nach Gleichung (2.30) hängt zusätzlich von der Stärke des elektrischen Feldes ab.

In Abschnitt 2.2.1 wurden drei Relationen für die Ladungsträgerbeweglichkeit in den drei Druckbereichen beschrieben. Unter Verwendung der Faktoren  $f_0$ ,  $f_1$  und  $f_2$  lässt sich nun daraus über die gewichtete Summe

$$\mu_e(p, E) = \sum_{i=0}^2 f_i \mu_{i,e} \quad (3.4)$$

eine allgemeine Relation für die Ladungsträgerbeweglichkeit definieren. Dabei entsprechen  $\mu_{0,e}$ ,  $\mu_{1,e}$  und  $\mu_{2,e}$  Gleichung (2.14), Gleichung (2.19) bzw. Gleichung (2.25).

Abbildung 12 zeigt die Ladungsträgerbeweglichkeit nach Gleichung (3.4) in Abhängigkeit vom Druck für unterschiedlich starke elektrische Felder. Für  $d$ ,  $T$  und  $\sigma$  werden die oben angegebenen Werte verwendet. Der Vergleich mit Abbildung 2 zeigt, dass es mit Hilfe der gewichteten Summe gelingt, die drei verschiedenen Relationen aus Abschnitt 2.2.1 zu einer Gleichung zusammenzufassen. Im Ergebnis sinkt die Ladungsträgerbeweglichkeit bei niedrigen und mittleren Drücken mit der Erhöhung des elektrischen Feldes. Bei hohen Drücken fällt die Abhängigkeit vom elektrischen Feld weg. Dahingegen ist die Ladungsträgerbeweglichkeit in diesem Beispiel bei niedrigen Drücken druckunabhängig und fällt bei mittleren und höheren Drücken mit steigendem Druck ab.

Für die Beschreibung der Ladungsträgerdichte bei Ionisation in der Gasstrecke wurden in Abschnitt 2.2.3 zwei Relationen für den Ionisierungskoeffizienten und für die daraus resultierende Ladungsträgerdichte gegeben. Differenziert wird dabei zwischen der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  für kleine und mittlere Drücke und der aufgrund der thermischen Bewegung verkürzten freien Weglänge  $s_{\max}$  für höhere Drücke. Für die Definition der Ladungsträgerdichte über mehrere Druckbereiche wird daher eine gewichtete freie Weglänge

$$s_\gamma = f_\lambda \lambda + f_{s_{\max}} s_{\max} \quad (3.5)$$

konstruiert. Die Gewichtungsfaktoren  $f_\lambda$  und  $f_{s_{\max}}$  bestimmen die Gültigkeitsbereiche von  $\alpha$  durch

$$f_\lambda = e^{-\lambda/s_{\max}}, \quad (3.6)$$

da hier  $\lambda$  kleiner als  $s_{\max}$  ist und von  $\beta$  durch

$$f_{s_{\max}} = e^{-s_{\max}/\lambda}, \quad (3.7)$$

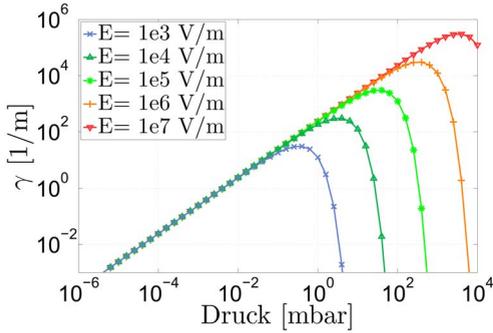


Abb. 13: Ionisierungskoeffizient  $\gamma$  nach Gleichung (3.8), dargestellt in Abhängigkeit vom Druck.

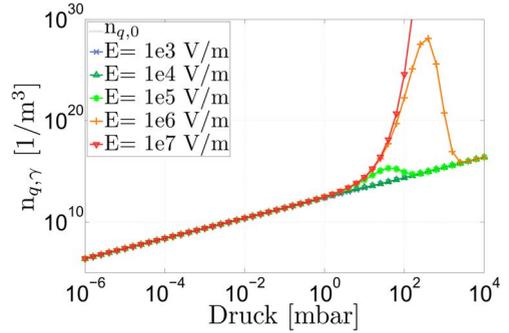


Abb. 14: Ladungsträgerdichte  $n_{q,\gamma}$  aus Gleichung (3.9), dargestellt in Abhängigkeit vom Druck.

da hier  $s_{\max}$  kleiner ist als  $\lambda$ . Damit lässt sich ein Ionisierungskoeffizient

$$\gamma = \frac{1}{s_\gamma} e^{-\frac{U_I}{s_\gamma E}} \quad (3.8)$$

mit der Ionisationsspannung  $U_I$  definieren, der über den gesamten Druckbereich Gültigkeit besitzt.

Abbildung 13 zeigt den Ionisierungskoeffizienten  $\gamma$  nach Gleichung (3.8) in Abhängigkeit vom Druck für unterschiedlich starke elektrische Felder. Zusätzlich zu den bereits oben verwendeten Werten für die Parameter werden die Berechnungen beispielhaft für eine Ionisierungsspannung  $U_I = 12 \text{ V}$  durchgeführt. Der neu definierte Ionisierungskoeffizient  $\gamma$  steigt zunächst unabhängig vom elektrischen Feld mit dem Druck an. Je größer das elektrische Feld ist, desto größer ist der Druck bei dem der Ionisierungskoeffizient dem Maximum entgegenstrebt und desto höher liegt der Maximalwert des Ionisierungskoeffizienten. Bei Drücken oberhalb des Maximums fällt der Ionisierungskoeffizient schnell ab.

Aus dem Ionisierungskoeffizienten  $\gamma$  lässt sich nun in Analogie zu Abschnitt 2.2.3 die Ladungsträgerdichte

$$n_{q,\gamma}(x) = n_{q,0} e^{\gamma x} \quad (3.9)$$

in Abhängigkeit vom Ort  $x$  berechnen. Abbildung 14 zeigt die Ladungsträgerdichte  $n_{q,\gamma}$  nach Gleichung (3.9) in Abhängigkeit vom Druck für unterschiedlich starke elektrische

Felder. In diesem Fall wird davon ausgegangen, dass die intrinsische Ladungsträgerdichte des Gases

$$n_{q,0} = c_i n_G, \quad (3.10)$$

mit dem intrinsischen Ionisationsgrad  $c_i$  proportional zur Gasdichte  $n_G$  ist. Für die Berechnung der intrinsischen Ladungsträgerdichte  $n_{q,0}$  wird in diesem Beispiel ein intrinsischer Ionisationsgrad  $c_i$  von  $1 \cdot 10^{-10}$  angenommen. Die Ladungsträgerdichte steigt zunächst unabhängig vom elektrischen Feld mit dem Druck an. Dieser Anstieg ist auf die hier angenommene Proportionalität des intrinsischen Ionisationsgrads zur Gasdichte  $n_G$  zurückzuführen. Durch Kollisionen von Elektronen mit Gasteilchen sorgt die Ionisierung in einem bestimmten Druckbereich für eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte. Je stärker das elektrische Feld ist, desto höher liegt der Druckbereich, in dem der Anstieg der Ladungsträgerdichte zu beobachten ist und desto höher ist auch der maximale Wert der Ladungsträgerdichte. Bei hohen Drücken fällt die Ladungsträgerdichte wieder auf den Wert der intrinsischen Ladungsträgerdichte ab.

Aus den Relationen für die Druckabhängigkeiten der Ladungsträgerbeweglichkeit und -dichte nach Gleichung (3.4) und Gleichung (3.9) lässt sich schließlich die Druckabhängigkeit des Stromes ableiten, der sich bei Ionisation in der Gasstrecke zwischen den Elektroden einstellt. Der Strom  $I$  zwischen den Elektroden lässt sich gemäß Gleichung (2.3) und Gleichung (2.5) durch

$$I = \vec{j} \cdot \vec{A} = q_e n_{q,e} \mu \vec{E} \cdot \vec{A} \quad (3.11)$$

definieren. Zusammen mit den in diesem Abschnitt abgeleiteten Relationen ergibt sich daraus für den Strom zwischen den Elektroden

$$\begin{aligned} I_{\text{Ion}}(p, E) &= q_e n_{q,\gamma}(d) \mu_e(p, E) E A \\ &= q_e c_i n_G E A \\ &\quad \cdot (f_0 \mu_{0,e} + f_1 \mu_{1,e} + f_2 \mu_{2,e}) \\ &\quad \cdot \exp\left(\frac{d}{f_{\lambda} \lambda + f_{s_{\max}} s_{\max}} \exp\left(-\frac{1}{f_{\lambda} \lambda + f_{s_{\max}} s_{\max}} \frac{U_1}{E}\right)\right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

mit dem intrinsischen Ionisationsgrad  $c_i$ , der Gasdichte  $n_G$ , dem elektrischen Feld  $E$ , der Elektrodenfläche  $A$ , dem Elektrodenabstand  $d$ , den Ladungsträgerbeweglichkeiten  $\mu_{0,e}$ ,  $\mu_{1,e}$  und  $\mu_{2,e}$  nach Gleichung (2.14), Gleichung (2.19) und Gleichung (2.25), der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  nach Gleichung (2.15), der durch die thermische Bewegung

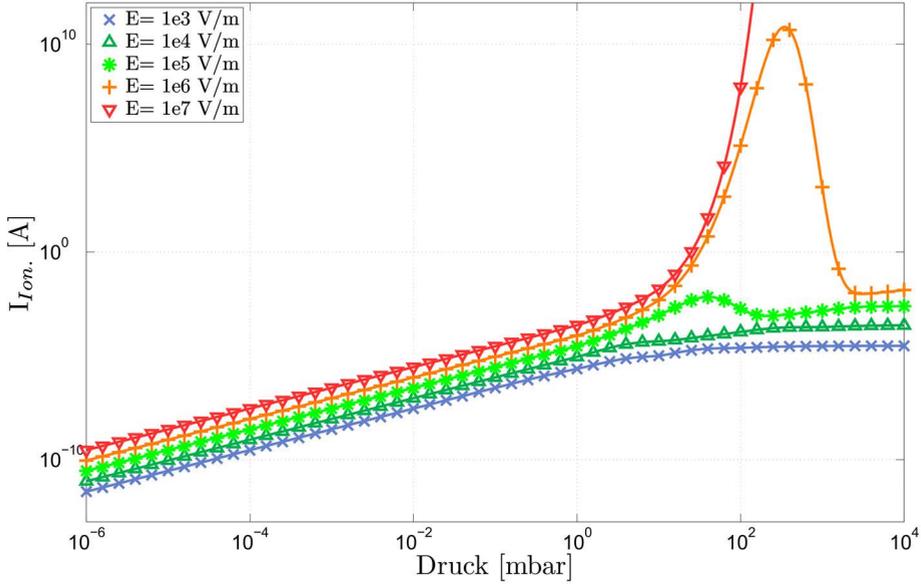


Abb. 15: Abhängigkeit des Stroms  $I_{Ion}$  vom Druck nach Gleichung (3.12) für unterschiedliche Stärken des elektrischen Feldes.

bestimmten Beschleunigungsstrecke  $s_{max}$  nach Gleichung (2.23), der Ionisierungsenergie der Gasmoleküle  $U_I$  und den Gewichtungsfaktoren  $f_0$ ,  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_\lambda$  und  $f_{s_{max}}$  nach Gleichung (3.1), Gleichung (3.2), Gleichung (3.3), Gleichung (3.6) und Gleichung (3.7).

Abbildung 15 zeigt die Abhängigkeit des Stroms  $I_{Ion}$  nach Gleichung (3.12) vom Druck für unterschiedliche Stärken des elektrischen Feldes in logarithmischer Darstellung. Als Parameter wird hier zusätzlich zu den zuvor genannten Werten für die Fläche der Elektroden der Wert  $A = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$  gewählt. Aus Abbildung 15 wird deutlich, dass der Strom zwischen den Elektroden bei Ionisation im Gasraum tendenziell mit dem Druck und mit der Stärke des elektrischen Feldes ansteigt. Bei größeren Drücken und kleinen bis mittleren elektrischen Feldern strebt der Strom einer Sättigung entgegen. Bei sehr großen elektrischen Feldern steigt der Strom in einem bestimmten Druckbereich auf Grund der hohen Ionisierungswahrscheinlichkeit stark an. Bei der experimentellen Untersuchung sollten daher zu große Ströme mittels einer geeignet gewählten Feldstärke und durch die Wahl entsprechender Begrenzungen während der Messungen zum Schutz des Messsystems vermieden werden.

### 3.2. Die Druckabhängigkeit des Stromes bei Elektronenemission

Die Emission von Elektronen aus der Kathode, welcher Art sie auch sei, hängt theoretisch nicht vom Druck zwischen den Elektroden ab. In der Praxis wird die Druckabhängigkeit des Stroms zwischen den Elektroden des Sensorchips durch zwei Mechanismen bestimmt. Einerseits kann der Emissionsstrom durch die Adsorption von Gasmolekülen an der Oberfläche der Kathode reduziert werden. Andererseits sinkt auch im Fall der Emission von Ladungsträgern von der Kathode die Ladungsträgerbeweglichkeit zwischen den Elektroden mit dem Druck.

Zunächst soll betrachtet werden, wie sich die Adsorption von Gasmolekülen an der Kathode auf den Emissionsstrom auswirken kann. Wie in Abschnitt 2.2.5 ausgeführt wurde, nimmt bei der Adsorption von Gasmolekülen auf der Festkörperoberfläche üblicherweise zunächst der Bedeckungsgrad  $\theta$  zu. Anschließend wird bei höheren Drücken die Adsorbatdicke  $D$  größer. Dies ist natürlich eine vereinfachte Annahme, die nicht allgemeingültig, aber in vielen Fällen sicher zulässig ist. Bei der Anlagerung von Gasmolekülen auf der Kathodenoberfläche in einer flüssigen Phase verändert sich das elektrische Feld an der Oberfläche der Kathode. In dem eben beschriebenen einfachen Modell geschieht dies zunächst lokal, bis ein Bedeckungsgrad von  $\theta = 1$  erreicht ist. Anschließend ändert sich das elektrische Feld ganzflächig mit dem Ansteigen der Adsorbatdicke bei Multilagenadsorption. Im Folgenden sollen diese beiden Fälle getrennt voneinander betrachtet werden.

Bei der Monolagenadsorption lagern sich Gasmoleküle lokal in einer flüssigen Phase an der Kathodenoberfläche an. In diesen Bereichen ändert sich das elektrische Feld an der Oberfläche der Kathode. Die Änderung des elektrischen Feldes an der Oberfläche der Kathode ist auf die relative Permittivität  $\varepsilon_A$  des flüssigen Adsorbats zurückzuführen und leicht anhand einer eindimensionalen Betrachtung nachvollziehbar. Abbildung 16a zeigt beispielhaft den Verlauf der relativen Permittivität  $\varepsilon_r(z)$  zwischen zwei Elektroden im Abstand  $d$  in Abhängigkeit vom Ort  $z$  für unterschiedliche relative Permittivitäten des Adsorbats  $\varepsilon_A$ . In diesem Beispiel entspricht die Dicke des Adsorbats 4% des Abstandes zwischen den Elektroden.

Für das in Abbildung 16a dargestellte Modell des Verlaufs der relativen Permittivität lässt sich nun mit einem Ansatz für die Abhängigkeit des elektrischen Feldes vom Ort

$$E(z) = \frac{E_0}{\varepsilon_r(z)} \quad (3.13)$$

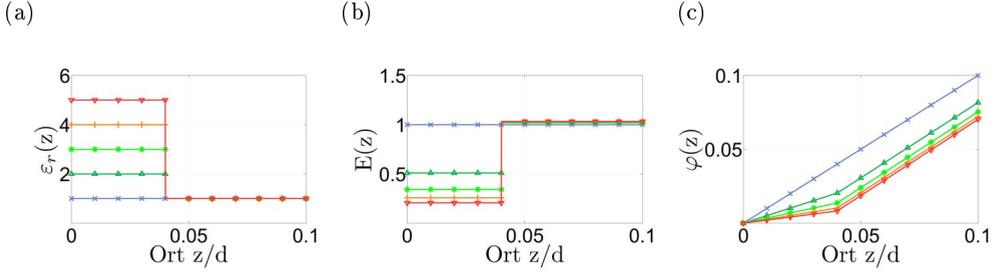


Abb. 16: Schematische Darstellung der Änderung des elektrischen Feldes an der Oberfläche der Kathode und zwischen den Elektroden bei Monolagenadsorption auf der Kathodenoberfläche: a) Verlauf der relativen Permittivität, b) Verlauf des elektrischen Feldes, c) Verlauf des Potentials.

der Verlauf des Potentials zwischen den Elektroden

$$\varphi(z) = \int Edz = E_0 \int \frac{1}{\epsilon_r(z')} dz' \quad (3.14)$$

bestimmen. Da sich die Spannung  $U$ , die zwischen den Elektroden abfällt, durch das Adsorbat nicht ändert, gilt

$$\begin{aligned} U &= \varphi(d) = \text{const.} \\ &= E_0 \left( \int_0^D \frac{1}{\epsilon_A} dz' + \int_D^d dz' \right) \\ &= E_0 \left[ d + D \left( \frac{1}{\epsilon_A} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (3.15)$$

und daraus resultiert

$$E_0 = \frac{U}{d + D \left( \frac{1}{\epsilon_A} - 1 \right)} \quad (3.16)$$

für die Feldstärke im Vakuum beziehungsweise im Gasraum zwischen den Elektroden bei Adsorption auf der Kathode. Für die Abhängigkeit des elektrischen Feldes vom Ort ergibt sich

$$E(z) = \frac{U \cdot \left[ d + D \left( \frac{1}{\epsilon_A} - 1 \right) \right]^{-1}}{\epsilon_r(z)} \quad (3.17)$$

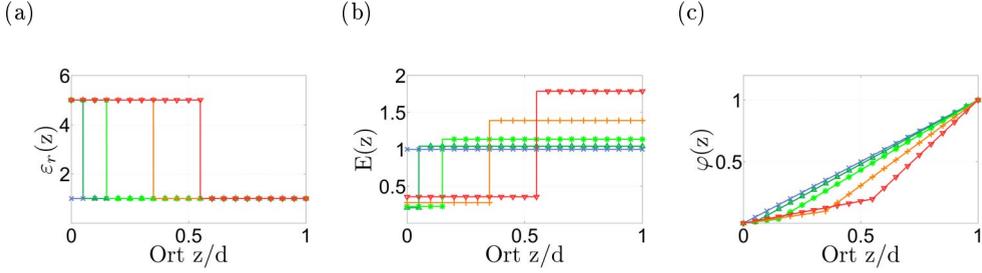


Abb. 17: Schematische Darstellung der Änderung des elektrischen Feldes an der Oberfläche der Kathode und zwischen den Elektroden bei Multilagenadsorption auf der Kathodenoberfläche: a) Verlauf der relativen Permittivität, b) Verlauf des elektrischen Feldes, c) Verlauf des Potentials.

und

$$\varphi(z) = \frac{U}{\left[ d + D \left( \frac{1}{\epsilon_A} - 1 \right) \right]} \int_0^z \frac{1}{\epsilon_r(z')} dz' \quad (3.18)$$

für den Verlauf des Potentials zwischen den Elektroden. Abbildung 16b und Abbildung 16c zeigen die Abhängigkeit des elektrischen Feldes und des Potentials vom Ort für das in Abbildung 16a dargestellte Beispiel eines dünnen Adsorbats mit unterschiedlichen relativen Permittivitäten  $\epsilon_A$ . Abbildung 16b zeigt, dass das elektrische Feld an der Oberfläche der Kathode bei Adsorption sinkt und das umso mehr, je größer die relative Permittivität der adsorbierten Phase ist. Im Gasraum zwischen den Elektroden ändert sich das elektrische Feld hingegen kaum. Dies gilt, solange der Abstand der Elektroden sehr viel größer ist als die Dicke des Adsorbats.

Steigt die Dicke des Adsorbats beziehungsweise wird der Abstand der Elektroden kleiner, so ändert dies wenig an der lokalen Feldstärke an der Oberfläche der Kathode, wie Abbildung 17 zeigt. Dargestellt sind wieder der Verlauf der relativen Permittivität, des elektrischen Feldes und des Potentials in Abhängigkeit vom Ort, diesmal für unterschiedliche Adsorbatdicken. Tatsächlich zeigt Abbildung 17b, dass die Feldstärke an der Oberfläche der Kathode mit größer werdender Adsorbatdicke leicht ansteigt. Im Gasraum zwischen den Elektroden bewirkt ein dickes Adsorbat hingegen einen Anstieg des elektrischen Feldes.

Unter der Annahme, dass es sich bei der Adsorption auf der Kathode des Sensorchips um geringe Stoffmengen an Adsorbat handelt, kann zusammengefasst werden, dass das elektrische Feld auf der Kathode lokal sinkt. Dann kann das elektrische Feld an der Kathodenoberfläche nach Gleichung (3.13) näherungsweise durch

$$E(0) = \frac{E_0}{\varepsilon_r(z=0)} \approx \frac{U/d}{\varepsilon_A} \quad (3.19)$$

beschrieben werden. Das elektrische Feld im restlichen Raum zwischen den Elektroden ändert sich in erster Näherung nicht. Damit lässt sich die Emissionsstromdichte von der Kathode  $j_{\text{Em,K}}(E)$  aufteilen in einen Anteil  $j_{\text{Em,x}}(E_0)$ , bei dem Elektronen aus der freien, nicht durch Adsorbat bedeckten Oberfläche austreten und einen Anteil  $j_{\text{Em,x}}(\frac{E_0}{\varepsilon_r})$ , bei dem Elektronen aus Oberflächenbereichen, die durch das Adsorbat bedeckt sind, emittiert werden. Dabei steht  $j_{\text{Em,x}}$  für eine beliebige Art der durch ein elektrisches Feld induzierten Elektronenemissionsstromdichte. Die Emissionsstromdichte von der Kathode  $j_{\text{Em,K}}$  lässt sich dann durch

$$j_{\text{Em,K}}(E) = (1 - \theta) \cdot j_{\text{Em,x}}(E_0) + \theta \cdot j_{\text{Em,x}}(\frac{E_0}{\varepsilon_r}) \quad (3.20)$$

beschreiben, wobei sich der Bedeckungsgrad  $\theta$  zum Beispiel durch einen linearen Ansatz oder durch eine Langmuir-Isotherme beschreiben lässt. Da der Bedeckungsgrad mit dem Druck steigt, folgt aus diesem Ansatz, dass der Emissionsstrom bei steigendem Druck sinkt.

Darüber hinaus ändert sich der Strom zwischen den Elektroden auch aufgrund der Änderung der Beweglichkeit der Ladungsträger mit dem Druck. Die meisten Untersuchungen zur Emission von Elektronen werden im Vakuum oder zumindest bei konstantem Druck durchgeführt. In einer Gasatmosphäre ändert sich die Ladungsträgerbeweglichkeit von aus der Kathode emittierten Elektronen aber genauso, wie die der durch Ionisation im Gasraum generierten Ladungsträger. Um die Veränderung der Ladungsträgerbeweglichkeit mit dem Druck bei der Formulierung eines Modells zur Beschreibung der Druckabhängigkeit des Stroms zwischen den Elektroden des Sensorchips zu berücksichtigen, kann die Emissionsstromdichte von der Kathode

$$j_{\text{Em}}(p, E) = j_{\text{Em,K}} \cdot \frac{\mu_e}{\mu_{0,e}} \quad (3.21)$$

mit der druckabhängigen Ladungsträgerbeweglichkeit nach Gleichung (3.4) multipliziert werden, die auf die Ladungsträgerbeweglichkeit im Vakuum  $\mu_{0,e}$  aus Gleichung (2.14)

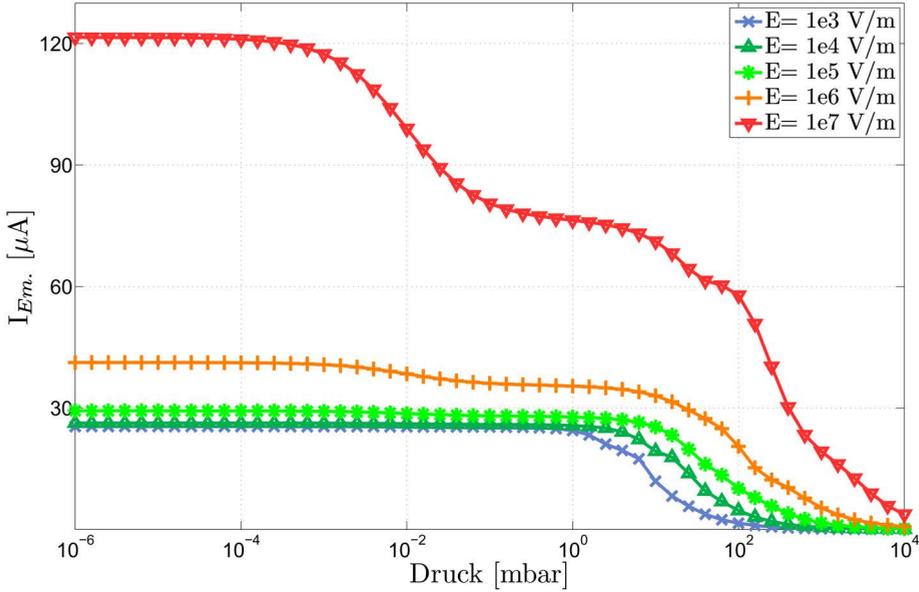


Abb. 18: Abhängigkeit des Stroms  $I_{Em}$  vom Druck nach Gleichung (3.22) für unterschiedliche Stärken des elektrischen Feldes.

normiert ist. Zusammen mit Gleichung (3.20) ergibt sich aus dieser Überlegung

$$\begin{aligned}
 I_{Em}(p, E) &= j_{Em,K} \cdot \frac{\mu_e}{\mu_{0,e}} A \\
 &= \left[ (1 - \theta) \cdot j_{Em,x}(E_0) + \theta \cdot j_{Em,x}\left(\frac{E_0}{\varepsilon_A}\right) \right] \\
 &\quad \cdot \left( f_0 + f_1 \frac{\mu_{1,e}}{\mu_{0,e}} + f_2 \frac{\mu_{2,e}}{\mu_{0,e}} \right) \cdot A
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

für die Druckabhängigkeit des Stroms zwischen zwei Elektroden bei der Emission von Elektronen aus der Kathode mit dem Bedeckungsgrad  $\theta$ , der Emissionsstromdichte von der Kathode  $j_{Em,K}$ , der Stärke des elektrischen Feldes im Vakuum  $E_0$ , der relativen Permittivität des Adsorbats  $\varepsilon_A$ , der Elektrodenfläche  $A$ , den Ladungsträgerbeweglichkeiten  $\mu_{0,e}$ ,  $\mu_{1,e}$  und  $\mu_{2,e}$  nach Gleichung (2.14), Gleichung (2.19) und Gleichung (2.25) und den Gewichtungsfaktoren  $f_0$ ,  $f_1$  und  $f_2$  nach Gleichung (3.1), Gleichung (3.2) und Gleichung (3.3).

In Abbildung 18 ist die Abhängigkeit des Stromes, zwischen zwei Elektroden bei Emission von Elektronen aus der Kathode, vom Druck für unterschiedliche Stärken des elektrischen Feldes nach Gleichung (3.22) dargestellt. Die Berechnungen werden unter Verwendung der Parameter  $d = 300 \text{ nm}$  für den Elektrodenabstand,  $A = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$  für die Fläche der Elektroden,  $T = 300 \text{ K}$  für die Temperatur,  $\sigma = 1 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$  für den Wirkungsquerschnitt,  $\epsilon_r = 2$  für die relative Permittivität des Adsorbats,  $k_{a,L} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$  für die reziproke Proportionalitätskonstante der Langmuir-Isotherme nach Gleichung (2.49) und  $c_{S,1} = 1 \text{ A/m}^2$  und  $c_{S,2} = 5 \cdot 10^{-4} (\text{m/V})^{1/2}$  für die Proportionalitätskonstanten der Schottky-Emissionsstromdichte nach Gleichung (2.42) durchgeführt.

Abbildung 18 zeigt, dass, nach dem für die Emission von Elektronen aus der Kathode aufgestellten Modell der Strom zwischen dem Elektroden tendenziell mit steigendem Druck abnimmt. Begründet liegt dies sowohl in der Adsorption von Gasmolekülen auf der Kathode, als auch in der Verringerung der Ladungsträgerbeweglichkeit mit dem Druck. Generell zeigt sich, dass der Strom zwischen den Elektroden mit größer werdendem elektrischen Feld ansteigt, da der Emissionsstrom von der Kathode größer wird. Aber auch die Druckbereiche, in denen der Strom zwischen den Elektroden variiert, ändern sich mit dem elektrischen Feld. Bei einem elektrischen Feld von  $1 \cdot 10^3 \text{ V/m}$  fällt der Strom hauptsächlich zwischen 1 mbar und 100 mbar ab. Dieser Abfall ist auf die Reduzierung der Ladungsträgerbeweglichkeit zurückzuführen. Mit ansteigendem elektrischen Feld verschiebt sich dieses Absinken des Stromes in Richtung höherer Drücke. Erst bei größeren elektrischen Feldern kommt der Einfluss der Adsorption zum tragen, die in diesem Beispiel ein Absinken des Stromes in der Region zwischen  $1 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$  und  $1 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$  bewirkt.

### 3.3. Konzeptionierung eines nanostrukturierten Vakuumsensors

Das in dieser Arbeit vorgestellte Sensorkonzept ist nur attraktiv, wenn das Sensorsignal, also der Strom zwischen Kathode und Anode, groß genug ist, um ohne großen Aufwand ausgewertet zu werden. Um die Stromstärke zu erhöhen, bieten sich einerseits Sensoren mit großer Grundfläche und andererseits große elektrische Felder zwischen den Elektroden an (vgl. F. J. Giebel; M. Köhle; F. M. Münchenberger et al., „MEMS-Vakuummeter basierend auf der Leitfähigkeitsmessung von Gasen“). Ein großes elektrisches Feld sorgt für hohe Ionisierungsraten im Gasvolumen und auch der Emissionsstrom bei feldinduzierter Elektronenemission von der Kathode steigt. Auch die Druckabhängigkeit des Sensorsignals steigt mit der Stärke des elektrischen Feldes. Bei der Ionisation im Gasraum

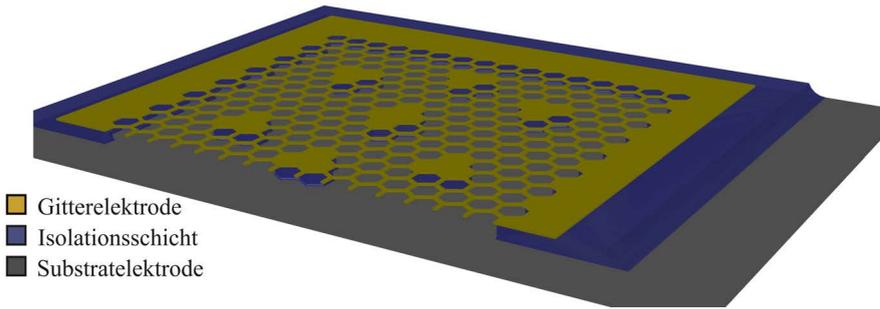


Abb. 19: Schematische Darstellung des Designs eines Sensorchips mit großflächiger, freitragender Gitterelektrode.

wird der Druckbereich, in dem der Strom stark mit dem Druck variiert, bei größeren elektrischen Feldern breiter. Bei der Emission von Elektronen aus der Kathode wird der Einfluss der Adsorption erst ab höheren Feldstärken sichtbar. Hier ist bei großen Feldstärken allerdings zu beachten, dass sich nach Gleichung (2.30) der Druckbereich, in dem das Absinken der Ladungsträgerbeweglichkeit die Druckabhängigkeit des Stromes bedingt, zu höheren Drücken hin verschiebt.

Große elektrische Felder bei einer möglichst geringen Versorgungsspannung lassen sich durch die Reduzierung des Elektrodenabstands erreichen. Der Miniaturisierung sind aber natürlich auch Grenzen gesetzt. Mit der Reduktion des Elektrodenabstandes ändern sich die Druckbereiche, in denen der Strom druckabhängig ist, und die Ladungsträgerbeweglichkeit sinkt tendenziell. Darüber hinaus wächst die Ladungsträgergeneration durch Ionisierung im Gasraum exponentiell mit dem Elektrodenabstand. Bei sehr kleinen Elektrodenabständen ist die Wahrscheinlichkeit für ionisierende Kollisionen zwischen den Elektroden gering.

Um eine Gasstrecke mit besonders kleinem Elektrodenabstand über eine große Fläche herzustellen, bietet sich die Planartechnologie an. Die Prozesse und Methoden der Silizium-Halbleitertechnologie ermöglichen die Herstellung von Strukturen im Nanometerbereich. Die Fläche dieser Strukturen ist dabei theoretisch nur durch die maximale Substratgröße in der Technologielinie beschränkt. Attraktiv ist das Sensorkonzept allerdings insbesondere, wenn es auf einer Ausseelektronik in den Chip integriert werden kann. Daher soll die Elektrodenfläche einige Quadratmillimeter nicht überschreiten.

Das Ziel bei der Entwicklung des Designs des Vakuumsensor-Chips ist demnach vor allem eine große Querschnittsfläche und ein geringer Abstand zwischen den Elektroden.

Abbildung 19 zeigt die schematische Darstellung eines nach diesen Maßgaben designten Sensorchips. Der Entwurf für den mittels Planartechnologie hergestellten Sensorchip besteht im Wesentlichen aus einer ganzflächigen Substratelektrode, über der eine freitragende, nanostrukturierte Gitterelektrode liegt. Das Design der Gitterelektrode beruht auf vorangegangenen Arbeiten und zeichnet sich durch eine hohe Stabilität und große Öffnungen aus, durch die die Gasmoleküle in den Raum zwischen die Elektroden diffundieren können (vgl. Klaus T. Kallis et al., „Mikro-miniaturisierte Elektronenbeschleuniger für die mobile Gas-Ionisations-Sensorik“). Die Gitterelektrode hat eine Gesamtfläche von  $25\text{ mm}^2$  und besteht aus Gitterstegen einer Breite von  $800\text{ nm}$ . Die Öffnungen haben einen Durchmesser von  $6\text{ }\mu\text{m}$ . In regelmäßigen Abständen sorgen Stützstellen dafür, dass das Gitter sich nicht zu stark durchbiegt. Die Dicke der Isolationsschicht zwischen der Substratelektrode und der Gitterelektrode kann im Herstellungsprozess variiert werden. Theoretisch können so Elektrodenabstände zwischen  $75\text{ nm}$  und mehreren Mikrometern hergestellt werden.

Neben der Ionisierung von Gasteilchen im Gasvolumen kann mit diesem Design auch die Generation von Ladungsträgern durch Elektronenemission aus der Kathode getestet werden. Einerseits soll die Photoemission aus einer ganzflächigen Lanthanhexaboridschicht mit Hilfe einer UV-LED untersucht werden. Dazu werden die Materialien für die Substratelektrode auf einem Glassubstrat abgeschieden, das im Betrieb rückseitig durch eine UV-LED bestrahlt werden kann. Bei der Herstellung der photoemissiven Substratelektroden kann ebenfalls auf im Vorfeld dieser Arbeit durchgeführte Forschung zurückgegriffen werden (vgl. C. M. Zimmer; Asbeck et al.; Cordula M. Zimmer et al.). Die Untersuchungen von feldinduzierter Elektronenemission werden am Beispiel von Kathoden aus Siliziumsubstrat durchgeführt.

Im Folgenden wird die Entwicklung eines planartechnologischen Herstellungsprozesses für den Vakuumsensor-Chip beschrieben. Zunächst wird die verwendete Prozesstechnologie vorgestellt. Anschließend werden die Auswahl der Materialien für die Herstellung der Sensoren, die Entwicklung eines geeigneten Prozessablaufs, Maßnahmen zur Erhöhung der Ausbeute und die nötige Aufbau- und Verbindungstechnik erläutert. In Kapitel 5 folgt die elektrische Charakterisierung der Sensorchips und die Überprüfung der in Abschnitt 3.1 und Abschnitt 3.2 entwickelten Modelle. Schließlich wird eine Bewertung des in dieser Arbeit vorgestellten Sensorkonzepts vorgenommen.

---

## 4. Herstellung der Sensoren

Nachdem in den vorangehenden Kapiteln ein neues Sensorkonzept samt theoretischer Überlegungen zur Funktionsweise und der Modellierung der physikalischen Vorgänge vorgestellt wurde, wird in diesem Kapitel die praktische Realisierung des Sensorchips beschrieben, bevor im anschließenden Kapitel die Charakterisierung, Analyse und Bewertung des Sensorkonzepts folgen. Zunächst werden die Rahmenbedingungen und die verwendete Prozesstechnologie vorgestellt, die nötig sind, um mikrostrukturierte Sensoren herzustellen. Anschließend wird anhand eines beispielhaften Prozessablaufs gezeigt, wie unter Verwendung dieser Verfahren eine großflächige, freitragende Gitterelektrode hergestellt werden kann. Schließlich werden Maßnahmen erläutert, die nötig sind, um funktionsfähige Sensorchips herzustellen und sowohl die Ausbeute als auch die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu erhöhen.

### 4.1. Prozesstechnologie

Die Forschung an Mikro- und Nanosensoren hat zum Ziel, besonders kleine Sensoren zu entwickeln, so deren Mobilität zu erhöhen und damit neue Anwendungsgebiete zu erschließen. Aber auch die Hoffnung auf Kostenersparnis treibt die Forschung in diesem Bereich voran. Je kleiner die Strukturen werden, die hergestellt werden sollen, desto größer werden einerseits die Anforderungen an die Produktionsumgebung. Andererseits verspricht die Verwendung von seit Jahrzehnten weiterentwickelten und weit verbreiteten Herstellungsverfahren wiederum eine Kostenersparnis. Daher gilt die Adaption von Technologien aus der Entwicklung Integrierter Schaltungen (Integrated Circuits, ICs) als vielversprechendster Ansatz zur kostengünstigen Herstellung kleinster Sensoren.

Nach der Entwicklung der Vakuumröhre und des Transistors in der ersten Hälfte des letzten Jahrhunderts, war die Entwicklung der Planartechnologie ein Meilenstein in der Geschichte der Elektronik und der entscheidende Schritt hin zur Herstellung Integrierter Schaltungen. Der Name der Planartechnologie leitet sich davon ab, dass die Oberfläche des Substrats 'planar' sein muss, damit sich der Fotolack bei der Lithografie gleichmäßig auf der Waferoberfläche verteilt. Erst durch die Kombination von Prozessen wie Oxidation, Diffusion oder Implantation und Lithografie zu Prozesszyklen wird es möglich, Bauelemente auf der Oberfläche eines Substrates herzustellen und damit schließlich mehrere Bauelemente auf einem Substrat zu integrieren und zu verschalten. (Vgl. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, S. 64-66)

Die Planartechnologie zeichnet sich dadurch aus, dass eine Waferoberfläche im Laufe eines Prozesszyklus lokal modifiziert wird. Durch Aneinanderreihung von Prozesszyklen können nacheinander Aktivgebiete, Isolatoren, Metallkontakte, Leiterbahnen et cetera auf einer Waferoberfläche hergestellt werden. So entstehen auf der Waferoberfläche nebeneinander unterschiedliche Bauelemente, die schließlich komplette Schaltungen bilden.

In Abbildung 20 ist ein für die Planartechnologie typischer Prozesszyklus dargestellt. Zunächst wird auf einem Wafer, allgemeiner als Substrat bezeichnet, mittels eines geeigneten Depositionsprozesses ganzflächig eine Materialschicht abgeschieden. Anschließend wird ein Lithografieschritt durchgeführt, um eine lokale Maskierung aus Fotolack auf der abgeschiedenen Schicht herzustellen. Dazu wird zunächst durch Rotationsbeschichtung eine gleichmäßig dicke Schicht Fotolack auf die Substratoberfläche aufgebracht. Für die Belichtung wird eine Fotomaske benötigt, die aus einer Chromschicht auf einem Quarzglassträger besteht. Die Fotolackschicht wird durch die Fotomaske mit Licht aus dem ultravioletten Spektrum (UV-Licht) belichtet. Anschließend wird der Lack entwickelt. Im Fall eines Positivlacks lösen sich im Entwickler die belichteten Lackstellen. Bereiche im Lack, die während der Belichtung durch die Chromschicht auf der Maske gegen die UV-Strahlung abgeschirmt sind, bleiben dem Entwickler gegenüber unlöslich und dienen als Maskierung für den nächsten Prozessschritt. Schließlich wird die zu Beginn abgeschiedene Schicht mittels eines geeigneten Ätzverfahrens strukturiert. Die durch den Fotolack maskierten Bereiche bleiben stehen, alle nicht durch Fotolack geschützten Bereiche werden im Strukturierungsverfahren abgetragen. Am Ende des Prozesszyklus wird der Fotolack entfernt, bevor die nächste Sequenz folgen kann.

In der zweiten Hälfte des letzten Jahrhunderts wird die Planartechnologie derart weiterentwickelt, dass der Integrationsgrad durch die ständige Verringerung der kleinsten Strukturgrößen stetig gesteigert werden kann. Ende der siebziger Jahre wird unter dem Stichwort Very Large Scale Integration (VLSI) bei einer minimalen Strukturgröße von zwei Mikrometern der Integrationsgrad von Einhunderttausend Komponenten/Chip erreicht (vgl. Sze, *VLSI technology*, S. 1-7). Aufgrund der geringeren Verlustleistung setzt sich in den achtziger Jahren die Complementary Metal-Oxide-Semiconductor (CMOS)-Technologie gegenüber der Bipolartechnologie durch und bietet vorübergehend den Ausweg aus der Problematik der zu hohen Leistungsaufnahme pro Chip (vgl. G. Zimmer, S. 7-14). Neue Materialien, die Einführung der 193-nm-Laserlithografie und die stetige Weiterentwicklung der Prozesstechnologie sorgten in den letzten Jahrzehnten für die stetige Reduktion der kleinsten Strukturgrößen (vgl. Lammers). Im Jahr 2018 verkündeten TSMC und Samsung den Start der Produktion von Chips mit Strukturauflösungen von 7 Nano-

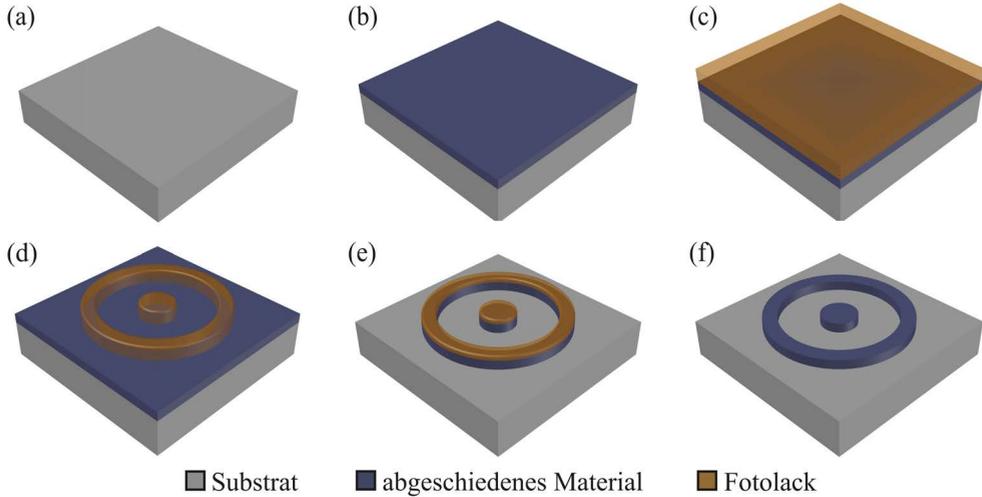


Abb. 20: Skizze eines klassischen Prozesszyklus der Planartechnologie unter Verwendung eines Positivlacks: a) Reine Substratoberfläche, b) Deponierte Materialschicht, c) Aufgebrachte Lackschicht, d) Strukturierte Lackschicht nach Belichtung und Entwicklung, e) Strukturierte Materialschicht, f) Fertige Struktur nach Entfernung des Lacks.

metern (vgl. *Samsung Newsroom*). Damit dauern die Pläne zur weiteren Miniaturisierung an, obwohl seit langem Bedenken bezüglich der Realisierbarkeit geäußert werden.

Die Verwendung bestehender Prozesse aus der VLSI-Technologie zur Herstellung von miniaturisierten Sensoren eröffnet die Möglichkeit, auf einen großen Fundus an Entwicklungsarbeit zurückgreifen zu können. Darüber hinaus verbindet sich mit der Verwendung CMOS-kompatibler Materialien die Hoffnung, den Sensor und die zur Ansteuerung nötige Schaltung monolithisch integrieren zu können, um die Zuverlässigkeit des Messsystems zu erhöhen, aber auch die Stückpreise erheblich zu senken. Der aktuelle Trend geht dahin, möglichst viele Funktionalitäten in einem System zu integrieren. Dies gilt zunächst für die Integration unterschiedlicher ICs in einem System in Package (SiP) oder System on Chip (SoC). Der nächste logische Schritt ist danach die Integration anderer Komponenten, wie zum Beispiel Sensoren, in das System. Noch einen Schritt weiter geht die Überlegung, Sensoren nicht nur in ein 'System on Chip' zu integrieren, sondern auf dem fertigen IC als 'System on top' zu fertigen. Unter dem Stichwort 'Beyond CMOS' wird die Stapelung unterschiedlicher Komponenten eines Systems geplant. Dies bietet den Vorteil, dass die für den Sensor benötigte Fläche eingespart wird. Voraussetzung dafür ist aber, dass alle Prozesse bei unter 400° stattfinden, um die temperaturempfindlichen Metalli-

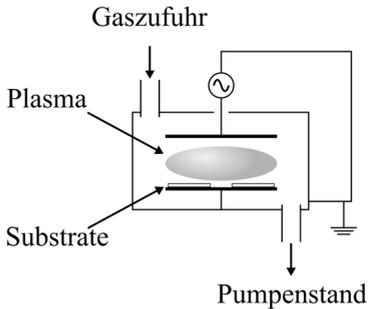
sierungsebenen des ICs zu schützen. (Vgl. *IRDS: The international Roadmap for Devices and Systems*)

Im Laufe der Zeit haben sich viele unterschiedliche planartechnologische Prozesse entwickelt, die sich grob in Oxidation, Deposition, Dotierung, Strukturierung und Lithografie unterteilen lassen. Im Folgenden werden die Funktionsweisen der zur Herstellung des Sensorchips wesentlichen Prozesstechnologien kurz vorgestellt. Anschließend werden die Entwicklung und Optimierung des Prozesses für die Herstellung des Sensorchips im Detail erläutert.

##### 4.1.1. Depositionsverfahren

Es gibt zahlreiche Depositionsverfahren, die sich grob in physikalische und chemische Prozesse unterteilen lassen. Darunter fallen auch die chemische Gasphasenabscheidung und die physikalische Gasphasenabscheidung. Die chemische Gasphasenabscheidung (Chemical Vapour Deposition, CVD) wurde ursprünglich hauptsächlich zur Abscheidung von Polysilizium, Siliziumnitrid und Siliziumdioxid verwendet. Monokristalline Schichten können darüber hinaus mittels Epitaxie, einer speziellen Form der chemischen Gasphasenabscheidung, abgeschieden werden. Durch chemische Gasphasenabscheidung hergestelltes Siliziumdioxid ist zwar qualitativ in Bezug auf die Eigenschaften als Isolator weniger hochwertig als thermisch gewachsenes Oxid, wird aber aufgrund der niedrigeren Prozesstemperatur insbesondere zur Isolation von Leiterbahnen und zur Passivierung verwendet (vgl. Sze, *Semiconductor Devices*, S. 354-364). Inzwischen wird die chemische Gasphasenabscheidung auch genutzt um Nanoröhrchen, Nanostäbchen oder zweidimensionale Materialien herzustellen (vgl. Kumar et al.; P. Liu et al.). Die physikalische Gasphasenabscheidung (Physical Vapour Deposition, PVD) dient klassischer Weise zur Abscheidung von Metallen, wie zum Beispiel Aluminium, Aluminiumlegierungen, Titan oder Gold, die zur elektrischen Kontaktierung der Bauelemente benötigt werden. Früher wurde die Metallisierung durch Aufdampfverfahren auf das Substrat aufgebracht. Inzwischen hat die Kathodenzerstäubung aufgrund der besseren Kantenabdeckung und der besser zu kontrollierenden Schichtzusammensetzung das Aufdampfen im Herstellungsprozess für Integrierte Schaltungen ersetzt (vgl. Widmann et al., S. 46-51). Neben Metallen und chemischen Verbindungen der Metalle können durch geeignete Varianten der Kathodenzerstäubung auch Isolatoren abgeschieden werden. Auch die Entwicklung unterschiedlicher Varianten der Kathodenzerstäubung sind weiter Teil der aktuellen Forschung (vgl. Fraser, S. 347-361). Im Folgenden werden die zur Herstellung des Sensorchips verwendeten Depositionsverfahren, das chemische Depositionsverfahren der plasmaunterstützten

(a) PECVD



(b) Sputtern

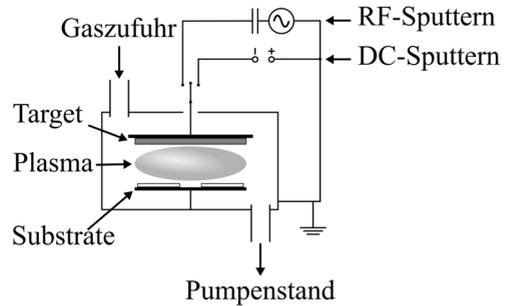


Abb. 21: Schematische Darstellung verschiedener Reaktoren zur Schichtabscheidung.

chemischen Gasphasenabscheidung und das physikalische Verfahren der Kathodenerstäubung, beschrieben.

Die plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (Plasma-enhanced Chemical Vapour Deposition, PECVD) gehört zur Klasse der chemischen Depositionsverfahren, ist ein Niederdruckverfahren und zeichnet sich durch eine vergleichsweise niedrige Prozesstemperatur aus. Damit es zur chemischen Reaktion der Prozessgase kommt, wird mittels eines Hochfrequenzfeldes in der Prozesskammer ein Plasma gezündet. Da die Moleküle der Reaktionsgase im Hochfrequenzfeld zersetzt werden, wird weniger Energie in Form von Wärme für den Prozess benötigt als bei anderen chemischen Depositionsverfahren. Der PECVD-Prozess findet in einer Vakuumkammer statt, in die die Prozessgase eingelassen werden. Die Hochfrequenzspannung wird an die obere Elektrode angelegt, während die untere Elektrode geerdet ist (siehe Abbildung 21a). Die Substrate befinden sich während der PECVD-Abscheidung auf der geerdeten Elektrode, die üblicherweise auf Prozesstemperaturen zwischen 300 °C und 350 °C aufgeheizt wird.

Bei der Herstellung des Sensorchips wird das PECVD-Verfahren zur Abscheidung von Siliziumdioxid verwendet. Bei der Deposition von Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) werden die Prozessgase Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) und Silan ( $\text{SiH}_4$ ) in den Reaktor eingeleitet. Die Aufwachsrate wird im Wesentlichen durch die Leistung des Hochfrequenzfeldes bestimmt. Die Schichtzusammensetzung hängt außerdem vom Verhältnis der Prozessgase zueinander ab. Im PECVD-Verfahren abgeschiedene Schichten zeichnen sich durch eine vergleichsweise gute Kantenabdeckung aus, da die Reaktionspartner sich bei PECVD-Prozessen in der Gasphase bilden und nicht wie bei der chemischen Gasphasenabscheidung unter atmo-

sphärischem Druck (Atmospheric Pressure Chemical Vapour Deposition, APCVD) oder der chemischen Gasphasenabscheidung im Niederdruckbereich (Low Pressure Chemical Vapour Deposition, LPCVD) als Adsorbate auf der Substratoberfläche reagieren. Bei der Deposition von Siliziumdioxid wird ein gepulstes Plasma genutzt, um die Uniformität der Schichten zu erhöhen. Der intrinsische Stress der Schichten lässt sich durch geringere Prozesstemperaturen reduzieren. (Vgl. Schumicki et al., S. 223-227)

Die Kathodenzerstäubung, auch als Sputtern bezeichnet, gehört zu den physikalischen Depositionsverfahren. In einer Vakuumkammer, in die ein Edelgas eingelassen wird, wird zwischen zwei Elektroden ein Plasma gezündet. Auf der Anode werden die Substrate abgelegt, an der Kathode befindet sich das sogenannte Sputtertarget. Die Edelgasionen im Plasma werden in Richtung der Kathode beschleunigt und schlagen beim Auftreffen auf das Target Material aus der Targetoberfläche heraus, welches sich auf den Substraten niederschlägt.

In Abbildung 21b sind zwei Prozessarten der Kathodenzerstäubung skizziert. Im einfachsten Fall, dem Gleichstromsputtern (DC-Sputtern) oder auch Diodensputtern, wird eine negative Spannung am Target angelegt, sodass die positiven Edelgasionen auf das Target beschleunigt werden und dort das Targetmaterial zerstäuben. Voraussetzung für diese Prozessart ist, dass das Targetmaterial elektrisch leitet, damit die positiven Ladungen der Edelgasionen abfließen können. Auch Isolatoren können gesputtert werden, dann aber kommt das Hochfrequenzsputtern (RF-Sputtern) zum Einsatz. Beim RF-Sputtern wird das Plasma nicht durch eine Gleichspannung gezündet, sondern durch ein hochfrequentes Wechselfeld. Im Wechselfeld werden Elektronen während der positiven Halbwelle an der Targetelektrode auf das Target beschleunigt. Während der negativen Halbwelle können die Elektronen das Target nicht verlassen, da sie einerseits nicht genügend Energie besitzen, um die Austrittsarbeit zu überwinden, andererseits das Target aber durch einen Kondensator vom Hochfrequenzgenerator getrennt ist. Es baut sich eine Bias-Spannung auf, die dafür sorgt, dass die positiv geladenen Edelgasionen auf das Target beschleunigt werden und dort Material abtragen.

Die Abscheiderate lässt sich beim Sputtern durch ein zusätzliches Magnetfeld erhöhen. Beim sogenannten Magnetronsputtern sorgt das Magnetfeld dafür, dass die Elektronen im Plasma nicht auf direktem Wege auf das Target beschleunigt werden. Statt dessen zwingt die Lorentzkraft die Elektronen auf Bahnen, die näherungsweise als spiralförmig oder zyklodisch bezeichnet werden könnten. Da die Elektronen einen längeren Weg im Raum zwischen den Elektroden zurücklegen und so die Ionisationsrate im Plasma erhöht wird, steigt die Depositionsrate.

Durch die Zufuhr von Reaktionsgasen lassen sich auch Materialien sputtern, die vom Material des Targets abweichen. So lässt sich zum Beispiel durch die Zufuhr von Stickstoff bei der Verwendung eines Titantargets Titanitrid (TiN) oder in Verbindung mit einem Aluminiumtarget Aluminiumnitrid (AlN) deponieren. Diese Variante der Kathodenzerstäubung wird als reaktives Sputtern bezeichnet.

#### 4.1.2. Lithografie

Im Laufe der Zeit wurden in der Planartechnologie zahlreiche Lithografieverfahren zur Reduktion der minimalen Strukturgröße entwickelt. Ursprünglich wurde eine Fotolithografie mit sichtbarem Licht oder Licht aus dem ultravioletten Spektrum (UV-Licht) angewendet. Bei der herkömmlichen UV-Kontaktlithografie mit einer Quecksilberdampflampe liegt die Grenze des Auflösungsvermögens bei etwa 600 nm bis 800 nm. Als alternative Techniken zur herkömmlichen UV-Lithografie unter dem Schlagwort Next-Generation-Lithography (NGL) wurden lange die Elektronenstrahl-Lithografie, die Röntgenstrahl-Lithografie und die Ionenstrahl-Lithografie betrachtet (vgl. Ruge, S. 271-294). Der Einsatz von Elektronenstrahl-Schreibern erlaubt eine hohe Auflösung mit minimalen Liniensbreiten von unter 30 nm. Da es sich wie bei den anderen NGL-Verfahren um ein serielles Lithografieverfahren handelt, dauert die Belichtung allerdings vergleichsweise lange und wird nicht direkt zur industriellen Chipherstellung genutzt. Anwendung findet die Elektronenstrahl-Lithografie aber zum Beispiel in der Maskenherstellung oder für die Herstellung kleinerer Strukturen in der Forschung.

Mitte der 1990er Jahren wurde die Quecksilberdampflampe in der industriellen Fertigung durch Excimerlaser ersetzt. Lange wurde das Ende der Lithografie mit Lasern vorausgesagt. 2002 wurde zum Beispiel prognostiziert, dass die mit einem Excimerlaser minimal erreichbare Strukturauflösung bei 50 nm liegen würde. Ab 2007 würden für die weitere Miniaturisierung Extreme-UV-Systeme mit einer Wellenlänge von 13,5 nm zum Einsatz kommen (vgl. Stamm et al.). Durch zahlreiche Innovationen in der Lithografiertechnik, wie zum Beispiel durch Immersionslösungen, Off-Axis-Belichtung, Phasenschiebermasken, Optical Proximity Correction, Mehrfachbelichtungs-, Mehrfachlack-Techniken und optimierte Fotolacke konnte die minimale Auflösung der Lithografie mit Excimerlasern mit einer Wellenlänge von 193 nm tatsächlich aber bis heute auf aktuell 7 nm reduziert werden (vgl. Moore; Okazaki). Aufgrund der hohen technischen Herausforderungen werden erst 2019 die ersten Chips, die mittels Extreme-UV-Systemen hergestellt wurden, auf den Markt kommen. An der Reduzierung der Strukturgrößen auf 3 nm wird derzeit gearbeitet (vgl. *Elektronikpraxis: EUV-Lithographie ist serienreif - erste Chips ab 2019*).

Die in der industriellen Fertigung eingesetzten Lithografieeinheiten sind für universitäre Technologielinien, die für Forschung und Lehre genutzt werden, finanziell nicht erschwinglich und auch wegen des Anlagenaufwandes und der Ausmaße dieser Lithografiesysteme nicht realisierbar. Darüber hinaus ist es aufgrund von unvermeidbaren Kontaminationen und der nötigen Flexibilität in der Anpassung der Prozesstechnologie nicht möglich, in einer Technologielinie, in der sowohl Forschung als auch Lehre stattfinden, großflächige Schaltungen mit Auflösungen im zweistelligen Nanometerbereich zu fertigen. Industrielle Lithografiesysteme mit Excimerlasern kommen für eine Forschungslinie also nicht in Frage. Stattdessen werden weiterhin überwiegend Belichter mit Quecksilberdampfampfen für Auflösungen bis etwa einem Mikrometer und Elektronenstrahlschreiber für kleinere Strukturen genutzt.

Die Elektronenstrahl-Lithografie kommt für die Herstellung der großflächigen Gitterelektrode des Sensorchips von  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  nicht in Frage, weil die Schreibzeiten mehrere Tage betragen würden. Daher kommt bei der Herstellung des Sensorchips eine herkömmliche UV-Lithografie zum Einsatz. Eine Auflösung von  $800\text{ nm}$  für die Gitterstege liegt nahe der unteren Grenze der erreichbaren Auflösung bei einer herkömmlichen UV-Lithografie und bedarf demnach der sorgfältigen Auswahl eines geeigneten Fotolacks und eines perfekt abgestimmten Lithografieablaufs.

Generell beginnt ein Lithografieprozess mit dem Ausheizen der gereinigten Proben. Dies dient zum einen dazu, mögliche Reste von Feuchtigkeit von den Substraten zu entfernen und zum anderen dazu, die Substrate für die folgende Aufbringung des Haftvermittlers aufzuheizen. Der flüssige Haftvermittler Hexamethyldisilazan (HMDS) wird aus einer Gaswaschflasche, durch die Stickstoff geführt wird, in einer geschlossenen Kammer über die Proben geleitet. HMDS lagert sich so an der Substratoberfläche an, dass die unpolare Methylgruppen eine hydrophobe Oberfläche bilden, auf der der unpolare Fotolack gut haftet. Außerdem spaltet sich beim Softbake nach der Belackung aus Hexamethyldisilazan Ammoniak ab, das dafür sorgt, dass sich die Lackbereiche in direkter Nähe zum Substrat quervernetzen. So wird verhindert, dass der Lack sich beim Entwickeln vom Substrat löst. (Vgl. *MicroChemicals: Substratreinigung und Haftvermittlung*)

Nach der Beschichtung der Waferoberfläche mit HMDS, wird der Fotolack mittels Rotationsbeschichtung auf der Waferoberfläche verteilt. Dabei sind die Drehgeschwindigkeit und die Beschleunigung auf die Maximalgeschwindigkeit, aber natürlich auch die Viskosität des Lackes die entscheidenden Parameter bei der Einstellung der Lackdicke und der gleichmäßigen Verteilung des Lackes auf dem Substrat. Nach dem Belacken sorgt ein

kurzer Ausheizschritt, der sogenannte Softbake, für das Antrocknen des Lackes, um eine Beschädigung des Lackes während der nachfolgenden Prozessschritte zu vermeiden.

Positivlacke bestehen generell aus einem Harz, einem fotoempfindlichen Anteil (z. B. Diazonaphtoquinonen) und aus einem Lösungsmittel, dessen Anteil die Viskosität des Lackes bestimmt. Bei der Belichtung wandeln sich Diazonaphtoquinone mit Wasser unter Abgabe von Stickstoff in Indenkarbonsäure um. Dadurch erhöht sich die Löslichkeit des Lackes im Entwickler um drei bis vier Größenordnungen im Vergleich zum unbelichteten Fotolack. In Umkehrlacken sorgen weitere Zusätze dafür, dass belichtete Bereiche im Umkehrschritt unlöslich gegenüber der Entwicklerlösung werden. Bei Negativlack führt die Belichtung hingegen zur Quervernetzung des Harzes. (Vgl. *MicroChemicals: Belichtung von Fotolack*; *MicroChemicals: Physik und Chemie von AZ/TI Fotolacken*)

Für die Belichtung wird bei der Herstellung des Sensorchips ein Belichter vom Typ MA4 der Firma SÜSS mit UV-Licht aus einer Quecksilberdampf-Lampe mit einer Wellenlänge von 365 nm (i-Linie) verwendet. Die Belichtungszeit hängt insbesondere vom verwendeten Fotolack, von der Dicke des Fotolacks und der Reflektivität der Schichten auf dem Substrat ab. Die Auflösung kann erhöht werden, indem das Substrat während der Belichtung mit Hilfe eines Unterdrucks an die Maske gepresst wird. Bei diesem sogenannten Vakuumkontakt besteht allerdings die Gefahr, die Lackschicht zu beschädigen. Außerdem sorgt diese Prozessart für eine starke Beanspruchung der Maske.

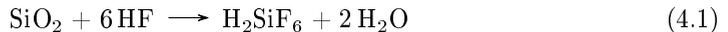
Nach der Belichtung wird der Lack entwickelt. Die Wahl der Entwicklerlösung hängt von der Zusammensetzung des Fotolacks und der jeweiligen Anwendung ab und basiert meist auf Kaliumhydroxid (KOH), Natriumhydroxid (NaOH) oder Tetramethylammoniumhydroxid (TMAH) (vgl. *MicroChemicals: Entwickeln von Fotolack*). Insbesondere wenn die deponierte Schicht anschließend mit einem physikalischen Ätzverfahren strukturiert werden soll, wird die Fotolackmaske anschließend ausgehärtet, um die Widerstandsfähigkeit zu erhöhen.

Je nach Art des Prozesszyklus steht eine Vielzahl verschiedener Fotolacke zur Verfügung. Jeder Fotolack hat spezifische Eigenschaften, die für die jeweilige Anwendung optimiert sind. Positivlacke sind tendenziell für höhere Auflösungen geeignet. Negativlacke zeichnen sich meist durch eine höhere Resistenz gegenüber Ätzprozessen aus. Darüber hinaus gibt es Umkehrlacke, die je nach Prozessart sowohl als Positiv- als auch als Negativlack verwendet werden können.

### 4.1.3. Strukturierungs- und Ätzverfahren

Generell unterscheidet man zwischen nass- und trockenchemischen Strukturierungsverfahren. Bei trockenchemischen Verfahren kommt teilweise neben dem chemischen Abtrag auch ein physikalischer Abtrag der Schicht zum Einsatz. Zwei wichtige Kriterien bei der Wahl eines Ätzverfahrens sind Selektivität und Isotropie. Allgemein ist die Selektivität eines Strukturierungsverfahrens definiert als das Verhältnis der Abtragsrate des zu strukturierenden Materials zur Abtragsrate eines anderen Materials. Gegenüber der Maskierung, zum Beispiel der Fotolackmaske, wird also generell eine hohe Selektivität benötigt. Als Isotropie bezeichnet man im Zusammenhang mit Strukturierungsverfahren die Richtungsunabhängigkeit des Abtrags eines Materials. Beispielsweise ist also für die strukturtreue Übertragung einer Fotomaske in eine Materialschicht mit senkrechten Ätzkanten ein möglichst selektiver und anisotroper Strukturierungsschritt wünschenswert. Im Folgenden werden die verwendeten Strukturierungsverfahren erläutert.

Zur nasschemischen Strukturierung von Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) wird Flusssäure (HF) verwendet. Flusssäure ist bei unsachgemäßem Umgang extrem gefährlich. Schon bei Kontakt der Haut mit Flusssäure auf einer Fläche der Größe eines Handtellers droht Lebensgefahr. Anwendung findet Flusssäure vor allem, wenn es wichtig ist, eine Siliziumdioxidschicht vollständig zu entfernen, ohne Schichten aus anderen Materialien anzugreifen. Häufig wird eine trockenchemische Strukturierung in Kombination mit einem nachfolgenden kurzen Ätzschritt in Flusssäure, genannt HF-Dip, durchgeführt, um einerseits ein anisotropes Ätzprofil zu generieren, andererseits aber die zugrundeliegende Schicht nicht durch den weniger selektiven Abtrag des physikalischen Ätzverfahrens zu beschädigen. Bei der Ätzung reagiert Siliziumdioxid mit Flusssäure gemäß der Reaktionsgleichung



zu Hexafluoridokieselsäure ( $\text{H}_2\text{SiF}_6$ ) und Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ ). Gegenüber Silizium und Siliziumnitrid ist die Selektivität größer als 100 : 1. Aluminium wird von Flusssäure schwach angegriffen. (Vgl. Hilleringmann, *Mikrosystemtechnik*, S. 36-39)

Flusssäure wird auch bei der Herstellung freitragender Strukturen verwendet. Bei der sogenannten Opferschichttechnik, die zur Veranschaulichung in Abbildung 22 dargestellt ist, wird eine Schicht aus einem Material, das nicht durch Flusssäure angegriffen wird, über einer Schicht aus Siliziumdioxid abgeschieden. Die säureresistente Schicht, im dargestellten Beispiel eine Metallschicht, wird nach einer Fototechnik (Abbildung 22b) aniso-

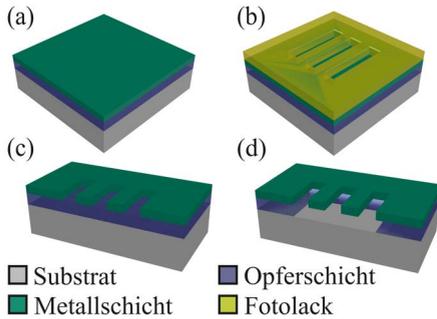


Abb. 22: Ablauf einer Opferschichttechnik: a) Deposition, b) Lithografie, c) Strukturierung der Materialschicht, d) Entfernung der Opferschicht.

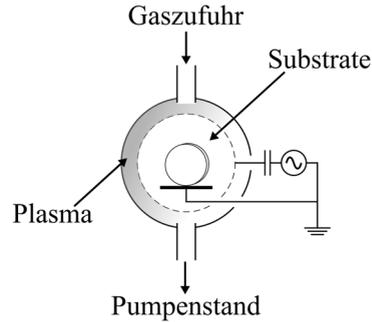


Abb. 23: Schematische Darstellung des Barrel-Reaktors zum Plasmaätzen.

trop strukturiert (Abbildung 22c). Anschließend wird die Siliziumdioxidschicht mit Flusssäure isotrop geätzt, sodass eine freitragende Struktur entsteht (Abbildung 22d).

Ein trockenchemisches Verfahren ohne physikalischen Abtrag ist das sogenannte Plasmaätzen. Eine der verschiedenen Reaktorformen zum Plasmaätzen ist der Barrel-Reaktor (zu deutsch: Tonnen-/Fassreaktor), benannt nach dem zylinderförmigen Vakuumrezipienten. Über eine zylinderförmige Gitterelektrode im Inneren des Rezipienten wird das Hochfrequenz-Feld eingespeist (vgl. Abbildung 23). Der Hochfrequenzgenerator ist analog zum RF-Sputtern durch einen Kondensator von der Gitterelektrode getrennt, so dass sich eine Biasspannung aufbaut. Im Zentrum des Rezipienten liegen die Substrate auf der geerdeten Elektrode. Da positiv geladene Ionen von der vorgespannten Gitterelektrode abgefangen werden, erfolgt der Ätzabtrag ausschließlich durch sich ungerichtet bewegende, neutrale Radikale. Dies sorgt für einen hoch selektiven Ätzvorgang und ein isotropes Ätzprofil. Im Wesentlichen kommt das Plasmaätzen im Barrel-Reaktor zum Einsatz, wenn Lackreste sich am Ende eines Prozesszyklus aufgrund von hohen Temperaturen nicht mehr durch Lösungsmittel wie Aceton oder Isopropanol entfernen lassen. Dazu wird im Reaktor ein Sauerstoffplasma gezündet. Die dabei entstehenden Sauerstoffradikale greifen die Lackschicht an, ohne dass energiereiche Ionen Schäden auf dem Substrat verursachen können. Ein Barrel-Reaktor, der zur Entfernung von Fotolackresten durch Sauerstoffradikale genutzt wird, wird im Deutschen auch als Verascher bezeichnet. (Vgl. Hilleringmann, *Silizium-Halbleitertechnologie*, S.71-75)

Beim reaktiven Ionenätzen (Reactive Ion Etching, RIE) handelt es sich um ein trockenchemisches Verfahren mit physikalischem und chemischem Ätzbeitrag. In einer Vakuumkammer, in die Edelgase eingelassen werden, wird zwischen zwei Elektroden ein Hochfrequenzplasma gezündet. Während die obere Elektrode geerdet wird, ist die untere Elektrode, auf welcher die zu strukturierenden Substrate aufliegen, über einen Kondensator mit dem Hochfrequenzgenerator verbunden, vgl. Abbildung 24. Elektronen haben im Plasma eine hohe Beweglichkeit und können dem hochfrequenten Feld folgen, während die Ionen zu träge sind, um durch das Hochfrequenzfeld auf eine der Elektroden beschleunigt zu werden. Die Elektronen, die die obere Elektrode erreichen, fließen aufgrund der Erdung ab. Elektronen, die auf die untere Elektrode treffen, verbleiben dort, da sie vom Kondensator am Abfließen gehindert werden, aber auch nicht genügend Energie besitzen, um die Austrittsarbeit aufzubringen, die nötig ist, um aus der Elektrode wieder ins Vakuum gelangen zu können. Die sich dadurch aufbauende negative Bias-Spannung sorgt dafür, dass die positiv geladenen Ionen in Richtung der Substrate beschleunigt werden und dort Material abtragen.

Der physikalische Ätzabtrag sorgt durch den gerichteten Beschuss der Substrate mit Ionen für anisotrope Ätzprofile, die in der Planartechnologie für die Herstellung kleinster Strukturen notwendig sind. Die Selektivität ist durch den physikalischen Anteil dieses Ätzverfahrens andererseits geringer. Wegen des gerichteten Beschusses des Substrats durch Edelgasionen wird nicht nur die zu strukturierende Schicht abgetragen, sondern auch die Maskierung. Bei der Nutzung von Strukturierungsverfahren mit physikalischem Abtrag müssen daher die Ätzraten des Schichtmaterials und des Maskierungsmaterials ermittelt werden, damit für die notwendige Prozessdauer auch die nötige Schichtdicke der Maskierung bestimmt werden kann.

Neben dem physikalischen Abtrag gibt es beim reaktiven Ionenätzen auch einen chemischen Abtrag, der durch die Wahl geeigneter Prozessgase eingestellt werden kann. Je nach Material, das strukturiert werden soll, werden neben Edelgasen auch reaktive Gase in die Prozesskammer eingelassen, die für eine höhere Selektivität und für den Abtransport des abgetragenen Materials aus der Prozesskammer sorgen.

Das Lift-off-Verfahren gehört nicht zu den Standardverfahren der Planartechnologie. Klassischer Weise wird eine Schicht auf dem Substrat deponiert, bevor eine Lithografie durchgeführt und anschließend die deponierte Schicht mit einem geeigneten Verfahren strukturiert wird (vgl. Abbildung 20). Wie Abbildung 25 zeigt, wird im Lift-off-Verfahren dahingegen vor der Deposition eine Lithografie durchgeführt und die Materialschicht über

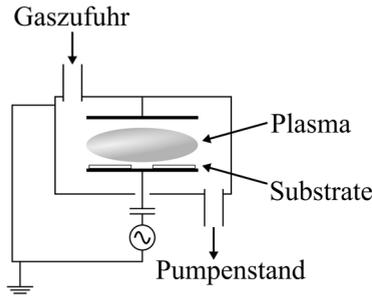


Abb. 24: Schematische Darstellung eines Reaktors zum reaktiven Ionenätzen.

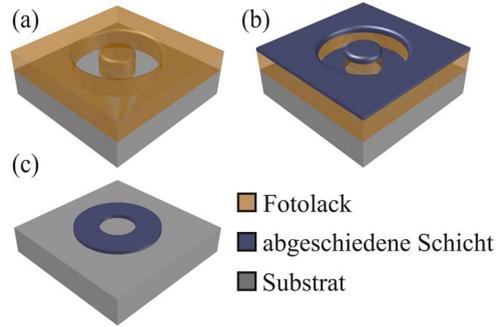


Abb. 25: Ablauf eines Lift-off-Verfahrens: a) Lithografie, b) Abscheidung einer Materialschicht, c) Entfernung von Fotolack und darauf befindlichem Material.

der Fotolackmaske abgeschieden. Anschließend wird der Fotolack durch geeignete Lösungsmittel unter der deponierten Schicht aufgelöst, sodass die Bereiche der deponierten Schicht, die auf der Fotolackmaske aufliegen, mit dem sich lösenden Fotolack abgehoben werden. Dies setzt voraus, dass es sich beim Depositionsverfahren um ein Raumtemperaturverfahren, beispielsweise die Kathodenerstäubung, handelt. Wenn der Lack während der Deposition höheren Temperaturen ausgesetzt wird, werden die noch im Lack enthaltenen Lösungsmittel ausgetrieben und der Lack lässt sich nicht mehr in Lösungsmitteln wie Aceton und Isopropanol auflösen, sondern kann nur noch im Sauerstoffplasma entfernt werden. Aus dem selben Grund entfällt hier der Aushärtungsschritt, der am Ende eines Lithografieprozesses normalerweise durchgeführt wird.

Der Vorteil des Lift-off-Verfahrens ist die Selektivität im Vergleich zu physikalischen Strukturierungsverfahren. Die Gefahr des Überätzens, also der ungewollten Beschädigung der zugrunde liegenden Schichten, entfällt. Gegenüber dem nasschemischen Ätzen ergibt sich der Vorteil, unterschiedliche Materialien gleichzeitig strukturieren zu können, ohne unterschiedliche Ätzlösungen verwenden zu müssen. Darüber hinaus entfällt die Unterätzung der Lackmaske. Außerdem ist der Anlagenaufwand gering: Der Lift-off erfolgt in Behältern mit den geeigneten Lösungsmitteln im Ultraschallbad. Es muss jedoch beachtet werden, dass die Auflösung dieses Verfahrens tendenziell geringer ist, da der Lack eine gewisse Dicke haben muss, damit die Lösungsmittel an den Lackkanten angreifen können. Erfahrungsgemäß ist mindestens ein Verhältnis von 4:1 der Lackschichtdicke in Bezug auf die Dicke der zu strukturierenden Schicht nötig. Daraus lässt sich auch schließen, dass beim Lift-off-Verfahren die Auflösung geringer wird, je dicker die zu struk-

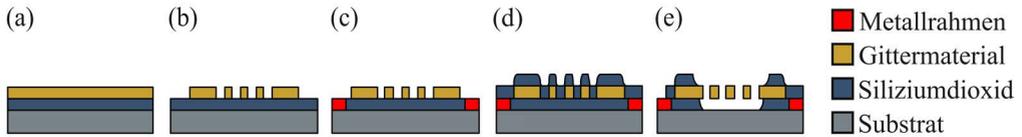


Abb. 26: Schematische Darstellung des Prozessablaufs zur Herstellung eines Sensorchips: a) Deposition, b) Strukturierung der Gitterelektrode, c) Erzeugung des Substratkontaktes, d) Schutzisolation, e) Unterätzung.

turierende Schicht ist. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, dass Proben mit freitragenden Strukturen im Ultraschallbad beschädigt werden können. Bei hoher Kantenabdeckung der abgeschiedenen Schicht kann es zum Abriss des Materials an den Lackkanten kommen. Unterschnittene Lackkanten können helfen, Reste des Materials im Bereich der Lackkanten zu vermeiden und beschleunigen den Lift-off, da die Lösungsmittel den Lack unter der deponierten Schicht besser angreifen können. Umkehrlacke und Negativlacke eignen sich daher besser für einen Lift-Off-Prozess. Einige Lacke sind speziell für die Verwendung in einem Lift-Off-Prozess optimiert und zeichnen sich durch einstellbare Lackkanten aus. (Vgl. *MicroChemicals: Lift-off Prozesse mit Fotolacken*)

#### 4.1.4. Schematischer Prozessablauf zur Herstellung des Sensorchips

Der in diesem Abschnitt vorgestellte Entwurf für einen Prozessablauf zur Herstellung eines, dem in Abschnitt 3.3 vorgestellten Konzepts entsprechenden, Sensorchips basiert auf Projekten, die im Vorfeld der vorliegenden Arbeit am Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme und am Arbeitsgebiet Technologien der Mikro- und Nanotechnik an der TU Dortmund durchgeführt wurden (vgl. K. T. Kallis et al.; C. M. Zimmer; Asbeck et al.; Cordula M. Zimmer et al.). Auf dem an dieser Stelle grob skizzierten Prozessablauf bauen die für die Herstellung eines funktionsfähigen Sensorchips nötigen Entwicklungsarbeiten auf, die in Abschnitt 4.2 dargelegt werden.

Der Prozessablauf zur Herstellung der großflächigen, freitragenden Gitterelektrode ist in Abbildung 26 schematisch dargestellt. Für die Herstellung des Sensorchips mit einer Silizium-Substratelektrode wird der Sensorchip auf p-dotiertem Siliziumsubstrat prozessiert. Bei der Herstellung eines Sensorchips mit einer Substratelektrode aus einem anderen Material, das auf dem Substrat abgeschieden wird, können wahlweise Siliziumwafer oder Glaswafer verwendet werden.

Im ersten Schritt werden Siliziumdioxid und das Gittermaterial abgeschieden. Die im PECVD-Verfahren abgeschiedene Siliziumdioxidschicht dient als Isolator zwischen den beiden Elektroden des Sensorchips und als Opferschicht unter der Gitterelektrode. Abbildung 26a zeigt den Technologiequerschnitt einer Probe nach der Deposition der Isolationschicht und des Gittermaterials. Als nächstes wird eine UV-Lithografie durchgeführt, die als Maskierung für die anschließende Strukturierung der hexagonalen Gitterstruktur benötigt wird. Im Strukturierungsschritt werden die nicht durch die Lackmaske geschützten Bereiche abgetragen. Abbildung 26b zeigt den Querschnitt einer Probe nach der Strukturierung des Gitters und der Entfernung der Lackmaske.

Für den dritten Schritt wird eine Lithografie durchgeführt, woraufhin nasschemisches Ätzen in Flußsäure zur Entfernung der Siliziumdioxid-Schicht in den Randbereichen des Chips folgt. Anschließend wird ganzflächig ein Metall auf dem Chip abgeschieden, ohne zuvor die Lackschicht zu entfernen. In den Randbereichen des Chips wird die Metallisierung auf der Substratoberfläche abgeschieden. Im Gitterbereich legt sich die Metallisierung während des Depositionsprozesses auf der Lackschicht ab. Im anschließenden Ultraschallbad wird die Lackschicht in Aceton gelöst und die Metallschicht darüber wird mit abgehoben. Der durch das Lift-off-Verfahren entstandene Metallrahmen dient dazu, die Substratelektrode großflächig zu kontaktieren (vgl. Abbildung 26c).

In Abbildung 26d ist der Prozessquerschnitt des Chips nach der anschließenden Abscheidung der zweiten Siliziumdioxidschicht dargestellt. Diese dient zur Vermeidung von Leckströmen zwischen dem Substratkontakt und der Gitterelektrode. Im letzten Schritt wird die Opferschicht aus Siliziumdioxid unter dem Gitter entfernt. Gleichzeitig wird der Substratkontakt freigelegt. Zu diesem Zweck wird eine weitere Lithografie durchgeführt. Anschließend wird eine Nassätzung in Flußsäure durchgeführt (vgl. Abbildung 26e).

Der soeben dargelegte Prozessablauf liefert vier freitragende Gitterelektroden auf einem Chip. Anschließend erfolgt die Vereinzelung der Sensoren mit einer Wafersäge. Schließlich müssen die Substratelektrode und das Gitter für die Charakterisierung elektrisch mit einem geeignetem Träger verbunden werden.

Ursprünglich wurde die Herstellung einer freitragenden Gitterelektrode als wesentliche Herausforderung des Prozessablaufs betrachtet (vgl. C. M. Zimmer; K. T. Kallis et al., „Micro-structured electron accelerator for the mobile gas ionization sensor technology“). Im Laufe der Entwicklungsarbeiten stellt sich bei der Durchführung des kompletten Prozessablaufs jedoch heraus, dass die einzelnen Prozessabschnitte nicht beliebig kombinierbar sind. Jeder einzelne Prozessschritt hat Einfluss auf die vorangehende und folgen-

de Prozessierung. Darüber hinaus kann jede Änderung eines einzelnen Prozessschrittes nötige Anpassungen in der Prozessierung nach sich ziehen. Im Folgenden werden die Herausforderungen, die sich bei der Realisierung des soeben dargestellten Prozessablaufs ergeben, im Detail beschrieben und die technologischen Lösungen, die die Herstellung von funktionsfähigen Sensorchips ermöglichen, dargelegt.

### 4.2. Optimierung des Prozessablaufs

In der Planartechnologie werden Schichten unterschiedlicher Materialien mit Schichtdicken von weniger als einem Mikrometer auf Flächen von mehreren Quadratzentimetern abgeschieden. Zwar kann bei bestehenden Prozessen die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse vorausgesetzt werden, aber schon die Veränderungen äußerer Parameter, zum Beispiel durch die Verwendung anderer Anlagen oder die Veränderung der Reinraumbedingungen, führen in diesen Größenordnungen zu Änderungen der Materialeigenschaften, der Depositionsraten, der Dichte oder der Kristallinität.

Um die Ausschussrate so gering wie möglich zu halten und die Degeneration von Proben mit der Zeit zu vermeiden, müssen bei der Entwicklung eines Herstellungsprozesses alle im Prozess verwendeten Materialien sorgfältig ausgewählt und jede Veränderung des Prozessablaufs mit Bedacht durchgeführt werden. Je mehr über ein Material bekannt ist, desto besser können die Risiken für den Einsatz im Prozessablauf abgeschätzt werden. Jedoch kann auch die gezielte Veränderung weniger Prozessparameter zur Optimierung eines bestehenden Herstellungsprozesses eine Vielzahl von unvorhersehbaren Folgen nach sich ziehen, deren Ursachen häufig schwer zu erkennen sind. Zwischen Ursache und Wirkung kann ein großer Zeitversatz bestehen und es kommt eine Vielzahl chemischer und physikalischer Zusammenhänge in Betracht. Bei nötigen Änderungen in der Prozessierung ist es daher wesentlich, die Parameter sukzessive zu ändern und nicht mehrere Veränderungen gleichzeitig durchzuführen. (Vgl. Parrillo, S. 445-448)

Darüber hinaus ist die Auswahl der Materialien, die zur Entwicklung und Optimierung von planartechnologischen Prozessen zur Verfügung steht, begrenzt. In Fabrikationslinien, in denen auch CMOS-Schaltungen hergestellt werden, können viele Materialien und Chemikalien nicht verwendet werden. Viele Metalle, zum Beispiel Kupfer, Eisen oder Gold, kommen insbesondere aufgrund ihrer großen Diffusionskoeffizienten in Silizium nicht in Frage. Bei nachfolgenden Hochtemperaturschritten könnten die Metallatome in den hochreinen Siliziumkristall diffundieren und als unkontrollierte Dotierung fungieren. Eine weitere Beeinträchtigung der elektronischen Eigenschaften von Halb-

leiterschaltungen kann durch Alkaliionen verursacht werden, die eine unkontrollierbare Verschiebung der Schwellenspannungen hervorrufen können. Daher müssen die zur Prozessierung verwendeten Chemikalien von höchster Reinheit sein und Kontaminationen, beispielsweise durch Hautkontakt, ausgeschlossen werden. (Vgl. Hilleringmann, *Silizium-Halbleitertechnologie*, S. 160 - 165)

In einer Technologielinie bleiben Kontaminationen außerdem nicht auf einzelne Anlagen beschränkt, sondern breiten sich mit der Zeit in der Produktionslinie aus. Chemikalien, Materialien und Herstellungsverfahren, die unbedenklich für den Einsatz in einer CMOS-Technologielinie sind, werden als CMOS-kompatibel bezeichnet. Für mikrostrukturierte Sensoren bedeutet es einen großen Mehrwert, wenn Materialien und Herstellungsprozesse als CMOS-kompatibel bezeichnet werden können, da dann auf bestehende Anlagen aus der Halbleitertechnologie zurückgegriffen werden kann und die Herstellung des Sensors gegebenenfalls in die Prozessierung der Ausleseschaltung integriert werden kann.

Fehlprozessierungen, die bei der Herstellung des Sensors auftreten können, deren Ursachen und die daraus resultierenden Anpassungen der Prozessierung werden im Folgenden nach thematischen Gesichtspunkten sortiert abgehandelt, wobei auf jeweilige Korrelationen, die sich aus Veränderungen im Prozessablauf ergeben, hingewiesen wird.

#### **4.2.1. Elektronische und mechanische Materialeigenschaften**

Die für die planartechnologische Herstellung des Sensorchips verwendeten Materialien werden in erster Linie auf Basis ihrer elektronischen Eigenschaften ausgewählt. Bei der Auswahl der Materialien, die als Metall, Halbleiter oder Isolator verwendet werden, sind neben den elektronischen Eigenschaften auch die jeweiligen mechanischen Materialeigenschaften und Erfahrungswerte in der Planartechnologie entscheidend. Beispiele für klassischerweise in der CMOS-Technologie verwendete Materialien sind Aluminium, Titan und Titanitrid als Metall, einkristallines und polykristallines Silizium als Halbleiter und Siliziumdioxid und Siliziumnitrid als Isolator.

Des Weiteren sind die mechanischen Eigenschaften der verwendeten Materialien von entscheidender Bedeutung. Bei der Kombination von Schichten aus unterschiedlichen Materialien kann einerseits eine schlechte Haftung einer Schicht auf dem Substrat zu Fehlern führen, oder andererseits Rissbildung oder Abplatzen des Materials auftreten. Ursache hierfür kann die zu starke Abweichung der Materialeigenschaften sein. Die mangelnde Verformbarkeit eines Materials oder unterschiedlich starke Ausdehnungen bei schwankenden Temperaturen können Verspannungen zwischen den Schichten bewirken (vgl. Roos et al.,

Kap. 10). Die maßgeblichen Materialkonstanten hierfür sind zum einen das Elastizitätsmodul  $E_{\text{mod}}$ , das definiert ist als Proportionalitätskonstante zwischen der Normalspannung  $\sigma_N$  und der relativen Änderung der Länge  $L$  eines Materialstückes

$$\sigma_N = E_{\text{mod}} \frac{\Delta L}{L} \quad (4.2)$$

und zum anderen der thermische Ausdehnungskoeffizient  $\alpha_{\text{th}}$ , der die relative Änderung der Länge in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  nach

$$\alpha_{\text{th}} = \frac{1}{T} \frac{\Delta L}{L} \quad (4.3)$$

beschreibt (vgl. Wellmann, Kap. 1).

In Tabelle 1 werden einige Materialeigenschaften der typischerweise in der Planartechnologie verwendeten Isolatoren aufgelistet. Die Materialeigenschaften, die sich in der Literatur finden, variieren häufig in weiten Bereichen. Insbesondere für Dünnschichten weichen die Materialeigenschaften oft erheblich von denen dicker Materialschichten ab. Für den spezifischen Widerstand von Siliziumdioxid finden sich in der Literatur zum Beispiel Werte zwischen  $1 \cdot 10^{14} \Omega\text{cm}$  und  $1 \cdot 10^{17} \Omega\text{cm}$ . Die angegebenen Werte sollen nur eine ungefähre Vorstellung von den Materialeigenschaften vermitteln, die stark von den Herstellungsverfahren abhängen. Im Vergleich der Isolatoren Siliziumdioxid und Siliziumnitrid lässt sich bezüglich der mechanischen Eigenschaften zusammenfassen, dass Siliziumnitrid ein größeres Elastizitätsmodul und einen größeren thermischen Ausdehnungskoeffizienten hat als Siliziumdioxid. Siliziumnitrid ist dafür bekannt, für Verspannungen zwischen den Materialschichten auf einem Chip zu sorgen. Als Isolator, der die Gitterelektrode von der Substratelektrode trennt, bietet sich also Siliziumdioxid an, das zusätzlich mittels Flusssäure isotrop und selektiv geätzt werden kann. Damit ist auch die Voraussetzung für die Verwendung als Opferschicht erfüllt.

Für die Herstellung der Gitterelektrode wird ein Metall benötigt, das die mechanische Stabilität zeigt, die für die Herstellung von freitragenden Strukturen nötig ist, für das es geeignete Strukturierungsverfahren gibt und das in seinen Materialeigenschaften zu den anderen Materialschichten passt. Ein Metall zur Herstellung einer freitragenden Gitterelektrode muss steif genug sein, um das eigene Gewicht tragen zu können und darf sich auch beim Anlegen einer elektrischen Spannung nicht soweit durchbiegen, dass es sich auf dem Substrat ablegt und damit einen Kurzschluss zwischen den Elektroden erzeugt. Die Durchbiegung einer Struktur bei angelegter Kraft sinkt mit größer werdendem Elastizitätsmodul. Andererseits kann, wie bereits angemerkt, ein großes Elastizitätsmodul zu

Tab. 1: Materialeigenschaften der klassischen Isolatoren Siliziumdioxid und Siliziumnitrid bei Raumtemperatur.

	Siliziumdioxid	Siliziumnitrid
Durchbruchfeldstärke	$1 \cdot 10^9 \text{ V/m}^{1,2}$	$1 \cdot 10^9 \text{ V/m}^{1,2}$
Elastizitätsmodul	$66 \text{ GPa}^{1,2}$	$104 - 380 \text{ GPa}^3$
Permittivität	$3,7 - 3,9^{1,2}$	$6 - 8^{1,2}$
spezifischer Widerstand	$1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{15} \Omega\text{m}^{1,2}$	$1 \cdot 10^{12} \Omega\text{m}^{1,2}$
thermischer Ausdehnungskoeffizient	$5 \cdot 10^{-7} - 6 \cdot 10^{-7} / \text{K}^{1,2}$	$4 \cdot 10^{-6} / \text{K}^2$

Tab. 2: Materialeigenschaften möglicher Materialien für die Gitterelektrode.

	Elastizitätsmodul	spezifischer Widerstand	thermischer Ausdehnungskoeffizient
Aluminium	$70 \text{ GPa}^4$	$2,7 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}^4$	$23,1 \cdot 10^{-6} / \text{K}^4$
Chrom	$279 \text{ GPa}^4$	$12,7 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}^4$	$4,9 \cdot 10^{-6} / \text{K}^4$
Gold	$78 \text{ GPa}^4$	$2,2 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}^4$	$14,2 \cdot 10^{-6} / \text{K}^4$
Kupfer	$130 \text{ GPa}^4$	$1,7 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}^4$	$16,5 \cdot 10^{-6} / \text{K}^4$
Nickel	$200 \text{ GPa}^4$	$7,2 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}^4$	$13,4 \cdot 10^{-6} / \text{K}^4$
Platin	$168 \text{ GPa}^4$	$10,6 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}^4$	$8,8 \cdot 10^{-6} / \text{K}^4$
Silber	$83 \text{ GPa}^4$	$1,6 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}^4$	$18,9 \cdot 10^{-6} / \text{K}^4$
Titan	$116 \text{ GPa}^4$	$40 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}^4$	$8,6 \cdot 10^{-6} / \text{K}^4$
Titannitrid	$81 - 616 \text{ GPa}^5$	$43 \cdot 10^{-8} - 570 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}^6$	$10 \cdot 10^{-6} / \text{K}^7$
Wolfram	$411 \text{ GPa}^4$	$5,4 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}^4$	$4,5 \cdot 10^{-6} / \text{K}^4$

Verspannungen zwischen den Schichten führen. Auch die Struktur des Gitters hat Einfluss auf die Stabilität der freitragenden Elektrode bei angelegter Spannung. Hier wird auf eine im Vorfeld dieser Arbeit optimierte Struktur zurückgegriffen. Die Gitterelektrode besteht aus einer hexagonalen Anordnung von Gitterstegen und einigen Stützstellen. Diese Anordnung ergibt sich aus einer Optimierung mittels der Finite-Elemente-Methode-Software ANSYS mechanical APDL. (Vgl. K. T. Kallis et al.)

Tabelle 2 listet die Eigenschaften einiger Metalle auf, die als Gittermaterial in Frage kommen. Dazu ist anzumerken, dass Gold, Nickel und Silber nicht CMOS-kompatibel sind und daher nur ganz am Ende eines Prozesses, zum Beispiel für die Aufbau- und

<sup>1</sup>Vgl.: El-Kareh, *Fundamentals of Semiconductor Processing Technology*, 1995.

<sup>2</sup>Vgl.: Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 1981.

<sup>3</sup>Vgl.: *MEMSnet: Materials*, 2019.

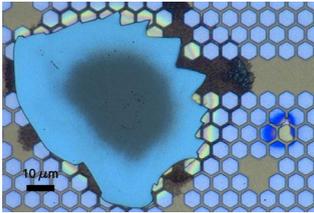
<sup>4</sup>Vgl.: *WebElements: The periodic table on the www*, 2019.

<sup>5</sup>Vgl.: Török et al., „Young's modulus of TiN, TiC, ZrN and HfN“, 1987.

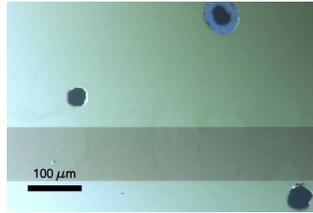
<sup>6</sup>Vgl.: Patsalas et al., „Combined electrical and mechanical properties of titanium nitride thin films as metallization materials“, 1999.

<sup>7</sup>Vgl.: Cen et al., „Temperature effect on titanium nitride nanometer thin film in air“, 2017.

(a) Aufwölbung



(b) Fehlerverteilung



(c) REM-Bild

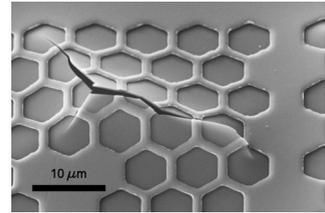


Abb. 27: Aufwölbungen und Abplatzen von Schichten während des Fertigungsprozesses aufgrund von mangelnder mechanischer Kompatibilität.

Verbindungstechnik, genutzt werden können, für die Herstellung der Gitterelektrode also weniger in Frage kommen. Bei der Verwendung von Aluminium und Kupfer müssen die Prozesstemperaturen besondere Berücksichtigung finden.

Bei der Auswahl der Materialien muss weiterhin berücksichtigt werden, dass Stoffe sich bei thermischer Belastung unterschiedlich stark ausdehnen. Wenn sich die Ausdehnung der Materialien bei unterschiedlichen Temperaturen innerhalb des Prozessablaufs oder innerhalb der Einsatzumgebung des Sensors zu stark unterscheidet, kommt es zu Verspannungen zwischen den Schichten. Das Material mit dem höchsten Elastizitätsmodul mag bei gleichbleibender Temperatur am stabilsten sein, wenn aber der thermische Ausdehnungskoeffizient zu weit von dem der anderen Materialien abweicht, kann dies zur Zerstörung des Sensors führen.

Wenn Materialien nicht zueinander passen entsteht intrinsischer Stress. Abbildung 27 zeigt ein Beispiel für Auswirkungen, die unterschiedliche mechanische Eigenschaften von Materialschichten haben können. Zu sehen sind Mikroskopaufnahmen der Aufwölbung eines Materialstapels, die im Laufe der Prozessierung eines Sensorchips auftreten können. Die Bilder zeigen einen Chip nach der Strukturierung der Gitterelektrode vor der Unterätzung des Gitters. Es handelt sich um einen Sensorchip, der auf Borofloat-Glassubstrat gefertigt wurde, mit einer Substratelektrode aus Lanthanhexaborid auf Indiumzinnoxid. In Abbildung 27a zeigt der Farbverlauf in der Digitalmikroskop-Aufnahme, dass sich die Schichten wie an einem Krater nach oben wölben. In diesem Fall handelt es sich um eine Verspannung im Bereich der Gitterelektrode während Abbildung 27b Fehlerstellen zeigt, die sich am Rand des Sensors befinden. Abbildung 27c zeigt die Aufnahme im Rasterelektronenmikroskop (REM-Aufnahme) einer Fehlerstelle, bei der sich die Schichten vom Substrat abgehoben haben, aber noch nicht abgeplatzt sind.

Tab. 3: Eigenschaften der für die Substratelektrode verwendeten Materialien.

	Elastizitätsmodul	spezifischer Widerstand	thermischer Ausdehnungskoeffizient
Borosilikatglas	64 GPa <sup>1</sup>	$1 \cdot 10^{13} \Omega\text{m}^2$	$3,3 \cdot 10^{-6} / \text{K}^1$
Indiumzinnoxid	100 GPa $\pm$ 14 GPa <sup>3</sup>	$3,7 \cdot 10^{-4} -$ $6,8 \cdot 10^{-7} \Omega\text{m}^4$	$6,4 \cdot 10^{-6} / \text{K}^5$
Lanthanhexaborid	185 GPa $\pm$ 11 GPa <sup>6</sup>	$1,5 \cdot 10^{-7} \Omega\text{m}^7$	$6,2 \cdot 10^{-6} / \text{K}^7$
Si, p-dotiert, 100	62 GPa <sup>8</sup>	0,10 - 0,15 $\Omega\text{m}^9$	$2,6 \cdot 10^{-6} / \text{K}^{10}$

Zur Verbesserung der Kompatibilität der für die Herstellung des Sensorchips verwendeten Materialien, werden alternative Elektrodenmaterialien hinsichtlich ihrer Eignung zur Herstellung einer freitragenden Gitterelektrode untersucht. Unter Berücksichtigung der CMOS-Kompatibilität werden vier Metalle ausgewählt und Gitterelektroden aus jeweils 300 nm dicken Schichten aus Aluminium (Al), Chrom (Cr), Titanitrid (TiN) und einem Stapel aus 200 nm Titanitrid auf 100 nm Titan (Ti) untersucht.

Der Vergleich der mechanischen Eigenschaften der Metalle (s. Tabelle 2) mit den Eigenschaften von Siliziumdioxid (s. Tabelle 1) und den für die Substratelektrode in Frage kommenden Materialien Borosilikatglas, Silizium (Si), Indiumzinnoxid ( $\text{In}_2\text{O}_3$  und  $\text{SnO}_2$ ) und Lanthanhexaborid ( $\text{LaB}_6$ ) (s. Tabelle 3) zeigt, dass Aluminium ein sehr geringes Elastizitätsmodul aufweist und damit einerseits für geringere Verspannungen aufgrund der besseren Verformbarkeit sorgen könnte, aber andererseits möglicherweise nicht genügend Stabilität für die Herstellung einer freitragenden Struktur aufweist. Chrom und Titanitrid haben beide ein höheres Elastizitätsmodul, wobei Chrom einen besonders niedrigen Ausdehnungskoeffizienten hat, der besser zu den Ausdehnungskoeffizienten von Siliziumdioxid und den Materialien der Substratelektrode passt. Titan soll als Pufferschicht für

<sup>1</sup>Vgl.: Schott: Borofloat®, 2019.

<sup>2</sup>Vgl.: Goodfellow: Borosilicate glass, 2019.

<sup>3</sup>Vgl.: Zeng et al., „Investigation of mechanical properties of transparent conducting oxide thin films“, 2003.

<sup>4</sup>Vgl.: Bel Hadj Tahar et al., „Tin doped indium oxide thin films: Electrical properties“, 1998.

<sup>5</sup>Vgl.: Carter et al., *Modulus of Elasticity and Thermal Expansion Coefficient of ITO Film*, 2016.

<sup>6</sup>Vgl.: H. Zhang et al., „Atomic force microscopy measurement of the Young's modulus and hardness of single  $\text{LaB}_6$  nanowires“, 2008.

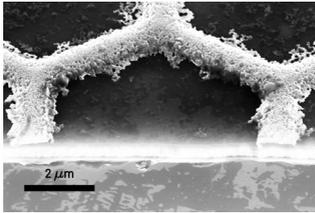
<sup>7</sup>Vgl.: Sindlehauser Materials: *LaB6-Keramik und -Kathoden*, 2019.

<sup>8</sup>Vgl.: MEMSnet: Materials, 2019.

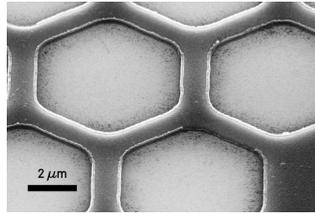
<sup>9</sup>Herstellerangaben: Silicon Materials.

<sup>10</sup>Vgl.: Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 1981.

(a) Nasschemie



(b) Lift-off



(c) RIE

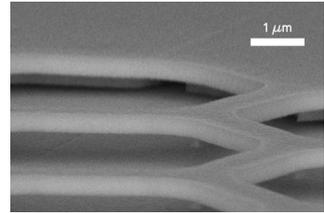


Abb. 28: Ergebnisse der Tests unterschiedlicher Strukturierungsverfahren zur Herstellung der Gitterelektrode. (Vgl. P. Czyba et al., „Manufacturing a Stacked Nanoscale Fishing Electrode for Gas Sensor Applications Using Freely Suspended Structures“)

Titannitrid getestet werden, da sowohl das Elastizitätsmodul als auch der thermische Ausdehnungskoeffizient etwas geringer ist als bei Titannitrid. Die Aluminium-, Titan-, und Titannitrid-Schichten werden mittels Magnetronsputterns abgeschieden, Chrom wird mittels Elektronenstrahlbedampfung aufgebracht. Die Metallschichten werden auf einer 300 nm dicken PECVD-Siliziumdioxidschicht auf Siliziumsubstrat abgeschieden. Die Siliziumdioxidschicht wird später zur Unterätzung der Gitterelektrode als Opferschicht benötigt.

Die Gitterelektrode soll aus Stegen mit einer Breite von 800 nm bestehen. Das Strukturierungsverfahren muss also diese Auflösung ermöglichen. Zunächst werden die drei zur Verfügung stehenden Strukturierungsverfahren zur Herstellung einer Gitterelektrode am Beispiel Titannitrid getestet. Für die nasschemische Ätzung und die trockenchemische Plasmastrukturierung wird eine Positivlithografie mit MicroChemicals AZ 5214 E Umkehrlack verwendet. Um eine Auflösung von 800 nm zu erreichen wird der Lack im Verhältnis 4:1 verdünnt. Für den Lift-off-Prozess wird der Lithografieablauf mit MicroChemicals AZ 5214 E Umkehrlack, 4:1 verdünnt, im Negativmodus durchgeführt (vgl. Abschnitt 4.2.3). Zur nasschemischen Strukturierung der Gitterelektrode kommt eine verdünnte Lösung aus Ammoniak und Wasserstoffperoxid zum Einsatz. Bei der Strukturierung durch reaktives Ionenätzen wird ein Prozess mit den Gasen Chlor ( $\text{Cl}_2$ ), Methan ( $\text{CH}_4$ ) und Siliziumtetrachlorid ( $\text{SiCl}_4$ ) bei 40 °C genutzt.

Abbildung 28 zeigt die Ergebnisse der Versuche zur Strukturierung der Gitterelektrode durch unterschiedliche Prozessarten. Die nasschemische Strukturierung führt zu einer sehr rauen Oberfläche der Gitterstruktur. Die Säure unterwandert die Lackmaske. Einzelne Fragmente des Materials stehen deutlich von den Gitterstegen ab. Der Lift-off-Prozess

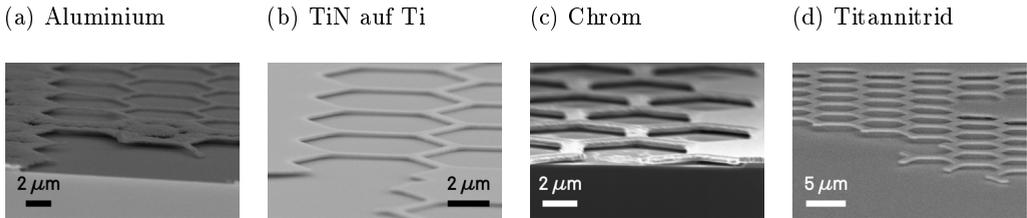


Abb. 29: Ergebnisse der Tests zur Herstellung von freitragenden Gitterelektroden aus unterschiedlichen Metallen. (Vgl. F. J. Giebel; M. Köhle; P. Czyba; K. J. Kolander et al., „Fabricating freely suspended structures optimized regarding mechanical and electrochemical stability for sensor applications“)

mit dem im Verhältnis 4:1 verdünnten Umkehrlack MicroChemicals AZ 5214 E sorgt für relativ glatte Gitterstege. Am Rand der Stege bleiben allerdings Reste des Materialabrisses an der Lackkante stehen. Die beste Strukturtreue liefert das physikalische Ätzen im RIE-Reaktor. Auch der Lift-off-Prozess liefert gute Gitterstrukturen. Dieses Verfahren bietet sich zum Testen unterschiedlicher Materialien an, da die Lift-off-Strukturierung im Gegensatz zum reaktiven Ionenätzen materialunabhängig ist. (Vgl. P. Czyba et al., „Manufacturing a Stacked Nanoscale Fishing Electrode for Gas Sensor Applications Using Freely Suspended Structures“)

Das reaktive Ionenätzen eignet sich offensichtlich am besten für die Herstellung der Gitterelektrode. Allerdings steht nicht für jedes beliebige Material ein geeigneter RIE-Prozess zur Verfügung. Für die Herstellung der Gitterelektroden aus Aluminium, Titannitrid und dem Titan-Titannitrid-Stapel wird jeweils ein Lithografieablauf mit MicroChemicals AZ 5214 E Umkehrlack, im Verhältnis 4:1 verdünnt, angepasst, da sich die Reflektivität der Metallschicht auf die Belichtung des Lackes auswirkt. Die Gitter werden mittels reaktivem Ionenätzen unter Verwendung von Chlor, Methan und Siliziumtetrachlorid bei 40 °C strukturiert. Da für die Strukturierung von Chrom auf keinen bestehenden RIE-Prozess zurückgegriffen werden kann, wird hier ein Lift-off-Prozess mit MicroChemicals AZ 5214 E Umkehrlack, 4:1 verdünnt, im Negativmodus durchgeführt. Zum Schluss wird bei allen Proben die Opferschicht aus Siliziumdioxid nasschemisch mit Flußsäure entfernt.

Abbildung 29 zeigt REM-Aufnahmen von freitragenden Gitterelektroden, die aus den unterschiedlichen Materialien hergestellt wurden. Im Ergebnis zeigt sich, dass Aluminium als Gittermaterial ausgeschlossen werden kann, da die Gitterstruktur nach dem Unterätzen in Flußsäure stark angegriffen ist und Aluminium damit offensichtlich keine ausreichende Resistenz gegenüber Flußsäure aufweist. Das Gitter aus dem Stapel aus

Titannitrid auf Titan zeigt im Vergleich dazu eine sehr saubere Gitterstruktur, die sich aber auf der Substratoberfläche abgelegt hat und nicht stabil genug ist, um ihr eigenes Gewicht zu tragen. Die Gitterelektrode aus Chrom ist resistent gegenüber Flusssäure und zeigt eine gute Stabilität. Abbildung 29c zeigt, dass die Stegbreite im Ergebnis etwas zu groß ausfällt und die Kanten sehr rau sind. Dies ist auf die Strukturierung mittels Lift-off zurückzuführen. Die saubersten und stabilsten Gitterstrukturen ergeben sich aus der Strukturierung einer 300 nm dicken Titannitridschicht mittels reaktivem Ionenätzen (s. Abbildung 29d). (Vgl. F. J. Giebel; M. Köhle; P. Czyba; K. J. Kolander et al., „Fabricating freely suspended structures optimized regarding mechanical and electrochemical stability for sensor applications“)

Generell zeigen die durchgeführten Versuche, dass die besten Ergebnisse erzielt werden, wenn die Gitterelektrode aus Titannitrid hergestellt und mittels reaktivem Ionenätzen strukturiert wird. Chrom gilt aufgrund des geringeren Ausdehnungskoeffizienten als mögliche Alternative zu Titannitrid. Dies setzt voraus, dass ein geeigneter Plasmaätzprozess mit hohem physikalischen Anteil für eine saubere Strukturierung einer Gitterelektrode aus Chrom entwickelt wird.

Einerseits kann auf die Deposition eines hochwertigen Isolators bei der Herstellung des Sensorchips nicht verzichtet werden. Um Verspannungen zwischen Schichten auf dem Sensorchip während des Prozessablaufs zu minimieren, müssen andererseits hohe Temperaturen so weit wie möglich vermieden und Temperaturschocks reduziert werden. Daher werden zur Reduktion des intrinsischen Stresses in den Prozess der PECVD-Abscheidung von Siliziumdioxid Temperaturrampen einprogrammiert. Durch das langsame Aufheizen und Abkühlen der Sensoren vor und nach dem Depositionsprozess bei 350 °C, kann das Entstehen von Verspannungserscheinungen wie Rissen und Löchern verhindert werden. Die Verwendung von Titan als Pufferschicht unter der Gitterelektrode wird durch die Ergebnisse der durchgeführten Versuche nicht vollständig für die Zukunft ausgeschlossen. Für die nötige mechanische Stabilität müsste die Dicke der Titannitridschicht erhöht werden. Darüber hinaus müsste die elektrochemische Kompatibilität von Titan mit den anderen verwendeten Materialien untersucht werden (vgl. Abschnitt 4.2.2).

#### 4.2.2. Chemische und elektrochemische Kompatibilität

Neben den elektrischen und mechanischen Eigenschaften der Materialien spielen auch die chemischen Eigenschaften eine entscheidende Rolle. Innerhalb des Prozessablaufs finden zahlreiche chemische Reaktionen statt, von denen einige gezielt zur Herstellung des

Sensorchips eingesetzt werden, wie zum Beispiel die Reaktion von Flusssäure mit Siliziumdioxid zur Unterätzung des Gitters oder die Auflösung belichteter Bereiche des Fotolackes in der Entwicklerlösung. Darüber hinaus kann es aber auch zu parasitären chemischen Reaktionen kommen, die für den Prozessablauf im besten Fall unerheblich sind, im schlechtesten Fall aber zu Fehlern auf dem Sensorchip führen können. Im Folgenden werden die für die Prozessierung des Sensorchips kritischen chemischen Prozesse aufgezeigt und Maßnahmen vorgestellt, die eine fehlerhafte Prozessierung verhindern.

Aufgrund der guten mechanischen Eigenschaften und der guten Strukturierbarkeit mittels reaktivem Ionenätzen, ist Titanitrid zur Herstellung der freitragenden Gitterelektrode gut geeignet. Generell zeigt Titanitrid auch eine gute chemische Stabilität. Bei höheren Temperaturen in Sauerstoffatmosphäre neigt Titanitrid (TiN) allerdings, entsprechend der Reaktionsgleichung



mit Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ), zur Bildung von Titanoxid ( $\text{TiO}_2$ ) unter der Abgabe von Stickstoff ( $\text{N}_2$ ) (vgl. Jiménez et al.).

Bei Kontakt mit Laugen und im Sauerstoffplasma bei  $150^\circ$  im Verascher kann es auch im Herstellungsprozess des Sensorchips zur Oxidation der Oberfläche kommen, die sich zunächst durch eine Verfärbung der Oberfläche äußert. Die oxidierte Oberfläche ist sehr hart, daher lässt sich die Titanitridschicht mit einer oxidierten Oberfläche nicht mehr durch reaktives Ionenätzen strukturieren. Während des Prozessablaufs muss also beachtet werden, dass die Substrate nach dem Lithografieschritt für die Strukturierung der Gitterelektrode sehr sorgfältig in vollentsalztem Wasser gespült werden. Außerdem darf die Titanitridschicht vor der Strukturierung keinem Sauerstoffplasma ausgesetzt werden. Bei einer Wiederholung des Lithografieschrittes wegen Fehlern in der Lackmaske muss daher auf die Verwendung des Veraschers zur Entfernung des Lackes verzichtet werden.

Zur Herstellung der freitragenden Gitterstruktur wird die Opferschicht aus Siliziumdioxid mit Flusssäure entfernt. Dies setzt voraus, dass alle Werkstoffe außer Siliziumdioxid, die bei der Tauchätzung mit der Säure in Kontakt kommen, beständig gegen Flusssäure sind. Daher wird die Reaktion aller für die Herstellung des Sensorchips in Frage kommenden Materialien, Indiumzinnoxid, Lanthanhexaborid, Titanitrid und Aluminium, in Flusssäure untersucht. Abbildung 30a zeigt das Testverfahren zur Untersuchung der Resistenz der einzelnen Materialien gegen Flusssäure. Das zu testende Material wird

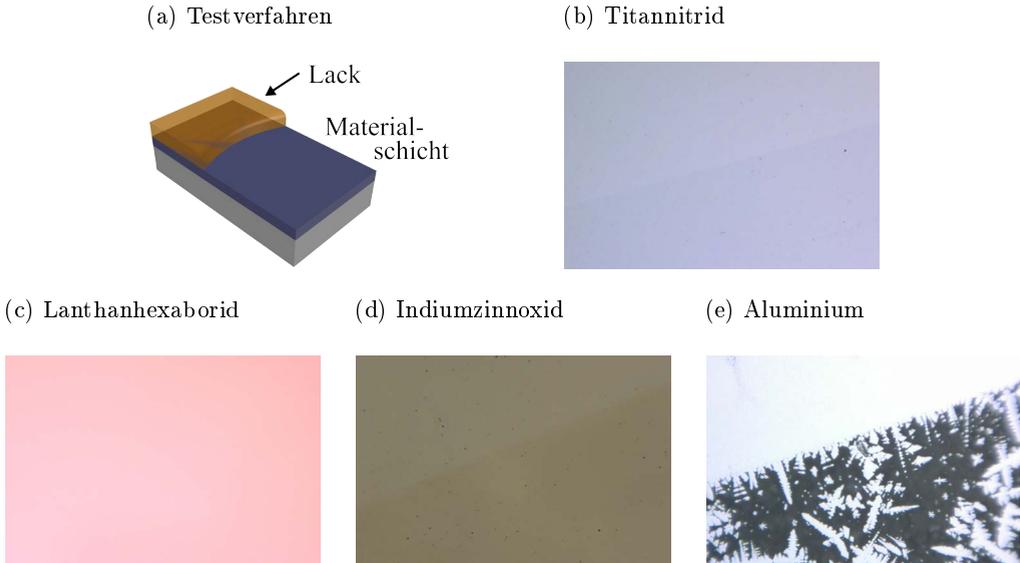


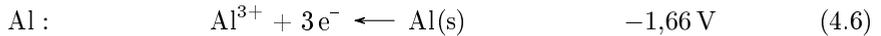
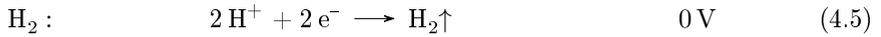
Abb. 30: Tests zur Resistenz unterschiedlicher Materialien gegenüber Flusssäure. Der oben links dargestellte Bereich der jeweiligen Probe wird während der Tauchätzung durch Fotolack geschützt. (Vgl. F. J. Giebel; M. Köhle; P. Czyba; K. J. Kolander et al., „Fabricating freely suspended structures optimized regarding mechanical and electrochemical stability for sensor applications“)

ganzflächig auf einem Substrat abgeschieden und teilweise mit Lack bedeckt, bevor die Probe in Flusssäure getaucht wird. Die Ätzdauer beträgt 3 Minuten. In Abbildung 30b bis Abbildung 30e ist jeweils in der linken oberen Ecke der durch den Lack geschützte Bereich der Probe zu sehen.

Im Wesentlichen zeigen die Tests, dass Titannitrid und Lanthanhexaborid, die beiden Materialien, die am längsten mit Flusssäure in Kontakt kommen, eine gute Resistenz zeigen. Da die Gitterstruktur der Säure im Unterätzungsschritt mit Abstand am längsten ausgesetzt ist, ist eine hohe Resistenz gegenüber Flusssäure die Voraussetzung für ein Material, aus dem die freitragende Struktur hergestellt werden kann. Titannitrid zeigt bei Kontakt mit Flusssäure eine leichte Änderung der Färbung (s. Abbildung 30b). Davon abgesehen sind keine Änderungen der Struktur zu beobachten. Lanthanhexaborid erweist sich als beständig gegenüber Flusssäure. Bis auf Verfärbungen an der Oberfläche, ähnelnden denen bei Titannitrid, kann keine Veränderung der Oberfläche festgestellt werden. Auch

Indiumzinnoxid zeigt im optischen Mikroskop nach dem Kontakt mit Flusssäure eine Verfärbung.

Wie Abbildung 30e zeigt, wird Aluminium stark durch Flusssäure angegriffen. Generell ist Aluminium als unedles Metall empfindlich gegenüber Korrosion. Aufgrund des negativen Standardpotentials geht Aluminium (Al) nach

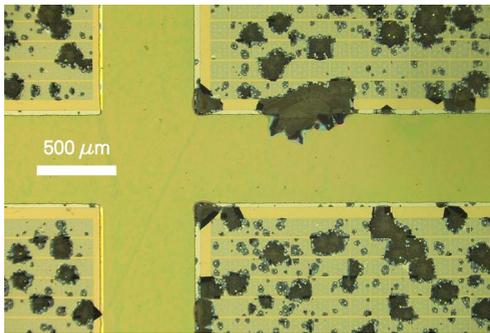


unter Bildung von gasförmigem Wasserstoff ( $\text{H}_2$ ) in Lösung (vgl. Gudić et al.). Das native Oxid sorgt für eine Passivierung der Oberfläche. Für die technische Anwendung von Aluminium als Opferanode werden Aluminiumlegierungen mit Zink oder Mangan verwendet, um die Bildung einer geschlossenen Oxidschicht zu unterbinden und die Korrosion zu verstärken. Andere Legierungsbestandteile wie zum Beispiel Silizium können die Korrosion bremsen. (Vgl. Bohnes)

Indiumzinnoxid kommt im Prozessablauf nicht mit Flusssäure in Kontakt, da es ganzflächig durch eine Schicht aus Lanthanhexaborid abgedeckt wird, welches sich als gegen Flusssäure resistent erwiesen hat. Aluminium hingegen wird als Kontaktmaterial für die Substratelektrode verwendet, da die Haftung von Bonddrähten auf Aluminium besonders gut ist. Zu Beginn der Entwicklung des Herstellungsprozesses bedeckt Aluminium eine große Fläche des Chips und kommt bei der Freilegung der Bondpads mit Flusssäure in Kontakt. Um Schäden in der Kontaktschicht zu vermeiden, wird zur Kontaktierung der Substratelektrode Aluminium durch Titanitrid ersetzt. Dies erfordert allerdings zusätzliche Prozessschritte, die in Abschnitt 4.2.4 ausführlich erläutert werden.

Neben der Reaktion einzelner Materialien mit Flusssäure ist zu berücksichtigen, dass auch die Kombination unterschiedlicher Materialien in Flusssäure zu Reaktionen führen kann. Bei der Herstellung des Sensorchips kann es, wie Abbildung 31 zeigt, zu erheblichen Schädigungen der Strukturen während der Entfernung der Opferschicht kommen. Dabei findet auch eine Auflösung der Substratelektrode aus Lanthanhexaborid und Indiumzinnoxid, im Folgenden auch als Emitterschicht bezeichnet, statt. Abbildung 31a zeigt, wie großflächig die Schäden sind. In der Detailansicht ist zu erkennen, dass sich die Emitterschicht unterhalb des Titanitridgitters auflöst. In den bläulichen Bereichen wölbt sich die Lanthanhexaboridschicht vom Substrat ab. In den braunen Bereichen hat sich die gesamte Sensorstruktur aufgelöst. Die großflächige Auflösung der Sensoren ist

(a) Großflächig beschädigter Sensorchip



(b) Detailaufnahme Auflösung Emitterschicht

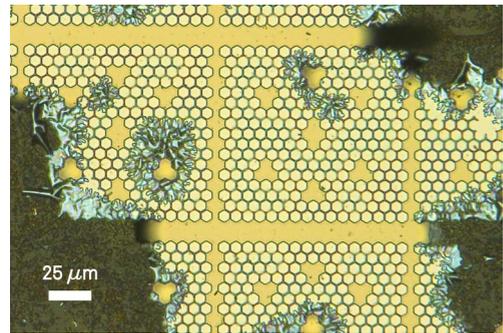


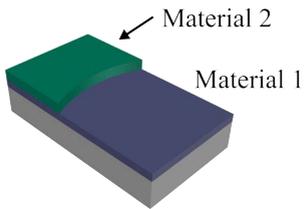
Abb. 31: Digitalmikroskopische Aufnahmen einer aufgelösten Emitterschicht aus Indiumzinnoxid und Lanthanhexaborid nach der Unterätzung des Gitters.

durch die Reaktionen einzelner Materialien mit Flusssäure nicht zu erklären. Einen Ansatz zur Erklärung der fehlerhaften Prozessierung bietet die Elektrochemie. Bei zwei unterschiedlichen, elektrisch leitenden Materialien, die elektrisch leitend verbunden sind, kann es bei Kontakt mit einem Elektrolyten zu Kontaktkorrosion kommen. Die Auflösung des Sensors in Flusssäure könnte in einer elektrochemischen Reaktion unter Beteiligung unterschiedlicher Materialien in Flusssäure begründet liegen. Zur Überprüfung dieser Hypothese werden die Reaktionen unterschiedlicher Materialkombinationen während einer Tauchätzung in Flusssäure untersucht.

Abbildung 32 zeigt die Ergebnisse der Tests zu elektrochemischen Reaktionen zwischen den für die Herstellung des Sensorchips verwendeten Materialien in Flusssäure anhand ausgewählter Beispiele. Abbildung 32a zeigt das Testverfahren: Auf einem Substrat werden ganzflächig eine oder mehrere Schichten abgeschieden. Ein Teilbereich der Probe wird mit Aluminium oder Titanitrid beschichtet. Die zu untersuchenden Materialien werden systematisch kombiniert und getestet. Insgesamt werden Tauchätzungen mit mehr als 15 verschiedenen Materialkombinationen, sowohl auf Silizium- als auch auf Borofloat-Glassubstrat, in Flusssäure durchgeführt (vgl. Marcel Köhle, „Entwicklung einer optimierten Opferschichttechnik zur Herstellung integrierter Gas-Detektoren“).

Die Ätzdauer beträgt zunächst 3 Minuten. Die Ätzrate von Siliziumdioxid in 5%-iger Flusssäure beträgt 200 nm/min. Im Prozessablauf müssen zur Unterätzung der Gitterelektrode 300 nm Siliziumdioxid oberhalb des Gitters und 300 nm Siliziumdioxid unter-

(a) Testverfahren



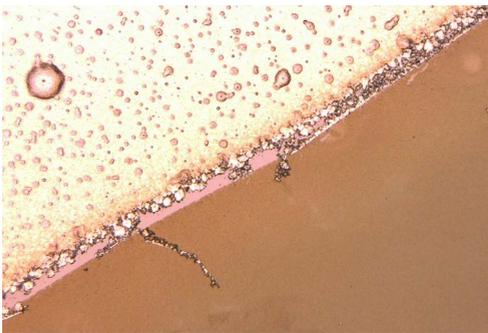
(b) TiN auf LaB<sub>6</sub>



(c) Al auf LaB<sub>6</sub>



(d) Al auf ITO

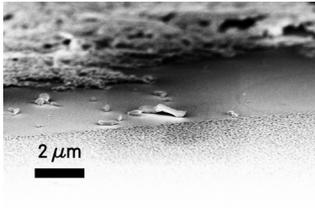


(e) Al auf ITO und LaB<sub>6</sub>

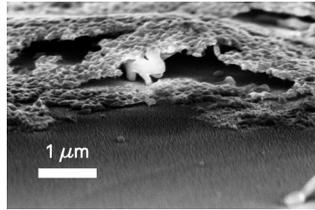


Abb. 32: Untersuchung der Reaktion unterschiedlicher Materialkombinationen in Flusssäure. (Vgl. F. J. Giebel; M. Köhle; P. Czyba; K. J. Kolander et al., „Fabricating freely suspended structures optimized regarding mechanical and electrochemical stability for sensor applications“)

(a) Grenzfläche Al-ITO



(b) Unterätzung von Al



(c) Auflösung ITO

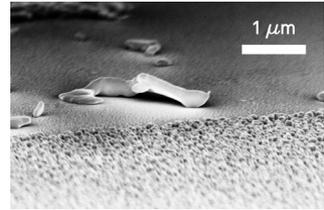


Abb. 33: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen einer Probe mit Aluminium (Hintergrund) auf ITO (Vordergrund) nach der Tauchätzung in Flusssäure. (Vgl. F. J. Giebel; M. Köhle; P. Czyba; K. J. Kolander et al., „Fabricating freely suspended structures optimized regarding mechanical and electrochemical stability for sensor applications“)

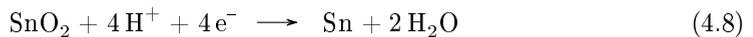
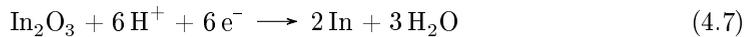
halb des Gitters entfernt werden. Die vollständige Entfernung des Siliziumdioxids unterhalb der Gitterstege dauert etwas länger. Insgesamt dauert die Freilegung der Gitterelektrode im Prozessablauf 4 Minuten. Eine Ätzdauer von 3 Minuten entspricht damit etwa der Zeit, die ein Material auf dem Sensorchip während des Prozessablaufs maximal dem Angriff von Flusssäure ausgesetzt sein kann. Bei einigen Reaktionstests muss die Ätzzeit auf Grund der hohen Reaktionsgeschwindigkeit auf 1 Minute reduziert werden, da die Materialschichten sich nach 3 Minuten in Flusssäure soweit aufgelöst haben, dass die Ursache der Auflösung nicht mehr nachvollziehbar ist.

Abbildung 32b zeigt Titanitrid in der oberen linken Ecke auf einer ganzflächig abgeschiedenen Schicht aus Lanthanhexaborid auf Siliziumsubstrat nach einer 3-minütigen Tauchätzung in Flusssäure. Weder die Titanitridschicht noch die Lanthanhexaboridschicht werden durch die Flusssäure angegriffen. Abbildung 32c zeigt Aluminium in der oberen linken Ecke auf einer ganzflächig abgeschiedenen Schicht aus Lanthanhexaborid. In diesem Fall löst sich Aluminium in der Flusssäure, die Lanthanhexaboridschicht hingegen wird nicht angegriffen.

In Abbildung 32d befindet sich Aluminium in der oberen linken Ecke auf einer ganzflächig abgeschiedenen Schicht aus Indiumzinnoxid (Indium Tin Oxide, ITO) nach einer 1-minütigen Tauchätzung. In der Aluminiumschicht sind einige Blasen entstanden und der Rand der Schicht ist stark zerklüftet. Die ITO-Schicht (Ecke unten rechts) ist bräunlich verfärbt und an einigen Stellen scheint das Siliziumsubstrat durch (rosa-farbige Bereiche). An der Grenzlinie zwischen Indiumzinnoxid und Aluminium ist die ITO-Schicht komplett verschwunden und die glatte Oberfläche des Siliziumsubstrats liegt frei. In-

diumzinnoxid reagiert aufgrund des Kontaktes mit Aluminium stark mit Flusssäure. Abbildung 33 zeigt die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme der Probe mit Aluminium auf einer ITO-Schicht. Die REM-Aufnahme bestätigt, dass sich die ITO-Schicht an der Grenzfläche zum Aluminium restlos aufgelöst hat und die Aluminiumschicht aufgewölbt und unterätzt ist. Außerdem zeigt die Nahaufnahme in Abbildung 33c, dass der Bereich der ITO-Schicht, der durch die Auflösung der Schicht an der Grenzfläche zum Aluminium nicht mehr leitend mit Aluminium verbunden ist, im Kontakt mit Flusssäure eine körnige Struktur gebildet hat.

Die beobachtete Reaktion zwischen Aluminium und Indiumzinnoxid in Flusssäure bestätigt die Vermutung, dass eine elektrochemische Reaktion stattfindet und ist im Kontext aktueller Forschung durchaus plausibel. L. Liu et al. beschreiben 2015 die Reduktion von Indiumzinnoxid ( $\text{In}_2\text{O}_3$  und  $\text{SnO}_2$ ) in unterschiedlichen Elektrolyten mit Wasserstoffionen ( $\text{H}^+$ ) durch



beim Anlegen eines negativen Potentials unter Bildung von Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ ). Die Reaktionsprodukte, metallisches Indium (In) und Zinn (Sn), bilden dabei eine Indium-Zinn-Legierung, die sich in körniger Form auf dem Substrat anlagert. Die Stärke der Reaktion hängt vom angelegten Potential, der Reaktionszeit, der Zusammensetzung des Elektrolyts und dem pH-Wert der Lösung ab. Vor diesem Hintergrund lassen sich die Ergebnisse des Versuchs der Tauchätzung der Materialkombination aus Aluminium und ITO in Flusssäure durch die Reduktion von ITO zu Indium und Zinn erklären, die sich als Legierung in Form von Körnern auf der ITO-Schicht ablegen. Die Reduktion wird durch den leitenden Kontakt zwischen Aluminium und ITO hervorgerufen. Das stark negative Standardpotential von Aluminium sorgt dafür, dass die für die Reduktion nötigen Elektronen in die ITO-Schicht fließen. Diese elektrochemischen Vorgänge sind modellhaft in Abbildung 34a dargestellt: Aluminium geht unter Abgabe von Elektronen in Lösung. Die Elektronen fließen in die ITO-Schicht, wo sie Indiumoxid und Zinnoxid reduzieren und sich metallische Indium-Zinn-Körner auf dem Substrat bilden.

Dieser Modellansatz erklärt allerdings noch nicht, warum die ITO-Schicht nur an der Grenzfläche zu Aluminium vollständig verschwindet. Naheliegender ist die Vermutung, dass die höchste Elektronenkonzentration in der ITO-Schicht an der Grenzfläche zum Aluminium vorliegt. Die hohe Elektronenkonzentration könnte dazu führen, dass positiv

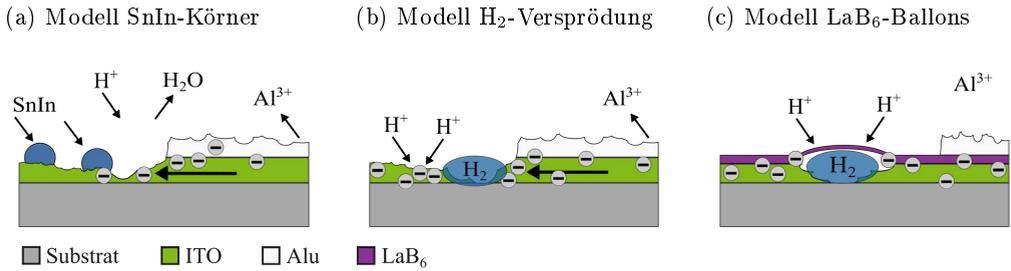


Abb. 34: Modelle zur Erklärung der Reaktionen zwischen ITO, LaB<sub>6</sub>, Aluminium und Flusssäure.

geladene Wasserstoffionen aus der Säure angezogen werden. Das Zusammentreffen von Wasserstoffionen und Elektronen wiederum führt zur Bildung von Wasserstoffmolekülen. Die Bildung von Wasserstoffmolekülen in Materialschichten ist unter dem Stichwort Wasserstoffversprödung bekannt und könnte die restlose Entfernung der ITO-Schicht an der Grenzfläche zum Aluminium erklären.

Die Diffusion von Wasserstoffionen in die ITO-Schicht entlang der Korngrenzen wird auch von Huang et al. beschrieben. Die Autoren beschreiben 2003 die Untersuchung des elektrochemischen Verhaltens von ITO in verdünnter Salzsäure. Auch hier wird die Bildung von kugelförmigen Indium-Zinn-Partikeln beim Anlegen eines negativen Potentials beobachtet. Darüber hinaus wird ein Modell vorgeschlagen, das bei höheren negativen Potentialen die Entstehung von molekularem Wasserstoff an den Korngrenzen der ITO-Schicht beschreibt. Die Erforschung des elektrochemischen Verhaltens von ITO ist nicht abgeschlossen. Um die Diffusion von Wasserstoff in eine ITO-Schicht zu reduzieren, schlagen zum Beispiel Yu et al. 2016 für die Herstellung von organischen Solarzellen eine Schutzschicht aus amorphem Zinnoxid auf der ITO-Schicht vor.

Die Bildung von Wasserstoffmolekülen in der ITO-Schicht ist eine plausible Erklärung für die restlose Auflösung der ITO-Schicht. Darüber hinaus erklärt dieses Phänomen auch die Unterätzung und Aufwölbung der Aluminiumschicht. Abbildung 34b zeigt modellhaft die Entfernung der ITO-Schicht durch Wasserstoffversprödung. Die hohe Elektronenkonzentration sorgt dafür, dass Wasserstoffionen aus der Säure angezogen werden. Bei der Bildung der Wasserstoffmoleküle kommt es zu einer lokalen Erhöhung des Druckes, die einerseits dazu führt, dass Reste der ITO-Schicht weggesprengt werden und andererseits dazu, dass sich Teile der Aluminium-Schicht aufwölben.

(a) Kuppelförmige Aufwölbung

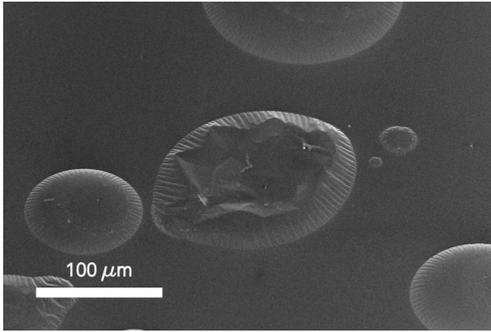
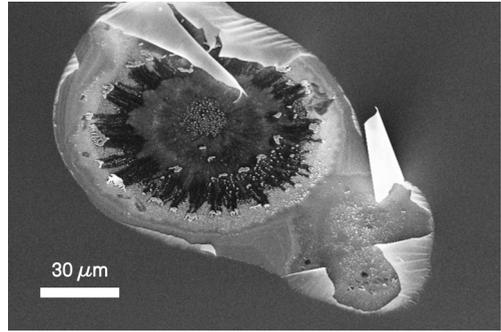
(b) Abgerissene LaB<sub>6</sub>-Schicht

Abb. 35: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen einer Probe mit Aluminium (nicht zu sehen) auf einer Schicht aus LaB<sub>6</sub> auf ITO nach der Tauchätzung in Flusssäure. (Vgl. F. J. Giebel; M. Köhle; P. Czyba; K. J. Kolander et al., „Fabricating freely suspended structures optimized regarding mechanical and electrochemical stability for sensor applications“)

Im System aus Aluminium auf einem Schichtenstapel aus Indiumzinnoxid bedeckt durch eine Lanthanhexaboridschicht sollte es nicht zur Reduktion von Indium- und Zinnoxid kommen, da die ITO-Schicht nicht mit dem Elektrolyten in Kontakt kommt. Der Schichtenstapel aus ITO und LaB<sub>6</sub> wird bei Kontakt mit Aluminium in Flusssäure dennoch großflächig zerstört. Abbildung 32e zeigt die Aluminiumreste in der oberen linken Ecke auf einer ganzflächig abgeschiedenen Schicht aus Lanthanhexaborid auf Indiumzinnoxid. Das Aluminium hat sich fast vollständig in der Flusssäure gelöst und die ITO-LaB<sub>6</sub>-Schicht zeigt Auflösungserscheinungen, die denen ähnlich sind, die im Rahmen der Prozessierung des Sensorchips auftreten (vgl. Abbildung 31).

Abbildung 35 zeigt Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen von einer Probe mit einem ITO-LaB<sub>6</sub>-Schichtenstapel mit Aluminium. In diesem Bildausschnitt ist der mit Aluminium beschichtete Bereich der Probe nicht zu sehen. Die Bilder zeigen kuppelförmige Aufwölbung der Schichten. Die kuppel- oder ballonförmigen Gebilde haben Durchmesser zwischen 20 μm und 150 μm. Abbildung 35b zeigt eine aufgerissene Blase. Hier wird deutlich, dass die LaB<sub>6</sub>-Schicht abgeplatzt ist und im Zentrum der Aufwölbung die ITO-Schicht verschwunden ist, während in den Randbereichen der Blase Reste der ITO-Schicht zu erkennen sind. Das Auftreten von Wasserstoffversprödung ist hier örtlich nicht auf die Grenzfläche zur Aluminiumschicht auf der Probe beschränkt, sondern tritt auf der gesam-

ten Oberfläche der Probe auf. Dies ist der Grund, warum der Sensorchip beim Auftreten von Wasserstoffversprödung im Herstellungsprozess über die gesamte Sensorfläche hinweg zerstört wird.

Im Stapel aus ITO und  $\text{LaB}_6$  spielt offensichtlich Wasserstoffversprödung die entscheidende Rolle zur Zerstörung der Schicht. Abbildung 34c zeigt modellhaft die Reaktionen, die zur Bildung der  $\text{LaB}_6$ -Kuppeln führen. Aufgrund ihrer geringen Größe können Wasserstoffionen in den Schichtstapel diffundieren. Treffen zwei Wasserstoffionen im Schichtstapel aufeinander, bilden sie unter Aufnahme von zwei Elektronen ein Wasserstoffmolekül. Dieser Prozess wird durch den Elektronenüberschuss in der Schicht vorangetrieben, der durch das hohe negative Standardpotential von Aluminium hervorgerufen wird.

Im tatsächlichen Herstellungsprozess des Sensorchips, kann die Bildung dieser Aufwölbungen so nicht beobachtet werden, da die ITO- $\text{LaB}_6$ -Schicht dort während des Ätzvorgangs zunächst von der zu ätzenden Siliziumdioxidschicht bedeckt ist. Die  $\text{LaB}_6$ -Schicht kann sich daher im Prozess bei Druckanstieg durch die Bildung eines Wasserstoffmoleküls in der ITO-Schicht nicht ungehindert ausdehnen, sondern wird durch die noch teilweise vorhandene Siliziumdioxidschicht und das Titanitridgitter gebremst. Dadurch entsteht die bläuliche, faltige Aufwölbung der  $\text{LaB}_6$ -Schicht, die in Abbildung 31b zu erkennen ist.

Zur Vermeidung von Wasserstoffkorrosion und Wasserstoffversprödung im Herstellungsprozess bieten sich verschiedene Maßnahmen an. Zum einen ist es offensichtlich, dass gerade die Materialien ITO und Aluminium ein hohes Potential besitzen, ungewollte elektrochemische Reaktionen auszulösen. Daraus folgt, dass ein weitestmöglicher Verzicht auf diese beiden Materialien bei der Herstellung des Sensorchips ratsam ist. Welche Auswirkungen der Verzicht auf Indiumzinnoxid in der Emitterschicht hat, wird in Abschnitt 5.2.1 ausführlicher erläutert. Der vollständige Verzicht auf Aluminium ist jedoch, insbesondere im Hinblick auf die Kontaktierung mittels Ultraschallbondens, schwierig. Statt des vollständigen Verzichts auf Aluminium bietet sich daher das Prinzip der galvanischen Isolation an. Wenn die Aluminiumbereiche auf dem Sensorchip örtlich auf das Minimum reduziert werden, können diese Bereiche während der Ätzschritte durch zusätzliche Lackmaskierung abgedeckt werden. Damit kann das Auftreten von elektrochemischen Reaktionen unterbunden werden.

### 4.2.3. Maximierung der Ausbeute

Die bisher in diesem Kapitel vorgestellten Maßnahmen sind notwendig, um funktionierende Sensorchips herstellen zu können. Dennoch schließt die Durchführung des optimierten Prozessablaufs statistische Fehler nicht aus. Für die Reproduzierbarkeit ist die Lithografie zur Strukturierung der Gitterelektrode der kritische Punkt. Lackfehler, Partikel oder ein ungenügender Vakuumkontakt bei der Belichtung können zu fehlerhaften Strukturen führen, sind aber nicht gänzlich zu vermeiden. Im Folgenden werden Maßnahmen aufgeführt, die diese Fehler verringern und die Reproduzierbarkeit erhöhen.

Die Strukturierung der Gitterelektrode ist einer der kritischen Punkte innerhalb des Prozessablaufs, da die Stege der Gitterelektrode mit einer Breite von 800 nm für eine herkömmliche UV-Lithografie bezüglich der Auflösung am Rande des Möglichen liegen. Daher ist ein perfekt abgestimmter Lithografieablauf der grundlegende Faktor, um Fehler in der Gitterstruktur zu vermeiden. Dazu muss ein Lack ausgewählt werden, der einerseits die Auflösung für Strukturgrößen von 800 nm gewährleistet, aber auch gegenüber dem Strukturierungsverfahren genügend Resistenz zeigt. Der Lithografieablauf muss insbesondere bezüglich der Lackdicke, der gleichmäßigen Verteilung des Lacks auf dem Substrat und der Belichtungszeit perfekt abgestimmt sein. Darüber hinaus ist ein sehr guter Vakuumkontakt bei der Belichtung maßgeblich für die Herstellung einer großflächigen Gitterstruktur.

Zur Verbesserung der Abbildung der Maske in den Lack wird zunächst der Ablauf der Lithografie für die Herstellung des hexagonalen Gitters optimiert. Ursprünglich wird für die Lithografie zur Herstellung der Gitterelektrode MicroChemicals AZ 1505 verwendet, ein Positivlack mit einer vergleichsweise kleinen Schichtdicke zwischen 0,41  $\mu\text{m}$  und 0,71  $\mu\text{m}$ , je nach Drehgeschwindigkeit der Schleuderbeschichtung. Dabei verspricht die geringe Lackdicke eine hohe Auflösung (vgl. *Merck: AZ 1500 Series*). Im Prozess findet der besagte Lithografieschritt als erste Lithografie nach der Deposition von 300 nm PECVD-Siliziumdioxid und 300 nm reaktiv gesputtertem Titanitrid statt. Nach einem Reinigungsschritt wird die Probe mit einem 30-minütigen Ausheizschritt im Ofen bei 150 °C und dem anschließenden Aufbringen des Haftvermittlers HMDS für den Lithografieschritt vorbereitet. Anschließend wird der Lack mittels Schleuderbeschichtung auf das Substrat aufgebracht. Für ein 2 cm  $\times$  2 cm großes Bruchstück werden dazu 250  $\mu\text{l}$  Fotolack mit einer Pipette auf das Substrat aufgebracht. Im anschließenden 30-sekündigen Schleuderschritt wird der Lack bei 4000 U/min mit einer Beschleunigung von 2000 U/min/s auf die Endgeschwindigkeit auf dem Bruchstück verteilt. Im Softbake auf einer Heizplatte

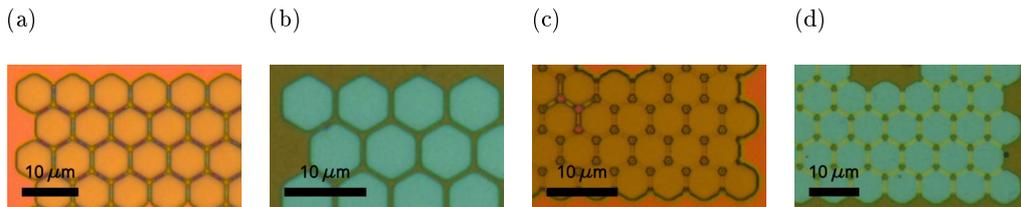


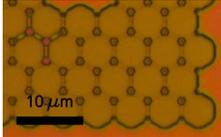
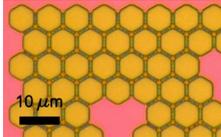
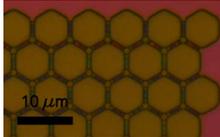
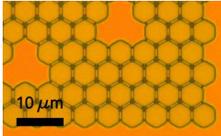
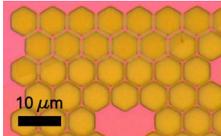
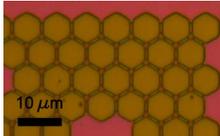
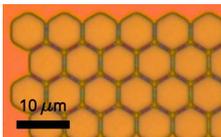
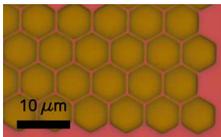
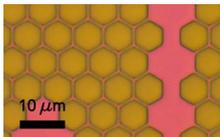
Abb. 36: Lichtmikroskopie-Aufnahme der Lackmaske und der strukturierten Gitterelektrode nach der Entfernung des Fotolackes in unterschiedlichen Bereichen der Probe: a) Akzeptable Lackmaske, b) Gleichmäßige Gitterstruktur, c) Schlechte Lackmaske, d) Fehlende Gitterstege.

wird der Lack bei 100 °C 45 s angetrocknet. Belichtet wird die Probe im Belichter MA 4 der Firma Süss MicroTec mit Hartkontakt bei einer Leistungsdichte von 4,7 mW/cm<sup>2</sup>. Schließlich werden die Proben in der Entwicklerlösung AZ Developer, verdünnt im Verhältnis 2:1, 55 s lang entwickelt.

Bei der Überprüfung der Gitterstruktur nach dem reaktiven Ionenätzen fällt auf, dass sich die Strukturtreue der Gitterstruktur auf einem Bruchstück an unterschiedlichen Stellen massiv unterscheidet. Während an einer Stelle der Probe ein gleichmäßiges Gitter vorzufinden ist, ist von den Gitterstegen in einem anderen Bereich der Probe nach dem Ätzprozess nichts mehr übrig. In einigen Bereichen ist die Lackmaske zwar nicht gut, aber ausreichend. In Abbildung 36a ist ein Bereich der Lackmaske dargestellt, in dem alle Gitterstege vorhanden sind. Dass die Lackdicke im Bereich der Stege variiert, ist durch den Farbverlauf zu erkennen. In diesen Bereichen entsteht im Strukturierungsschritt ein gleichmäßiges Gitter, wie in Abbildung 36b dargestellt.

Abbildung 36d zeigt dahingegen eine fehlerhafte Strukturierung des Gitters, die unter anderem auf eine leichte Abweichung der Lackschichtdicke zurückgeführt werden kann. Inhomogenitäten in der Dicke der Lackschicht sind bei der Verwendung von Bruchstücken sehr viel stärker ausgeprägt ist als bei Wafern. Eine etwas zu dünne Lackschicht führt bei physikalischen Ätzverfahren aufgrund der geringen Selektivität dazu, dass die Maskierung in einigen Bereichen vor dem Ende des Ätzprozesses und damit vor der vollständigen Strukturierung der Materialschicht abgetragen ist. Ein weiterer damit in Zusammenhang stehender Grund für die fehlerhafte Strukturierung, die Abbildung 36d zeigt, ist ein schlechter Vakuumkontakt zwischen Probe und Maske. Durch den Abstand zwischen Maske und Lack, der auch durch Inhomogenitäten in der Dicke der Fotolackschicht hervorgerufen werden kann, werden die schmalen Gitterstege durch gestreutes Licht von

Tab. 4: Ausgewählte Ergebnisse der Tests zur Optimierung des Belackungsschrittes mit MicroChemicals AZ 1505.

Parameter	Ursprüngliche Lithografie	Variation Drehzahl und Beschleunigung	Zusätzlicher Homogenisierungsschritt
Schleuderschnitt	4000 U/min, 2000 U/min/s, 30 s	6000 U/min, 1000 U/min/s, 30 s	6000 U/min, 1000 U/min/s, 30 s
Homogenisierung	-	-	2000 U/min, 50 s
Schlechtestes Ergebnis:			
Durchschnittliches Ergebnis:			
Bestes Ergebnis:			

beiden Seiten leicht belichtet. Abbildung 36c zeigt, dass in diesen Bereichen aufgrund der Teilbelichtung nach dem Entwickeln teilweise nur dünne Reste des Fotolackes übrig bleiben. Daher bleiben nach dem Ätzprozess nur die größeren Strukturen und die Eckpunkte des Gitters übrig.

Versuche zur Optimierung des Belackungsschrittes zeigen, dass durch Variation der Drehzahl, der Beschleunigung und durch mehrstufige Verfahren zum Aufbringen des Lackes bessere Ergebnisse erzielt werden können. Zum einen kann der Lack auf eine sich langsam drehende Probe aufgetragen werden (60 U/min), bevor die Probe auf die maximale Drehzahl beschleunigt wird, damit überflüssiger Lack von der Probe geschleudert wird. Diese Vorgehensweise wird als Spin-on bezeichnet. Zum anderen kann nach dem Schritt bei maximaler Drehzahl ein Schritt mit einer mittleren Drehzahl von 2000 U/min dazu beitragen, die Dicke der Lackschicht zu homogenisieren. Ausgewählte Ergebnisse der Tests zur Verbesserung des Belackungsschrittes werden in Tabelle 4 dargestellt. Es ist deutlich erkennbar, dass sich die Homogenität der Lackschicht und die Qualität der

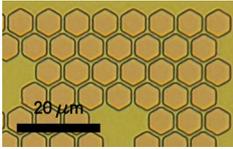
Lackmaske durch die beschriebenen Maßnahmen deutlich erhöhen lassen. Selbst in Bereichen mit einer schlechteren Abbildung, in denen die Farbverläufe der Lackstege auf eine verminderte Lackdicke hinweisen, sind die schlechtesten Ergebnisse noch vergleichbar mit den besten Ergebnissen der Lithografie mit den ursprünglichen Parametern.

Eine weitere Stellschraube zur Verbesserung der Ergebnisse der Lithografie ist der Test unterschiedlicher Fotolacke für die Herstellung des hexagonalen Gitters. Gute Ergebnisse lassen sich durch die Verwendung von verdünntem MicroChemicals AZ 5214 E erreichen, der im Verhältnis 4:1 mit MicroChemicals AZ Thinner verdünnt wird und so bei einer Drehzahl von 3000 U/min eine Schichtdicke von einem Mikrometer hat. Die im Vergleich zum MicroChemicals AZ 1505 etwa doppelt so dicke Lackschicht sorgt dafür, dass Inhomogenitäten in der Lackdicke weniger stark ins Gewicht fallen. Abbildung 37a zeigt ein typisches Ergebnis für einen Lithografieablauf mit AZ 5214 E, im Verhältnis 4:1 verdünnt, mit den angegebenen Parametern, die sich aus der Optimierung des Lithografieablaufs mit diesem Lack ergeben. Wie Abbildung 37c zeigt, kann dieser Lack, da es sich um einen Umkehrlack handelt, auch für einen Lift-off-Prozess verwendet werden (vgl. *Merck: AZ 5214 E Photoresist*). Damit ist er zum Beispiel gut geeignet, um alternative Gittermaterialien zu testen (vgl. Abschnitt 4.2.1).

Die besten Ergebnisse bei der Strukturierung des Gitters können mit MicroChemicals AZ MiR 701 erreicht werden. Dieser Positivlack zeichnet sich durch ein hohes Auflösungsvermögen von 0,35  $\mu\text{m}$  aus, einhergehend mit einem hohen Aspektverhältnis von 3:1 (vgl. *Merck: AZ® MiR™ 701 Series*). In Abbildung 37b zeigt eine Probe vor dem Ablösen des Lackes im Barrel-Reaktor, die mit AZ MiR 701 mit den gegebenen Lithografieparametern maskiert und anschließend durch reaktives Ionenätzen strukturiert wurde. Es ist deutlich zu sehen, dass die Strukturtreue bei der Verwendung von AZ MiR 701 sehr gut ist. Die Gitterstege haben eine konstante Breite und die Ecken der hexagonalen Waben sind nicht verrundet. Der gleichmäßigen Farbe des Lackes nach dem Ätzen zufolge, weist die Lackschicht auch nach dem Ätzprozess noch eine homogene Dicke auf. Damit ist die Lackmaske auch unempfindlich gegenüber leichten Abweichungen in der Prozessierung.

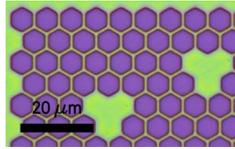
Für die Herstellung eines Gitters mittels Lift-off-Prozess hat sich darüber hinaus MicroChemicals AZ nLOF 2020 als gute Wahl erwiesen. Der Negativlack ist speziell für die Anwendung im Lift-off-Prozess entwickelt worden. Bei einer Lackdicke von 2  $\mu\text{m}$  lässt sich laut Datenblatt eine Auflösung von bis zu 700 nm erreichen. Für den Lift-off-Prozess von noch größerer Bedeutung ist die Einstellbarkeit des Unterschnitts durch die Variation der Belichtungs-dosis und der Temperatur des Ausheizenschrittes nach der Belichtung (vgl.

(a) AZ 5214, 4:1 verd.



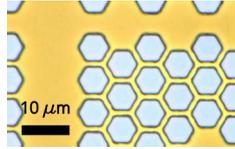
**Belacken:**  
35 s, 250  $\mu\text{l}$ , Spin-On,  
3000 U/min,  
2000 U/min/s.  
**Softbake:**  
40 s, 100 °C Heizplat-  
te.  
**Belichten:** 11 s.  
**Entwickeln:**  
AZ Developer, 3:2,  
45 s.

(b) AZ MiR 701



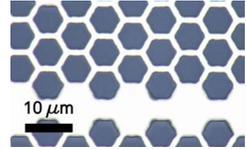
**Belacken:**  
30 s, 250  $\mu\text{l}$ , Spin-On,  
3500 U/min,  
2000 U/min/s.  
**Softbake:**  
50 s, 100 °C Heizplat-  
te.  
**Belichten:** 25 s.  
**Entwickeln:**  
AZ Developer, 2:1,  
50 s.

(c) AZ 5214, 4:1, neg.



**Belacken:**  
35 s, 300  $\mu\text{l}$ , Spin-On,  
3500 U/min,  
2000 U/min/s.  
**Prebake:**  
40 s, 90 °C Heizplatte.  
**Belichten:** 8 s.  
**Reversalbak:**  
120 s, 120 °C Heiz-  
platte.  
**Flutbelichtung:**  
40 s.  
**Entwickeln:**  
AZ Developer, 3:2,  
60 s.

(d) nLOF, 4:1 verd.



**Belacken:**  
35 s, 200  $\mu\text{l}$ , Spin-On,  
3000 U/min,  
2000 U/min/s.  
**Prebake:**  
70 s, 100 °C Heizplat-  
te.  
**Belichten:** 5 s.  
**Postbake:**  
60 s, 110 °C Heizplat-  
te.  
**Entwickeln:**  
AZ 400K Developer,  
1:2, 60 s.

Abb. 37: Ergebnis der Strukturierung der Gitterelektrode bei der Verwendung unterschiedlicher Fotolacke.

Merck: AZ® nLOF™ 2000 Series). Mit einer Verdünnung von 4:1 ergibt sich mit den in Abbildung 37d angegebenen Prozessparametern bei einer Lackschichtdicke von 1 µm eine ausreichende Strukturtreue. Durch den stärkeren Unterschnitt wird der Lift-off-Schritt deutlich verbessert. (Vgl. Philipp Czyba, Kap. 4)

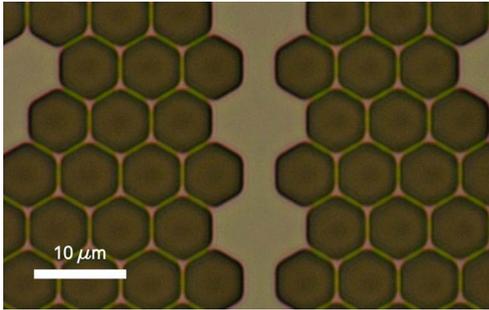
Der Vakuumkontakt lässt sich bei der Belichtung von Bruchstücken zusätzlich zur Optimierung des Lithografieablaufs verbessern, indem das freie Volumen innerhalb des Probenhalters unter der Maske weitestgehend reduziert wird. Zum einen kann dazu ein kleinerer Probenhalter verwendet werden. Außerdem können mehrere Bruchstücke gleichzeitig belichtet werden. Darüber hinaus kann das Vakuum in gewissem Maße am Belichter eingestellt werden.

In der Forschung werden häufig Bruchstücke eines Wafers als Substrat für die Herstellung einzelner, nur wenige Mikrometer großer Strukturen verwendet. Die Bezeichnung Bruchstück ist nicht ganz zutreffend, da die Proben nicht gebrochen, sondern entsprechend der nötigen Abmessungen in der Wafersäge zugeschnitten werden. Bei der Verwendung von Bruchstücken ist einerseits die Verteilung des Lackes auf dem Substrat weniger homogen und andererseits entstehen durch die scharfen Sägekanten mehr Partikel, als bei der Verwendung ganzer Wafer, bei denen die Kantenabrundung für eine bessere Verteilung des Lackes und weniger mechanische Beschädigung an den Kanten sorgt. Auch während der Deposition von Schichten im Plasmareaktor können die Kanten von Bruchstücken Einfluss auf die Homogenität der Schichtdicke haben, da an scharfen Kanten Verwirbelungen auftreten. Um die Reproduzierbarkeit zu erhöhen, ist also die Prozessierung auf Waferlevel vorteilhaft. Darüber hinaus erhöht sich bei der Verwendung von Wafern natürlich auch der Durchsatz bei gleichbleibender Anzahl an Prozessschritten.

Zur Verdeutlichung, wie groß der Vorteil der Prozessierung auf Wafern für die Lithografie mit minimalen Auflösungen ist, zeigt Abbildung 38 die Ergebnisse der Lithografie auf 4-Zoll-Wafern mit AZ 1505. Dargestellt sind jeweils die Bereiche auf den Wafern, in denen die schlechteste Abbildung der Maske vorzufinden ist. Die schlechtesten Ergebnisse auf den Wafern sind vergleichbar mit den besten Ergebnissen, die auf Bruchstücken erzielt werden können. Die Lithografieparameter, die hier verwendet wurden, entsprechen den in Spalte 3 und 4 in Tabelle 4 aufgeführten Werten. Auch in diesem Versuch wird deutlich, dass ein Homogenisierungsschritt die Ergebnisse der Lithografie verbessert.

Während bei der Verwendung von Bruchstücken eine Quarzglasmaske mit unterschiedlichen Strukturen für den gesamten Prozessablauf ausreichen kann, muss bei der Produktion auf Waferlevel ein kompletter Maskensatz vorhanden sein. Eine Alternative zur

(a) Ohne Homogenisierungsschritt



(b) Mit Homogenisierungsschritt

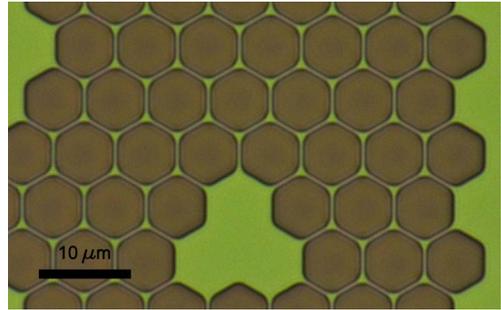


Abb. 38: Vorteile der Lithografie auf Wafern: Die Bereiche mit der schlechtesten Abbildung der Maske im Fotolack bei der Lithografie auf 4-Zoll-Wafern mit AZ 1505 zeigen im Vergleich mit der Lithografie auf Bruchstücken eine deutlich bessere Strukturtreue.

klassischen Quarzglasmaske bietet hier die Verwendung von Folienmasken. Diese haben den Vorteil, wesentlich günstiger und schnell verfügbar zu sein. Allerdings eignen sich Folienmasken nur zur Herstellung größerer Strukturen. Einerseits sind die Folienmasken nur in begrenzter Auflösung erhältlich. Laut Herstellerangaben werden die Masken mit 2400 dpi belichtet (vgl. *Bauriedl: Reprofilme*). Dies entspricht einer Auflösung von etwa  $10\ \mu\text{m}$ . Durch die Form des Laserspots und das Rasterverfahren in der x,y-Ebene muss für das Maskenlayout mit einer Ungenauigkeit von etwa  $30\ \mu\text{m}$  gerechnet werden. Andererseits ist aber auch aus prozesstechnologischer Sicht die erreichbare Auflösung vergleichsweise grob, da die Belichtung mit Folienmasken nicht mit Vakuumkontakt durchgeführt wird. Folienmasken eignen sich also besonders für die Herstellung von großflächigen Strukturen mit Auflösungen in der Größenordnung von  $100\ \mu\text{m}$  und eröffnen die Möglichkeit, die Prozessführung kurzfristig und kostengünstig anzupassen. Bei der Herstellung des Sensorchips treffen diese Voraussetzungen für die Strukturen zur Kontaktierung der Elektroden und die Unterätzung des Gitters zu. Alle Lithografien, mit Ausnahme der Strukturierung der Gitterelektrode, werden daher auf Folienmasken umgestellt und das Layout der Masken wird für die Prozessierung auf Wafern angepasst.

Zahlreiche Tests mit Folienmasken zeigen, dass diese sich besser für Positivlithografien als für Negativlithografien eignen. Im ursprünglichen Prozessablauf wird die Freilegung der Aluminiumkontakte und die Unterätzung des Gitters mit einer Umkehrlithografie durchgeführt. Bei der Lithografie mit Folienmasken zeigt sich, dass die Lackschicht nach

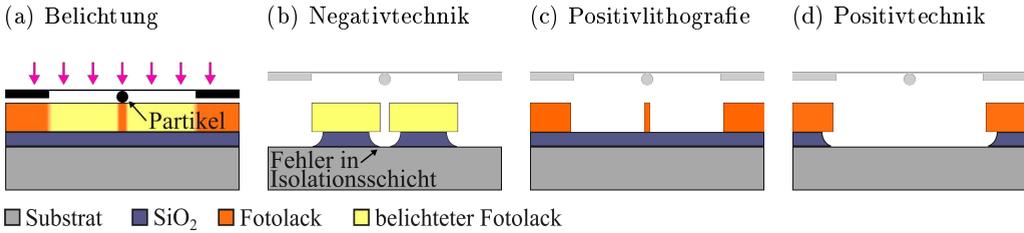
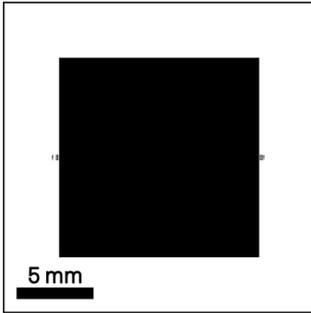


Abb. 39: Unterschied des Einflusses einer fehlerhaften Belichtung auf das Ergebnis bei Positiv- und Negativtechnik: Partikel auf der Folienmaske führen bei der Negativtechnik zu Fehlstellen, bei der Positivtechnik spielen die Fehlstellen im Lack durch den anschließenden isotropen Ätzschritt im Ergebnis keine Rolle mehr.

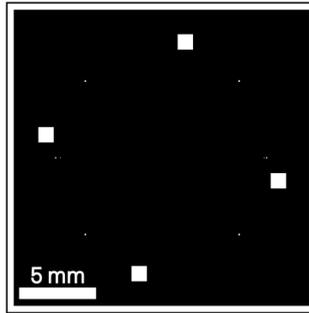
der Entwicklung bei der Umkehrtechnik Fehlstellen aufweist. Diese Beobachtung ist dadurch zu erklären, dass die Folienmasken weniger gut zu reinigen sind als Quarzglasmasken und daher Partikel auf der Maske nicht vollständig vermeidbar sind. Bei einer Negativlithografie bleiben die belichteten Bereiche des Lackes bei der Entwicklung stehen. Wie Abbildung 39 zeigt, können Partikel auf der Maske also zu Löchern in der Lackschicht und damit auch in der Isolationsschicht führen. Dies ist insbesondere bei der Freilegung des Gitters aufgrund der Gefahr von elektrochemischen Reaktionen kritisch (vgl. Abschnitt 4.2.2). Bei der Positivlithografie können Partikel auf der Folienmaske zu unerwünschten Lackresten führen. Diese spielen für den weiteren Prozessablauf aber keine Rolle, da bei der anschließenden isotropen Entfernung des Siliziumdioxids mit Flusssäure kleinere Lackreste unterätzt werden und somit keinen Einfluss auf das Ergebnis des Strukturierungsschrittes haben (vgl. Abbildung 39c und Abbildung 39d). Im Rahmen der Umstellung der Lithografie auf Folienmasken werden daher alle Masken für eine Positivlithografie ausgelegt.

Für die Verwendung von Folienmasken muss der Lithografieablauf angepasst werden. Dies gilt insbesondere für die Belichtungszeit aufgrund der hohen Absorption durch die Folie, die zur Belichtung unter einer Quarzglasscheibe im Belichter befestigt wird. Da die Auflösung, die mit der Folienmaske erreicht werden kann, ohnehin begrenzt ist, wird für die Lithografie MicroChemicals AZ 5214 E verwendet. 250  $\mu\text{l}$  Lack werden mit einem einfachen 30-sekündigen Schleuderschnitt bei 4000 U/min und 2000 U/min/s auf dem Substrat verteilt. Der Lack wird 60s lang bei 100 °C angetrocknet und anschließend 90s mit Soft Kontakt zur Folienmaske belichtet. Entwickelt wird der Lack 50s in einem im Verhältnis 2:1 verdünnten AZ Developer. Bei einer Lackdicke von 1,4  $\mu\text{m}$  ist der Lack gut

(a) Lithografieebene 2



(b) Lithografieebene 3



(c) Lithografieebene 4

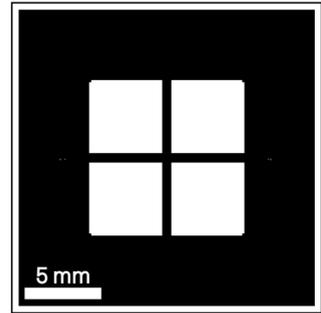


Abb. 40: Vergrößerte Ausschnitte aus den Folienmasken für die Lithografieebenen zwei bis vier.

geeignet für einen Lift-off-Schritt für die Strukturierung einer Metallschicht mit einer Dicke von bis zu 300 nm.

Abbildung 40 zeigt Ausschnitte des Maskenlayouts der drei Lithografieebenen, die mit Folienmasken durchgeführt werden. Gezeigt ist jeweils das Layout für eine 2 cm mal 2 cm große Probe. Auf Waferlevel wird dieses Layout in einer 2x2-Matrix viermal mittig auf dem Wafer platziert. Der dargestellte Bereich beinhaltet am Ende des Prozesses vier einzelne Sensoren. Der weiße Bereich der zweiten Lithografieebene entspricht dem Metallrahmen, der bei der Charakterisierung zur Kontaktierung der Substratelektrode genutzt wird. Vertikal mittig, rechts und links des schwarzen Bereichs sind die Justiermarker in dieser Vergrößerung gerade noch zu erahnen. Die Justiermarker müssen bei der Belichtung auf die Justiermarker der Gitterelektrode ausgerichtet werden. Auf der dritten Lithografieebene werden in den weißen Bereichen die Kontaktpads für die Substratelektrode und die Gitterelektrode aufgebaut. Jeder Quadrant entspricht am Ende einem Sensor und enthält jeweils einen großen Kontakt für das Substrat (1 mm mal 1 mm) und einen kleineren Kontakt der Größe 100  $\mu\text{m}$  mal 100  $\mu\text{m}$  auf einer Ecke der Gitterelektrode. Auf der vierten Lithografieebene wird im weißen Bereich die Gitterstruktur unterätzt. An den äußeren Ecken der Quadrate ist jeweils ein kleiner Bereich, in dem die Gitterkontakte liegen, ausgespart.

Durch die Prozessierung auf Wafern ergibt sich die Notwendigkeit, die Sensoren am Ende des Prozessablaufs zu vereinzeln. Nach der Freilegung der Gitterelektrode sorgt der notwendige Sägeschnitt aufgrund der unvermeidbaren Vibrationen jedoch für eine

Beschädigung der freitragenden Strukturen. Daher muss die Vereinzelung der Sensoren in den Prozessablauf integriert werden und vor der Unterätzung des Gitters stattfinden.

Durch die Übertragung des Prozessablaufs auf Waferlevel, verbessert sich insbesondere die Reproduzierbarkeit der Gitterelektrode. Weniger Partikel und ein deutlich besserer Vakuumkontakt sorgen für eine gleichmäßigere Übertragung der Gitterstruktur über die gesamte Fläche des Chips. Der neu entwickelte Lithografieablauf verbessert die Stabilität des Prozesses zusätzlich. Vor der Optimierung zur Erhöhung der Ausbeute konnte maximal eine von sechzehn Gitterelektroden fehlerfrei hergestellt werden. Durch die vorgestellten Maßnahmen kann die Anzahl an fehlproduzierten Sensoren drastisch gesenkt werden. Der Ausschuss aufgrund von Fehlstrukturierungen der Gitterelektrode liegt bei unter 15 %. Die Reproduzierbarkeit wurde damit deutlich erhöht.

#### 4.2.4. Aufbau- und Verbindungstechnik

Um die Sensoren nach der erfolgreichen Prozessierung elektrisch charakterisieren zu können, müssen die Substratelektrode und die Gitterelektrode durch Ultraschallbonden kontaktiert werden. Der Substratkontakt, welcher ursprünglich aus Aluminium bestand, wird im Laufe der Optimierungen aufgrund der elektrochemischen Reaktionen, die Aluminium in Flusssäure hervorruft, durch eine Titanitridschicht ersetzt (vgl. Abschnitt 4.2.2). Das Gitter besteht vor allem aus mechanischen Gründen und wegen der guten Strukturierbarkeit aus Titanitrid (vgl. Abschnitt 4.2.1). Bei der Kontaktierung ist die mechanische Stabilität von Titanitrid allerdings von Nachteil: Weil Titanitrid sehr hart ist, ist die Haftung des Bonddrahtes wesentlich schlechter als auf Aluminium.

Zur Verbesserung der Kontaktierung wird der Prozessablauf um die Herstellung von Bondpads ergänzt. Die Bondpads werden aus einem Schichtenstapel aus Titanitrid, Titan und Aluminium mittels eines zusätzlichen Lift-off-Prozesses aufgebaut. Diese Materialkombination hat sich für die Herstellung von Kontaktpads bewährt. Einerseits liefert die Titanitridschicht eine gewisse Stabilität, die Aluminiumschicht sorgt andererseits für eine gute Haftung der Bonddrähte. Titan sorgt für eine gute Haftung zwischen den Schichten.

Die Bondpads werden auf dem Kontaktrahmen für die Substratelektrode und auf den Ecken der Gitterelektrode aufgebaut. Abbildung 40b zeigt die Maske, die zur Herstellung der Bondpads designt wurde. Auch mit dieser Maske wird eine Positivlithografie mit MicroChemicals AZ 5214 E durchgeführt. Die Prozessparameter entsprechen den Wer-

Tab. 5: Prozessablauf zur Deposition von Titannitrid (TiN), Titan (Ti) und Aluminium (Al) in einer Oxford PlasmaLab System 400.

#	Prozess	Dauer	Druck	Leistung	Prozessgase	Schichtdicke
1	Reinigung Substrat	50 s	15 mTorr	300 W	25 sccm Ar	
2	Reinigung Ti-Target	80 s	5 mTorr	1750 W	4 sccm N <sub>2</sub> 35 sccm Ar	
3	Deposition TiN	420 s	4 mTorr	2000 W	7 sccm N <sub>2</sub> 43 sccm Ar	82 nm
4	Deposition Ti	150 s	2 mTorr	2500 W	20 sccm Ar	18 nm
5	Reinigung Al-Target	20 s	5 mTorr	1750 W	40 sccm Ar	
6	Deposition Al	600 s	2 mTorr	2500 W	20 sccm Ar	130 nm

ten, die in Abschnitt 4.2.3 für die Folienlithografie angegeben sind. Anschließend wird die Siliziumdioxidschicht in den freiliegenden Bereichen mit Flusssäure entfernt und der Schichtenstapel wird mittels Kathodenzerstäubung abgeschieden. Der Prozessablauf zur Deposition von Titannitrid, Titan und Aluminium ist in Tabelle 5 aufgelistet. Schließlich wird die abgeschiedene Metallschicht im Aceton-Ultraschallbad strukturiert.

Befestigt werden die Sensorchips auf Platinen, die im Rahmen eines gemeinsamen Projektes von der Gesellschaft für Gerätebau mbH für einen Gassensor entwickelt wurden (vgl. Krage et al.). Abbildung 41 zeigt einen mit Polyimidklebeband auf einer Platine befestigten Sensorchip. Die Kontaktpads auf dem Sensorchip werden durch Bonddrähte mit den Zuleitungen auf der Platine verbunden. Der Bonddraht oben links dient zur Kontaktierung der Gitterelektrode. Der Bonddraht oben rechts legt die Zuleitung zum Kontaktpad für die Substratelektrode. Zur Charakterisierung können die Sensorplatinen so schließlich in eine Vakuumkammer eingebaut werden.

### 4.3. Prozessierung

Im Folgenden wird der Prozessablauf zur Herstellung des Sensorchips beschrieben, wie er sich aus den Änderungen des ursprünglichen Prozessentwurfs ergibt. Die offensichtlichste Änderung ist der weitgehende Verzicht auf Aluminium und die sich daraus ergebende Notwendigkeit, die Herstellung von Bondpads in den Prozess zu integrieren. Der zusätzliche Lithografieschritt, der dazu in den Prozess integriert wird, ist aber ohnehin nötig, wenn das Prinzip der galvanischen Isolation bei der Freilegung der Gitterelektrode Anwendung finden soll. Mit der Aufteilung der Freilegung der Kontakte und der Unterätzung

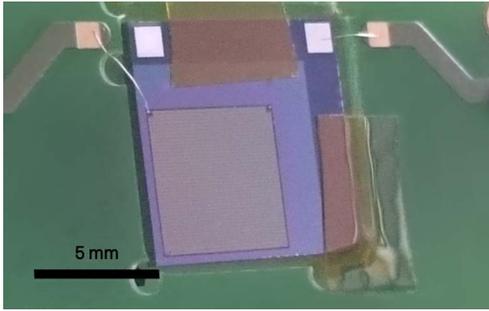


Abb. 41: Foto eines auf einer Platine befestigten Sensorchips, kontaktiert mit Bonddrähten.

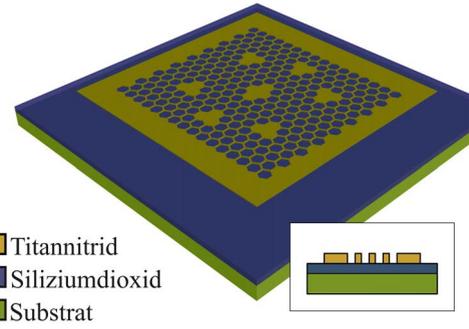


Abb. 42: Schematische Darstellung des Sensorchips nach der Strukturierung der Gitterelektrode.

des Gitters auf zwei unabhängige Prozessschritte, ergibt sich die Notwendigkeit einer zusätzlichen Maskenebene, die ohne weiteres auch für einen Lift-off-Prozess zur Herstellung der Bondpads genutzt werden kann.

Der Herstellungsprozess beginnt mit der Reinigung des Substrats. Im Ultraschallbad werden die Substrate zunächst in NCW, einem Produkt der Firma Wako Pure Chemical Industries mit dem chemischen Namen Polyoxyalkylene alkylphenyl ether aqueous solution, gereinigt. Dann werden bei 80 °C in Piranha-Lösung, einer Mischung aus Schwefelsäure und Wasserstoffperoxid, letzte organische und metallische Reste von den Substraten entfernt. Für die Herstellung von Sensorchips mit einer Emitterschicht wird nun eine 21 nm dicke Schicht aus Lanthanhexaborid mittels Magnetronsputters abgeschieden. Bei der Herstellung von Sensorchips mit einer Siliziumelektrode entfällt dieser Schritt. Anschließend werden auf dem Substrat PECVD-Siliziumdioxid und 300 nm Titannitrid abgeschieden. Vor jedem Depositionsschritt werden die Proben nacheinander jeweils 5 Minuten in Aceton, Isopropanol und vollentsalztem Wasser (VE-Wasser) im Ultraschallbad gereinigt. Diese Reinigungssequenz wird im Folgenden als Reinigung C bezeichnet und im Prozess so oft wie möglich durchgeführt, um Fehler durch Partikel auf den Proben weitestmöglich zu minimieren. Um die Verspannungen zwischen den Schichten so gering wie möglich zu halten, werden in den Prozess zur Abscheidung des PECVD-Siliziumdioxids bei 350 °C Temperaturrampen zum Aufheizen und Abkühlen einprogrammiert. Die Titannitridschicht, aus der die Gitterelektrode entstehen soll, wird mittels reaktiver Kathodenzerstäubung abgeschieden. Die Prozessparameter zur Deposition der Schichten sind in Tabelle 6, Tabelle 7 und Tabelle 8 aufgeführt.

Tab. 6: Prozessablauf zur Deposition von Lanthanhexaborid ( $\text{LaB}_6$ ) bei  $20^\circ\text{C}$  in einer von Ardenne LS500.

#	Prozess	Dauer	Druck	Leistung	Prozessgase	Schichtdicke
1	Reinigung Target	180 s	$1,3 \cdot 10^{-3}$ mbar	300 W	38 sccm Ar	
3	Deposition $\text{LaB}_6$	555 s	$1,3 \cdot 10^{-3}$ mbar	300 W	60 sccm Ar	21 nm

Tab. 7: Prozessablauf zur Deposition von Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) bei  $350^\circ\text{C}$  in einer Oxford PlasmaLab 80Plus.

#	Prozess	Dauer	Druck	Leistung	Prozessgase	Schichtdicke
1	$\text{N}_2\text{O}_2$ -Plasma	60 s	500 mTorr	300 W	250 sccm $\text{N}_2$ 250 sccm $\text{N}_2\text{O}$	
2	Deposition $\text{SiO}_2$	240 s	1000 mTorr	150 W	400 sccm $\text{SiH}_4$ 710 sccm $\text{N}_2\text{O}$	300 nm
3	$\text{N}_2$ -Plasma	60 s	500 mTorr	150 W	250 sccm $\text{N}_2$	

Tab. 8: Prozessablauf zur Deposition von Titanitrid ( $\text{TiN}$ ) bei  $20^\circ\text{C}$  in einer Oxford PlasmaLab System 400.

#	Prozess	Dauer	Druck	Leistung	Prozessgase	Schichtdicke
1	Reinigung Substrat	90 s	15 mTorr	300 W	25 sccm Ar	
2	Reinigung Target	90 s	5 mTorr	1750 W	4 sccm $\text{N}_2$ 35 sccm Ar	
3	Deposition $\text{TiN}$	1545 s	4 mTorr	2000 W	7 sccm $\text{N}_2$ 43 sccm Ar	300 nm

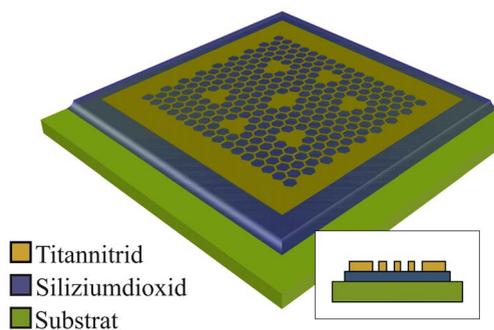


Abb. 43: Schematische Darstellung des Sensorchips nach der Entfernung der Siliziumdioxidschicht in den Randbereichen.

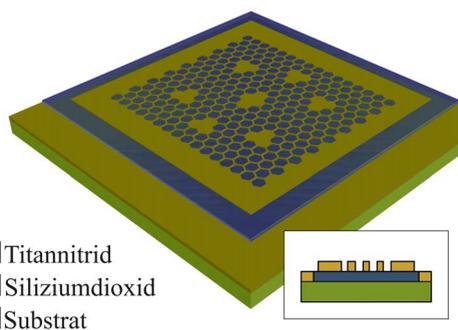


Abb. 44: Schematische Darstellung nach Deposition und Strukturierung der Kontaktschicht für die Substratelektrode.

Die Sequenz zur Strukturierung der Titannitridschicht beginnt mit einer weiteren Reinigung C. Danach folgt die UV-Lithografie mit MicroChemicals AZ MiR 701 mit den Prozessparametern, die in Abbildung 37b aufgeführt sind. Die Lackschicht wird dann bei 115 °C im Ofen für 45 Minuten ausgehärtet. Die Titannitridschicht wird durch reaktives Ionenätzen bei einer Prozesstemperatur von 40 °C in zwei Schritten strukturiert. Zunächst wird die Oberfläche der Titannitridschicht bei 40 mTorr für 30 Sekunden mit 20 % Siliziumtetrachlorid und einer Leistung von 300 W angeätzt. Die Strukturierung wird bei 80 mTorr mit 15 % Siliziumtetrachlorid, 61 % Chlor, 9 % Methan, einer Leistung von 300 W und einer Prozessdauer von 5 Minuten durchgeführt. Nach der Strukturierung werden die Reste der Prozessgase durch eine Spülung in VE-Wasser entfernt. Im Anschluss werden die Reste des Lackes in einem 45-minütigen Ätzschritt im Barrel-Reaktor bei 150 °C entfernt. Abbildung 42 zeigt ein Schema des Sensorchips nach der Strukturierung der Gitterelektrode.

Für die Kontaktierung der Substratelektrode muss das Siliziumdioxid in den äußeren Bereichen des Chips mit einem 100-sekündigen Ätzschritt in 5 %-iger gepufferter Flußsäure entfernt werden. Zur Maskierung des restlichen Chips wird dafür eine Positivlithografie mit MicroChemicals AZ 5214 E mit den Parametern, die in Abschnitt 4.2.3 aufgeführt sind, und der Maske aus Abbildung 40a durchgeführt. Die Schematische Darstellung des Sensorchips nach der Entfernung des Siliziumdioxids zeigt Abbildung 43. Nach der Tauchätzung wird die Fotolackschicht genutzt, um die Metallisierung zur Substratkontaktierung zu strukturieren. Eine Titannitridschicht von 265 nm wird mit den Prozessparametern aus Tabelle 8 mit einer Depositionsdauer von 1365 Sekunden auf dem Chip abgeschieden. Bereiche, in denen das Titannitrid auf dem Fotolack abgeschieden wird,

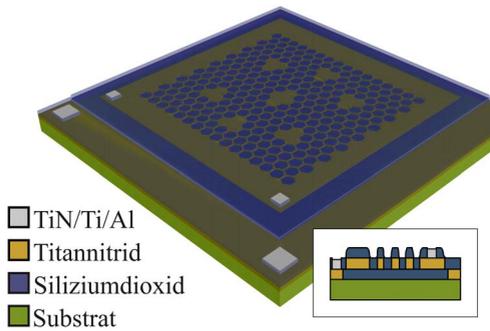


Abb. 45: Schematische Darstellung nach der Deposition der zweiten Isolationschicht und der Herstellung der Bondpads.

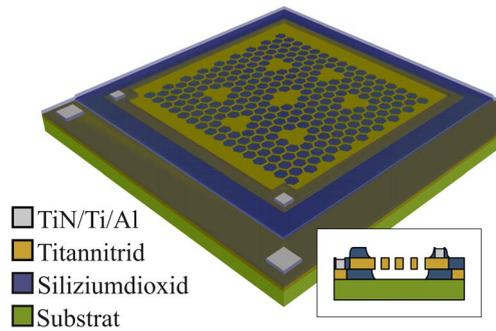


Abb. 46: Schematische Darstellung des Sensorchips am Ende des Prozessablaufs.

werden im anschließenden Acetonbad im Ultraschallbecken wieder entfernt. Abbildung 44 zeigt den Sensorchip nach der Deposition und Strukturierung der Kontaktschicht für die Substratelektrode. Nachfolgend wird eine weitere Schicht PECVD-Siliziumdioxid mit einer Schichtdicke von 300 nm mit den Prozessparametern aus Tabelle 7 abgeschieden, um Kurzschlüsse zwischen dem Kontaktrahmen und dem Gitter zu vermeiden.

Die nun folgende Positivilithografie mit MicroChemicals AZ 5214 mit den Parametern aus Abschnitt 4.2.3 entspricht der zum Prozessablauf hinzugefügten Lithografie, die dazu dient, die Kontaktstellen auf dem Titannitridrahmen und dem Gitter freizulegen und anschließend an diesen Stellen Bondpads zu platzieren. Dazu wird die Maske verwendet, die in Abbildung 40b dargestellt ist. In den Bereichen, in denen die Bondpads aufgebaut werden sollen, wird das Siliziumdioxid mit 5%-iger gepufferter Flußsäure in einer Tauchätzung mit einer Dauer von 100 Sekunden entfernt. Im Anschluss wird ein Schichtenstapel aus Titannitrid, Titan und Aluminium mit den Prozessparametern aus Tabelle 5 auf dem Chip abgeschieden. Der Lack und die darüber liegende Metallschicht werden im Lift-off-Verfahren in Aceton im Ultraschallbad vom Substrat abgelöst. Abbildung 45 zeigt die schematische Darstellung des Sensorchips nach der Deposition der zweiten Isolationschicht und der Herstellung der Bondpads.

Bevor im letzten Prozessschritt die Opferschicht aus Siliziumdioxid unter dem Titanitridgitter durch Flußsäure entfernt wird, müssen die Sensoren mit der Wafersäge einzeln werden. Um Beschädigungen und Verschmutzung zu vermeiden, werden die Substrate mit einer Lackschicht aus MicroChemicals AZ 5214 geschützt, die bei 100 °C auf

der Heizplatte für 5 Minuten angetrocknet wird. Nach dem Zersägen der Substrate wird der Schutzlack in einer erneuten Reinigung C wieder von den Substraten entfernt.

In der letzten Positivlithografie wird der Sensorchip mit MicroChemicals AZ 5214 E mit der Maske aus Abbildung 40c geschützt, nur der Gitterbereich liegt frei. In einer letzten Tauchätzung in 5%-iger gepufferter Flusssäure mit einer Ätzdauer von 4 Minuten wird die Gitterelektrode freigelegt. Bei einem abschließendem Reinigungsschritt muss auf die Unterstützung durch Ultraschall verzichtet werden, um die Beschädigung der freitragenden Struktur zu vermeiden. Abbildung 46 zeigt die schematische Darstellung des fertigen Sensorchips.

---

## 5. Charakterisierung der Sensoren

In den vorangehenden Kapiteln wurde zunächst ein Überblick über herkömmliche Sensor-konzepte und Ansätze zu deren Miniaturisierung gegeben. Anschließend wurden theoretische Betrachtungen der Leitungsmechanismen in einer Gasstrecke zusammengefasst, zwei Modelle zur Beschreibung der Druckabhängigkeit des Stromes zwischen zwei Elektroden aufgestellt sowie die Konzeptionierung eines miniaturisierten Sensorchips zur Messung des Vakuumdrucks vorgestellt. Nach der Beschreibung der für die Herstellung notwendigen Prozesstechnologie und der Entwicklung und Optimierung eines Prozessablaufs für die Herstellung funktionsfähiger Sensorchips folgen nun die Darstellung der Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung der Sensoren und die Analyse der Messergebnisse, bevor eine Bewertung des Sensorkonzeptes vorgenommen wird.

Im Folgenden wird zunächst der Aufbau eines Vakuummessstandes zur Messung kleiner Ströme beschrieben. Dem schließt sich die Untersuchung der Charakteristik von Sensorchips mit einem Elektrodenabstand von 300 nm und unterschiedlichen Kathodenmaterialien an. Einerseits werden die Charakteristiken von Sensoren mit einer Lanthanhexaborid-Substratelektrode vorgestellt und auf Photoemission von Elektronen unter Verwendung einer UV-LED hin untersucht. Andererseits wird die Charakterisierung eines Sensorchips mit einer Substratelektrode aus einkristallinem Silizium vorgestellt. Schließlich werden die Ergebnisse von Messungen mit Elektroden in unterschiedlichen Abständen vorgestellt und die Druckabhängigkeit des Stroms zwischen den Elektroden im Hinblick auf die in Kapitel 3 formulierten Modelle analysiert und diskutiert.

### 5.1. Aufbau eines Messstandes zur Charakterisierung der Sensoren

Zur Charakterisierung der Sensorchips wird ein evakuierbarer Messstand mit der Möglichkeit zur Aufzeichnung des Druckes benötigt. Da von einer geringen Leitfähigkeit auszugehen ist, wird der Vakuummessstand für die Messung sehr kleiner Ströme ausgelegt, obwohl das Design der Sensorchips darauf ausgelegt ist, den Strom zwischen den Elektroden zu maximieren. Für die Messung von Strömen im niedrigen Picoamperebereich ist ein hochempfindliches Messgerät notwendig. Um Rauschen und Störfelder zu minimieren, müssen der Messstand und die Kabel auf geeignete Art und Weise geschirmt sein.

Der zur Charakterisierung der Sensorchips genutzte Messstand basiert auf einem Vakuummessstand, der im Vorfeld der vorliegenden Arbeit im Rahmen einer Masterarbeit am

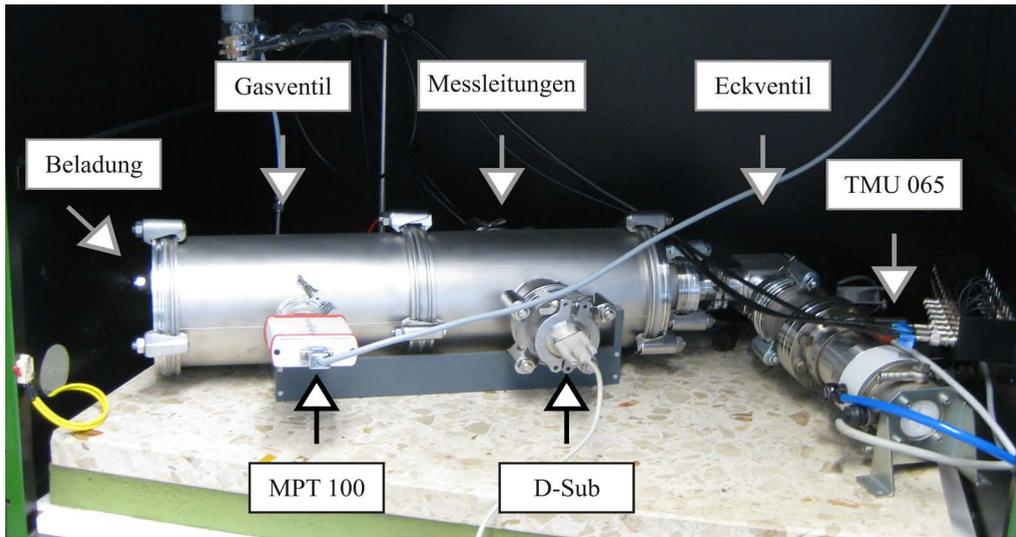


Abb. 47: Aus Vakuumstandardkomponenten aufgebaute Vakuumkammer im Messschrank.

Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme und am Arbeitsgebiet Technologien der Mikro- und Nanotechnik an der TU Dortmund aufgebaut wurde (vgl. Filusch, Kap. 3). Für die vorliegende Arbeit wurde der Messstand überholt und für die Messung sehr kleiner Ströme optimiert.

Die Vakuumkammer, die in Abbildung 47 dargestellt ist, wurde aus Vakuumstandardkomponenten aufgebaut. Sie besteht im Kern aus zwei Kreuzstücken mit einem Durchmesser von 16 cm und einer Gesamtlänge von 56 cm. Die beiden Kreuzstücke sind durch eine Klammerflansch-Verbindung gemäß ISO-Norm (ISO-K) aneinander befestigt. Am einen Ende der Kammer befindet sich ein ISO-K-Blindflansch, über den die Proben in die Kammer eingebaut werden können. Das andere Ende der Vakuumkammer ist über mehrere Verbindungsstücke mit dem Pumpenstand verbunden. Jedes Kreuzstück besitzt seitlich jeweils zwei Reduzierstücke mit Kleinflansch-Verbindung gemäß ISO-Norm (ISO-KF) mit Durchmessern von 3 cm beziehungsweise 8 cm. Evakuiert wird die Vakuumkammer mit einem Pumpensystem, bestehend aus einer Membran-Vorpumpe und einer Pfeiffer Vacuum TMU 065 Turbomolekularpumpe. Das Pumpensystem kann über ein Eckventil von der Messkammer abgekoppelt werden. Die Vakuumkammer ist geeignet, um Messungen bei Drücken zwischen  $1 \cdot 10^{-6}$  mbar und  $1 \cdot 10^3$  mbar durchzuführen.

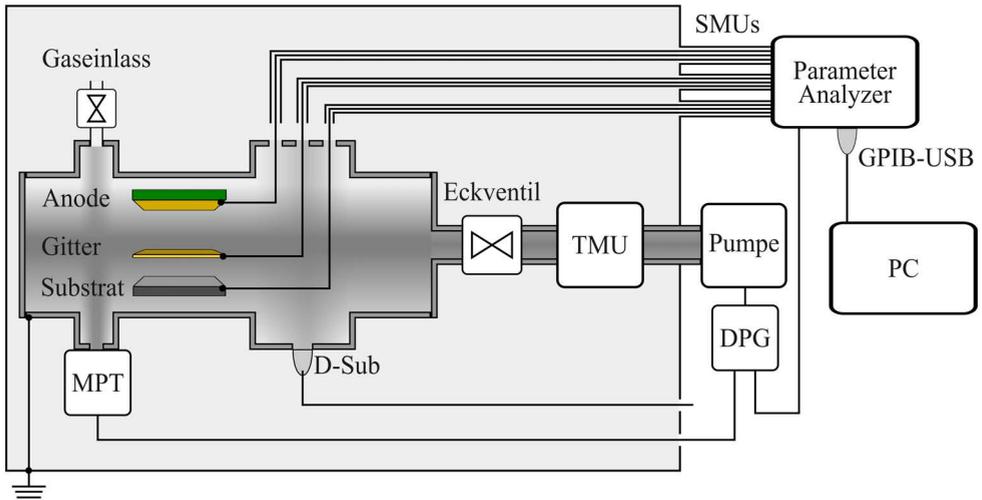


Abb. 48: Schematischer Aufbau des Vakuummessstandes zur Charakterisierung der Sensorchips.

Der Druck in der Vakuummesskammer wird mit einem Pfeiffer Vacuum Transmitter MPT 100 gemessen, der an einem der schmalen ISO-KF-Anschlüsse angebracht ist. Die Vakuummesszelle besteht aus einer Kombination von einem Pirani-Sensor für den Grob- und Feinvakuumbereich mit einem Kaltkathoden-Sensor für Drücke zwischen  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar und  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar (vgl. Pfeiffer Vacuum). Am gegenüberliegenden ISO-KF-Anschluss befindet sich ein Präzisionsventil, mit dem der Druck in der Kammer langsam auf den gewünschten Wert erhöht werden kann. Am dritten ISO-KF-Anschluss befindet sich eine 9-polige D-Sub-Durchführung, die zum Beispiel für die Einspeisung der Versorgungsspannung einer Leuchtdiode (LED) genutzt werden kann. Für die Durchführung der Messleitungen in die Vakuummesskammer existieren am vierten ISO-KF-Anschluss vier Koaxialdurchführungen.

Abbildung 48 skizziert den Aufbau des Vakuummessstandes nach erfolgter Optimierung für die Messung kleiner Ströme. Zur Verringerung des Rauschens der Messsignale, verursacht durch Vibrationen und elektromagnetische Störungen, wird die Vakuummesskammer zusammen mit der Turbomolekularpumpe in einen Messschrank eingebaut. Die Vorpumpe, das Steuergerät, Netzteile und das Messgerät werden außerhalb des Messschrankes an die Messkammer angeschlossen. Für die elektrische Charakterisierung der Sensorchips wird ein Agilent 4156C Precision Semiconductor Parameter Analyzer verwendet, der für

die Messung kleiner Ströme bis in den Femtoamperebereich geeignet ist. Die elektrische Charakterisierung der Sensorchips wird unter Verwendung von Strom-/Spannungsquellen mit Rückmessfunktion durchgeführt, die im Englischen als Source Measure Units oder Source Monitor Units (SMUs) bezeichnet werden. Dadurch kann eine Spannung an eine Elektrode angelegt werden, während gleichzeitig der Strom gemessen wird. Die hochauflösenden SMUs eignen sich, um Ströme in der Größenordnung von Femtoampere bis hin zu 100 Milliampere zu messen. Der absolute Fehler der Messwerte hängt von der Größenordnung der gemessenen Ströme und der gewählten Integrationszeit ab, die angegebenen relativen Fehler liegen dabei stets unter 0,01 %. Darüber hinaus stehen noch Voltage Source Units (VSUs) und Voltage Monitor Units (VMUs) zur Verfügung, die zum Beispiel zum Auslesen der Vakuummesszelle während der Messungen verwendet werden können. (Vgl. Agilent Technologies, *User's Guide*, Kap. 7)

Verbunden werden die SMU-Anschlüsse des Parameter Analyzers mit dem Messschrank über Triaxialkabel. Die Triaxialkabel sind für die Messung sehr kleiner Ströme notwendig, da sie für eine besonders gute Schirmung der Messsignale sorgen. Triaxialkabel bestehen aus drei konzentrisch angeordneten Leitern, einem Innenleiter, einem inneren Außenleiter und einem äußeren Außenleiter. Der Innenleiter ist mit der SMU verbunden, der äußere Außenleiter dient analog zum Außenleiter eines Koaxialkabels der Schirmung des Signals und liegt auf Masse. Der innere Außenleiter hingegen wird durch einen Operationsverstärker auf gleichem Potential mit dem Innenleiter gehalten und wird auch als schwimmende Masse oder Guard bezeichnet. Durch diese Anordnung wird das Auftreten von Leckströmen, die das Messsignal verfälschen würden, verringert. (Vgl. Agilent Technologies, *User's Guide*, Kap. 10; Lerch, Kap. 11.9)

Am Messschrank und am Parameter Analyzer werden die Triaxialkabel mittels BNC-Steckverbindern befestigt. In der Wand des Messschrankes befindet sich eine Adapterleiste, die die Triaxialkabel vom Messgerät mit Koaxialkabeln innerhalb des Messschrankes verbindet. Dabei wird der auf Masse liegende äußere Außenleiter des Triaxialkabels auf das Potential des Messschrankes gelegt, mit dem auch die Vakuumkammer an sich verbunden ist. Innenleiter und Guard werden über das Koaxialkabel zur Durchführung der Vakuumkammer geleitet. Bei der BNC-Durchführung muss beachtet werden, dass der Außenleiter der Durchführung auf dem Potential der Vakuumkammer, also der Masse liegt. Der Guard darf daher nicht durch das Koaxialkabel mit der BNC-Durchführung verbunden werden, sondern muss kurz vor der Vakuumkammer vom BNC-Stecker getrennt werden. Innerhalb der Vakuumkammer wird das Signal dann durch ein Einfachkabel bis zur Platine mit dem Sensorchip geleitet. Die Sensorchips mit einer Gesamtgröße von  $8\text{ mm} \times 8\text{ mm}$

werden mit Polyimidklebeband auf einer Messplatine befestigt. Die Substratelektrode und die Gitterelektrode werden mittels Ultraschallbondens mit den Kontaktpads der Platine verbunden (vgl. Abbildung 41). Die Leiterbahnen der Platine wiederum werden mit den Messleitungen innerhalb der Vakuumkammer verlötet. Die zusätzliche Schirmung durch den Messschrank und die verbesserte Verbindung und Schirmung der Messkabel vom Messgerät bis zu den Sensoren innerhalb der Vakuumkammer ermöglichen nach dem Umbau rauscharme, vor äußeren Einflüssen geschützte reproduzierbare Messungen von Strömen in der Größenordnung weniger Picoampere, wie die Messungen in Abschnitt 5.3.1 zeigen. (Vgl. Finja Marina Münchenberger, „Detektion von Gasen durch Ionisation in einem optimierten Vakuummessstand“, Kap. 5)

Zur Standardisierung und Automatisierung der elektrischen Charakterisierung der Sensorchips, wird eine Steuerung des Parameter Analyzers über den PC eingerichtet. Das Messgerät verfügt über einen General Purpose Interface Bus Anschluss (GPIB) und wird an den Universal Serial Bus Port (USB-Port) des PCs über einen USB/GPIB Schnittstellenkonverter angeschlossen (vgl. Agilent Technologies, *Agilent 82357A*). Für die Charakterisierung der Sensoren, wird das Messgerät durch MATLAB-Skripte gesteuert, die die Konfiguration der Messung, den Start der Messung und das Abspeichern der Messdaten automatisieren. Die MATLAB-Skripte senden Standard Commands for Programmable Instruments (SCPI) an das Messgerät, die Messparameter liefern, Messparameter bzw. Messdaten abfragen oder auszuführende Befehle enthalten. (Vgl. Agilent Technologies, *SCPI Command Reference*)

Zur Aufzeichnung des Vakuumdruckes während der Messung wird mit einer VMU des Parameter Analyzers ein analoges Signal gemessen, das in den Vakuumdruck umgerechnet wird. Die Vakuummesszelle Pfeiffer Vacuum Transmitter MPT 100 wird durch eine Digital Vacuum Measurement And Control Unit DPG 101 gesteuert. Die Kontrolleinheit liefert über einen analogen Ausgang eine nicht-linear vom Druck abhängende Spannung zwischen 0 V und 10 V (vgl. Kurt J. Lesker Company). Die Spannung wird vom Messgerät während der Messung aufgezeichnet und anschließend im Rahmen der Datenverarbeitung in den Druck umgerechnet.

Zur Charakterisierung werden zwei verschiedene Messverfahren genutzt. In einer Zeitmessung werden konstante Spannungen an die Elektroden angelegt und der Strom zwischen den Elektroden über die Zeit gemessen. Durch die Veränderung des Druckes in der Vakuumkammer während der Messung wird der unmittelbare Einfluss des Druckes auf den Strom zwischen den Elektroden untersucht. Dieses Messverfahren zeigt qualitativ die Abhängigkeit des Stroms zwischen den Elektroden vom Druck in der Vakuumkammer.

Darüber hinaus liefert es Informationen über die Ansprechgeschwindigkeit des Messsystems und etwaige kapazitive Effekte. Beim zweiten verwendeten Messmodus handelt es sich um eine Kennlinienmessung, bei der die Spannung an einer der Elektroden variiert und der Einfluss der Änderung des elektrischen Felds auf die Ströme an den Elektroden gemessen wird. Von der Form der Kennlinien können Rückschlüsse auf die Art der Ladungsträgergeneration gezogen werden. Anschließend kann aus den Kennlinien mittels der Datenanalyse die Abhängigkeit des Stromes zwischen den Elektroden vom Druck quantitativ untersucht werden.

### 5.2. Sensorchips mit unterschiedlichen Elektrodenmaterialien

Dem in dieser Arbeit behandelten Sensorkonzept liegt die Idee zugrunde, dass der Stromfluss zwischen zwei Elektroden vom dazwischenliegenden Medium abhängt. Dieses Messprinzip ist aber nur dann attraktiv, wenn es gelingt durch möglichst geringe Versorgungsspannungen einen messbaren Strom zwischen den Elektroden zu generieren. Dazu werden Elektronen benötigt, die entweder durch Ionisation im Gasvolumen generiert werden können, oder von der Kathode emittiert werden.

Zur Untersuchung der Frage, ob Elektronen im Gasvolumen des Sensors durch Ionisation oder durch Emission generiert werden, werden Sensorchips mit unterschiedlichen Kathodenmaterialien untersucht. Zunächst werden die Charakteristiken von Sensoren mit einer Lanthanhexaborid-Substratelektrode vorgestellt und auf Photoemission von Elektronen durch eine UV-LED hin untersucht. Anschließend wird zum Vergleich die Charakterisierung eines Sensorchips mit einer Substratelektrode aus einkristallinem Silizium vorgestellt. Alle Messungen in diesem Abschnitt werden mit Sensoren mit einem Abstand von 300 nm zwischen der Substratelektrode und der Gitterelektrode durchgeführt.

#### 5.2.1. Sensorchip mit Lanthanhexaboridkathode

Eine Möglichkeit zur Generation von Elektronen für die Messung des Vakuumdrucks ist die Emission von Elektronen aus der Kathode mittels des Photoelektrischen Effekts. Zur Prüfung dieses Ansatzes werden Sensorchips auf Borosilikatglas-Substrat gefertigt, das sich durch eine besonders hohe Transparenz im UV-Bereich auszeichnet. Im Messstand werden die Sensoren direkt oberhalb einer Platine mit einer UV-LED angebracht. Die LED emittiert Licht einer Wellenlänge von 265 nm, das entspricht einer Energie von

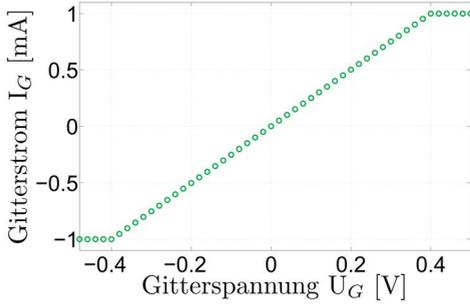


Abb. 49: Kennlinienmessung mit einem Sensorchip mit Kurzschluss zwischen Lanthanhexaboridkathode und Gitterelektrode.

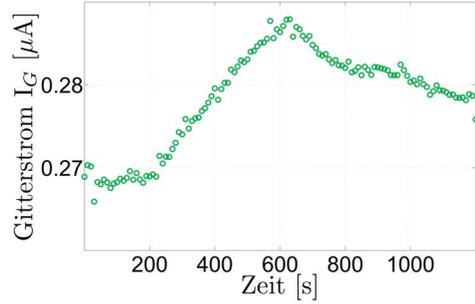


Abb. 50: Einfluss der UV-LED auf den Gitterstrom eines Sensorchips mit Lanthanhexaboridkathode.

4,7 eV. Die Leistung beträgt 13 mW. Über dem Sensor befindet sich eine Platine mit einer Gitterelektrode, die im Folgenden als Anode bezeichnet wird.

Lanthanhexaborid wird als Kathodenmaterial aufgrund seiner besonders niedrigen Austrittsarbeit gewählt. Die Austrittsarbeit von reinem Lanthanhexaborid mit einer (100)-Kristallorientierung liegt bei 2,3 eV. Die für die Herstellung des Sensorchips verwendete Lanthanhexaboridschicht wird mittels eines Sputterprozesses hergestellt, der auf die Reduzierung der Austrittsarbeit hin optimiert ist. Damit lassen sich Schichten mit einer Austrittsarbeit von 3,4 eV herstellen (vgl. C. M. Zimmer; Yoganathan et al., „Photoemission properties of LaB<sub>6</sub> thin films for the use in PIDs“). Das Kathodenmaterial wird als 20 nm dicke Schicht auf das Glassubstrat aufgesputtert. Ursprünglich sollte eine Schicht aus Indiumzinnoxid unter der Lanthanhexaboridschicht für eine höhere Leitfähigkeit der Kathode sorgen. Während der Entwicklung des Herstellungsprozesses ergaben sich allerdings deutliche Hinweise, dass Indiumzinnoxid im Zusammenhang mit einer Nassätzung aufgrund von elektrochemischen Reaktionen das Risiko von Fehlern im Prozessablauf drastisch erhöht (vgl. Abschnitt 4.2.2). Die elektrische Charakterisierung muss daher auch zeigen, ob die Leitfähigkeit der Lanthanhexaboridkathode für die Emission von Elektronen ausreicht. (Vgl. K. Kallis, S.17-18)

Aufgrund der großen Fläche der Gitterelektrode können nicht alle fehlerhaften Sensorchips in der optischen Kontrolle herausgefiltert werden. Abbildung 49 zeigt die Messung mit einem Sensorchip, bei dem während der Kontrolle im optischen Mikroskop keine Fehler festgestellt wurden. Der lineare Verlauf der Kennlinienmessung und die Höhe des

Gitterstroms bei vergleichsweise kleinen Spannungen zeigen jedoch, dass die Elektroden offensichtlich kurzgeschlossen sind. Schon bei einer Gitterspannung von 0,4 V erreicht der Gitterstrom die Begrenzung von einem Milliampere. Abbildung 50 zeigt im Gegensatz dazu die Zeitmessung mit einem fehlerfreien Sensor mit Lanthanhexaboridelektrode. Bei einer Gitterspannung von 0,5 V und einer Anodenspannung von 0,8 V liegt der Gitterstrom zwischen 266 und 288 Nanoampere.

Zur Untersuchung des Einflusses der UV-LED auf den Gitterstrom wird die UV-LED, während der in Abbildung 50 dargestellten Zeitmessung, nach 200 s Messzeit ein und nach 600 s wieder ausgeschaltet. Die Messung findet im Vakuum bei  $3 \cdot 10^{-6}$  mbar statt, um den Einfluss von Gasmolekülen auf das Messergebnis zu unterbinden. Zu Beginn der Messung liegt der Gitterstrom bei knapp 270 nA. Nach dem Einschalten der LED steigt die Stromstärke langsam auf bis zu 288 nA an. Nach dem Ausschalten fällt der Gitterstrom langsam wieder ab. Bei Photoemission wäre ein abrupter Anstieg und Abfall des Gitterstromes zu erwarten. Die geringe und langsame Veränderung des Gitterstromes deutet stattdessen auf einen thermischen Effekt hin.

Auch wenn durch das UV-Licht der LED keine Elektronen aus der Kathode ausgelöst werden, fließt zwischen der Substratelektrode und der Gitterelektrode ein Strom, der sich nur durch die Emission von Elektronen aus der Kathode erklären lässt. Abbildung 51a zeigt Kennlinienmessungen für Gitterspannungen bis 10 V bei Drücken zwischen  $4,2 \cdot 10^{-6}$  mbar und Atmosphärendruck. Die Anodenspannung beträgt bei dieser Messung 0 V. Für die Aufnahme der Kennlinien wird die Vakuumkammer zunächst auf  $4 \cdot 10^{-6}$  mbar evakuiert. Anschließend wird das Pumpensystem mittels des Eckventils von der Kammer abgekoppelt. Vor der Messung wird der Druck mit der Vakuummesszelle überprüft, die dann ausgeschaltet wird, um die Messergebnisse nicht zu verfälschen. Um den Druck in der Vakuumkammer für eine neue Kennlinienmessung zu erhöhen, wird über das Präzisionsventil ein wenig Luft in die Vakuumkammer eingelassen. Mit Hilfe der Vakuummesszelle wird der Druck überprüft, bis der Druck konstant bleibt. Anschließend wird die Vakuummesszelle ausgeschaltet und die nächste Kennlinienmessung gestartet. Die Kennlinien sind nicht linear, zeigen aber auch nicht den für Feldemission charakteristischen exponentiellen Anstieg. Oberhalb einer Gitterspannung von 8 V scheint der Strom durch ein Rauschen überlagert zu sein. In der Vergrößerung wird deutlich, dass dieses Rauschen bei den Messungen zwischen  $1 \cdot 10^{-1}$  mbar und  $2 \cdot 10^2$  mbar besonders ausgeprägt ist.

Bei einer Gitterspannung von 10 V beträgt die Feldstärke zwischen den Elektroden mindestens  $3 \cdot 10^7$  V/m. Lokal können aufgrund der scharfen Kanten der Gitterelektrode

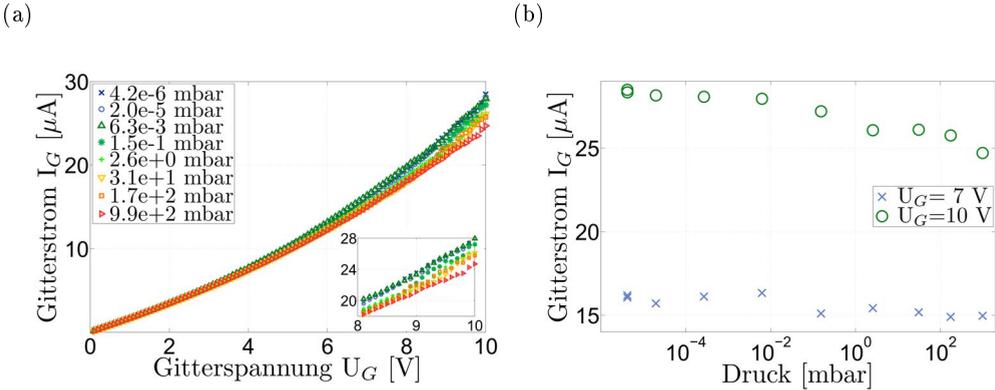


Abb. 51: Charakterisierung eines Sensorchips mit Lanthanhexaboridkathode: a) Kennlinienmessungen bei verschiedenen Drücken, b) Druckabhängigkeit des Gitterstroms bei einer Gitterspannung von 10 V.

weitaus höhere Feldstärken auftreten. Die klassische Feldemission wäre erst ab Feldstärken von ungefähr  $1 \cdot 10^9 \text{ V/m}$  zu erwarten. Wie in Abschnitt 2.2.4 erläutert wird, können die Hot-Electron-Emission und die Schottky-Emission hingegen schon bei niedrigeren Feldstärken beobachtet werden.

Zur genaueren Untersuchung der Druckabhängigkeit des Stromes zeigt Abbildung 51b den Gitterstrom für eine angelegte Gitterspannung von 7 V und von 10 V in Abhängigkeit vom Vakuumdruck. Bei einer Gitterspannung von 7 V sinkt der Strom von  $16,1 \mu\text{A}$  bei einem Druck von  $4 \cdot 10^{-6}$  mbar auf  $15,0 \mu\text{A}$  bei Atmosphärendruck. Bei einer Gitterspannung von 10 V sinkt der Strom von  $28,5 \mu\text{A}$  bei  $4 \cdot 10^{-6}$  mbar auf  $24,7 \mu\text{A}$  bei 1000 mbar. Bezogen auf das Vakuumniveau sinkt der Strom damit über den gesamten Messbereich um  $1,1 \mu\text{A}$  respektive  $3,8 \mu\text{A}$  beziehungsweise 7% respektive 13%. Damit steigt die Druckabhängigkeit des Sensorsignals mit der Gitterspannung.

Das Absinken des Stromes zwischen der Substratelektrode und dem Gitter mit dem Druck erhärtet die Annahme, dass der Strom aus der Emission von Elektronen aus der Substratelektrode resultiert. Das Sinken des Stromes zwischen 1 mbar und  $1 \cdot 10^3$  mbar lässt sich durch die Verringerung der Beschleunigungsstrecke der Elektronen im elektrischen Feld mit dem Druck erklären, die ausführlich in Abschnitt 2.2.1 beschrieben wird. Die daraus resultierende Druckabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit kann eine Reduktion des Stromes bei Drücken oberhalb von 1 mbar bewirken. Da außerdem der Strom schon bei Drücken unter 1 mbar deutlich abfällt, ist hier davon auszugehen, dass

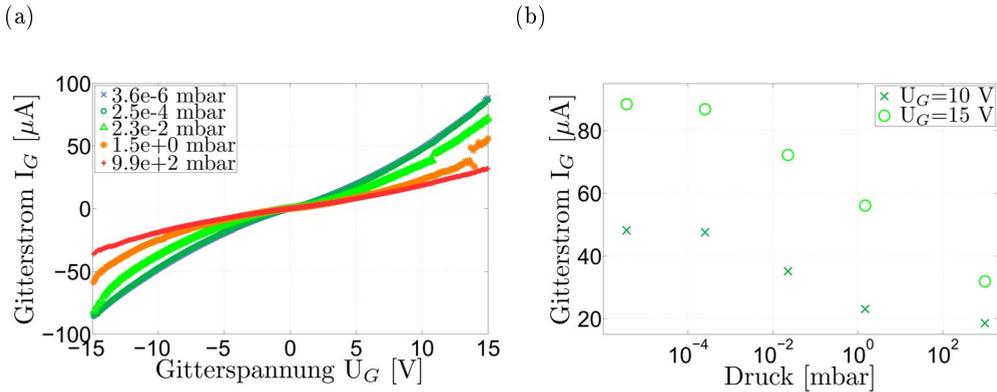


Abb. 52: Charakterisierung eines Sensorchips mit Lanthanhexaboridkathode bei einer Anodenspannung von 40 V: a) Kennlinienmessungen bei verschiedenen Drücken, b) Druckabhängigkeit des Gitterstroms bei unterschiedlichen Gitterspannungen.

es zur Adsorption von Gasmolekülen an der Kathodenoberfläche kommt. Dies entspricht den Überlegungen aus Abschnitt 3.2, denen zufolge das Adsorbat die Feldstärke an der Kathodenoberfläche lokal senkt und sich daraus eine Reduktion des Emissionsstromes ergibt.

Deutlich erhöht werden kann die Druckabhängigkeit des Sensorsignals durch das Anlegen einer Anodenspannung. Abbildung 52a zeigt die Verläufe der Kennlinien für Gitterspannungen zwischen  $-15$  V und  $15$  V bei einer Anodenspannung von 40 V für unterschiedliche Drücke. Erneut fällt auf, dass die Kennlinien bei mittleren Drücken deutlich verrauschter sind. Oberhalb von 10 V Gitterspannung treten darüber hinaus deutliche Sprünge in der Kennlinie auf.

Die theoretischen Betrachtungen zur Ionisation im Gasraum in Abschnitt 3.1 zeigen, dass Ionisationsprozesse im mittleren Druckbereich besonders wahrscheinlich sind. Der Grund ist, dass im mittleren Druckbereich einerseits die Kollisionswahrscheinlichkeit hoch genug ist, aber trotzdem noch genügend hohe kinetische Energien im elektrischen Feld erreicht werden können. Die erhöhte Ionisationswahrscheinlichkeit bei mittleren Drücken könnte das stärkere Rauschen der Kennlinien erklären. Auch der sprunghafte Anstieg der Kennlinien zwischen 10 V und 15 V könnte auf die Ionisierung von Gasmolekülen hindeuten. Dass der Sprung in der Kennlinie bei höheren Drücken erst bei höheren Beschleunigungsspannungen erfolgt, ist aufgrund der geringeren freien Weglänge der Ladungsträger und der dadurch größeren, zum Erreichen einer Ionisierungsenergie benötigten Feldstärke

plausibel. Bei Atmosphärendruck scheint dann eine Gitterspannung von 15 V nicht für einen durch Ionisationsprozesse induzierten Anstieg des Gitterstromes auszureichen.

Offensichtlich ist die Änderung des Stromes mit dem Druck bei dieser Messung sehr viel stärker ausgeprägt, als bei der vorherigen Messung. In Abbildung 52b ist der Strom in Abhängigkeit vom Druck für Gitterspannungen von 10 V und 15 V dargestellt. Bei einer Gitterspannung von 15 V fällt der Strom von 88  $\mu\text{A}$  auf 32  $\mu\text{A}$  ab. Dies entspricht einer prozentualen Abnahme des Stromes von 63 %. Aber auch bei einer Gitterspannung von 10 V liegt die prozentuale Abnahme des Stromes bei 61 %. Die größere Sensitivität gegenüber der Druckänderung in der Vakuumkammer bei dieser Messung ist also in erster Linie auf das Anlegen der Anodenspannung zurückzuführen.

Die ursprüngliche Intention für die Herstellung und Untersuchung eines Sensorchips mit Lanthanhexaboridkathode auf Borosilikatglas-Substrat, nämlich die Generation von Photoelektronen unter Nutzung einer UV-LED, hat sich als nicht zielführend erwiesen. Möglicherweise ist die Leistung der UV-LED zu gering, um einen messbaren Anstieg des Emissionsstroms zu bewirken. Dennoch liegen die Ströme zwischen Substrat- und Gitterelektrode in der Größenordnung von Mikroampere und sind damit auch ohne Photoemission groß genug, um als Sensorsignal genutzt werden zu können. Lanthanhexaborid ist demzufolge als Kathodenmaterial geeignet und das trotz des Verzichts auf eine Indiumzinnoxidschicht zur Erhöhung der Leitfähigkeit der Kathode aus prozesstechnologischen Gründen.

Die Untersuchung der Druckabhängigkeit des Sensorsignals hat gezeigt, dass der Strom zwischen den Elektroden mit steigendem Druck sinkt. Daher ist davon auszugehen, dass die Elektronen aus der Emission von der Kathode resultieren. Neben der Verringerung der Ladungsträgerbeweglichkeit mit dem Druck scheint auch die Adsorption von Gasmolekülen auf die Reduzierung des Stromes mit dem Druck Einfluss zu haben. Die Sensitivität des Sensorsignals konnte durch das Anlegen einer Anodenspannung von 13 % auf über 60 % erhöht werden. Darüber hinaus gibt es Anzeichen dafür, dass die Kennlinien bei Gitterspannungen oberhalb von 10 V die Ionisierung von Gasmolekülen anzeigen.

### 5.2.2. Sensorchip mit Siliziumkathode

Im Folgenden wird die Charakterisierung eines Sensorchips vorgestellt, dessen Substratelektrode aus einkristallinem, p-dotiertem (100)-Siliziumsubstrat besteht. Silizium besitzt eine höhere Austrittsarbeit als Lanthanhexaborid. Die Elektronenaffinität, also der Abstand zwischen unterer Leitungsbandkante und Vakuumniveau beträgt für Silizium

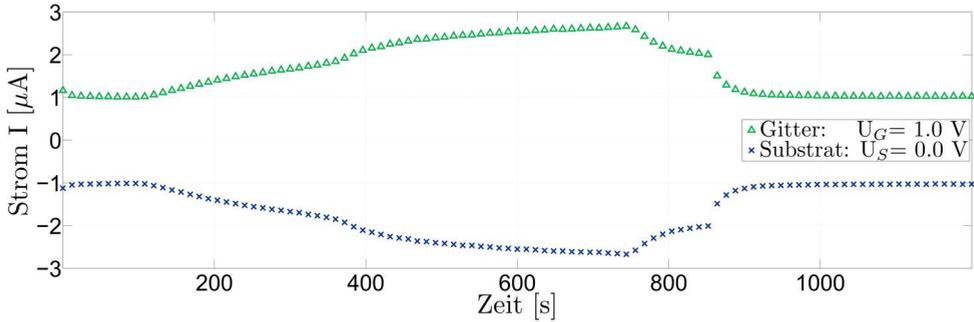


Abb. 53: Zeitmessung mit einem Sensorchip mit Siliziumkathode während der Evakuierung und anschließenden Belüftung der Vakuumkammer. (Vgl. F. J. Giebel; M. Köhle; F. M. Münchenberger et al., „MEMS-Vakuummeter basierend auf der Leitfähigkeitsmessung von Gasen“)

4,05 eV (vgl. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*). Da die Charakterisierung der Sensorchips mit Lanthanhexaboridkathode zeigt, dass der Emissionsstrom aus der Substratelektrode auch ohne Photoemission im niedrigen Mikroamperebereich liegt, wird nun überprüft, ob auch Sensorchips mit Siliziumkathode für die Messung des Vakuumdrucks in Frage kommen. Ein großer Vorteil von Siliziumsensoren wäre der stark vereinfachte Herstellungsprozess, da kein Kathodenmaterial deponiert werden müsste.

Abbildung 53 zeigt eine Zeitmessung mit einem Silizium-Sensorchip. Gemessen wird der Strom, der zwischen dem freitragenden Gitter und der Substratelektrode fließt. Am Gitter liegt eine Spannung von einem Volt an. Die Messung startet bei Atmosphärendruck. Nach 100 s werden die Pumpen angeschaltet und der Druck in der Vakuumkammer wird bis auf  $5 \cdot 10^{-4}$  mbar reduziert. Nach 700 s wird die Kammer wieder belüftet. Dargestellt sind der Gitterstrom  $I_G$  und der Substratstrom  $I_S$ , die einander bis auf das Vorzeichen entsprechen. Auch beim Silizium-Sensorchip liegt der Gitterstrom in der Größenordnung Mikroampere. Genau wie beim Sensorchip mit Lanthanhexaborid-Kathode sinkt die Stromstärke zwischen der Substratelektrode und der Gitterelektrode mit steigendem Druck. Während der Messung steigt der Strom nach etwa 400 s verstärkt an. An dieser Stelle wechselt die Messzelle ihren Messmodus vom Piranivakuummeter hin zum Kaltkathodenvakuummeter. Die von der Kaltkathode emittierten Elektronen tragen offensichtlich zum Anstieg des Stromes bei. Der auffällig starke Abfall der Stromstärke nach etwa 850 s während des Belüftens der Vakuumkammer wird durch das Öffnen der Turbomolekularpumpe verursacht. Der Druck in der Kammer steigt ab diesem Zeit-

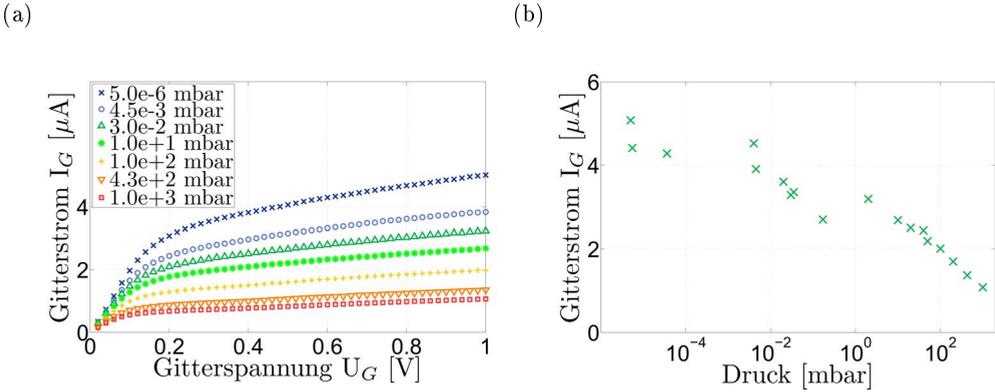


Abb. 54: Charakterisierung eines Sensorchips mit Siliziumkathode: a) Kennlinienmessungen bei verschiedenen Drücken, b) Druckabhängigkeit des Gitterstroms bei einer Gitterspannung von 1 V. (Vgl. F. J. Giebel; Köhle et al., „Concept for a MEMS-type vacuum sensor based on electrical conductivity measurements“)

punkt deutlich schneller an und sorgt so für einen schnelleren Abfall des Stromes zwischen Substrat und Gitterelektrode. Die Tatsache, dass der Strom zwischen Substratelektrode und Gitterelektrode mit steigendem Druck sinkt, deutet auch hier darauf hin, dass die Elektronen von der Kathode emittiert und nicht durch Ionisation im Gasraum generiert werden.

Abbildung 54a zeigt beispielhaft einige Kennlinienmessungen, die mit dem Siliziumsensor bei verschiedenen Drücken durchgeführt werden. Die Gitterspannung läuft von 0 V bis 1 V und es werden Messungen bei Drücken zwischen  $5,0 \cdot 10^{-6}$  mbar und 1000 mbar durchgeführt (vgl. F. J. Giebel; Köhle et al., „Concept for a MEMS-type vacuum sensor based on electrical conductivity measurements“). Auch die Kennlinienmessungen zeigen, dass die Stromstärke zwischen Substratelektrode und Gitter mit steigendem Druck sinkt. Die Kennlinien, auch hier nicht linear, unterscheiden sich in ihrer Form dennoch deutlich von den in Abbildung 51a und Abbildung 52a dargestellten Kennlinien eines Sensorchips mit Lanthanhexaboridkathode. Erneut entspricht die Form der Kennlinien nicht der Charakteristik der klassischen Feldemission. Die Feldstärke dürfte mit maximal  $3 \cdot 10^6$  V/m für Feldemission ohnehin zu gering sein. Daher lässt sich auch bei den Siliziumsensoren vermuten, dass Hot-Electron-Emission oder Schottky-Emission zur Generation der Ladungsträger beitragen.

Die Druckabhängigkeit des Gitterstromes ist beim Siliziumsensor stärker ausgeprägt als beim Lanthanhexaboridsensor. Abbildung 54b zeigt den Strom bei einer Gitterspannung von 1 V in Abhängigkeit vom Druck. Unterhalb von  $1 \cdot 10^{-4}$  mbar liegt die Stromstärke zwischen  $5,1 \mu\text{A}$  und  $4,3 \mu\text{A}$ . Bei Atmosphärendruck fällt der Strom bis auf  $1,1 \mu\text{A}$  ab. Das entspricht einer prozentualen Abnahme der Stromstärke über den Messbereich um 76 %. Das Abfallen des Stromes oberhalb von  $1 \cdot 10^1$  mbar lässt sich auch hier durch die Verringerung der Ladungsträgerbeweglichkeit der von der Kathode emittierten Elektronen erklären. Das Absinken des Stromes bei Drücken unterhalb von 1 mbar weist wiederum auf die Adsorption von Gasteilchen an der Kathodenoberfläche hin.

Wie beim Sensorchip mit Lanthanhexaboridkathode können hier Ströme in der Größenordnung von Mikroampere gemessen werden, die aus der Emission von Elektronen aus der Kathode resultieren. Auch beim Siliziumsensor sinkt der Strom mit dem Druck, mit 76 % deutlich stärker als beim Lanthanhexaboridsensor. Zu betonen ist, dass die Gitterspannung, bei der die Druckabhängigkeit untersucht wurde, bei 1 V lag. Die Sensitivität des Siliziumsensoren bei kleinerer Versorgungsspannung und ohne die zusätzliche Nutzung einer Anodenspannung ist also größer als die des Lanthanhexaboridsensors. Erneut zeigt sich, dass die Adsorption von Gasmolekülen aus dem Gasraum und die Reduktion der Beweglichkeit mit steigendem Druck maßgeblich für die Reduktion der Stromstärke verantwortlich sind.

### 5.3. Sensoren mit unterschiedlichen Elektrodenabständen

In den vorangehenden Abschnitten wurden die Charakteristiken von Sensorchips mit unterschiedlichen Kathodenmaterialien vorgestellt. Bei beiden vorgestellten Sensortypen, mit Lanthanhexaboridkathode und mit Siliziumkathode, konnten Emissionsströme von der Kathode in der Größenordnung von Mikroampere nachgewiesen werden. Insbesondere die höhere Sensitivität bezüglich der Messung des Vakuumdrucks bei geringeren Versorgungsspannungen fällt zugunsten der Sensorchips mit Siliziumkathode aus, die daher im Folgenden ausführlicher untersucht werden.

Um detailliertere Kenntnisse über die Druckabhängigkeit des Sensorsignals zu erhalten, werden Messungen mit Elektroden in unterschiedlichen Abständen durchgeführt. Zunächst wird die Charakteristik einer makroskopischen Gasstrecke mit der Länge von einem Millimeter untersucht. Anschließend folgt die Charakterisierung von Sensorchips mit Siliziumkathode mit Elektrodenabständen zwischen 300 nm und 900 nm. Die Druck-

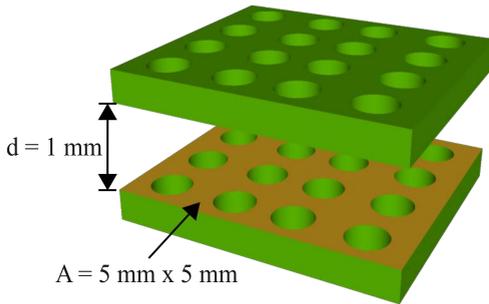


Abb. 55: Schematische Darstellung der Elektroden auf Platinen, die im Abstand von einem Millimeter in der Vakuumkammer platziert werden.

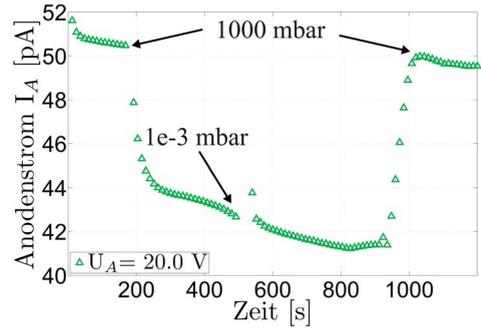


Abb. 56: Zeitmessung mit Elektroden im Abstand von einem Millimeter während der Evakuierung und anschließenden Belüftung der Vakuumkammer.

abhängigkeit des Stroms zwischen den Elektroden wird im Hinblick auf die in Kapitel 3 formulierten Modelle analysiert.

### 5.3.1. Elektroden im Abstand von einem Millimeter

Um die Überlegenheit der Sensorchips bezüglich der Bestimmung des Vakuumdruckes aufgrund der optimierten Abmessungen gegenüber makroskopischen Elektrodenabständen bewerten zu können, werden Messungen mit Elektroden im Abstand von einem Millimeter durchgeführt. Realisiert wird dieser Versuch durch zwei Platinen, auf denen eine metallene Gitterstruktur aufgebracht ist. Der Querschnitt dieser Gitter entspricht dem Querschnitt des Gitters auf dem Sensorchip. Die Platinen werden in der Vakuumkammer im Abstand von einem Millimeter angebracht, wie schematisch in Abbildung 55 dargestellt. Die Elektroden werden im Folgenden als Kathode und Anode bezeichnet.

Abbildung 56 zeigt eine Zeitmessung mit diesem Messaufbau. Die Zeitmessung läuft über eine Gesamtdauer von 20 min. Nach 180 s werden die Vakuumpumpen eingeschaltet und die Vakuumkammer wird evakuiert, sodass der Druck von Atmosphärendruck bis in den Hochvakuumbereich reduziert wird. Nach 900 s wird die Vakuumkammer belüftet bis der Druck wieder 1000 mbar erreicht. An der Anode liegt eine konstante Spannung  $U_A$  von 20 V an. Die Kathodenspannung  $U_K$  liegt bei 0 V.

Während der Messung wird der Druck nicht kontinuierlich aufgezeichnet, da die Druckmesszelle die gemessenen Ströme verfälscht. In Abbildung 56 steigt der Strom nach 500 s

sehr schnell über die Grenzen des dargestellten Messbereichs auf 379,6 pA an. Zu diesem Zeitpunkt sinkt der Druck in der Kammer auf  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar ab und die Vakuummesszelle wechselt in ihrem Messmodus vom Pirani-Sensor zum Kaltkathoden-Sensor. Beim Kaltkathoden-Sensor werden für die Messung des Vakuumdruckes Elektronen von der Kathode emittiert. Diese Elektronen tragen offensichtlich zum Stromfluss zwischen den Elektroden bei und verfälschen so bei der Messung sehr kleiner Ströme das Messergebnis. Dieser Effekt muss beim Einsatz der Druckmesszelle für die Charakterisierung berücksichtigt werden. Bei der in Abbildung 56 gezeigten Messung wird die Druckzelle nach 528 s ausgeschaltet. Danach fällt der Strom zwischen den Elektroden wieder auf 42,6 pA ab.

Während der Evakuierung der Vakuumkammer sinkt der Strom mit sinkendem Druck und steigt wieder auf das Ausgangsniveau an, sobald die Kammer belüftet wird. Vor dem Evakuieren der Vakuumkammer liegt der Strom bei 50,5 pA, sinkt während der Evakuierung auf 41,2 pA und liegt am Ende der Messung bei 49,5 pA. Die Tatsache, dass die Stromstärke mit steigendem Druck ansteigt, deutet darauf hin, dass die Änderung des Stroms mit dem Druck durch Bildung von Ladungsträgern im Gasraum auf Grund von Ionisation zwischen den Elektroden hervorgerufen wird.

Zur quantitativen Analyse des Leitungsmechanismus werden Kennlinienmessungen bei unterschiedlichen Drücken durchgeführt. Abbildung 57a zeigt eine Auswahl der Kennlinienmessungen, die mit den Platinelektroden im Abstand von einem Millimeter bei Drücken zwischen  $3,8 \cdot 10^{-6}$  mbar und  $1 \cdot 10^3$  mbar durchgeführt werden. Die Anodenspannung läuft jeweils von 0 V bis 20 V, die Kathode liegt auf Massepotential. Jede Kennlinienmessung wird einmal wiederholt. (Vgl. F. J. Giebel; Köhle et al., „Concept for a MEMS-type vacuum sensor based on electrical conductivity measurements“)

Auch die Kennlinienmessungen zeigen, dass der Strom mit größer werdendem Druck ansteigt und bestätigen damit das Ergebnis der Zeitmessung. Der Strom zwischen den Elektroden scheint nahezu linear von der Anodenspannung abzuhängen. Die Messwerte der Kennlinien bei einer Anodenspannung von 20 V liegen zwischen 38,0 pA bei einem Druck von  $3,8 \cdot 10^{-6}$  mbar und 54,5 pA bei  $1 \cdot 10^3$  mbar. Damit liegen die Messwerte in einer vergleichbaren Größenordnung wie während der Zeitmessungen. Über den gesamten Messbereich ergibt sich ein prozentualer Anstieg des Stromes von 42 %. Kennlinien, die bei Drücken unterhalb von 1 mbar aufgenommen werden, zeigen nur eine geringe Druckabhängigkeit. Erst bei Drücken oberhalb von 1 mbar wird ein Anstieg der Stromstärke mit dem Druck deutlich sichtbar.

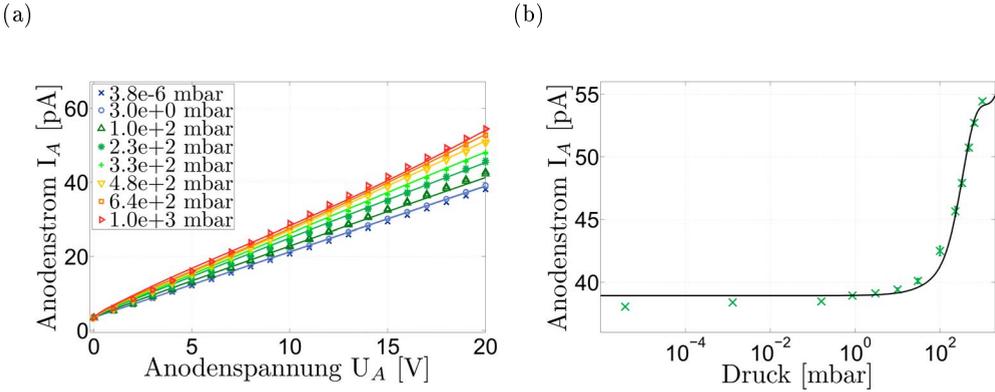


Abb. 57: Charakterisierung von Elektroden im Abstand von einem Millimeter: a) Kennlinienmessungen bei verschiedenen Drücken, b) Druckabhängigkeit des Anodenstroms bei einer Anodenspannung von 20 V. (Vgl. F. J. Giebel; Köhle et al., „Concept for a MEMS-type vacuum sensor based on electrical conductivity measurements“)

Zur weiteren Untersuchung der Druckabhängigkeit wird der bei einer Anodenspannung von 20 V gemessene Strom gegen den Vakuumdruck aufgetragen. Abbildung 57b zeigt die Mittelwerte der Messwerte der jeweils zwei Messungen, bei einer Anodenspannung von 20 V mit Fehlerbalken, in Abhängigkeit vom Druck. Da die Messwerte der zwei Kennlinienmessungen, die bei gleichem Druck gemessen werden, sich kaum unterscheiden, sind die Fehlerbalken der Mittelwerte teilweise kaum zu erkennen. Zur Analyse der Druckabhängigkeit wird eine Ausgleichsrechnung durchgeführt, durch die die Mittelwerte der Messwerte angenähert werden. Weil der Strom mit dem Druck ansteigt, ist davon auszugehen, dass die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen durch die Ionisation im Gasraum bestimmt werden. Daher entspricht die verwendete Ausgleichsfunktion Gleichung (3.12), dem in Abschnitt 3.1 entwickelten Modell zur Beschreibung der Druckabhängigkeit des Stromes zwischen zwei Elektroden, wenn die Ladungsträger durch die Ionisation im Gasraum zwischen den Elektroden generiert werden. Als Parameter der Ausgleichsrechnung werden der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , der intrinsischen Ionisationsgrad  $c_i$  und ein linearer Anteil des Leitwertes  $g_0$  angesetzt. Die Ausgleichsrechnung wird mit MATLAB durchgeführt. Dazu wird die Funktion 'nlinfit' verwendet, die die Ausgleichsfunktion mit einer vorgegebenen nichtlinearen Funktion bei gegebenen Startparametern berechnet und auf dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus basiert. Das MATLAB-Script zur Durchführung der Ausgleichsrechnung ist in Anhang A zu finden.

Die Funktion 'nlinfit' liefert nicht automatisch eine sinnvolle Ausgleichsfunktion für die Messdaten. Teilweise konvergiert der Algorithmus für die vorgegebenen Startparameter nicht und die Ausgleichsrechnung bleibt ohne Lösung. Wenn der Algorithmus konvergiert, kann das Ergebnis der Ausgleichsrechnung von den vorgegebenen Startparametern abhängen. Zum Teil liefert die Ausgleichsrechnung aber auch physikalisch nicht sinnvolle Ergebnisse für die Parameter der Ausgleichsrechnung.

Um zu vermeiden, dass das Ergebnis der Ausgleichsrechnung von den vorgegebenen Startparametern bestimmt wird, wird die Funktion, mit der die eigentliche Ausgleichsrechnung ausgeführt wird, in eine Routine eingebettet, mit der die Startwerte für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und für den intrinsischen Ionisationsgrad  $c_i$  über mehrere Größenordnungen variiert werden (vgl. Anhang A, Zeilen 167-177). Die Ergebnisse der Ausgleichsrechnungen werden anschließend gefiltert (vgl. Anhang A, Zeilen 215-235). Ausgleichsfunktionen mit physikalisch nicht sinnvollen Parametern, wie zum Beispiel einem negativen Wirkungsquerschnitt, werden aussortiert. Schließlich werden von den übrigen Ergebnissen der Ausgleichsrechnungen anhand des mittleren quadratischen Fehlers jene ausgewählt, die den Verlauf der Messwerte am besten abbilden. Das Ergebnis der Routine sind die Mittelwerte der am Ende dieses Auswahlprozesses übrigbleibenden Parameter der Ausgleichsrechnung (vgl. Anhang A, Zeilen 326-338).

Zur Ermittlung einer geeigneten Ausgleichsfunktion für die Messdaten in Abbildung 57b wird die Ausgleichsrechnung mit 1681 unterschiedlichen Startparameter-Sätzen durchgeführt. Die Ausgleichsfunktion der Form

$$\begin{aligned}
 I(p)|_{U_A=20\text{ V}} = & I_0 + g_0 U_A + q_e c_i \frac{p}{k_B T} \frac{A}{d} U_A \\
 & \cdot \left( e^{-d \frac{p\sigma}{k_B T}} \cdot \exp\left(-\frac{2m_e v_{\text{th}}^2}{q_e} \left(\frac{p\sigma}{k_B T}\right)^2 \frac{d^2}{U_A}\right) \cdot \sqrt{\frac{q_e}{2m_e} \frac{d^2}{U_A}} \right. \\
 & + e^{-\frac{k_B T}{p\sigma d}} \cdot \exp\left(-\frac{2m_e v_{\text{th}}^2}{q_e} \frac{p\sigma}{k_B T} \frac{d}{U_A}\right) \cdot \sqrt{\frac{q_e}{2m_e} \frac{k_B T}{p\sigma} \frac{d}{U_A}} \\
 & + \exp\left(-\frac{q_e}{2m_e v_{\text{th}}^2} \left(\frac{k_B T}{p\sigma}\right)^2 \frac{U_A}{d^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{q_e}{2m_e v_{\text{th}}^2} \frac{k_B T}{p\sigma} \frac{U_A}{d}\right) \cdot \left(\frac{q_e}{2m_e v_{\text{th}}} \frac{k_B T}{p\sigma}\right) \\
 & \cdot \exp\left(\frac{d}{s_\gamma} e^{-\frac{U_A}{s_\gamma E}}\right) \tag{5.1}
 \end{aligned}$$

mit

$$s_\gamma = \exp\left(-\frac{2m_e v_{\text{th}}^2}{q_e} \frac{p\sigma}{k_B T U_A} \frac{d}{p\sigma}\right) \cdot \frac{k_B T}{p\sigma} + \exp\left(-\frac{q_e}{2m_e v_{\text{th}}^2} \frac{k_B T U_A}{p\sigma} \frac{U_A}{d}\right) \cdot \frac{q_e}{2m_e v_{\text{th}}^2} \left(\frac{k_B T}{p\sigma}\right)^2 \frac{U_A}{d} \quad (5.2)$$

wird unter Verwendung der Boltzmann-Konstante  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ , der Elementarladung  $q_e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$  und der Elektronenmasse  $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$  berechnet (vgl. Anhang A, Zeilen 140-160). Die thermische Geschwindigkeit  $v_{\text{th}}$  entspricht der Definition nach Gleichung (2.20). Als Parameter des Messsystems gehen die Temperatur  $T$  von 293 K, die Elektrodenfläche  $A$  von  $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$  und der Elektrodenabstand  $d$  von  $1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  in die Rechnung mit ein. Als Ionisierungsenergie  $U_I$  wird der Wert für Sauerstoff eingesetzt, da dieser mit einem Wert von 12 eV unterhalb der Ionisierungsenergie von Stickstoff mit 15,6 eV liegt (vgl. Lias; Lias und Liebman). Der Achsenabschnitt  $I_0$  wird aus den Kennlinienmessungen ermittelt und beträgt 3,5 pA. In 181 Fällen ergibt die Ausgleichsrechnung ein Ergebnis, das bei einem minimalen mittleren quadratischen Fehler physikalisch sinnvolle Parameter liefert. Die Parameter dieser 181 Ausgleichsrechnungen werden gemittelt. Für die Abschätzung des Fehlers wird die Standardabweichung zwischen den 181 ermittelten Werten für die Parameter der Ausgleichsrechnung berechnet.

Für die Parameter der Ausgleichsrechnung folgen die Werte  $c_1 = (1,7 \cdot 10^{-19} \pm 2 \cdot 10^{-25})$  für den intrinsischen Ionisationsgrad,  $\sigma = (1,3 \cdot 10^{-22} \pm 2 \cdot 10^{-28}) \text{ m}^2$  für den Wirkungsquerschnitt und  $g_0 = (1,8 \pm 7 \cdot 10^{-8}) \text{ pA/V}$  für den linearen Anteil des Leitwerts aus der beschriebenen Vorgehensweise. Das Ergebnis der Ausgleichsrechnung, die Abhängigkeit des Anodenstroms vom Druck nach Gleichung (5.1) mit diesen Parametern wird in Abbildung 57b durch die schwarze Kurve dargestellt, die den Verlauf der Messwerte zutreffend beschreibt. Das Ergebnis ist auch in Bezug auf den Vergleich mit Literaturwerten plausibel. Hier finden sich für den Wirkungsquerschnitt für die Ionisierung von Sauerstoffmolekülen Werte zwischen  $1,2 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2$  und  $1,6 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$  für Elektronenenergien zwischen 13 eV und 18 eV (vgl. Itikawa, „Cross Sections for Electron Collisions with Oxygen Molecules“). Der durch die Ausgleichsrechnung ermittelte Wert  $\sigma = (1,3 \cdot 10^{-22} \pm 2 \cdot 10^{-28}) \text{ m}^2$  stimmt damit mit den Literaturwerten überein.

In der Darstellung der Kennlinienmessungen ist das Ergebnis der Ausgleichsrechnung durch die durchgezogenen Kurven unterschiedlicher Farbe dargestellt. Hier ist zu betonen, dass es sich bei den Kurven in Abbildung 57a nicht um angepasste Funktionen für die Abhängigkeit der Stromstärke von der Spannung handelt, sondern um das Er-

gebnis der Ausgleichsrechnung für die Strom-Druck-Abhängigkeit. Die Übereinstimmung des Modells mit der Form der Kennlinien bestätigt, dass die in Abschnitt 3.1 entwickelte Gleichung für die Leitungsmechanismen zwischen zwei Elektroden bei Ionisation im Gasraum in diesem Fall zutreffend ist, obwohl bei der Entwicklung des Modells die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vernachlässigt wurde. Der Grund für diese Näherung war, dass es keine universelle Gleichung für die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts gibt. Dass das Modell dennoch mit den Messwerten übereinstimmt, legitimiert diese Vorgehensweise im Nachhinein.

Im Falle von Elektroden im Abstand von einem Millimeter ist das in Abschnitt 3.1 entwickelte Modell für die Generation von Ladungsträgern durch Stoßionisation in der Gasstrecke offensichtlich zutreffend. Sowohl in der Abhängigkeit der Stromstärke vom Druck als auch in der Form der Kennlinien bei unterschiedlichen Drücken stimmt das aus der Ausgleichsrechnung resultierende Modell mit den Messwerten überein. Bei einem Abstand der Elektroden von einem Millimeter liegt die Stromstärke in der Größenordnung von Picoampere. Daraus ergibt sich ein Messaufwand, der für die Entwicklung von Sensoren wenig attraktiv ist. Darüber hinaus ist der Strom zwischen Elektroden im Abstand von einem Millimeter zwischen  $1 \cdot 10^{-6}$  mbar und  $1 \cdot 10^1$  mbar kaum vom Druck abhängig. Zur Ermittlung des Vakuumdruckes ist eine makroskopische Anordnung von Elektroden daher nur für die Messung von Vakuumdrücken zwischen  $1 \cdot 10^1$  mbar und  $1 \cdot 10^3$  mbar geeignet. Aus diesen Gründen fand das in dieser Arbeit untersuchte Sensorkonzept bei der Entwicklung miniaturisierter Vakuumsensoren bisher keine Berücksichtigung.

### 5.3.2. Sensorchips mit unterschiedlichen Elektrodenabständen

Im vorangehenden Abschnitt wurde die Druckabhängigkeit der Stromstärke zwischen zwei Elektroden im Abstand von einem Millimeter ausführlich analysiert und diskutiert. Nun folgt die Erörterung der Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung von Sensorchips mit unterschiedlichen Elektrodenabständen. Aufgrund der höheren Druckabhängigkeit der Stromstärke bei den Messungen mit dem Siliziumsensor, die in Abschnitt 5.2.2 vorgestellt wurden, werden auch hier Sensorchips mit einer Kathode aus p-dotiertem Siliziumsubstrat untersucht. Es werden Sensorchips mit Elektrodenabständen von 300 nm, 600 nm und 900 nm hergestellt. Der Herstellungsprozess muss hierfür in zwei Punkten angepasst werden. Einerseits wird die Depositionsdauer des PECVD-Prozesses variiert, um unterschiedlich dicke Isolationsschichten auf dem Siliziumsubstrat abzuscheiden. Andererseits muss die Ätzdauer für die Freilegung der Gitterelektrode angepasst werden. (Vgl.

Stramm, „Variation der Strukturabmessungen eines MEMS-Vakuummeters zur genauen Untersuchung der Leitungsmechanismen“)

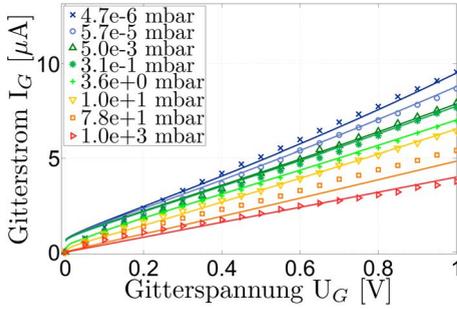
Im Folgenden werden für jeden der drei Elektrodenabstände zwei Beispiele vorgestellt. Mit jedem der insgesamt sechs Sensorchips werden Kennlinienmessungen bei unterschiedlichen Vakuumdrücken durchgeführt, die in Abbildung 58, Abbildung 59 und Abbildung 60 gezeigt werden. Ebenfalls dargestellt sind jeweils die Druckabhängigkeit des Gitterstroms für eine Gitterspannung von 1 V und Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen (REM-Aufnahmen), die im Anschluss an die elektrische Charakterisierung von der Bruchkante der Sensorchips aufgenommen wurden. Der erste Vergleich zeigt, dass der Gitterstrom bei allen Sensorchips mit dem Druck sinkt. Eine Ausnahme bildet das in Abbildung 60a dargestellte Beispiel für einen Elektrodenabstand von 900 nm, bei dem die Stromstärken sehr klein sind und keine Tendenz in der Abhängigkeit des Gitterstroms vom Druck zu erkennen ist.

Die Charakterisierung des in Abbildung 60a dargestellten Sensorchips zeigt im Gegensatz zu den anderen Beispielen keine Druckabhängigkeit des Stromes zwischen Substratelektrode und Gitterelektrode. Bei der Betrachtung der Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen fällt auf, dass es zu starken Aufladungen kommt, die sich in den sehr hellen Bereichen im Bild äußern. Diese Aufladungen weisen darauf hin, dass die Elektronen schlecht abfließen, es sich bei dem betrachteten Material also um ein schlecht leitendes Material handelt. In der oberen Aufnahme ist zu erkennen, dass eine dünne Lage dieses isolierenden Materials von der Oberfläche des Siliziumsubstrats über die Bruchkante des Sensorchips hinausragt. Die Nahaufnahme in der unteren Abbildung zeigt einen hellen fleckigen Belag in der Mitte der hexagonalen Öffnung des Gitters. Darüber hinaus wirkt die Gitterelektrode im Vergleich zu den Aufnahmen der anderen Sensorchips verrundet und uneben.

Möglicherweise hat im Vorfeld der hier dargestellten Messungen eine Gasentladung zwischen der Substrat- und der Gitterelektrode stattgefunden, während der sich auf dem Siliziumsubstrat eine Siliziumdioxidschicht gebildet hat. Dies würde die geringen Ströme trotz der beinahe vollständigen Unterätzung der Gitterelektrode erklären. Auf Grund der fehlenden Druckabhängigkeit und der offensichtlich fehlerhaften Struktur dieses Sensorchips wird das in Abbildung 60a dargestellte Beispiel in der folgenden Analyse und Diskussion der Ergebnisse nicht weiter berücksichtigt.

Die Stromstärke unterscheidet sich in den dargestellten Beispielen deutlich. Die maximalen Ströme werden im Vakuum bei der maximalen Gitterspannung von 1 V erreicht

(a)



(b)

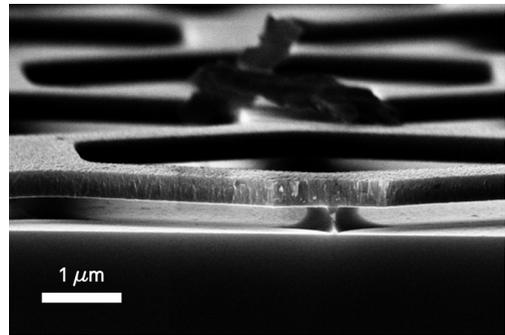
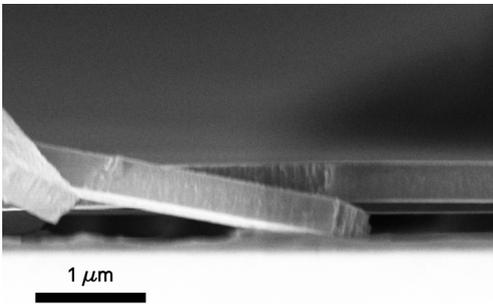
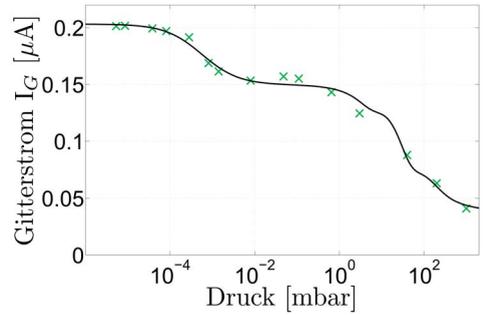
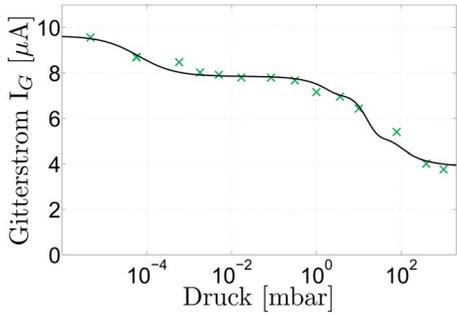
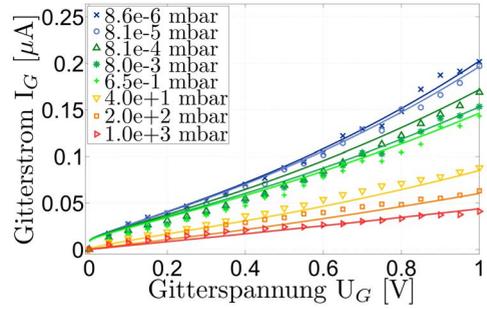


Abb. 58: a) und b): Zwei Beispiele für Sensorchips mit einem Elektrodenabstand von 300nm. Oben: Kennlinien bei unterschiedlichen Drücken. Mitte: Abhängigkeit des Gitterstroms vom Druck bei einer Gitterspannung von  $U_G=1\text{ V}$ . Unten: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme nach der elektrischen Charakterisierung.

und liegen zwischen  $0,2\ \mu\text{A}$  und  $201\ \mu\text{A}$ . Die Stromstärke zeigt keine Tendenz bezüglich einer Abhängigkeit vom Abstand der Elektroden, wie zu vermuten gewesen wäre, sondern wird vor allem durch Unterschiede im Ergebnis der Prozessierung beeinflusst. Die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen zeigen zum Beispiel, dass beim Sensorchip in Abbildung 58b das Gitter nicht vollständig unterätzt ist. In den Ecken des Gitters, in denen drei Gitterstege aufeinander treffen hat die Ätzdauer nicht ausgereicht, um das Siliziumdioxid unter dem Gitter vollständig zu entfernen. Damit erklärt sich die deutlich geringere Stromstärke im Vergleich zum Sensorchip in Abbildung 58a, bei dem die Isolationschicht unter den Gitterstegen vollständig entfernt worden ist. Einerseits ist die Fläche unter den Gitterstegen, aus der Elektronen emittiert werden können, durch die Reste des Siliziumdioxids kleiner. Andererseits zeigt die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme in Abbildung 58b, dass die Reste der Siliziumdioxidschicht in diesem Fall so groß sind, dass sie eine Durchbiegung des freitragenden Gitters bei angelegter Spannung verhindern.

Obwohl die Gitterströme in Abbildung 58b um mehr als eine Größenordnung kleiner sind als in Abbildung 58a, ist die relative Änderung des Stroms mit dem Druck sogar stärker ausgeprägt. Während die Stromstärke über den dargestellten Druckbereich bei einer Gitterspannung von  $1\ \text{V}$  in Abbildung 58a um  $58\%$  abfällt, beträgt die Änderung der Stromstärke in Abbildung 58b  $80\%$ . Die Sensitivität des Sensors steigt also nicht unbedingt mit der Stromstärke an. Die relative Änderung der Stromstärke über den gesamten Druckbereich beträgt bei den Sensorchips aus Abbildung 59a, Abbildung 59b und Abbildung 60b  $72\%$ ,  $65\%$  respektive  $58\%$ . Damit zeigt auch die Sensitivität des Sensorchips keine Tendenz bezüglich einer Abhängigkeit vom Abstand der Elektroden.

Bei allen in diesem Kapitel untersuchten Sensorchips kann die Emission von Elektronen von der Kathode beobachtet werden. Wie in Abschnitt 2.2.4 erläutert wird, gibt es mehrere physikalische Mechanismen, die für die Emission von Elektronen aus einer Festkörperoberfläche in Frage kommen. Der Nachweis, dass es sich bei dem beobachteten Emissionsstrom um die eine oder die andere Art der Emission handelt, wird über die Darstellung der Messergebnisse in einem für den Emissionsmechanismus charakteristischen Diagramm geführt. Dafür werden die Messdaten so dargestellt, dass sie eine Gerade beschreiben würden, wenn sie dem jeweiligen Emissionsmechanismus entsprächen. Die Feldemission nach Fowler und Nordheim wird zum Beispiel üblicherweise in einem Diagramm dargestellt, in dem der Logarithmus des Verhältnisses des Stroms zum Quadrat der Spannung  $\log(I/U^2)$  über den Kehrwert der Spannung  $1/U$  aufgetragen wird (vgl. bspw. Kleshch et al.). Gleichung (2.39) beschreibt die Relation des Stromes zur Spannung

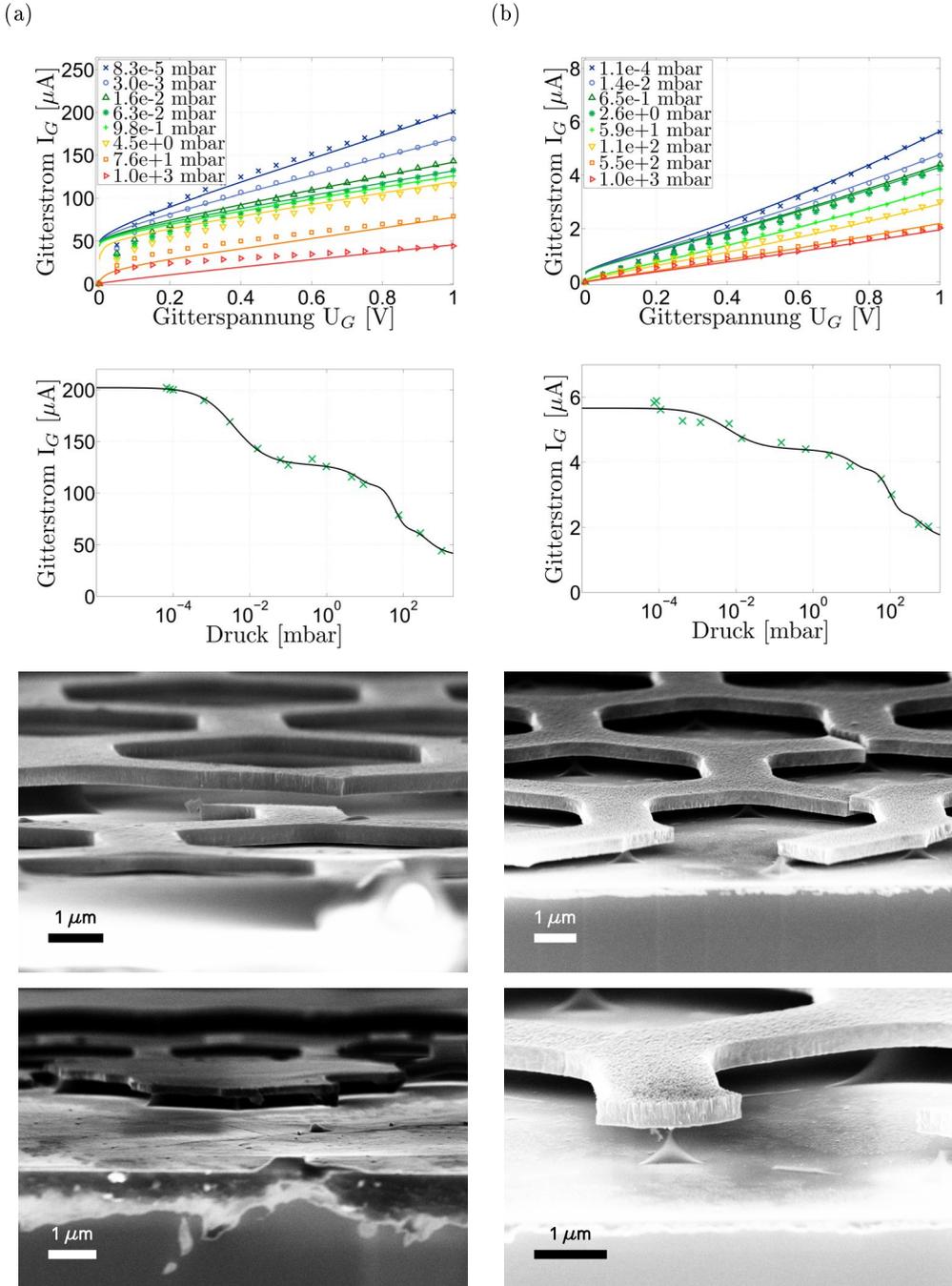
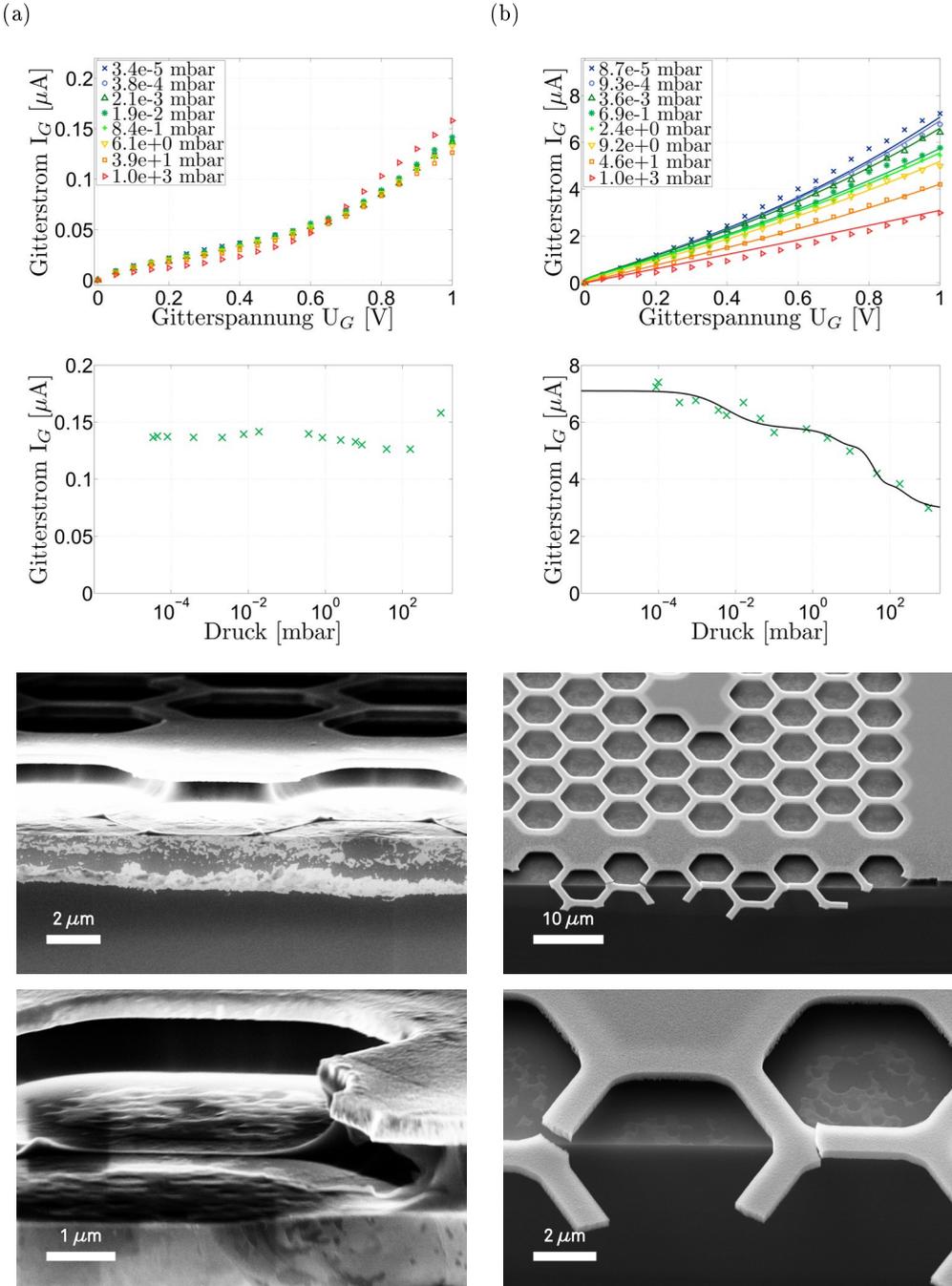


Abb. 59: a) und b): Zwei Beispiele für Sensorchips mit einem Elektrodenabstand von 600 nm. Oben: Kennlinien bei unterschiedlichen Drücken. Mitte: Abhängigkeit des Gitterstroms vom Druck bei einer Gitterspannung von  $U_G=1\text{ V}$ . Unten: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen nach der elektrischen Charakterisierung.



bzw. zur Feldstärke bei Feldemission nach Fowler und Nordheim. Der Vergleich dieser Gleichung mit der als Fowler-Nordheim-Plot bezeichneten Darstellungsweise zeigt, dass Messwerte, die sich durch Gleichung (2.39) beschreiben lassen, im Fowler-Nordheim-Plot eine Gerade bilden.

Entsprechende Darstellungsweisen lassen sich natürlich auch für die Feldemission aus Halbleitern entsprechend Gleichung (2.41), die Schottky-Emission nach Gleichung (2.42) und die Hot-Electron-Emission nach dem Lucky-Electron-Modell in Gleichung (2.47) konstruieren. Für die Feldemission aus Halbleitern ergeben die Messwerte eine Gerade, wenn der Logarithmus des Stroms  $\log I$  gegen  $1/U$  aufgetragen wird. Bei der Schottky-Emission ergeben die Messwerte eine Gerade, wenn der Logarithmus des Stroms  $\log I$  gegen die Wurzel der Spannung  $\sqrt{U}$  aufgetragen wird. Für den Nachweis von Hot-Electron-Emission müssten die Messwerte eine Gerade bilden, wenn  $\log(I/U)$  gegen den Kehrwert der Spannung  $1/U$  aufgetragen wird.

Abbildung 61 zeigt die charakteristische Darstellung der Messwerte in einem Fowler-Nordheim-Plot, in der Halbleiter-Feldemission-Darstellung, in der Schottky-Darstellung und in der Hot-Electron-Emission-Darstellung beispielhaft für die Messwerte aus Abbildung 58a. Bei der Bewertung der charakteristischen Darstellung der Messwerte sind zwei Kriterien wichtig. Zunächst ist es natürlich entscheidend festzustellen, ob die Messwerte in der Darstellung eine Gerade bilden. In diesem Beispiel folgen die Messwerte offensichtlich weder in der Fowler-Nordheim-Darstellung noch in der Halbleiter-Feldemission-Darstellung einer Geraden. Damit kann die Feldemission als Ursprung der von der Kathode emittierten Elektronen ausgeschlossen werden. Es wurde bereits an anderer Stelle angemerkt, dass die Kennlinien nicht dem bei Feldemission typischen Verlauf entsprechen und dass darüber hinaus die maximale Feldstärke mit  $3 \cdot 10^6$  V/m für Feldemission sehr gering wäre. Der Befund aus der charakteristischen Darstellung passt also zu den bisherigen Erkenntnissen. In der Schottky- und der Hot-Electron-Darstellung könnten dahingegen Geraden zu erkennen sein.

An dieser Stelle wird ein zweites Kriterium berücksichtigt. Die Steigung der Gerade, die die Messwerte bilden, hat eine physikalische Bedeutung, die sich aus der jeweiligen Emissionsgleichung ergibt. Aus Gleichung (2.39), Gleichung (2.41), Gleichung (2.42) und Gleichung (2.47) geht hervor, dass die Gerade in der charakteristischen Darstellung in beiden Fällen der Feldemission und im Falle der Hot-Electron-Emission eine negative und im Falle der Schottky-Emission eine positive Steigung besitzt. Der jeweils andere Fall ist unphysikalisch, da sich zum Beispiel ein negativer Wert für die mittlere freie Weglänge ergeben würde. In Abbildung 61 zeigen die Messwerte sowohl in der Hot-Electron- als

auch in der Schottky-Darstellung entlang der x-Achse eine Tendenz nach oben. Daraus ergibt sich, dass von den vier hier betrachteten Emissionsmechanismen in diesem Beispiel die Schottky-Emission als einzige Erklärung in Frage kommt.

In Anhang C werden die charakteristischen Darstellungen für alle in diesem Abschnitt vorgestellten Sensorchips aufgeführt. Obwohl die Kennlinien sich im Strom-Spannungs-Diagramm teilweise deutlich unterscheiden, lässt sich aus den charakteristischen Darstellungen für alle Sensorchips die gleiche Schlussfolgerung ableiten. Bei allen untersuchten Sensorchips kommt für den Ursprung der Elektronen von den vier untersuchten Emissionsmechanismen nur die Schottky-Emission als Erklärung für die Emission aus der Substratelektrode in Frage.

Zur quantitativen Untersuchung der Druckabhängigkeit des Gitterstroms wird eine Ausgleichsrechnung durchgeführt, die die Messwerte für den Gitterstrom bei einer Gitterspannung von  $U_G=1\text{ V}$  annähert. Alle bisherigen Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung der Sensorchips deuten darauf hin, dass der Strom zwischen der Substratelektrode und der Gitterelektrode aus der Emission von Elektronen aus der Kathode resultiert. Daher entspricht die verwendete Ausgleichsfunktion dem in Abschnitt 3.2 entwickelten Modell nach Gleichung (3.22) unter Berücksichtigung der Adsorptionsisotherme nach Langmuir aus Gleichung (2.49). Da die charakteristischen Darstellungen der Messwerte auf Schottky-Emission hindeuten, wird für die Emissionsstromdichte aus der Kathode die Relation aus Gleichung (2.42) eingesetzt. Als Parameter der Ausgleichsrechnung werden der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , ein linearer Anteil des Leitwerts  $g_0$ , die relative Permittivität des Adsorbats  $\varepsilon_A$ , die reziproke Proportionalitätskonstante bei Adsorption nach Langmuir  $k_{a,L}$  und die sich für den Strom bei Schottky-Emission ergebenden Faktoren  $k_{S,1}$  und  $k_{S,2}$  eingesetzt.

Die Ausgleichsrechnung wird in Anlehnung an das in Abschnitt 5.3.1 beschriebene Vorgehen durchgeführt. Allerdings enthält die Strom-Druck-Charakteristik nicht genügend Informationen für die eindeutige Bestimmung der Faktoren der Schottky-Emission  $k_{S,1}$  und  $k_{S,2}$ . Daher werden im Vorfeld der eigentlichen Ausgleichsrechnung Startparameter für  $k_{S,1}$ ,  $k_{S,2}$  und den linearen Anteil des Leitwerts  $g_0$  durch Modellierung der Messwerte in der charakteristischen Darstellung für Schottky-Emission ermittelt. Anschließend wird eine Routine für die Ausgleichsrechnung zur Annäherung der Messwerte in Abhängigkeit vom Druck durchgeführt, die der in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen Vorgehensweise entspricht. Der dazugehörige Ausschnitt des MATLAB-Scripts zur Durchführung der Ausgleichsrechnung ist in Anhang B zu finden. Variiert werden die Startparameter für

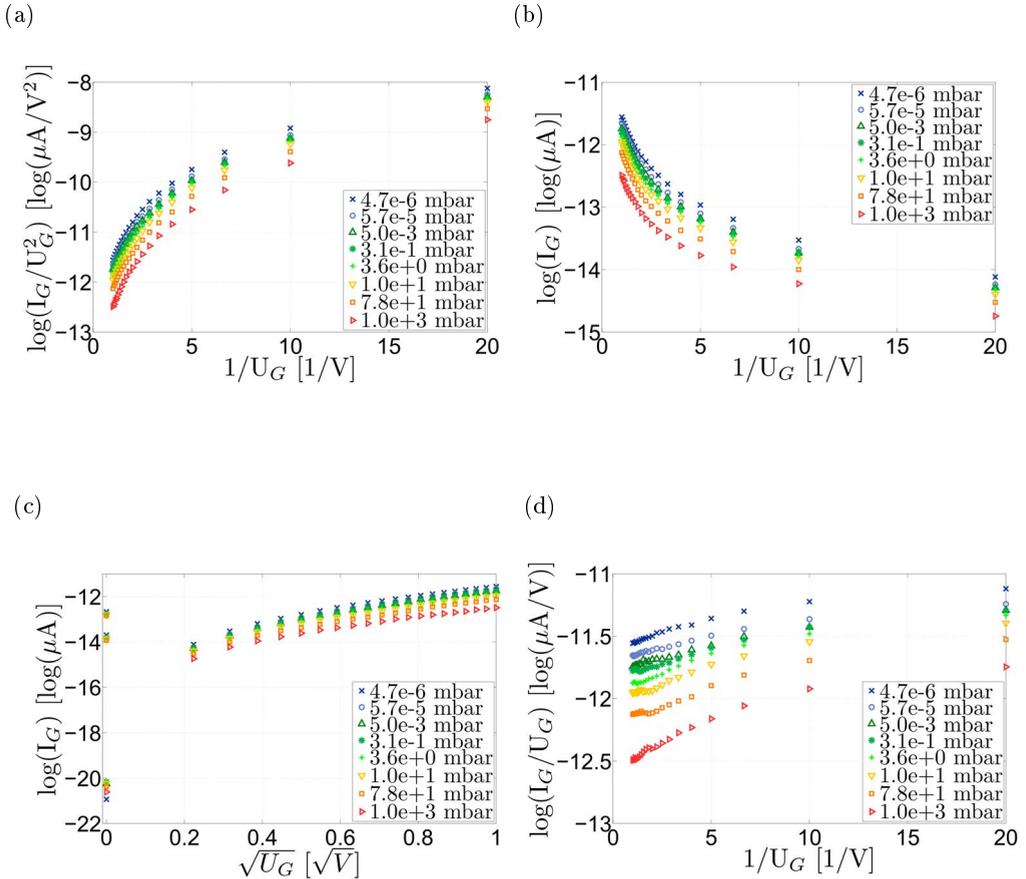


Abb. 61: Charakteristische Darstellungen der Messwerte aus Abbildung 58a: a) Fowler-Nordheim-Feldemission, b) Feldemission aus Halbleitern, c) Schottky-Emission, d) Hot-Electron-Emission.

den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , die reziproke Proportionalitätskonstante bei Adsorption  $k_{a,L}$  und die relative Permittivität des Adsorbats  $\varepsilon_A$  (vgl. Anhang B, Zeilen 40-54). Auch hier werden die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung gefiltert (vgl. Anhang B, Zeilen 94-110). Ergebnisse, bei denen die Parameter der Ausgleichsrechnung unphysikalische Werte annehmen, wie zum Beispiel eine relative Permittivität mit einem Wert unter 1, werden nicht berücksichtigt. Ausgewählt werden am Ende der Routine die Ergebnisse der Ausgleichsrechnungen, die die Messwerte mit dem niedrigsten mittleren quadratischen Fehler beschreiben. Aus diesen Parametersätzen wird schließlich der Mittelwert für jeden der sechs Parameter der Ausgleichsrechnung gebildet.

Die Ausgleichsfunktion der Form

$$\begin{aligned}
 I(p)|_{U_G=1V} = & g_0 U_G + \\
 & \left( e^{-d \frac{p\sigma}{k_B T}} \cdot \exp\left(-\frac{2m_e v_{th}^2}{q_e} \left(\frac{p\sigma}{k_B T}\right)^2 \frac{d^2}{U_G}\right) \right. \\
 & + e^{-\frac{k_B T}{p\sigma d}} \cdot \exp\left(-\frac{2m_e v_{th}^2}{q_e} \frac{p\sigma}{k_B T} \frac{d}{U_G}\right) \cdot \sqrt{\frac{k_B T}{p\sigma}} \frac{1}{d} \\
 & + \exp\left(-\frac{q_e}{2m_e v_{th}^2} \left(\frac{k_B T}{p\sigma}\right)^2 \frac{U_G}{d^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{q_e}{2m_e v_{th}^2} \frac{k_B T}{p\sigma} \frac{U_G}{d}\right) \cdot \sqrt{\frac{q_e}{2m_e}} \frac{U_G}{d^2} \frac{k_B T}{v_{th} p\sigma} \Bigg) \\
 & \cdot k_{S,1} \cdot \left( e^{k_{S,2} \sqrt{U_G}} \cdot \left(1 - \frac{p/k_{a,L}}{1 + p/k_{a,L}}\right) + e^{k_{S,2} \sqrt{U_G/\varepsilon_A}} \cdot \left(\frac{p/k_{a,L}}{1 + p/k_{a,L}}\right) \right) \quad (5.3)
 \end{aligned}$$

wird mit der Boltzmann-Konstante  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ , der Masse  $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$  eines Elektrons und der Elementarladung  $q_e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$  berechnet (vgl. Anhang B, Zeilen 17-32). Die thermische Geschwindigkeit  $v_{th}$  entspricht der Definition nach Gleichung (2.20). Als Parameter gehen die Temperatur  $T$  von 293 K, die Elektrodenfläche  $A$  von  $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$  und der Elektrodenabstand  $d$  in die Rechnung mit ein. Für den Elektrodenabstand wird ein Wert von  $3 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ ,  $6 \cdot 10^{-7} \text{ m}$  beziehungsweise  $9 \cdot 10^{-7} \text{ m}$  eingesetzt. In Tabelle 9 werden die Ergebnisse der Ausgleichsrechnungen für die Messungen aus Abbildung 58, Abbildung 59 und Abbildung 60 aufgelistet. Im Laufe der Routine werden für die Ausgleichsrechnung jeweils mehrere tausend Sätze an Startparametern getestet. Nach der Filterung der Ergebnisse der Ausgleichsrechnungen bleiben davon jeweils über tausend Parametersätze übrig, aus denen die Mittelwerte für die sechs Parameter der Ausgleichsrechnung bestimmt werden. Die angegebenen Fehler entsprechen der Standardabweichung auf den Mittelwert.

Die Ergebnisse der Ausgleichsrechnungen sind in Abbildung 58, Abbildung 59 und Abbildung 60 sowohl im Kennlinien-Diagramm als auch im Strom-Druck-Diagramm als durchgängige Kurven dargestellt. Anhang C zeigt das Ergebnis der Ausgleichsrechnung jeweils in der Schottky-Darstellung als durchgängige Kurve. Hier ist erneut darauf hinzuweisen, dass es sich bei den Kurven in den Strom-Spannungs-Diagrammen und in der charakteristischen Darstellung der Daten nicht um an die dargestellten Messwerte angepasste Funktionen handelt, sondern um das Ergebnis der Ausgleichsrechnung für den Gitterstrom bei einer Gitterspannung von  $U_G = 1 \text{ V}$  in Abhängigkeit vom Druck. Trotzdem beschreiben die errechneten Funktionen bei allen fünf Sensorchips nicht nur die in die Ausgleichsrechnung eingeflossenen Messwerte, sondern stimmen auch mit der Form der Kennlinien überein. Damit kann das in Abschnitt 3.2 entwickelte Modell für den Stromfluss zwischen zwei Elektroden bei Emission von Elektronen aus der Kathode unter Berücksichtigung der Adsorption von Gasmolekülen auf der Kathodenoberfläche generell als zutreffende Beschreibung des Stromflusses zwischen den Elektroden der Sensorchips bezeichnet werden.

Beim Vergleich der Ergebnisse der Ausgleichsrechnungen fallen zwei Sensorchips ins Auge. Als Grund für die vergleichsweise kleinen Ströme beim Sensorchip mit einem Elektrodenabstand von 300 nm aus Abbildung 58b wurden bereits zuvor die Reste von Siliziumdioxid unter dem Gitter vermutet, die in den REM-Aufnahmen zu sehen sind. Die starken Abweichungen in den Werten für den Sensorchip mit einem Elektrodenabstand von 600 nm aus Abbildung 59a gehen hingegen auf sehr große Ströme zurück. Eine mögliche Erklärung dafür wären Fehler in der Gitterelektrode, die zu herabhängenden Stegen führen. Dadurch wäre der Abstand zwischen der Gitterelektrode und der Substratelektrode in einigen Bereichen des Sensors sehr gering und die Stromstärke könnte aufgrund der hohen Feldstärke ansteigen. Die REM-Aufnahmen in Abbildung 59a zeigen, dass Struktur und Farbe der Oberfläche der Siliziumkathode in einigen Bereichen stark verändert sind. Dies könnte darauf hindeuten, dass in diesen Bereichen Gasentladungen stattgefunden haben, die die größeren Ströme erklären würden. Die maximale Stromstärke wird vor allem durch die Parameter  $g_0$  und  $k_{S,1}$  bestimmt. Es ist daher plausibel, dass diese Parameter beim Sensorchip aus Abbildung 58b besonders klein und beim Sensorchip aus Abbildung 59a besonders groß ausfallen.

Die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung für die Parameter  $k_{S,1}$  und  $k_{S,2}$  liegen weit von den nach der Literatur zu erwartenden Werten entfernt. Der Vergleich von Gleichung (5.3) mit Gleichung (2.42) bis Gleichung (2.44) zeigt, dass die Parameter  $k_{S,1}$  und

Tab. 9: Ergebnisse der Ausgleichsrechnungen für die Druckabhängigkeit des Stroms bei einer Gitterspannung von  $U_G=1\text{ V}$  für Sensorchips mit unterschiedlichen Elektrodenabständen: Mittelwerte der Parameter der Ausgleichsrechnung mit Standardabweichung.

	$\sigma$	$k_{a,L}$
300 nm a)	$(1,2 \cdot 10^{-17} \pm 4 \cdot 10^{-23}) \text{ m}^2$	$(6,4 \cdot 10^{-5} \pm 4 \cdot 10^{-9}) \text{ mbar}$
300 nm b)	$(6,3 \cdot 10^{-18} \pm 5 \cdot 10^{-23}) \text{ m}^2$	$(5,7 \cdot 10^{-4} \pm 2 \cdot 10^{-9}) \text{ mbar}$
600 nm a)	$(1,5 \cdot 10^{-18} \pm 2 \cdot 10^{-25}) \text{ m}^2$	$(3,8 \cdot 10^{-2} \pm 3 \cdot 10^{-9}) \text{ mbar}$
600 nm b)	$(9,5 \cdot 10^{-19} \pm 6 \cdot 10^{-24}) \text{ m}^2$	$(6,0 \cdot 10^{-3} \pm 2 \cdot 10^{-7}) \text{ mbar}$
900 nm b)	$(1,7 \cdot 10^{-18} \pm 8 \cdot 10^{-23}) \text{ m}^2$	$(5,8 \cdot 10^{-3} \pm 3 \cdot 10^{-6}) \text{ mbar}$

	$\varepsilon_A$	$g_0$
300 nm a)	$(1,44 \pm 0,01)$	$(3,9 \cdot 10^{-6} \pm 4 \cdot 10^{-13}) \text{ A/V}$
300 nm b)	$(1,3 \pm 7 \cdot 10^{-4})$	$(3,9 \cdot 10^{-8} \pm 1 \cdot 10^{-13}) \text{ A/V}$
600 nm a)	$(3,77 \pm 0,02)$	$(3,7 \cdot 10^{-5} \pm 9 \cdot 10^{-13}) \text{ A/V}$
600 nm b)	$(1,374 \pm 0,003)$	$(1,6 \cdot 10^{-6} \pm 3 \cdot 10^{-12}) \text{ A/V}$
900 nm b)	$(1,256 \pm 0,004)$	$(2,9 \cdot 10^{-6} \pm 9 \cdot 10^{-13}) \text{ A/V}$

	$k_{S,1}$	$k_{S,2}$
300 nm a)	$(6,1 \cdot 10^{-7} \pm 3 \cdot 10^{-8}) \text{ A}$	$(2,24 \pm 0,04) \text{ V}^{-1/2}$
300 nm b)	$(9,0 \cdot 10^{-9} \pm 4 \cdot 10^{-11}) \text{ A}$	$(2,909 \pm 0,005) \text{ V}^{-1/2}$
600 nm a)	$(4,7 \cdot 10^{-5} \pm 1 \cdot 10^{-7}) \text{ A}$	$(1,247 \pm 0,003) \text{ V}^{-1/2}$
600 nm b)	$(3,3 \cdot 10^{-7} \pm 6 \cdot 10^{-9}) \text{ A}$	$(2,51 \pm 0,02) \text{ V}^{-1/2}$
900 nm b)	$(1,3 \cdot 10^{-7} \pm 6 \cdot 10^{-9}) \text{ A}$	$(3,48 \pm 0,05) \text{ V}^{-1/2}$

$k_{S,2}$  durch

$$k_{S,1} = RT^2 A e^{-\frac{\chi}{k_B T}} \quad (5.4)$$

und

$$k_{S,2} = \sqrt{\frac{q_e^3}{\epsilon_0 d}} \cdot \frac{1}{k_B T} \quad (5.5)$$

mit der Richardson-Konstante  $R$ , der Austrittsarbeit  $\chi$  des Kathodenmaterials und der Permittivität  $\epsilon_0$  des Vakuums definiert sind. Für die Werte  $R = 1,2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2\text{K}^2$ ,  $\chi = 4 \text{ eV}$  für die Elektronenaffinität von Silizium und  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ C/Vm}$  ergeben sich die Literaturwerte  $k_{S,1} = 2 \cdot 10^{-61} \text{ A}$  und  $k_{S,2} = 9,5 \text{ V}^{-1/2}$ ,  $k_{S,2} = 6,7 \text{ V}^{-1/2}$  beziehungsweise  $k_{S,2} = 5,5 \text{ V}^{-1/2}$  für die Elektrodenabstände  $d = 300 \text{ nm}$ ,  $600 \text{ nm}$  und  $900 \text{ nm}$ . Während die Werte für  $k_{S,1}$  in Tabelle 9 fernab vom Literaturwert liegen, entsprechen die Werte für  $k_{S,2}$  zumindest der richtigen Größenordnung. Obwohl  $k_{S,2}$  mit größer werdendem Abstand der Elektroden kleiner werden müsste, ist diese Tendenz allerdings nicht zu erkennen.

Abgesehen von den in Abbildung 58b und Abbildung 59a dargestellten Sensorchips sinkt die relative Permittivität des Adsorbats mit größer werdendem Elektrodenabstand, obwohl der Elektrodenabstand keinen Einfluss auf die die Zusammensetzung des Adsorbats haben sollte. Dieser Effekt könnte in der in Gleichung (3.19) durchgeführten Näherung zur Vereinfachung der Modellgleichung begründet liegen. Dort wird vernachlässigt, dass die Dicke des Adsorbats in Relation zum Elektrodenabstand einen Einfluss auf die Veränderung des elektrischen Feldes an der Oberfläche der Kathode hat. Da dieser Effekt in Abschnitt 3.2 als klein eingestuft wurde, ist diese Abhängigkeit vernachlässigt worden, um den Parametersatz der Ausgleichsrechnung zu reduzieren. Je kleiner der Elektrodenabstand ist, desto höhere Abweichungen nach oben sind für den Wert der relativen Permittivität des Adsorbats zu erwarten.

Der etwas niedrigere Wert für  $\epsilon_A$  für den Sensorchip in Abbildung 58b und der sehr hohe Wert für den Sensorchip in Abbildung 59a erhärten diese Interpretation der Ergebnisse und die vorangehenden Überlegungen zu den relativ kleinen beziehungsweise sehr großen Stromstärken. Wenn die Reste des Siliziumdioxids beim Sensorchip aus Abbildung 58b dafür sorgen, dass sich das Gitter weniger durchbiegt, ist dies in der Auswertung der Daten gleichbedeutend mit einem leicht vergrößerten Elektrodenabstand im Vergleich zu Sensorchips mit vollständig unterätztem Gitter. Damit ist ein etwas niedrigerer Wert für

$\varepsilon_A$  in diesem Fall durchaus plausibel. Im Gegensatz dazu würden herabhängende Gitterstege aufgrund von Fehlstellen in der Gitterelektrode beim Sensorchip in Abbildung 59a dafür sorgen, dass der Elektrodenabstand in einigen Bereichen erheblich kleiner ist als der Wert, der in die Ausgleichsrechnung mit einfließt. Aufgrund der in Abschnitt 3.2 durchgeführten Näherung wäre dann auch der im Vergleich zu den anderen Ergebnissen stark erhöhte Wert für  $\varepsilon_A$  nachvollziehbar.

Die Analyse der Messdaten in Abschnitt 5.3.1 ergab für den Stromfluss zwischen zwei Elektroden im Abstand von einem Millimeter für den Wirkungsquerschnitt einen Wert von  $\sigma = (1,3 \cdot 10^{-22} \pm 2 \cdot 10^{-28}) \text{ m}^2$ , der mit den Literaturwerten für den Wirkungsquerschnitt von Kollisionen zwischen Elektronen der entsprechenden Energie und Sauerstoffmolekülen für Ionisation übereinstimmt. Die in Tabelle 9 aufgeführten Werte für den Wirkungsquerschnitt sind im Vergleich dazu um etwa vier Größenordnungen größer. Da die kinetische Energie der Elektronen bei diesen Messungen bei maximal 1 eV liegt, ist davon auszugehen, dass der ermittelte Wirkungsquerschnitt dem Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung und nicht dem für Ionisation entspricht. Für Elektronenenergien zwischen 0,1 eV und 1 eV liegt der totale Wirkungsquerschnitt für Sauerstoffmoleküle zwischen  $3,8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  und  $6,0 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  (vgl. Itikawa, „Cross Sections for Electron Collisions with Oxygen Molecules“) und für Stickstoffmoleküle zwischen  $4,9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  und  $9,9 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  (vgl. Itikawa, „Cross Sections for Electron Collisions with Nitrogen Molecules“). Die aus der Analyse der Messdaten stammenden Werte für den Wirkungsquerschnitt sprechen also nicht dafür, dass die Elektronen auf den Sensorchips an Sauerstoffmolekülen oder Stickstoffmolekülen gestreut werden.

Für Wassermoleküle liegt der totale Wirkungsquerschnitt für Elektronenenergien zwischen 0,1 eV und 1 eV zwischen  $6,4 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$  und  $1,1 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$  (vgl. Itikawa und Mason) und deckt sich damit in etwa mit den aus der Analyse der Messdaten ermittelten Werten. Laut Literatur steigt der totale Wirkungsquerschnitt für Kollisionen mit Wassermolekülen mit sinkenden Elektronenenergien zwischen 1000 eV und 0,1 eV und darüber hinaus bis hin zu Werten, die oberhalb von  $1 \cdot 10^{-16} \text{ m}^2$  liegen. Die sehr großen Werte für den Wirkungsquerschnitt für sehr kleine Elektronenenergien stammen allerdings aus theoretischen Berechnungen. Werte für den Wirkungsquerschnitt für Elektronenenergien unter 0,1 eV sind daher kritisch zu betrachten.

Die aus den Ausgleichsrechnungen ermittelten Werte für den Wirkungsquerschnitt bestimmen vor allem den Abfall der Stromstärke bei Drücken oberhalb von 1 mbar. In diesem Bereich wird die Druckabhängigkeit des Stromes insbesondere durch die Reduktion der Ladungsträgerbeweglichkeit mit dem Druck beeinflusst. Bei der Betrachtung

tung der Strom-Druck-Diagramme in Abbildung 58, Abbildung 59 und Abbildung 60 fällt auf, dass die Ausgleichsfunktion im oberen Messbereich nicht alle Messpunkte gut beschreibt. Insbesondere bei den beiden Messungen in Abbildung 58 sind einzelne Abweichungen festzustellen. Die vergleichsweise hohen Werte für den Wirkungsquerschnitt von  $1,2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$  und  $6,3 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$  könnten hier also durch eine zu geringe Anzahl an Datenpunkten hervorgerufen worden sein. Die Werte für die anderen drei Sensorchips von  $1,5 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$ ,  $9,5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$  und  $1,7 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$  können hingegen durchaus als mit den Literaturwerten für den totalen Wirkungsquerschnitt von Wassermolekülen übereinstimmend bezeichnet werden.

Generell kann die in Abschnitt 3.2 entwickelte Gleichung für den Strom zwischen zwei Elektroden bei Emission von Elektronen aus der Kathode unter Berücksichtigung der Adsorption von Gasmolekülen auf der Kathodenoberfläche und der Druckabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit als zutreffendes Modell für die Beschreibung des Gitterstromes eines Sensorchips bezeichnet werden. Es liefert sowohl eine zutreffende Beschreibung der Druckabhängigkeit als auch der Spannungsabhängigkeit des Gitterstromes. Aus der in diesem Kapitel durchgeführten Analyse der Messdaten geht hervor, dass es sich bei dem Emissionsmechanismus, durch den die Elektronen die Kathode verlassen, mit hoher Wahrscheinlichkeit um Schottky-Emission handelt, auch wenn die Literaturwerte für Schottky-Emission nicht damit übereinstimmen. Darüber hinaus wird aus der vorangegangenen Analyse deutlich, dass beim aktuellen Stand der Optimierung der Prozessierung der Sensorchips die Messergebnisse vor allem durch die statistische Varianz der Ergebnisse der Prozessierung bedingt werden und weniger durch die gezielte Änderung des Designs. Trotz der Unterschiede in den Sensorsignalen konnte bei fünf Sensorchips ein druckabhängiger Gitterstrom in der Größenordnung von Mikroampere gemessen werden. Die relative Änderung des Gitterstroms über den Druckbereich zwischen  $1 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$  und  $1 \cdot 10^3 \text{ mbar}$  in Bezug auf die Stromstärke im Vakuum liegt zwischen 58 % und 80 %.

### 5.4. Bewertung des Sensorkonzepts

Zum Abschluss dieses Kapitels soll das in dieser Arbeit vorgestellte Sensorkonzept bewertet werden. Dazu werden einige Kenngrößen des Vakuumsensors anhand des Beispiels des Siliziumchips aus Abbildung 58a, mit einem Elektrodenabstand von 300 nm, mit denen anderer kürzlich veröffentlichter Konzepte miniaturisierter Vakuumsensoren verglichen. Zur Bewertung von Mikro-Vakuumsensoren werden als Kenngrößen in der Regel der Messbereich und die Sensitivität des Sensors, aber auch die Größe und die Leistungsauf-

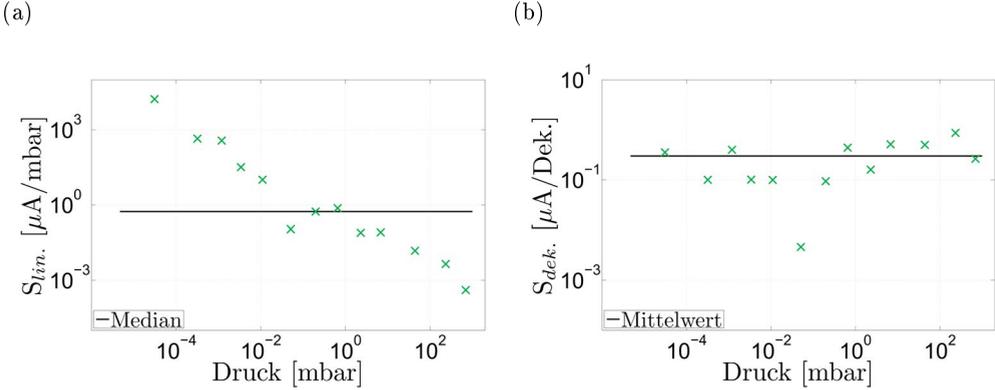


Abb. 62: Sensitivität des Sensorchips aus Abbildung 58a: a) Lineare Sensitivität, b) dekadische Sensitivität.

nahme herangezogen. Teilweise werden diese Kenngrößen sehr unterschiedlich definiert. Für die Sensitivität  $S$ , also die Änderung des Sensorsignals mit der Änderung der Messgröße, sollen hier zwei Definitionen herangezogen werden. Die erste ist die in der Literatur häufig verwendete lineare Sensitivität

$$S_{\text{lin}} \left( \frac{p_{n+1} + p_n}{2} \right) = \frac{|I(p_{n+1}) - I(p_n)|}{p_{n+1} - p_n}, \quad (5.6)$$

die dem Differenzenquotienten der Strom-Druck-Charakteristik mit dem Strom  $I$  und dem Druck  $p$  entspricht. Die zweite ist die dekadische Sensitivität. Da Vakuummessgeräte den Druck über mehrere Größenordnungen bestimmen sollen, wird der Druck üblicherweise logarithmisch dargestellt. Da die Messgröße logarithmisch dargestellt wird, ist es sinnvoll auch die Sensitivität pro Dekade zu bestimmen. Die dekadische Sensitivität ist durch

$$S_{\text{dek}} \left( \frac{p_{n+1} + p_n}{2} \right) = \frac{|I(p_{n+1}) - I(p_n)|}{\log(p_{n+1}) - \log(p_n)} \quad (5.7)$$

definiert.

In Abbildung 62 werden die Unterschiede dieser beiden Definitionen der Sensitivität deutlich. Die lineare Sensitivität  $S_{\text{lin}}$  suggeriert eine sehr hohe Sensitivität des Sensors im Hochvakuum mit einem Maximalwert von  $1,7 \cdot 10^4 \mu\text{A}/\text{mbar}$ . Im Grobvakuum fällt die lineare Sensitivität hingegen auf einen Wert von  $4,1 \cdot 10^{-4} \mu\text{A}/\text{mbar}$  ab. Der Medi-

Tab. 10: Kenngrößen miniaturisierter Vakuumsensoren im Vergleich.

Quelle	Druckbereich	Sensitivität	Leistung	Größe
Piotto et al., 2016	$3 \cdot 10^{-3}$ - $3 \cdot 10^2$ mbar	1 $\mu$ V/mbar -500 $\mu$ V/mbar	3,56 mW	200 $\mu$ m $\times$ 200 $\mu$ m
Zhang et al., 2018	$2 \cdot 10^{-3}$ - $2 \cdot 10^1$ mbar	84 K/mbar/W	-	-
Wei et al., 2019	$1 \cdot 10^{-3}$ - $1 \cdot 10^2$ mbar	90 $\mu$ V/mbar 1,8 V/mbar/W	50 $\mu$ W	35 $\mu$ m $\times$ 35 $\mu$ m
Si-Chip, d=300 nm	$3 \cdot 10^{-5}$ - $1 \cdot 10^3$ mbar	0,5 $\mu$ A/mbar 75 mA/mbar/W	7,2 $\mu$ W	5 mm $\times$ 5 mm

an liegt bei 0,5  $\mu$ A/mbar. Die Darstellung der dekadischen Sensitivität  $S_{\text{dek}}$  in Abbildung 62b zeigt, dass sich das Sensorsignal über den gesamten Messbereich im Schnitt um 0,3  $\mu$ A/Dek ändert. Zwischen  $1 \cdot 10^{-2}$  mbar und  $1 \cdot 10^{-1}$  mbar ist die Sensitivität mit einem Wert von  $4,6 \cdot 10^{-3}$   $\mu$ A/Dek auffällig niedrig. Alle anderen Werte liegen zwischen 0,1  $\mu$ A/Dek und 0,9  $\mu$ A/Dek. Daraus lässt sich ableiten, dass der Sensorchip für einen Messbereich von  $3 \cdot 10^{-5}$  mbar bis  $1 \cdot 10^3$  mbar geeignet ist. Da das Sensorsignal üblicherweise logarithmisch dargestellt wird, ist die lineare Sensitivität nicht gut geeignet, um das Verhalten eines Sensors über mehrere Größenordnungen zu beschreiben. Hier ist eine möglichst hohe und gleichbleibende dekadische Sensitivität von Vorteil. Für den Anwendungsfall der hochgenauen Kontrolle eines Vakuumdruckes in einem kleinen Druckbereich ist andererseits eine möglichst hohe lineare Sensitivität in dem entsprechenden Druckbereich vorteilhaft.

Von Interesse ist auch die Sensitivität pro Versorgungsleistung, da bei miniaturisierten, mobilen Systemen die Energieversorgung von entscheidender Bedeutung ist. Der an dieser Stelle diskutierte Sensorchip wird mit einer mittleren Leistung von 7,2  $\mu$ W betrieben. Daraus ergibt sich für den Median der linearen Sensitivität pro Leistung der Wert 75 mA/mbar/W und für den Mittelwert der Sensitivität pro Dekade pro Leistung der Wert 41 mA/Dek/W.

Die etablierteste Art der Mikro-Vakuumsensoren ist, wie bereits zuvor angemerkt, die Gruppe der Mikro-Piranisensoren. Beispielhaft sollen hier daher drei Artikel über Mikro-Piranisensoren aus den letzten Jahren zum Vergleich herangezogen werden. Die in den Veröffentlichungen angegebenen Kenngrößen werden in Tabelle 10 zusammengefasst.

Piotto et al. präsentieren 2016 einen Mikro-Piranisensor, der auf einem Siliziumsubstrat mit einer Ausleseschaltung von STMicroelectronics hergestellt wurde mit den Abmaßen von  $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ . Die Verstärkung der Ausleseschaltung beträgt 200. Der Messbereich liegt zwischen  $3 \cdot 10^{-3}$  mbar und  $3 \cdot 10^2$  mbar und umfasst damit fünf Größenordnungen. Zur Bewertung der Sensitivität des Sensors wird im Artikel die lineare Sensitivität herangezogen. Demzufolge liegt die Sensitivität des Sensors bei Drücken zwischen  $3 \cdot 10^{-3}$  mbar und  $5 \cdot 10^1$  mbar zwischen  $100\ \mu\text{V}/\text{mbar}$  und  $500\ \mu\text{V}/\text{mbar}$ . Im gesamten Druckbereich ist die Sensitivität größer als  $1\ \mu\text{V}/\text{mbar}$ . Die Leistungsaufnahme des Sensors beträgt 3,56 mW. (Vgl. Piotto et al.)

Zhang et al. berichten 2018 von einem Mikro-Piranisensor mit einem Messbereich zwischen  $2 \cdot 10^{-3}$  mbar und  $2 \cdot 10^1$  mbar. Hier wird eine mittlere Sensitivität derart definiert, dass die Sensitivität als Änderung der Temperatur pro Leistung und Druck bestimmt wird und zwar in der Mitte des Druckbereichs. Für die mittlere Sensitivität wird der Wert  $84\ \text{K}/\text{mbar}/\text{W}$  angegeben. (Vgl. G. Zhang et al.)

Anfang 2019 zeigen Wei et al. einen Mikro-Piranisensor mit einer besonders niedrigen Versorgungsleistung von  $50\ \mu\text{W}$  und einer Größe von  $35\ \mu\text{m} \times 35\ \mu\text{m}$ . Das Sensorsignal variiert zwischen  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar und  $1 \cdot 10^2$  mbar mit dem Druck. Die Sensitivität liegt in diesem Bereich zwischen  $6\ \mu\text{V}/\text{mbar}$  und  $4000\ \mu\text{V}/\text{mbar}$ . Als mittlere Sensitivität wird  $90\ \mu\text{V}/\text{mbar}$  und als auf die Leistung bezogene Sensitivität ein Wert von  $1,8\ \text{V}/\text{mbar}/\text{W}$  angegeben. (Vgl. Wei et al.)

Bei der Bewertung des neuartigen Sensorchips ist zu bedenken, dass Mikro-Piranisensoren bereits seit geraumer Zeit erforscht und optimiert werden. Als nachteilig könnte die große Fläche des Sensorchips von  $5\ \text{mm} \times 5\ \text{mm}$  betrachtet werden. Eine Verkleinerung dieser Fläche wäre möglich, hätte allerdings eine Verringerung des Sensorsignals zur Folge. Die Reduzierung des Abstandes der Elektroden würde eine Erhöhung der Feldstärke bei gleichbleibender Versorgungsspannung bewirken und böte die Möglichkeit der Erhöhung der Stromdichte zum Ausgleich der Verringerung der Sensorfläche. Denkbar wäre auch, den Sensorchip nach der Deposition eines geeigneten Kathodenmaterials auf einer Ausleseschaltung herzustellen, um die Gesamtfläche des Sensorchips so klein wie möglich zu halten.

Das in dieser Arbeit präsentierte neue Sensorkonzept ist insgesamt vergleichbar mit anderen aktuellen Ansätzen zur Miniaturisierung von Vakuumsensoren. Der hier diskutierte Silizium-Sensorchip zeichnet sich vor allem durch seinen Messbereich aus, der mit mehr als sieben Größenordnungen deutlich größer ausfällt, als die Messbereiche vergleichba-

rer miniaturisierter Vakuumsensoren, die aktuell fünf Größenordnungen umfassen, wie Tabelle 10 zeigt. Da das Sensorsignal dem Strom zwischen den Elektroden entspricht, ist auch die Sensitivität im Vorangehenden als Änderung des Stromes mit dem Druck definiert worden und liegt im Mittel bei  $0,5 \mu\text{A}/\text{mbar}$  beziehungsweise  $0,9 \mu\text{A}/\text{Dek}$ . Bei den anderen in Tabelle 10 aufgelisteten Vakuumsensoren werden die Werte für die Sensitivität als Änderung der Temperatur mit dem Druck oder als Änderung der Spannung mit dem Druck angegeben und sind damit nicht direkt vergleichbar. Zukünftig würde es sich anbieten, das Sensorsignal als Spannungsänderung über einen Lastwiderstand abzugreifen. Bei einem Lastwiderstand von einem Kiloohm wäre dann im Mittel eine Sensitivität von  $0,5 \text{mV}/\text{mbar}$  zu erwarten, die damit deutlich höher liegen würde als die von Wei et al. angegebene mittlere Sensitivität von  $90 \mu\text{V}/\text{mbar}$  und vergleichbar wäre mit der von Piatto et al. angegebenen maximalen Sensitivität von  $500 \mu\text{V}/\text{mbar}$ . Die mittlere Verlustleistung des Silizium-Sensorchips beträgt mit  $7,2 \mu\text{W}$  nur 14 Prozent des von Wei et al. präsentierten, bereits sehr niedrigen Wertes von  $50 \mu\text{W}$ . Damit rückt durch den in dieser Arbeit präsentierten Vakuumsensor die Realisierung eines mobilen, energieautarken, miniaturisierten Vakuumsensors mit hoher Sensitivität und einem großen Messbereich ein großes Stück näher.

---

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Die Industrie hat ein Interesse daran, immer mehr Komponenten in ihren Produkten durch Mikrosysteme zu ersetzen. Dabei sind die Ziele die Erhöhung der Sicherheit, die Steigerung der Anwenderfreundlichkeit und die Reduzierung der Stückpreise. Dies kann nur durch fortwährende Forschung und Entwicklung im Bereich der intelligenten Mikrosysteme erreicht werden. In einigen Bereichen ist diese Entwicklung bereits weit fortgeschritten. Als Beispiele wurden hier miniaturisierte Drucksensoren und Beschleunigungssensoren genannt. Die Entwicklung des Smartphones, das heute zu unserem alltäglichen Leben gehört, wäre ohne Mikrosysteme nicht denkbar gewesen. Die Realisierung des idealen intelligenten Mikrosystems jedoch, die monolithische Integration zahlreicher Sensoren, Aktoren, analoger und digitaler Schaltungen, Kommunikationsschnittstellen und der Energieversorgung, steht noch aus.

Ein Forschungsfeld stellt diesbezüglich die Vakuumsensorik dar. Die Überwachung des Vakuumdruckes ist in vielen Bereichen erforderlich, von der Medizintechnik bis hin zur Halbleiterindustrie. Zahlreiche Anstrengungen wurden in den letzten Jahrzehnten unternommen, um marktfähige Mikro-Vakuumsensoren mit einem großen Messbereich, hoher Sensitivität und einem geringen Energieverbrauch zu entwickeln. Oftmals wurde versucht, dieses Ziel durch die Skalierung herkömmlicher Sensorkonzepte zu erreichen. Der in dieser Arbeit vorgestellte Vakuumsensor-Chip basiert im Gegensatz dazu nicht auf einem bekannten Prinzip zur Messung des Vakuumdruckes, sondern macht sich die physikalischen Besonderheiten einer Mikrostruktur zunutze.

In dieser Arbeit wurden zunächst die physikalischen Mechanismen diskutiert, die die Druckabhängigkeit des Stromes in einer miniaturisierten Gasstrecke beeinflussen. Anschließend wurden zwei analytische Modelle entwickelt, die den Stromfluss zwischen zwei großflächigen Elektroden in geringem Abstand beschreiben. Zur Herstellung des Vakuumsensor-Chips wurde ein auf der CMOS-Technologie basierender Prozessablauf konzipiert, erprobt und hinsichtlich der Ausbeute optimiert. Die gefertigten Sensorchips mit unterschiedlichen Elektrodenmaterialien und -abständen wurden anschließend bei unterschiedlichen Vakuumdrücken charakterisiert. Zur Bewertung der Ergebnisse der Messungen wurden Ausgleichsrechnungen unter Verwendung der zuvor analytisch hergeleiteten Modelle durchgeführt. Abschließend erfolgte eine Bewertung des in dieser Arbeit behandelten Vakuumsensor-Chips anhand eines quantitativen Vergleichs mit Artikeln über Mikro- und Nanovakuumsensoren aus den letzten Jahren.

Der Vakuumsensor-Chip besteht im wesentlichen aus zwei Elektroden, die ein Volumen mit einer Querschnittsfläche von  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  einschließen und deren Abstand weniger als einen Mikrometer beträgt. Eine der Elektroden entspricht einem nanostrukturierten, hexagonal geformten Gitter, das getragen von isolierenden Stützstrukturen oberhalb einer ganzflächigen, planaren Elektrode hergestellt wird. Durch die Öffnungen in der Gitterelektrode gelangen Gasmoleküle in den Raum zwischen den Elektroden und beeinflussen die Stärke des Stromes zwischen Kathode und Anode. Die Abhängigkeit der Stromstärke von der Dichte der Gasmoleküle dient als Sensorsignal zur Messung des Vakuumdruckes.

Von Interesse ist ein solcher Vakuumsensor nur, wenn der Strom zwischen den beiden Elektroden ausreichend groß ist, um ohne allzu großen Messaufwand als Sensorsignal genutzt werden zu können. Außerdem muss der Strom eine genügend große Empfindlichkeit gegenüber der Messgröße, dem Vakuumdruck, zeigen. Das Design des Sensorchips wurde daher darauf ausgelegt, möglichst große Ströme generieren zu können. Durch die Konstruktion einer Gasstrecke mit einem nanoskaligen Elektrodenabstand ergeben sich schon bei kleinen Spannungen größere elektrische Felder zwischen den Elektroden, die größere Ströme zur Folge haben. Die große Querschnittsfläche des Sensorchips sorgt für eine Erhöhung des Leitwerts des Gasvolumens und damit ebenfalls für eine Steigerung der Stromstärke. Darüber hinaus sorgt die für einen MEMS-Sensor große Sensorfläche für ein vergleichsweise großes Messvolumen, so dass auch bei niedrigen Vakuumdrücken eine Veränderung des Sensorsignals beobachtet werden kann.

Aus der Theorie ergeben sich zwei Möglichkeiten, genügend Ladungsträger für ein stabiles Sensorsignal zu generieren, einerseits durch Ionisation von Gasmolekülen im Raum zwischen den Elektroden und andererseits durch Emission von Elektronen von der Kathode. Bei der Emission von Elektronen aus der Kathode kommen entweder die Photoemission oder unterschiedliche Mechanismen der feldinduzierten Emission in Frage. Die Druckabhängigkeit des Sensorsignals folgt aus der Druckabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit im Raum zwischen den Elektroden, aus der vom Druck abhängigen Adsorption von Gasmolekülen an der Kathodenoberfläche und aus der vom Druck abhängigen Ionisierungswahrscheinlichkeit.

Die beiden analytisch hergeleiteten Modelle zur Beschreibung des Stromes zwischen den Elektroden des Vakuumsensors in Abhängigkeit vom Druck zeigen, dass die Sensitivität des Sensorsignals mit der Größe des elektrischen Feldes ansteigt. Für den Fall der Ionisierung von Molekülen im Gasraum ergibt sich aus dem Modell, dass der Strom zwischen den Elektroden mit dem Druck steigt. Dabei ist die Sensitivität des Sensorsignals in diesem Fall laut Modell vor allem im Grobvakuum gegeben. Im Fall der Generation

---

von Ladungsträgern durch die Emission von Elektronen aus der Kathode, ergibt sich aus dem Modell eine Verringerung des Stromes mit steigendem Druck. Eine Abhängigkeit des Stromes vom Vakuumdruck ist in diesem Modell insbesondere im Grob- und Feinvakuum gegeben, wobei die Sensitivität des Sensorsignals im Feinvakuum vor allem durch die Druckabhängigkeit der Adsorption von Gasmolekülen auf der Kathode bestimmt wird.

Die zur Herstellung des Sensorchips verwendeten Materialien werden vor allem hinsichtlich ihrer elektronischen und mechanischen Eigenschaften ausgewählt und hinsichtlich ihrer mechanischen, chemischen und elektrochemischen Kompatibilität geprüft. Die Gitterelektrode wird aus diesen Gründen aus Titanitrid hergestellt. Als planare Substratelektrode werden p-dotiertes Siliziumsubstrat und eine gesputterte Schicht Lanthanhexaborid getestet. Von der ursprünglich geplanten Erhöhung der Leitfähigkeit der Lanthanhexaboridelektrode durch die Implementierung einer Indiumzinnoxidschicht in den Prozessablauf, wird aus Gründen der elektrochemischen Inkompatibilität von Aluminium und Indiumzinnoxid nach zahlreichen Untersuchungen abgesehen. Durch die Optimierung des Lithografieablaufs und des Maskendesigns konnte die Reproduzierbarkeit maßgeblich erhöht werden. So konnte, nach einer Anpassung der Aufbau- und Verbindungstechnik an den optimierten Prozessablauf, eine Reihe funktionsfähiger Prototypen mit unterschiedlichen Kathodenmaterialien und Elektrodenabständen für die elektrische Charakterisierung gefertigt werden.

Im Rahmen der Charakterisierung wurden zunächst zwei Sensorchips mit unterschiedlichen Elektrodenmaterialien und einem Elektrodenabstand von 300 nm untersucht. Ein Sensorchip mit Lanthanhexaboridkathode, der auf einem Glassubstrat gefertigt wurde, wurde oberhalb einer UV-LED angebracht und auf Photoemission hin untersucht. Der zwischen der Substratelektrode und der Gitterelektrode gemessene Strom liegt bei Gitterspannungen von 15 V in der Größenordnung von Mikroampere, steigt mit der Gitterspannung und sinkt mit dem Druck. Da dieser Strom bei angelegter Gitterspannung unabhängig davon fließt, ob die Kathode mit UV-Licht bestrahlt wird oder nicht, kann die Emission der Elektronen aus der Kathode nicht auf Photoemission zurückgeführt werden. Bei einem Sensorchip mit einer Kathode aus p-dotiertem Siliziumsubstrat liegt die Stromstärke ebenfalls in der Größenordnung von Mikroampere und sinkt mit ansteigendem Druck. Die prozentuale Änderung des Gitterstroms ist beim Silizium-Sensorchip größer als beim Lanthanhexaborid-Sensorchip. Die Analyse der Ergebnisse der Untersuchung der Sensorchips mit unterschiedlichen Kathodenmaterialien im Hinblick auf die analytischen Modelle zeigt, dass der Strom zwischen Substrat und Gitterelektrode bei beiden Sensorchips nicht aus der Ionisation von Molekülen im Gasraum zwischen den

Elektroden resultieren kann, sondern durch die feldinduzierte Emission von Elektronen aus der Kathode hervorgerufen wird.

Basierend auf den Ergebnissen der Charakterisierung der Sensorchips mit unterschiedlichen Kathodenmaterialien, wird in der Folge die Druckabhängigkeit des Stromes zwischen zwei Elektroden in unterschiedlichen Abständen untersucht. Der Strom zwischen zwei Gitterelektroden, die im Abstand von einem Millimeter in der Vakuumkammer angebracht werden, liegt bei angelegten Spannungen bis 20 V in der Größenordnung von einigen Picoampere. Unterhalb von 10 mbar ändert der Strom sich kaum, während der Strom oberhalb von 10 mbar mit dem Druck steigt. Die Ausgleichsrechnung für die Messwerte des Stromes bei unterschiedlichen Vakuumdrücken, anhand des analytischen Modells für die Generation von Ladungsträgern durch Stoßionisation im Gasraum, liefert für den Wirkungsquerschnitt einen Wert, der mit dem Literaturwert für die Ionisierung von Sauerstoffmolekülen durch Kollisionen mit Elektronen übereinstimmt. Es konnte so nachgewiesen werden, dass der Stromfluss zwischen Elektroden im Abstand von einem Millimeter für Spannungen bis 20 V durch die Ionisation von Sauerstoffmolekülen im Gasraum bestimmt wird und dass das analytische Modell in diesem Fall sowohl die Druckabhängigkeit als auch die Strom-Spannungs-Charakteristik zutreffend beschreibt. Da die Stromstärke nur einige Picoampere beträgt und sich das Sensorsignal nur im Grobvakuum mit dem Druck ändert, sind Elektroden im Abstand von einem Millimeter als Vakuumsensor weniger geeignet. Dies entspricht der eingangs formulierten Hypothese, dass das hier untersuchte Sensorkonzept erst durch die nanoskalige Anordnung der Elektroden als Sensorkonzept für die Messung des Vakuumdruckes attraktiv wird und aus diesem Grund bisher nicht bei der Entwicklung miniaturisierter Vakuumsensoren berücksichtigt wurde.

Neben den Elektroden im Abstand von einem Millimeter, wurden Sensorchips mit Siliziumkathode und Elektrodenabständen von 300 nm, 600 nm und 900 nm charakterisiert. Nur einer von sechs getesteten Sensorchips wies keinen druckabhängigen Gitterstrom auf. Bei allen anderen, funktionsfähigen Sensorchips liegt der Gitterstrom in der Größenordnung von Mikroampere und sinkt mit steigendem Druck. Damit konnten die Ergebnisse der Tests von Sensorchips mit unterschiedlichen Kathodenmaterialien reproduziert werden. Die qualitative Charakterisierung der Sensorchips anhand von Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen zeigte, dass die Unterschiede in den Messwerten für die Gitterströme insbesondere durch Varianzen im Ergebnis der Prozessierung, beispielsweise durch nicht vollständig unterätzte Gitterstege, hervorgerufen wurden. Aus einer weitergehenden Analyse der Strom-Spannungs-Charakteristiken folgte, dass die feldinduzierte Emission von

---

Elektronen von der Kathode der Charakteristik einer Schottky-Emission entspricht. Die Ausgleichsrechnung für die Messwerte des Gitterstromes bei unterschiedlichen Vakuumdrücken, auf Basis des analytischen Modells für Emission von Elektronen aus der Kathode unter Verwendung der Relation für Schottky-Emission, lieferte eine zutreffende Beschreibung der Druck- und der Spannungsabhängigkeit des Gitterstroms für alle funktionsfähigen Sensorchips. Für den Wirkungsquerschnitt ergaben sich aus der Ausgleichsrechnung Werte, die in der Größenordnung der Literaturwerte des totalen Wirkungsquerschnitts für die Kollision von Elektronen mit Wassermolekülen liegen.

Abschließend wurde das in dieser Arbeit behandelte Sensorkonzept anhand des Beispiels eines Silizium-Sensorchips mit einem Elektrodenabstand von 300 nm mit drei Veröffentlichungen über die Entwicklung von Mikro-Vakuumsensoren aus den Jahren 2016, 2018 und 2019 verglichen. Der in dieser Arbeit vorgestellte Vakuumsensor-Chip fällt zwar durch eine vergleichsweise hohe Fläche auf, zeichnet sich aber besonders durch den großen Messbereich aus, der mehr als sieben Größenordnungen umfasst. Die Sensitivität des Sensorchips ist mit der anderer Mikro-Vakuumsensoren vergleichbar und mit einer mittleren Leistung von 7,2  $\mu\text{W}$  weist er in diesem Vergleich den mit Abstand geringsten Energieverbrauch auf.

In dieser Arbeit wurde ein neues Sensorkonzept zur energieeffizienten Messung des Vakuumdruckes über einen großen Messbereich vorgestellt. Die Validierung und Optimierung des Sensorkonzeptes in nachfolgenden Forschungsarbeiten erscheint vielversprechend. Um die Gründe für Varianzen im Ergebnis der Prozessierung besser beurteilen zu können, sollte zukünftig eine größere Anzahl an Sensorchips hergestellt und charakterisiert werden. Die Durchführung von Langzeitstudien, auch im Hinblick auf Umwelteinflüsse, würde weitere Informationen bezüglich der Stabilität des Sensorsignals liefern. Die Integration einer Ausleseelektronik böte darüber hinaus die Möglichkeit, die Elektrodenfläche zu reduzieren.

Außerdem würde es sich anbieten, weitere Materialien für die Kathode zu testen. Dadurch könnte der Sensorchip oberhalb einer Ausleseelektronik hergestellt und so die Gesamtfläche des Sensorchips reduziert werden. Da alle für die Herstellung des Sensorchips nötigen Prozessschritte bei Temperaturen unter 400 °C durchgeführt werden, ist die Herstellung des Sensors im Anschluss an die Prozessierung einer Schaltung ohne weiteres möglich. Durch die Veränderung des Kathodenmaterials und der Kathodenoberfläche ließe sich auch die Sensitivität des Sensorchips insgesamt oder in bestimmten Druckbereichen gezielt manipulieren. Eine derartige Funktionalisierung der Emittieroberfläche im Zusammenhang mit den im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnissen wird

womöglich auch eine Perspektive für die Entwicklung von neuartigen Konzepten für die Gassensorik eröffnen. Unter Umständen ermöglicht die Untersuchung der Anordnung von einer oder mehreren freitragenden Gitterelektroden in Zukunft die Ionisierung von Gas-molekülen durch Kollisionen mit Elektronen bei höheren Beschleunigungsspannungen als Methode zur stoffspezifischen Detektion von Gasen in miniaturisierten Gassensoren.

Mit einer oder mehreren ähnlich aufgebauten Sensorstrukturen dieser Art, die nebeneinander, monolithisch oberhalb einer Ausleseelektronik aufgebauten werden, könnte so zukünftig ein wesentlicher Schritt hin zur Realisierung eines multifunktionalen Mikrosystems gemacht werden. Dies ließe sich dann für zahlreiche Anwendungen in der Prozesskontrolle, im Qualitätsmanagement oder in der zivilen Sicherheit zum Monitoring von Druck und Stoffzusammensetzung in einer Gasatmosphäre einsetzen.

---

## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen

<b>ALD</b>	Atomic Layer Deposition
<b>APCVD</b>	chemische Gasphasenabscheidung unter atmosphärischem Druck, Englisch: Atmospheric Pressure Chemical Vapour Deposition
<b>BET</b>	Brunauer, Emmett und Teller
<b>CMOS</b>	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
<b>CVD</b>	chemische Gasphasenabscheidung, Englisch: Chemical Vapour Deposition
<b>DC</b>	Gleichstrom, Englisch: Direct Current
<b>EUV-Lithografie</b>	Extreme Ultraviolet Lithography
<b>FHH</b>	Frenkel, Halsey und Hill
<b>GPIB</b>	General Purpose Interface Bus
<b>HMDS</b>	Hexamethyldisilazan
<b>ICs</b>	Integrierte Schaltungen, Englisch: Integrated Circuits
<b>ISO-K</b>	Klammerflansch-Verbindung gemäß ISO-Norm
<b>ISO-KF</b>	Kleinflansch-Verbindung gemäß ISO-Norm
<b>ITO</b>	Indiumzinnoxid, Englisch: Indium Tin Oxide
<b>IUPAC</b>	International Union of Pure and Applied Chemistry
<b>Kap.</b>	Kapitel
<b>LED</b>	Leuchtdiode, Englisch: Light-emitting Diode
<b>LPCVD</b>	chemische Gasphasenabscheidung im Niederdruckbereich, Englisch: Low Pressure Chemical Vapour Deposition
<b>MEMS</b>	mikro-elektromechanische Systeme
<b>NGL</b>	Next-Generation-Lithography
<b>PECVD</b>	plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung, Englisch: Plasma-enhanced Chemical Vapour Deposition
<b>PC</b>	Arbeitsplatzrechner, Englisch: Personal Computer

<b>PVD</b>	physikalische Gasphasenabscheidung, Englisch: Physical Vapour Deposition
<b>REM</b>	Rasterelektronenmikroskop
<b>RF</b>	Hochfrequenz, Englisch: Radio Frequency
<b>RIE</b>	reaktives Ionenätzen, Englisch: Reactive Ion Etching
<b>SCPI</b>	Standard Commands for Programmable Instruments
<b>SiP</b>	System in Package
<b>SMU</b>	Source Monitor Unit
<b>SoC</b>	System on Chip
<b>TMAH</b>	Tetramethylammoniumhydroxid
<b>USB</b>	Universal Serial Bus
<b>UV</b>	ultraviolett
<b>UV-LED</b>	Leuchtdiode, die Licht im ultravioletten Spektrum emittiert
<b>VE-Wasser</b>	vollentsalztes Wasser
<b>vgl.</b>	vergleiche
<b>VLSI</b>	Very Large Scale Integration
<b>VMU</b>	Voltage Monitor Unit
<b>VSU</b>	Voltage Source Unit
<b>vs.</b>	versus

---

## Verzeichnis der verwendeten chemischen Summenformeln

<b>Al</b>	Aluminium
<b>AlN</b>	Aluminiumnitrid
<b>CH<sub>4</sub></b>	Methan
<b>Cl<sub>2</sub></b>	Chlor
<b>Cr</b>	Chrom
<b>H<sub>2</sub></b>	Wasserstoff
<b>H<sup>+</sup></b>	Wasserstoffion
<b>HF</b>	Flusssäure
<b>H<sub>2</sub>O</b>	Wasser
<b>H<sub>2</sub>SiF<sub>6</sub></b>	Hexafluoridokieselsäure
<b>In</b>	Indium
<b>In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> und SnO<sub>2</sub></b>	Indiumzinnoxid
<b>KOH</b>	Kaliumhydroxid
<b>LaB<sub>6</sub></b>	Lanthanhexaborid
<b>N<sub>2</sub></b>	Stickstoff
<b>NaOH</b>	Natriumhydroxid
<b>N<sub>2</sub>O</b>	Lachgas
<b>O<sub>2</sub></b>	Sauerstoff
<b>Si</b>	Silizium
<b>SiCl<sub>4</sub></b>	Siliziumtetrachlorid
<b>SiH<sub>4</sub></b>	Silan
<b>SiO<sub>2</sub></b>	Siliziumdioxid
<b>Sn</b>	Zinn

<b>Ti</b>	Titan
<b>TiN</b>	Titannitrid
<b>TiO<sub>2</sub></b>	Titanoxid

---

## Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen

$A$	Querschnittfläche eines elektrischen Leiters bzw. Fläche der Elektroden
$\alpha_{\text{th}}$	thermischer Ausdehnungskoeffizient
$\alpha$	Townsend'scher Ionisierungskoeffizient
$\beta$	durch die thermische Bewegung bestimmter Ionisierungskoeffizient
$c_{\text{a},0}$	Proportionalitätskonstante Adsorption bei kleinen Bedeckungsgraden
$c_{\text{a,BET}}$	Proportionalitätskonstante Adsorption nach Brunauer, Emmett und Teller
$c_{\text{a,FHH}}$	Proportionalitätskonstante Adsorption nach Frenkel, Halsey und Hill
$c_i$	intrinsischer Ionisationsgrad eines Gases
$c_{\text{FE}}$	Proportionalitätskonstante bei Feldemission
$c_{\text{FE,W}}$	Proportionalitätskonstante bei Feldemission aus Wolfram
$c_{\text{Ge}}$	Proportionalitätskonstante bei Feldemission aus Germanium
$\chi$	Austrittsarbeit
$c_{\text{S}}$	Proportionalitätskonstante bei Schottky-Emission
$d$	Abstand der Elektroden
$D$	Dicke des Adsorbats
$E_0$	elektrische Feldstärke im Vakuum
$\varepsilon$	Permittivität
$\varepsilon_0$	Permittivität des Vakuums
$\varepsilon_{\text{r}}$	relative Permittivität
$\varepsilon_{\text{A}}$	relative Permittivität des Adsorbats
$E_{\text{mod}}$	Elastizitätsmodul
$E_{\text{F}}$	Fermienergie

$E_{\text{kin}}$	kinetische Energie
$E_{\text{el}}$	elektrische Energie
$\vec{E}$	elektrische Feldstärke
$f_0$	Gewichtungsfaktor für Druckbereich, in dem keine Kollisionen stattfinden
$f_1$	Gewichtungsfaktor für Druckbereich, in dem die mittlere freie Weglänge die Beschleunigungsstrecke bestimmt
$f_2$	Gewichtungsfaktor für Druckbereich, in dem die thermische Bewegung die Beschleunigungsstrecke bestimmt
$f_\lambda$	Gewichtungsfaktor für Druckbereich, in dem die mittlere freie Weglänge kleiner ist als die thermische Beschleunigungsstrecke
$f_{s_{\text{max}}}$	Gewichtungsfaktor für Druckbereich, in dem die thermische Beschleunigungsstrecke kleiner ist als die mittlere freie Weglänge
$\vec{F}$	Kraft
$\gamma$	Ionisierungskoeffizient über alle Druckbereiche
$g$	differentieller elektrischer Leitwert
$g_0$	linearer Anteil des elektrischen Leitwerts
$h$	Plancksches Wirkungsquantum
$I$	Strom
$I_0$	Strom für $U_A = 0 \text{ V}$
$I_{\text{FE}}$	Emissionsstrom bei Feldemission
$I_{\text{Ge}}$	Emissionsstrom bei Feldemission aus Germanium
$I_{\text{Ion}}$	Strom zwischen zwei Elektroden bei Ionisation im Gasraum
$I_{\text{Em}}$	Strom zwischen zwei Elektroden bei Emission von Elektronen aus der Kathode
$\vec{j}$	Stromdichte
$\vec{j}_0$	Stromdichte im Substrat bei Hot-Electron-Emission

---

$j_{\text{Em,K}}$	Emissionsstromdichte von der Kathode
$j_{\text{Em,x}}$	durch ein elektrisches Feld induzierte Emissionsstromdichte
$j_{\text{FE,W}}$	Emissionsstromdichte bei Feldemission aus Wolfram
$j_{\text{S}}$	Emissionsstromdichte bei Schottky-Emission
$\kappa$	spezifischen Leitfähigkeit
$k_{\text{B}}$	Boltzmann-Konstante
$k_{\text{a,L}}$	reziproke Proportionalitätskonstante bei Adsorption nach Langmuir
$k_{\text{S}}$	Proportionalitätsfaktor für den Strom bei Schottky-Emission
$L$	Länge
$\lambda$	mittlere freie Weglänge
$\lambda_{\text{LE}}$	mittlere freie Weglänge im Substrat im Lucky-Electron-Modell
$m$	Masse
$m_{\text{e}}$	Elektronenmasse
$\mu$	Ladungsträgerbeweglichkeit
$\mu_{0,\text{e}}$	Ladungsträgerbeweglichkeit von Elektronen im Vakuum
$\mu_{1,\text{e}}$	Ladungsträgerbeweglichkeit von Elektronen bei mittleren Drücken
$\mu_{2,\text{e}}$	Ladungsträgerbeweglichkeit von Elektronen bei höheren Drücken
$n_{\text{a}}$	Stoffmenge des Adsorbats
$n_{\text{a,0}}$	Stoffmenge des Adsorbats bei kleinen Bedeckungsgraden
$n_{\text{a,BET}}$	Stoffmenge des Adsorbats nach Brunauer, Emmett und Teller
$n_{\text{a,FHH}}$	Stoffmenge des Adsorbats nach Frenkel, Halsey und Hill
$n_{\text{a,L}}$	Stoffmenge des Adsorbats nach Langmuir
$n_{\text{a,M}}$	Stoffmenge des Adsorbats in einer Monolage
$n_{\text{G}}$	Gasdichte
$n_{\text{q}}$	Ladungsträgerdichte

$n_{\mathbf{q},0}$	intrinsische Ladungsträgerdichte eines Gases
$n_{\mathbf{q},\alpha}$	Ladungsträgerdichte bei Townsend-Ionisation
$n_{\mathbf{q},\beta}$	Ladungsträgerdichte bei Ionisation für höhere Drücken
$n_{\mathbf{q},\gamma}$	Ladungsträgerdichte bei Ionisation über alle Druckbereiche
$\nu$	Frequenz des Lichts
$p$	Druck
$p_0$	Dampfdruck
$p_1$	Grenzwert für Druck nach Gleichung (2.29)
$p_2$	Grenzwert für Druck nach Gleichung (2.30)
$q$	Ladung eines Ladungsträgers
$q_e$	Elementarladung
$R$	Richardson-Konstante
$s_0$	Beschleunigungsstrecke im Substrat bei Hot-Electron-Emission
$s_I$	Strecke, die für die Beschleunigung auf die Ionisationsenergie zurückgelegt werden muss
$s_{\max}$	durch die thermische Bewegung bestimmte Beschleunigungsstrecke
$\sigma$	Wirkungsquerschnitt
$\sigma_{\text{tot}}$	totaler Wirkungsquerschnitt
$\sigma_{\text{elast}}$	Wirkungsquerschnitt für elastische Wechselwirkungen
$\sigma_{\text{Ion}}$	Wirkungsquerschnitt für Ionisierung
$\sigma_N$	Normalspannung
$S$	Sensitivität
$S_{\text{dek}}$	dekadische Sensitivität
$S_{\text{lin}}$	lineare Sensitivität
$t$	Zeit

---

$t_{\mathbf{max}}$	maximale Laufzeit eines Ladungsträgers zwischen zwei Kollisionen
$t_{\mathbf{max, th}}$	durch die thermische Bewegung bestimmte maximale Laufzeit
$t_{\mathbf{max, drift}}$	durch die Driftbewegung bestimmte maximale Laufzeit
$T$	Temperatur
$\theta$	Bedeckungsgrad bei Adsorption
$\vec{u}$	Driftgeschwindigkeit
$\vec{u}_{\mathbf{max}}$	maximale Driftgeschwindigkeit
$\langle \vec{u} \rangle$	mittleren Driftgeschwindigkeit
$U$	Spannung
$U_{\mathbf{A}}$	Anodenspannung
$U_{\mathbf{G}}$	Gitterspannung
$U_{\mathbf{I}}$	Ionisationsspannung
$U_{\mathbf{K}}$	Kathodenspannung
$v_{\mathbf{th}}$	thermische Geschwindigkeit
$x$	Ort, horizontal
$z$	Ort, vertikal

## Verzeichnis der verwendeten Naturkonstanten und Kenngrößen

	Formelzeichen	Wert
Boltzmann-Konstante <sup>1</sup>	$k_B$	$1,380 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
Elektronenmasse <sup>1</sup>	$m_e$	$9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Elementarladung <sup>1</sup>	$q_e$	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Fläche der Elektroden	$A$	$2,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$
Ionisierungsenergie von Sauerstoff <sup>2</sup>	$q_e U_I$	12 eV
Plancksches Wirkungsquantum <sup>1</sup>	$h$	$6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
Raumtemperatur	$T$	300 K
Richardson-Konstante	$R$	$1,201 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2/\text{K}^2$

<sup>1</sup>Vgl.: *The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty*, 2019.

<sup>2</sup>Vgl.: Lias, *NIST Chemistry WebBook*, 2019.

---

## Literatur

- Agilent Technologies: *User's Guide. Agilent 4156C Precision Semiconductor Parameter Analyzer - Volume 2*. 5. Aufl. 2003.
- Agilent Technologies: *Agilent 82357A. USB/GPIB Interface Converter - User's Guide*. 2004.
- Agilent Technologies: *SCPI Command Reference. Agilent 4156C Precision Semiconductor Parameter Analyzer*. 4. Aufl. 2008.
- Alfvén, Hannes: *Plasma physics, space research and the origin of the solar system. Nobel Lecture 1970*. NobelPrize.org. 23. Sep. 2019. URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1970/alfven/lecture/>.
- Bauriedl: *Reprofilme. CAD, Grafik-Programmierung, PC-Service Bauriedl*. 23. Mai 2018. URL: [http://www.cadgrafik-bauriedl.de/leiterplattenfilme\\_faq.html](http://www.cadgrafik-bauriedl.de/leiterplattenfilme_faq.html).
- Bel Hadj Tahar, Radhouane; Ban, Takayuki; Ohya, Yutaka und Takahashi, Yasutaka: „Tin doped indium oxide thin films: Electrical properties“. In: *Journal of Applied Physics* 83.5 (1998), S. 2631–2645.  
DOI: 10.1063/1.367025.
- Bello, Igor: *Vacuum and Ultravacuum. Physics and Technology*. CRC Press, Taylor & Francis Group, LLC, 2018.
- Bohnes, Hermann: *Galvanische Opferanode auf Aluminiumlegierungsbasis*. Techn. Ber. EP 0 119 640 B1. European Patent Office, 1986.
- Brodi, I.: „Physical considerations in vacuum microelectronics devices“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 36.11 (Nov. 1989), S. 2641–2644.  
DOI: 10.1109/16.43766.
- Broglie, Louis de: *The wave nature of the electron. Nobel Lecture 1929*. NobelPrize.org. 27. Juni 2019. URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1929/broglie/lecture/>.
- Browning, R.: „Universal elastic scattering cross sections for electrons in the range 1-100 keV“. In: *Applied Physics Letters* 58.24 (1991), S. 2845–2847.  
DOI: 10.1063/1.104754.
- Brunauer, Stephen; Deming, Lola S.; Deming, W. Edwards und Teller, Edward: „On a Theory of the van der Waals Adsorption of Gases“. In: *Journal of the American Chemical Society* 62.7 (1940), S. 1723–1732.  
DOI: 10.1021/ja01864a025.

- Brunauer, Stephen; Emmett, P. H. und Teller, Edward: „Adsorption of Gases in Multimolecular Layers“. In: *J. Am. Chem. Soc.* 60.2 (1938), S. 309–319.  
DOI: 10.1021/ja01269a023.
- Cardona, M. und Ley, L., Hrsg.: *Photoemission in Solids I. General Principles*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1978.
- Carter, Austin D. und Elhadj, S.: *Modulus of Elasticity and Thermal Expansion Coefficient of ITO Film*. Techn. Ber. U.S. Department of Energy by Lawrence Livermore National Laboratory, Juni 2016.  
DOI: 10.2172/1325877.
- Cen, Z H; Xu, B X; Hu, J F; Ji, R; Toh, Y T; Ye, K D und Hu, Y F: „Temperature effect on titanium nitride nanometer thin film in air“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 50.7 (Jan. 2017), S. 075105.  
DOI: 10.1088/1361-6463/aa54e6.
- Czyba, P.; Giebel, F. J.; Zimmer, C. M.; Kallis, K. T. und Fiedler, H. L.: „Manufacturing a Stacked Nanoscale Fishing Electrode for Gas Sensor Applications Using Freely Suspended Structures“. In: *Quantum Matter* 6.1 (2017), S. 54–58.  
DOI: 10.1166/qm.2017.1398.
- Czyba, Philipp: „Entwicklung und Prozessierung einer nanoskaligen Auffangelektrode für einen Photoelektronenionisationsdetektor“. Masterarbeit. Technische Universität Dortmund - Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme, 2014.
- Dankovic, Tatjana; Punchihewa, Kasun Anupama Gardiye; Zaker, Evan; Farid, Sidra; Habibimehr, Payam; Feinerman, Alan und Bustaa, Heinz: „Extension of operating range towards lower pressures of MEMS-based thermal vacuum gauges by laser-induced heating“. In: *Procedia Engineering* 47 (2012), S. 1243–1246.  
DOI: 10.1016/j.proeng.2012.09.378.
- Edelmann, Christian: *Vakuumphysik. Grundlagen Vakuumerzeugung und -messung, Anwendungen*. Spektrum Heidelberg Berlin Oxford, 1998.
- Edison, Thomas A.: *Electrical Indicator*. Techn. Ber. US 307 031 DA. United States Patent Office, Okt. 1884.
- Eichmeier, Joseph: *Moderne Vakuumelektronik. Grundlagen, Bauelemente, Technologie*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1981.
- Elektronikpraxis: EUV-Lithographie ist serienreif - erste Chips ab 2019*. Vogel Communications Group. 19. Sep. 2018. URL:  
<https://www.elektronikpraxis.vogel.de/euv-lithographie-ist-serienreif-erste-chips-ab-2019-a-756919/>.

- Emtage, P. R. und Tantraporn, W.: „Schottky Emission Through Thin Insulating Films“. In: *Phys. Rev. Lett.* 8 (7 Apr. 1962), S. 267–268.  
DOI: 10.1103/PhysRevLett.8.267.
- Filus, Paul: „Aufbau eines Messplatzes in einer evakuierbaren Umgebung zur Charakterisierung von Photoelektronenionisationsdetektor-Chips“. Masterarbeit. Technische Universität Dortmund - Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme, 2014.
- Fowler, R. H. und Nordheim, L.: „Electron Emission in Intense Electric Fields“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 119.781 (1928), S. 173–181.
- Fraser, D. B.: „Metallization“. In: *VLSI technology*. Hrsg. von Sze, S. M. Singapore: McGraw-Hill Book Company, 1983.
- Giebel, F. J.; Köhle, M.; Czyba, P.; Kolander, K. J.; Kallis, K. T.; Zimmer, C. M. und Fiedler, H. L.: „Fabricating freely suspended structures optimized regarding mechanical and electrochemical stability for sensor applications“. In: *Microelectronic Engineering* 159 (2016). Micro/Nano Devices and Systems 2015, S. 202–208.  
DOI: 10.1016/j.mee.2016.04.010.
- Giebel, F. J.; Köhle, M.; Münchenberger, F. M.; Kallis, K. T. und Fiedler, H. L.: „MEMS-Vakuummeter basierend auf der Leitfähigkeitsmessung von Gasen“. In: *18. GMA/ITG-Fachtagung Sensoren und Messsysteme 2016*. 2016, S. 790–796.  
DOI: 10.5162/sensoren2016/P9.3.
- Giebel, F. J.; Köhle, M.; Stramm, T.; Kallis, K. T. und Fiedler, H. L.: „Concept for a MEMS-type vacuum sensor based on electrical conductivity measurements“. In: *Journal of Sensors and Sensor Systems* 6.2 (2017), S. 367–374.  
DOI: 10.5194/jsss-6-367-2017.
- Giebel, T. und Goser, K.: „Hot carrier degradation of n-channel MOSFETs characterized by a gated-diode measurement technique“. In: *IEEE Electron Device Letters* 10.2 (Feb. 1989), S. 76–78.  
DOI: 10.1109/55.32434.
- Globisch, Sabine et al.: *Lehrbuch Mikrotechnologie*. Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag München, 2011.
- Goodfellow: *Borosilicate glass*. Goodfellow GmbH. 19. Feb. 2019. URL: <http://www.goodfellow-ceramics.com/corporate/pdf/borosilicate-glass.pdf>.
- Górecka-Drzazga, Anna: „Miniature and MEMS-type vacuum sensors and pumps“. In: *Vacuum* 83.12 (2009), S. 1419–1426.  
DOI: 10.1016/j.vacuum.2009.05.003.

- Gudić, S.; Smoljko, I. und Kliškić, M.: „The effect of small addition of tin and indium on the corrosion behavior of aluminium in chloride solution“. In: *Journal of Alloys and Compounds* 505.1 (2010), S. 54–63.  
DOI: 10.1016/j.jallcom.2010.06.055.
- Han, Jin-Woo; Sub Oh, Jae und Meyyappan, M.: „Vacuum nanoelectronics: Back to the future? - Gate insulated nanoscale vacuum channel transistor“. In: *Applied Physics Letters* 100.21, 213505 (2012).  
DOI: 10.1063/1.4717751.
- Hilleringmann, Ulrich: *Silizium-Halbleitertechnologie*. 4. Aufl. Wiesbaden: B.G. Teubner Verlag, 2004.
- Hilleringmann, Ulrich: *Mikrosystemtechnik. Prozessschritte, Technologien, Anwendungen*. Wiesbaden: B.G. Teubner Verlag, 2006.
- Holtmark, J.: „Zur Theorie des Ramsauereffekts“. In: *Naturwissenschaften* 16.31 (Aug. 1928), S. 614–615.  
DOI: 10.1007/BF01494089.
- Huang, C.A.; Li, K.C.; Tu, G.C. und Wang, W.S.: „The electrochemical behavior of tin-doped indium oxide during reduction in 0.3 M hydrochloric acid“. In: *Electrochimica Acta* 48.24 (2003), S. 3599–3605.  
DOI: 10.1016/S0013-4686(03)00480-8.
- IRDS: The international Roadmap for Devices and Systems. Executive Summary*. IEEE. 2017. URL: <https://irds.ieee.org/roadmap-2017>.
- Itikawa, Yukikazu: „Cross Sections for Electron Collisions with Nitrogen Molecules“. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 35.1 (2006), S. 31–53.  
DOI: 10.1063/1.1937426.
- Itikawa, Yukikazu: „Cross Sections for Electron Collisions with Oxygen Molecules“. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 38.1 (2009), S. 1–20.  
DOI: 10.1063/1.3025886.
- Itikawa, Yukikazu und Mason, Nigel: „Cross Sections for Electron Collisions with Water Molecules“. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 34.1 (2005), S. 1–22.  
DOI: 10.1063/1.1799251.
- Jiménez, C.; Perrière, J.; Palacio, C.; Enard, J.P. und Albella, J.M.: „Transformation of titanium nitride in oxygen plasma“. In: *Thin Solid Films* 228.1 (1993), S. 247–251.  
DOI: 10.1016/0040-6090(93)90609-S.
- Kallis, K. T.; Dietz, D.; Subasi, E.; Müller, M. R.; Kontis, C. und Zimmer, C. M.: „Design, simulation, fabrication and characterization of nano-scaled acceleration grids“. In: *Microelectronic Engineering* 121 (2014). Nano Fabrication 2013,

S. 118–121.

DOI: 10.1016/j.mee.2014.04.036.

Kallis, Klaus: *Photoelektronen nano Ionisationsdetektor : Akronym: ePID : Teilvorhaben: ePID-Chiptechnologie : KMU-Innovativ im Rahmenprogramm Forschung für die zivile Sicherheit des Bundesministeriums für Bildung und Forschung : Schlussbericht*. 13N12411, 01133266. Dortmund: Technische Universität Dortmund, Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme, 2016.

DOI: 10.2314/GBV:87368429X.

Kallis, Klaus T.; Zimmer, Cordula M.; Asbeck, Christian; Dietz, Dorothee und Giebel, Friederike J.: „Mikro-miniaturisierte Elektronenbeschleuniger für die mobile Gas-Ionisations-Sensorik“. In: *Sensoren und Messsysteme 2014 - Beiträge der 17. ITG/GMA-Fachtagung*. 2014.

Kang, Yunsung; Pyo, Soonjae; Jeong, Han-Il; Lee, Kyoungsoon; Baek, Dae-Hyun und Kim, Jongbaeg: „Impact Ionization Induced by Accelerated Photoelectrons for Wide-Range and Highly Sensitive Detection of Volatile Organic Compounds at Room Temperature“. In: *ACS Applied Materials & Interfaces* 11.22 (2019), S. 20491–20499.

DOI: 10.1021/acsami.9b02153.

El-Kareh, Badih: *Fundamentals of Semiconductor Processing Technology*. 2. Aufl. New York: Springer Science + Business Media, LLC, 1995.

Kitajima, M; Shigemura, K; Hosaka, K; Odagiri, T; Hoshino, M und Tanaka, H.: „Total cross sections for electron scattering from noble-gas atoms in near- and below-thermal energy collisions“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 635.1 (Sep. 2015), S. 012030.

DOI: 10.1088/1742-6596/635/1/012030.

Kleshch, Victor I.; Bandurin, Denis A.; Serbun, Pavel; Ismagilov, Rinat R.; Lützenkirchen-Hecht, Dirk; Müller, Günter und Obraztsov, Alexander N.: „Field Electron Emission From CVD Nanocarbon Films Containing Scrolled Graphene Structures“. In: *physica status solidi (b)* 255.1 (2018), S. 1700270.

DOI: 10.1002/pssb.201700270.

Köhle, Marcel: „Entwicklung einer optimierten Opferschichttechnik zur Herstellung integrierter Gas-Detektoren“. Bachelorarbeit. Technische Universität Dortmund - Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme, 2015.

Kopetzki, Moritz: „Hochvakuum für die Mikrowelt“. In: *Physik Journal* 16.8/9 (2017), S. 71–72.

Krage, Rainer und Gorek, Martin: *Photoelektronen nano Ionisationsdetektor : Akronym: ePID : Teilvorhaben: Anforderungsanalyse, Auswerteverfahren und praxistaugliche*

- Systemintegration : Schlussbericht : „KMU-Innovativ“ im Rahmenprogramm Forschung für die zivile Sicherheit des Bundesministeriums für Bildung und Forschung.* 13N12412, 01133266. Dortmund: Gesellschaft für Gerätebau mbH, 2016.  
DOI: 10.2314/GBV:87572471X.
- Kumar, Sudhisht; Sahare, P.D. und Kumar, Surender: „Optimization of the CVD parameters for ZnO nanorods growth: Its photoluminescence and field emission properties“. In: *Materials Research Bulletin* 105 (2018), S. 237–245.  
DOI: 10.1016/j.materresbull.2018.05.002.
- Kurt J. Lesker Company: *DPG 101. Vacuum Measurement And Control Gauge - Operating Instructions.*
- Lammers, David: „Moore’s Law Milestones“. In: *IEEE Spectrum* (30. Apr. 2015).
- Langmuir, Irving: *Surface chemistry. Nobel Lecture 1932.* NobelPrize.org, 13. Juni 2019.  
URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/chemistry/1932/langmuir/lecture/>.
- Law, J. T. und Francois, E. E.: „Adsorption of Gases on a Silicon Surface“. In: *The Journal of Physical Chemistry* 60.3 (1956), S. 353–358.  
DOI: 10.1021/j150537a025.
- Lerch, Reinhard: *Elektrische Messtechnik. Analoge, digitale und computergestützte Verfahren.* 7. Aufl. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2016.
- Lias, Sharon G.: *NIST Chemistry WebBook. NIST Standard Reference Database Number 69 - Ionization Energy Evaluation.* Hrsg. von Linstrom, P.J. und Mallard, W.G. 27. Mai 2019.  
DOI: 10.18434/T4D303.
- Lias, Sharon G. und Liebman, Joel F.: *NIST Chemistry WebBook. NIST Standard Reference Database Number 69 - Ion Energetics Data.* Hrsg. von Linstrom, P.J. und Mallard, W.G. 20. Aug. 2019.  
DOI: 10.18434/T4D303.
- Liu, Liang; Yellinek, Shai; Valdinger, Ido; Donval, Ariela und Mandler, Daniel: „Important Implications of the Electrochemical Reduction of ITO“. In: *Electrochimica Acta* 176 (2015), S. 1374–1381.  
DOI: 10.1016/j.electacta.2015.07.129.
- Liu, Pingwei; Cottrill, Anton L.; Kozawa, Daichi; Koman, Volodymyr B.; Parviz, Dorsa; Liu, Albert Tianxiang; Yang, Jingfan; Tran, Thang Q. et al.: „Emerging trends in 2D nanotechnology that are redefining our understanding of Nanocomposites“. In: *Nano Today* 21 (2018), S. 18–40.  
DOI: 10.1016/j.nantod.2018.04.012.

- Mecke, K. R. und Krim, J.: „Adsorption isotherms and thermal fluctuations“. In: *Phys. Rev. B* 53 (Jan. 1996), S. 2073–2082.  
DOI: 10.1103/PhysRevB.53.2073.
- MEMSnet: Materials*. MEMS und Nanotechnology Clearinghouse. 14. Feb. 2019. URL: <https://www.memsnet.org/material/siliconnitridesi3n4film/?keywords=silicon%20nitride>.
- Merck: AZ 1500 Series. Technical Data Sheet*. Merck Performance Materials GmbH. 20. Nov. 2018. URL: [www.microchemicals.com/micro/az\\_1500\\_series.pdf](http://www.microchemicals.com/micro/az_1500_series.pdf).
- Merck: AZ 5214 E Photoresist. Technical Data Sheet*. Merck Performance Materials GmbH. 3. Dez. 2018. URL: [www.microchemicals.com/micro/az\\_5214e.pdf](http://www.microchemicals.com/micro/az_5214e.pdf).
- Merck: AZ® MiR™ 701 Series. Positive Tone Photoresists. Technical Data Sheet*. Merck KGaA, Darmstadt, Germany. 20. Nov. 2018. URL: [www.microchemicals.com/micro/mir7011.pdf](http://www.microchemicals.com/micro/mir7011.pdf).
- Merck: AZ® nLOF™ 2000 Series. Negative Tone Photoresists for Single Layer Lift-Off. Technical Data Sheet*. Merck KGaA, Darmstadt, Germany. 3. Dez. 2018. URL: [www.microchemicals.com/micro/tds\\_az\\_nlof2000\\_series.pdf](http://www.microchemicals.com/micro/tds_az_nlof2000_series.pdf).
- MicroChemicals: Belichtung von Fotolack*. MicroChemicals GmbH. 7. Nov. 2013. URL: [www.microchemicals.com/de/downloads/anwendungshinweise.html](http://www.microchemicals.com/de/downloads/anwendungshinweise.html).
- MicroChemicals: Entwickeln von Fotolack*. MicroChemicals GmbH. 7. Nov. 2013. URL: [www.microchemicals.com/de/downloads/anwendungshinweise.html](http://www.microchemicals.com/de/downloads/anwendungshinweise.html).
- MicroChemicals: Lift-off Prozesse mit Fotolacken*. MicroChemicals GmbH. 7. Nov. 2013. URL: [www.microchemicals.com/de/downloads/anwendungshinweise.html](http://www.microchemicals.com/de/downloads/anwendungshinweise.html).
- MicroChemicals: Physik und Chemie von AZ/TI Fotolacken*. MicroChemicals GmbH. 7. Nov. 2013. URL: [www.microchemicals.com/de/downloads/anwendungshinweise.html](http://www.microchemicals.com/de/downloads/anwendungshinweise.html).
- MicroChemicals: Substratreinigung und Haftvermittlung*. MicroChemicals GmbH. 7. Nov. 2013. URL: [www.microchemicals.com/de/downloads/anwendungshinweise.html](http://www.microchemicals.com/de/downloads/anwendungshinweise.html).
- Mitchell, Allan C. G.: „On the Theory of Electron Scattering in Gases“. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* 15.6 (Juni 1929), S. 520–525.
- MKS Instruments, Inc.: *Series 925 MicroPirani™ transducer*. 10/18. 2018.
- Moore, Samuel K.: „EUV Lithography Finally Ready for Chip Manufacturing“. In: *IEEE Spectrum* (5. Jan. 2018).

- Münchenberger, Finja Marina: „Detektion von Gasen durch Ionisation in einem optimierten Vakuummessstand“. Bachelorarbeit. Technische Universität Dortmund - Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme, 2015.
- Nagao, Masayoshi und Yoshida, Tomoya: „Fabrication of gated nano electron source for vacuum nanoelectronics“. In: *Microelectronic Engineering* 132 (2015). Micro and Nanofabrication Breakthroughs for Electronics, MEMS and Life Sciences, S. 14–20. DOI: 10.1016/j.mee.2014.09.004.
- Ning, T.H.: „Hot-electron emission from silicon into silicon dioxide“. In: *Solid-State Electronics* 21.1 (1978), S. 273–282. DOI: 10.1016/0038-1101(78)90148-X.
- Okazaki, Shinji: „High resolution optical lithography or high throughput electron beam lithography: The technical struggle from the micro to the nano-fabrication evolution“. In: *Microelectronic Engineering* 133 (2015), S. 23–35. DOI: 10.1016/j.mee.2014.11.015.
- Parrillo, L. C.: „VLSI process integration“. In: *VLSI technology*. Hrsg. von Sze, S. M. Singapore: McGraw-Hill Book Company, 1983.
- Patsalas, P.; Charitidis, C.; Logothetidis, S.; Dimitriadis, C. A. und Valassiades, O.: „Combined electrical and mechanical properties of titanium nitride thin films as metallization materials“. In: *Journal of Applied Physics* 86.9 (1999), S. 5296–5298. DOI: 10.1063/1.371514.
- Pfeiffer Vacuum: *MPT 100 - Pirani/Kaltkathode Transmitter - Betriebsanleitung*. Physikalisch-Technische Bundesanstalt: *Die gesetzlichen Einheiten in Deutschland*. 2019.
- Pierce, Conway: „The Frenkel-Halsey-Hill Adsorption Isotherm and Capillary Condensation“. In: *The Journal of Physical Chemistry* 64.9 (1960), S. 1184–1187. DOI: 10.1021/j100838a018.
- Piotto, Massimo; Cesta, Simone Del und Bruschi, Paolo: „A Compact CMOS Compatible micro-Pirani Vacuum Sensor with Wide Operating Range and Low Power Consumption“. In: *Procedia Engineering* 168 (2016). Proceedings of the 30th anniversary Eurosensors Conference - Eurosensors 2016, 4-7. September 2016, Budapest, Hungary, S. 766–769. DOI: 10.1016/j.proeng.2016.11.275.
- Poloczek, Remigius: *Nanostrukturierter CMOS-kompatibler Drucksensor*. Theophano Verlag Münster, 2014.
- Queisser, Hans: *Kristallene Krisen. Mikroelektronik - Wege der Forschung, Kampf um Märkte*. 2. Aufl. München: R. Piper GmbH & Co. KG, 1987.

- Reif, F.: *Grundlagen der Physikalischen Statistik und der Physik der Wärme*. Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1976.
- Richardson, Owen W.: *Thermionic phenomena and the laws which govern them. Nobel Lecture 1929*. NobelPrize.org, 28. Dez. 2019. URL:  
<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1928/richardson/lecture/>.
- Roos, Eberhard; Maile, Karl und Seidenfuß, Michael: *Werkstoffkunde für Ingenieure. Grundlagen, Anwendung, Prüfung*. 6. Aufl. Springer Vieweg, 2017.
- Ruge, Ingolf: *Halbleiter-Technologie. Zweite, überarbeitete und erweiterte Auflage von Hermann Mader. Halbleiter-Elektronik: Bd. 4*. Hrsg. von Heywang, Walter und Müller, Rudolf. Berlin; Heidelberg; New York; Tokyo: Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 1984.  
DOI: 10.1007/978-3-642-96782-5.
- Samsung Newsroom. *Samsung Electronics Starts Production of EUV-based 7nm LPP Process*. Samsung, 18. Okt. 2018. URL:  
<https://news.samsung.com/global/samsung-electronics-starts-production-of-euv-based-7nm-lpp-process>.
- Schott: *Borofloat®*. Schott AG, 19. Feb. 2019. URL:  
<https://www.schott.com/borofloat/german/attribute/index.html>.
- Schumicki, Günter und Seegebrecht, Peter: *Prozeßtechnologie. Fertigungsverfahren für integrierte MOS-Schaltungen*. Hrsg. von Engl, Walter; Friedrich, Hans und Weinerth, Hans. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1991.
- Senitzky, B.: „Electron Emission from Silicon p-n Junctions“. In: *Physical Review* 116.4 (Nov. 1959), S. 874–879.
- Shockley, William: „Problems related to p-n junctions in silicon“. In: *Solid-State Electronics* 2.1 (1961), S. 35–67.  
DOI: 10.1016/0038-1101(61)90054-5.
- Sindlhauser Materials: *LaB6-Keramik und -Kathoden*. Sindlhauser Materials GmbH, 19. Feb. 2019. URL:  
<http://www.sindlhauser.de/de/lab6-keramik-und-kathoden.html>.
- Sing, K. S. W.; Everett, D. H.; Haul, R. A. W.; Moscou, L.; Pierotti, R. A.; Rouquérol, J. und Siemieniewska, T.: „Reporting Physisorption Data for Gas/Solid Systems With Special Reference to the Determination of Surface Area and Porosity“. In: *Pure Appl. Chem.* 57.4 (1985), S. 603–619.  
DOI: 10.1351/pac198557040603.
- Stamm, Uwe; Schwoerer, Heinrich und Lebert, Rainer: „Strahlungsquellen für die EUV-Lithographie“. In: *Physik Journal* 12 (2002), S. 33–39.

- Stramm, Till: „Variation der Strukturabmessungen eines MEMS-Vakuummeters zur genauen Untersuchung der Leitungsmechanismen“. Bachelorarbeit. Technische Universität Dortmund - Lehrstuhl für Intelligente Mikrosysteme, 2016.
- Stratton, Robert: „Field Emission from Semiconductors“. In: *Proceedings of the Physical Society. Section B* 68.10 (Okt. 1955), S. 746–757.  
DOI: 10.1088/0370-1301/68/10/307.
- Stratton, Robert: „Theory of Field Emission from Semiconductors“. In: *Phys. Rev.* 125 (Jan. 1962), S. 67–82.  
DOI: 10.1103/PhysRev.125.67.
- Sun, Xiao; Xu, Dehui; Xiong, Bin; Wu, Guoqiang und Wang, Yuelin: „A wide measurement pressure range CMOS-MEMS based integrated thermopile vacuum gauge with an XeF<sub>2</sub> dry-etching process“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 201 (2013), S. 428–433.  
DOI: 10.1016/j.sna.2013.07.020.
- Sze, S. M.: *Physics of Semiconductor Devices*. 2. Aufl. John Wiley & Sons, Inc., 1981.
- Sze, S. M., Hrsg.: *VLSI technology. McGraw-Hill Series in Electrical Engineering*. Singapore: McGraw-Hill Book Company, 1983.
- Sze, S. M.: *Semiconductor Devices. Physics and Technology*. John Wiley & Sons, Inc., 1985.
- Tenholte, D.; Kurth, S.; Gefner, T. und Dötzel, W.: „A MEMS friction vacuum gauge suitable for high temperature environment“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 142.1 (2008), S. 166–172.  
DOI: 10.1016/j.sna.2007.05.031.
- The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty. CODATA Internationally recommended 2018 values of the Fundamental Physical Constants. NIST Standard Reference Database 121*. National Institute of Standards und Technology, Gaithersburg MD, 20899. 6. Sep. 2019. URL:  
<https://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>.
- Török, E.; Perry, A.J.; Chollet, L. und Sproul, W.D.: „Young’s modulus of TiN, TiC, ZrN and HfN“. In: *Thin Solid Films* 153.1 (1987), S. 37–43.  
DOI: 10.1016/0040-6090(87)90167-2.
- Völklein, F. und Meier, A.: „Microstructured vacuum gauges and their future perspectives“. In: *Vacuum* 82.4 (2008). Proceedings of the Conference on Vacuum Based Science and Technology, S. 420–430.  
DOI: 10.1016/j.vacuum.2007.08.001.

- Wang, Xuefang; Liu, Chuan; Zhang, Zhuo; Liu, Sheng und Luo, Xiaobing: „A micro-machined Pirani gauge for vacuum measurement of ultra-small sized vacuum packaging“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 161 (2010), S. 108–113.  
DOI: 10.1016/j.sna.2010.04.034.
- Wasserrab, T: *Gaselektronik I*. Bibliographisches Institut Zürich, 1971.
- WebElements: *The periodic table on the www*. The University of Sheffield und WebElements Ltd, UK. 14. Feb. 2019. URL: <https://www.webelements.com>.
- Wei, D.; Fu, J.; Liu, R.; Hou, Y.; Liu, C.; Wang, W. und Chen, D: „Highly Sensitive Diode-Based Micro-Pirani Vacuum Sensor with Low Power Consumption“. In: *Sensors* 19.1 (2019), S. 188.  
DOI: 10.3390/s19010188.
- Wellmann, Peter: *Materialien der Elektronik und Energietechnik. Halbleiter, Graphen, Funktionale Materialien*. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2017.
- Widmann, Dietrich; Mader, Hermann und Friedrich, Hans: *Technologie hochintegrierter Schaltungen. Halbleiter-Elektronik: Bd. 19*. Hrsg. von Heywang, Walter und Müller, Rudolf. Berlin; Heidelberg; New York; London; Paris; Tokyo: Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 1988.  
DOI: 10.1007/978-3-642-97059-7.
- Wiesemann, K: *Einführung in die Gaselektronik*. B. G. Teubner Stuttgart, 1976.
- Wilfert, St. und Edelmann, Chr.: „Field emitter-based vacuum sensors“. In: *Vacuum* 86.5 (2012). Special Issue: Sensors, S. 556–571.  
DOI: 10.1016/j.vacuum.2011.08.008.
- Wutz, Max; Adam, Hermann; Walcher, Wilhelm und Jousten, Karl: *Handbuch Vakuumtechnik*. 7., erw. Aufl. Vieweg, Braunschweig, 2000.
- Yu, Shihui; Yang, Wenhao; Li, Lingxia und Zhang, Weifeng: „Improved chemical stability of ITO transparent anodes with a SnO<sub>2</sub> buffer layer for organic solar cells“. In: *Solar Energy Materials and Solar Cells* 144 (2016), S. 652–656.  
DOI: 10.1016/j.solmat.2015.10.005.
- Zaka, Alban; Rafhay, Quentin; Iellina, Matteo; Palestri, Pierpaolo; Clerc, Raphaël; Rideau, Denis; Garetto, Davide; Dornel, Erwan et al.: „On the accuracy of current TCAD hot carrier injection models in nanoscale devices“. In: *Solid-State Electronics* 54.12 (2010), S. 1669–1674.  
DOI: 10.1016/j.sse.2010.06.014.
- Zeng, Kaiyang; Zhu, Furong; Hu, Jianqiao; Shen, Lu; Zhang, Keran und Gong, Hao: „Investigation of mechanical properties of transparent conducting oxide thin films“.

- In: *Thin Solid Films* 443.1 (2003), S. 60–65.  
DOI: 10.1016/S0040-6090(03)00915-5.
- Zhang, F.T.; Tang, Z.; Yu, J. und Jin, R.C.: „A micro-Pirani vacuum gauge based on micro-hotplate technology“. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 126.2 (2006), S. 300–305.  
DOI: 10.1016/j.sna.2005.10.016.
- Zhang, Guohe; Lai, Junhua; Kong, Yanmei; Jiao, Binbin; Yun, Shichang und Ye, Yuxin: „Study of cavity effect in micro-Pirani gauge chamber with improved sensitivity for high vacuum regime“. In: *AIP Advances* 8.5 (2018), S. 055131.  
DOI: 10.1063/1.5025611.
- Zhang, Han; Tang, Jie; Zhang, Lin; An, Bai und Qin, Lu-Chang: „Atomic force microscopy measurement of the Young’s modulus and hardness of single LaB6 nanowires“. In: *Applied Physics Letters* 92.17 (2008), S. 173121.  
DOI: 10.1063/1.2919718.
- Zimmer, C. M.; Asbeck, C.; Lützenkirchen-Hecht, D.; Glösekötter, P. und Kallis, K. T.: „Backside Illumination of an Electronic Photo Ionization Detector Realized by UV Transparent Thin Films“. In: *Journal of Nano Research* 25 (Nov. 2013), S. 55–60.  
DOI: 10.4028/www.scientific.net/JNanoR.25.55.
- Zimmer, C. M.; Kallis, K. T. und Giebel, F. J.: „Micro-structured electron accelerator for the mobile gas ionization sensor technology“. In: *Journal of Sensors and Sensor Systems* 4.1 (2015), S. 151–157.  
DOI: 10.5194/jsss-4-151-2015.
- Zimmer, C. M.; Yoganathan, K.; Giebel, F. J.; Lützenkirchen-Hecht, D.; Glösekötter, P. und Kallis, K. T.: „Photoemission properties of LaB6 thin films for the use in PIDs“. In: *14th IEEE International Conference on Nanotechnology*. Aug. 2014, S. 877–881.  
DOI: 10.1109/NANO.2014.6967988.
- Zimmer, Cordula M.; Kieschnick, Michael; Kallis, Klaus T.; Schubert, Jürgen; Kunze, Ulrich und Doll, Theodor: „Nano photoelectron ioniser chip using LaB6 for ambient pressure trace gas detection“. In: *Microelectronic Engineering* 98 (2012). Special issue MNE 2011 - Part II, S. 472–476.  
DOI: 10.1016/j.mee.2012.07.094.
- Zimmer, Günter: *CMOS-Technologie*. München: R. Oldenburg Verlag GmbH, 1982.

---

## A. Skript der Ausgleichsrechnung in Abschnitt 5.3.1

```
1 %%% Strom in Abhängigkeit vom Druck fitten %%%
2 %%% F. J. Giebel, Dortmund 19-09-02 %%%
3 %%%
4 %%%
5
6 close all;
7 clear all;
8
9
10 fprintf('=====\n');
11 fprintf('===== ANFANG ===== \n');
12 fprintf('===== Daten fitten ===== \n');
13 fprintf('=====\n \n');
14
15
16 %% Einstellungen
17 bildschirm=1;          % Anzahl der Bildschirme
18
19
20 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
21 %% Voreinstellung Pfade
22 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
23 aktuellerordner=pwd;
24 cd('..')
25 cd('..')
26 cd('..')
27 matlabordner=pwd;
28 cd('Matlabfunktionen')
29 funktionsordner=pwd;
30 path(path,funktionsordner); % Ordner mit Hilfsfunktionen
31 cd('..')
32 cd(aktuellerordner)
33
34
35 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
36 %% Voreinstellung Diagramme & Layout
37 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```

38 % positionfig=function_positionfig(bildschirm); % Ort & Größe Diagramme
39 positionfig=[ 1 1 40 30;10 2 40 15]; % Alternativ
40
41 % axesfig=function_axesfig;
42 axesfig=[ 0.18 0.2 0.79 0.75]; % Alternativ
43
44 % color=function_color; % Definition von Farben für Diagramme
45 color(1:100,1:3)=.7; % Alternativ: grau
46
47
48 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
49 %% Naturkonstanten etc.
50 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
51 kB=1.38e-23; % Boltzmannkonstante in J/K
52 qe=1.602e-19; % Elementarladung in C
53 me=9.11e-31; % Elektronenmasse in kg
54
55 Ui=12; % Ionisierungsenergie
56
57
58 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
59 %% Dateinamen und Parameter
60 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
61 %% % Dateinamen Messwerte
62 daten{1}=sprintf('B5056_m20_20V');
63 %% % druck_manuel=3.8e-6;
64 daten{2}=sprintf('B5057_m20_20V');
65 %% % druck_manuel=1.3e-3;
66 daten{3}=sprintf('B5058_m20_20V');
67 %% % druck_manuel=1.6e-1;
68 daten{4}=sprintf('B5059_m20_20V');
69 %% % druck_manuel=8.6e-1;
70 daten{5}=sprintf('B5060_m20_20V');
71 %% % druck_manuel=3;
72 daten{6}=sprintf('B5061_m20_20V');
73 %% % druck_manuel=10;
74 daten{7}=sprintf('B5062_m20_20V');
75 %% % druck_manuel=30;
76 daten{8}=sprintf('B5063_m20_20V');

```

```

77 % % % druck_manuel=100;
78 daten{9}=sprintf('B5064_m20_20V');
79 % % % druck_manuel=230;
80 daten{10}=sprintf('B5065_m20_20V');
81 % % % druck_manuel=330;
82 daten{11}=sprintf('B5066_m20_20V');
83 % % % druck_manuel=480;
84 daten{12}=sprintf('B5067_m20_20V');
85 % % % druck_manuel=640;
86 daten{13}=sprintf('B5068_m20_20V');
87 % % % druck_manuel=1000;
88
89 % % Definition von Parametern
90 U_var=20;           % Spannung in V
91 T=293;             % Raumtemperatur in K
92 v_th=sqrt(3*kB*T/me); % thermische Geschwindigkeit in m/s
93 A=5*5e-6;          % Fläche Elektroden m^2
94 d=1e-3;            % Elektroden-Abstand m
95 Fitspannung=U_var;
96
97 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
98 %% Voreinstellungen Fit
99 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
100 I0=3.5;             % Achsenabschnitt in pA
101
102 % % x-Vektor für Fit
103 % % logarithmische xachse
104 e1=-6:.2:-1; e2=-1:.2:1; e3=1:.1:4;
105 exponent=[e1 e2 e3];
106 xwerte=10.^exponent;
107
108
109 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
110 %% Messwerte auslesen
111 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
112 for n=1:13
113     loadnamestruct=['struct\struct-' daten{n} '.mat'];
114     fprintf('\nLade %s.\n',loadnamestruct)
115     structdata = load(loadnamestruct);

```

```

116     druck(n)=structdata.structdata.druck; % x-Werte
117     y1=structdata.structdata.y(1,1); % Spalte der y-Werte
118 % y-Werte
119     Strom(n,1)=structdata.structdata.messwerte{1,1}(end,y1); % 1. Messreihe
120     Strom(n,2)=structdata.structdata.messwerte{1,2}(end,y1); % 2. Messreihe
121 end
122
123
124 % % Mittelwerte und Fehler
125 % % Für den Fall, dass mehrere Messreihen je Druck durchgeführt wurden
126 mittelwert=mean(Strom,2);
127 stdabweichung=std(Strom,0,2);
128
129
130 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
131 %% Definition der Ausgleichsfunktion bei Ionisation im Gasraum
132 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
133 % p_var.*1e2: x-Werte, Druck in Pa
134 % z: Fitparameter:
135 % z(1)*1e-7: cI *1e-12 wegen pA!
136 % z(2)*1e-20: sigma in m^2
137 % z(3): I1=g0*Fitspannung in pA!
138
139 % Modell beschreibt Strom in pA!
140 model_p = @(z,p_var)I0+z(3).*U_var./Fitspannung+... %I0+Ilin+...
141 qe*z(1)*1e-7.*p_var*1e2/kB/T.*U_var./d*A.*... %qe*ci*nG*E*A*(...
142 (exp(-d.*p_var.*1e2*z(2)*1e-20/kB/T).*... %f0: exp(-d/lambda)*exp(-d/s)*
143 exp(-d./qe.*(2*me*d*v_th^2)./(kB*T./(p_var.*1e2*z(2)*1e-20)).^2./U_var).*...
144 sqrt(qe/me/2*d^2./U_var)+... %mu0+
145 exp(-kB*T./(p_var.*1e2*z(2)*1e-20)./d).*... %f1: exp(-lam/d)*exp(-lam/s)*
146 exp(-1./qe.*(2*me*d*v_th^2)./(kB*T./(p_var.*1e2*z(2)*1e-20))./U_var).*...
147 sqrt(qe/me/2*1./(p_var.*1e2/kB/T*z(2)*1e-20)*d./U_var)+... %mu1+...exp(-s/d)*
148 exp(-qe./(2*me*d^2*v_th^2)).*(kB*T./(p_var.*1e2*z(2)*1e-20)).^2.*U_var).*...
149 exp(-qe./(2*me*d*v_th^2)).*(kB*T./(p_var.*1e2*z(2)*1e-20)).*U_var).*...%exp(-s/l)
150 (qe/2/me*kB*T./(p_var.*1e2*z(2)*1e-20)/v_th)).*... %mu2)
151 exp(d./... %exp(d/... [exp(-lam/s)/
152 (exp(1./(-qe.*U_var./d/(2*me*(v_th)^2)./(p_var.*1e2*z(2)*1e-20/kB/T)))/...
153 (p_var.*1e2*z(2)*1e-20/kB/T)+... %1/lam+... exp(-s/lam)*...
154 exp(-qe.*U_var./d/(2*me*(v_th)^2)./(p_var.*1e2*z(2)*1e-20/kB/T)).*...

```

```

155     qe./((2*me*d*v_th^2*(z(2)*1e-20)^2)./U_var.*(p_var.*1e2/kB/T).^2)).*... %s]*
156 exp(-Ui./(U_var./d)./... exp(-Ui/E/... [exp(-lam/s)/
157 (exp(1./(-qe.*U_var./d/(2*me*(v_th)^2).(p_var.*1e2*z(2)*1e-20/kB/T)))/...
158 (p_var.*1e2*z(2)*1e-20/kB/T)+... %1/lam+... exp(-s/lam)*...
159 exp(-qe.*U_var./d/(2*me*(v_th)^2).(p_var.*1e2*z(2)*1e-20/kB/T)).*...
160 qe./((2*me*d*v_th^2*(z(2)*1e-20)^2)./U_var.*(p_var.*1e2/kB/T).^2)) );%s] ))
161
162
163 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
164 %% Routine Variation Startparameter
165 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
166
167 % Fitparameter sigma -> o-Schleife
168 x=-2:.1:2;
169 sigma0=10.^x; % Startwerte
170 laengeo=size(sigma0);
171 for o=1:laengeo(2)
172
173 % Fitparameter cI -> n-Schleife
174 x=-2:.1:2;
175 cI0=10.^x; % Startwerte
176 laengen=size(cI0);
177 for n=1:laengen(2)
178
179 q=1;
180
181
182 % Filterkriterien
183 fitmatrix{o,n,q}=1;
184 % Element fitmatrix{o,n,q} bleibt =1, wenn alle Parameter >= 0 und
185 % alle Werte der Ausgleichsfunktion definiert sind.
186 realmatrix{o,n,q}=0;
187 % Element realmatrix{o,n,q} wird 1,
188 % wenn alle Parameter reel sind
189 msematrix{o,n,q}=0;
190 % Element realmatrix{o,n,q}=MSE
191 % wenn Mittlerer Quadratischer Fehler < 1
192
193 % Startwerte für Fitparameter:

```

```

194 beta20{o,n,q}=[cI0(n) sigma0(o) 35];
195 % [cI0(n) sigma0(o) I10]
196 % [*1e-7 *1e-20 *1]
197
198 % Berechne Modell(Startwerte):
199 fit_model_p0{o,n,q}=model_p(beta20{o,n,q},xwerte);
200
201 % Durchführung der Ausgleichsrechnung
202 options.FunValCheck= 'off';
203 [beta2{o,n,q},R,J,CovB,MSE] = nlinfit(druck,mittelwert'*1e12,...
204                                     model_p, beta20{o,n,q}, options);
205 Fehler{o,n,q}=sqrt(diag(CovB));
206
207 % Berechne Ausgleichsfunktion
208 fit_model_p{o,n,q}=model_p(beta2{o,n,q},xwerte);
209
210
211
212 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
213 %% Filtern der Ergebnisse
214 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
215 if any(~isfinite(fit_model_p{o,n,q}))==1
216     %Sind alle Werte der Ausgleichsfunktion definiert?
217     fitmatrix{o,n,q}=0;
218
219 else
220     if MSE<=1 % Ist der MSE <1?
221         msematrix{o,n,q}=MSE;
222     end
223
224     if isreal(beta2{o,n,q})==1 % sind alle Parameter reel?
225         realmatrix{o,n,q}=1;
226     end
227 end
228
229 if any(beta2{o,n,q}<0) % sind alle Parameter >= 0?
230     fitmatrix{o,n,q}=-1;
231 end
232

```

```

233
234 end
235 end
236
237
238
239 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
240 %% Plot Startmodelle und Ausgleichsfunktion
241 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
242 h=figure('name','Ausgleichsrechnung',...
243         'Units','centimeter','Position',positionfig(1,:));%
244 axes('Units','normalized','Position',axesfig(1,:))
245 box on
246
247 Fitzahl=0;
248
249     hold on
250
251 for o=1:laengeo(2) % Fitparameter sigma
252 for n=1:laengen(2) % Fitparameter cI
253 q=1;
254
255     if fitmatrix{o,n,q}==1 % alle Parameter >= 0 und
256                             % alle Werte der Ausgleichsfunktion definiert
257     if realmatrix{o,n,q}==1 % alle Parameter reel
258     if ~msematrix{o,n,q}==0 % MSE <1
259
260
261     semilogx(xwerte,fit_model_p0{o,n,q},'--',...
262             'LineWidth',2,'Color',color(n,1:3)); % Startmodell
263     semilogx(xwerte,fit_model_p{o,n,q},'-',...
264             'LineWidth',3,'Color',[0 0 0]); % Ergebnis Ausgleichsrechnung
265
266     Fitzahl=Fitzahl+1; % Zähler für gefilterte Ergebnisse
267
268     % Schreibe Ergebniss in Parametermatrix:
269     Parametermatrix(Fitzahl,1)=o;
270     Parametermatrix(Fitzahl,2)=n;
271     Parametermatrix(Fitzahl,3)=q;

```

```

272     % cI
273     Parametermatrix(Fitzahl,4)=beta2{o,n,q}(1)*1e-7*1e-12;
274     Parametermatrix(Fitzahl,5)=Fehler{o,n,q}(1)*1e-7*1e-12;
275     % sigma in m^2
276     Parametermatrix(Fitzahl,6)=beta2{o,n,q}(2)*1e-20;
277     Parametermatrix(Fitzahl,7)=Fehler{o,n,q}(2)*1e-20;
278     % I1 in A
279     Parametermatrix(Fitzahl,8)=beta2{o,n,q}(3)*1e-12;
280     Parametermatrix(Fitzahl,9)=Fehler{o,n,q}(3)*1e-12;
281     % Mittlerer Quadratischer Fehler
282     Parametermatrix(Fitzahl,10)=msematrix{o,n,q};
283
284     end
285     end
286     end
287 end
288 end
289
290 % Mittelwerte und Fehler
291 errorbar(druck,mittelwert*1e12,stdabweichung*1e12,...
292         'x','LineWidth',3,'MarkerSize',15,'Color',[0 0 0]);
293 hold off
294
295
296 %% Layout
297 set(gca,'XTick',[1e-4 1e-2 1e0 1e2 1e4])
298 set(gca, 'XScale', 'log')
299
300 grid on
301 xlabel('Druck [mbar]','interpreter','latex','fontsize',70);
302 ylabel('Strom [pA]','interpreter','latex','fontsize',70);
303 set(gca,'fontsize',50)%
304 axis([1e-6 1e5 30 70])
305
306
307 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
308 %% safe
309 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
310 name=sprintf('Bilder\\sigmadruck_plat_1908');

```

```

311 % saveas(gcf,name)
312 set(gca,'fontsize',50)%
313 exportfig(h,name,'LockAxes',0,'Color','rgb','Format','eps','Resolution',500)
314
315
316 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
317 %% Ausgabe Ergebnis
318 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
319 fprintf('\n\n\nAnzahl der Ausgleichsrechnungen: %d\n',...
320         laengeo(2)*laengen(2));
321 fprintf('\nAnzahl der gefilterten Fitfunktionen: %d\n\n', Fitzahl);
322
323 % cI
324 Parameter_MW(1,1)=mean(Parametermatrix(:,4)); %MW
325 Parameter_MW(1,2)=mean(Parametermatrix(:,5)); %MW der Fitfehler
326 Parameter_MW(1,3)=std(Parametermatrix(:,4)); %Std.abweichung
327
328 % sigma
329 Parameter_MW(2,1)=mean(Parametermatrix(:,6)); %MW
330 Parameter_MW(2,2)=mean(Parametermatrix(:,7)); %MW der Fitfehler
331 Parameter_MW(2,3)=std(Parametermatrix(:,6)); %Std.abweichung
332
333 % lin. Anteil
334 Parameter_MW(3,1)=mean(Parametermatrix(:,8)); %MW
335 Parameter_MW(3,2)=mean(Parametermatrix(:,9)); %MW der Fitfehler
336 Parameter_MW(3,3)=std(Parametermatrix(:,8)); %Std.abweichung
337
338 fprintf('Mittelwerte der Fitparameter und Standardabweichung\n');
339 fprintf('cI: %1.4g +- %1.2g, %1.2g Promille \n',...
340         Parameter_MW(1,1), Parameter_MW(1,3),...
341         Parameter_MW(1,3)/Parameter_MW(1,1)*1000);
342 fprintf('sigma: %1.4g m$^2$ pm %1.2g m$^2$, %1.2g Promille \n',...
343         Parameter_MW(2,1), Parameter_MW(2,3),...
344         Parameter_MW(2,3)/Parameter_MW(2,1)*1000);
345 fprintf('z(3): %1.4g A +- %1.2g A, %1.2g Promille \n',...
346         Parameter_MW(3,1), Parameter_MW(3,3),...#
347         Parameter_MW(3,3)/Parameter_MW(3,1)*1000);
348 fprintf('g0: %1.4g A/V +- %1.2g A/V, %1.2g Promille \n\n\n',...
349         Parameter_MW(3,1)./Fitspannung, Parameter_MW(3,3)./Fitspannung,...

```

```

350     Parameter_MW(3,3)/Parameter_MW(3,1)*1000);
351
352 fprintf('Parameter für Modell:\n');
353 fprintf(' \nbeta0: %1.4g %1.4g %1.4g \n \n',...
354     Parameter_MW(1,1)*1e7*1e12, Parameter_MW(2,1)*1e20, Parameter_MW(3,1)*1e12);
355
356
357
358 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
359 %% Überprüfung Korrelation Fitparameter cI
360 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
361 h=figure('name', ['Korrelation Fitparameter cI'],...
362     'Units', 'centimeter', 'Position', positionfig(2,:));%
363
364 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
365 %% Plot 1
366 axes('Units', 'normalized', 'Position', [0.04 0.1 0.30 0.79])
367 box on
368
369 hold on
370 for o=1:laengeo(2)
371 for n=1:laengen(2)
372     if fitmatrix{o,n,q}==1
373     if ~msematrix{o,n,q}==0
374     if realmatrix{o,n,q}==1
375         plot(beta20{o,n,q}(1),beta2{o,n,q}(1), 'o',...
376             'LineWidth', 2, 'MarkerSize', 10, 'Color', color(n,1:3))
377     end
378     end
379     end
380 end
381 end
382 hold off
383
384 xlabel('cI0 *1e-7', 'interpreter', 'latex', 'fontsize', 14);
385 ylabel('cI *1e-7 nach Fit', 'interpreter', 'latex', 'fontsize', 14);
386 axis([-inf inf -inf inf])
387 grid on
388 set(gca, 'XScale', 'log')

```

```

389
390
391 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
392 %% Plot 2
393 axes('Units','normalized','Position',[0.40 0.1 0.25 0.79])
394 box on
395
396 hold on
397 for o=1:laengeo(2)
398 for n=1:laengen(2)
399     if fitmatrix{o,n,q}==1
400     if ~msematrix{o,n,q}==0
401     if realmatrix{o,n,q}==1
402         plot(beta20{o,n,q}(2),beta2{o,n,q}(1),'o',...
403             'LineWidth',2,'MarkerSize',10,'Color',color(n,1:3))
404     end
405     end
406     end
407 end
408 end
409 hold off
410
411 xlabel('Sigma0 in m*m *1e-20','interpreter','latex','fontsize',14);
412 axis([-inf inf -inf inf])
413 grid on
414 % set(gca, 'XScale', 'log')
415
416
417 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
418 %% Plot 3
419 axes('Units','normalized','Position',[0.70 0.1 0.25 0.79])
420 box on
421
422 hold on
423 for o=1:laengeo(2)
424 for n=1:laengen(2)
425     if fitmatrix{o,n,q}==1
426     if ~msematrix{o,n,q}==0
427     if realmatrix{o,n,q}==1

```

```
428     plot(beta2{o,n,q}(2),beta2{o,n,q}(1),'o',...
429           'LineWidth',2,'MarkerSize',10,'Color',color(n,1:3))
430     end
431     end
432     end
433 end
434 end
435 hold off
436
437 xlabel('Sigma nach Fit in m*m *1e-20','interpreter','latex','fontsize',14);
438 axis([-inf inf -inf inf])
439 grid on
440 % set(gca, 'XScale', 'log')
441
442
443
444 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
445 %% Überprüfung Korrelation Fitparameter sigma
446 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
447 h=figure('name',['Korrelation Fitparameter sigma'],...
448         'Units','centimeter','Position',positionfig(2,:));%
449
450 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
451 %% Plot 1
452 axes('Units','normalized','Position',[0.08 0.1 0.30 0.79])
453 box on
454
455 hold on
456 for o=1:laengeo(2)
457 for n=1:laengen(2)
458     if fitmatrix{o,n,q}==1
459     if ~msematrix{o,n,q}==0
460     if realmatrix{o,n,q}==1
461         plot(beta20{o,n,q}(2),beta2{o,n,q}(2),'o',...
462             'LineWidth',2,'MarkerSize',10,'Color',color(n,1:3))
463     end
464     end
465     end
466 end
```

```

467 end
468 hold off
469
470 xlabel('Sigma0 in m*m *1e-20','interpreter','latex','fontsize',14);
471 ylabel('Sigma nach Fit in m*m *1e-20','interpreter','latex','fontsize',14);
472 axis([-inf inf -inf inf])
473 grid on
474 % set(gca, 'XScale', 'log')
475
476
477 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
478 %% Plot 2
479 axes('Units','normalized','Position',[0.42 0.1 0.25 0.79])
480 box on
481
482 hold on
483 for o=1:laengeo(2)
484 for n=1:laengen(2)
485     if fitmatrix{o,n,q}==1
486     if ~msematrix{o,n,q}==0
487     if realmatrix{o,n,q}==1
488         plot(beta20{o,n,q}(1),beta2{o,n,q}(2),'o',...
489             'LineWidth',2,'MarkerSize',10,'Color',color(n,1:3))
490     end
491     end
492     end
493 end
494 end
495 hold off
496
497 xlabel('cI0 *1e-7','interpreter','latex','fontsize',14);
498 axis([-inf inf -inf inf])
499 grid on
500 set(gca, 'XScale', 'log')
501
502
503 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
504 %% Plot 3
505 axes('Units','normalized','Position',[0.72 0.1 0.25 0.79])

```

```

506 box on
507
508 hold on
509 for o=1:laengeo(2)
510 for n=1:laengen(2)
511     if fitmatrix{o,n,q}==1
512     if ~msematrix{o,n,q}==0
513     if realmatrix{o,n,q}==1
514         plot(beta2{o,n,q}(1),beta2{o,n,q}(2),'o',...
515             'LineWidth',2,'MarkerSize',10,'Color',color(n,1:3))
516     end
517     end
518     end
519 end
520 end
521 hold off
522
523 xlabel('cI *1e-7','interpreter','latex','fontSize',14);
524 axis([-inf inf -inf inf])
525 grid on
526 % set(gca, 'XScale', 'log')
527
528
529 fprintf('\n===== \n');
530 fprintf('===== ENDE ===== \n');
531 fprintf('===== \n \n');

```

## B. Skript der Ausgleichsrechnung in Abschnitt 5.3.2

```
1 ...
2
3
4 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
5 %% Definition der Ausgleichsfunktion zur Schottkyemission
6 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
7 % p_var.*1e2: x-Werte, Druck in Pa
8 % z: Fitparameter:
9 % z(1)*1e-20: sigma in m^2
10 % z(2): p0 in mbar
11 % z(3): epsr
12 % z(4): I1=g0*Fitspannung in muA
13 % z(5): kS1 in muA
14 % z(6): kS2 in V$^{-1/2}$
15
16 % Modell beschreibt Strom in muA!
17 model_p = @(z,p_var)z(4).*U_var./Fitspannung+... %Ilin+... (
18 (exp(-d.*p_var.*1e2*z(1)*1e-20/kB/T).*... %f0: exp(-d/lambda)*exp(-d/s)*
19 exp(-d./qe.*(2*me*d*v_th^2)./(kB*T./(p_var.*1e2*z(1)*1e-20)).^2./U_var).*...
20 sqrt(qe/me/2*d^2./U_var)+... %mu0+
21 exp(-kB*T./(p_var.*1e2*z(1)*1e-20)./d).*... %f1: exp(-lam/d)*exp(-lam/s)*
22 exp(-1./qe.*(2*me*d*v_th^2)./(kB*T./(p_var.*1e2*z(1)*1e-20))./U_var).*...
23 sqrt(qe/me/2*1./(p_var.*1e2/kB/T*z(1)*1e-20)*d./U_var)+... %mu1+...exp(-s/d)*
24 exp(-qe./(2*me*d^2*v_th^2).*(kB*T./(p_var.*1e2*z(1)*1e-20)).^2.*U_var).*...
25 exp(-qe./(2*me*d*v_th^2).*(kB*T./(p_var.*1e2*z(1)*1e-20)).*U_var).*...%exp(-s/l)*
26 (qe/2/me*kB*T./(p_var.*1e2*z(1)*1e-20)/v_th)).*... %mu2)
27 (z(5).*... %kS1*(...
28 (exp(z(6)*1e0.*(U_var).^0.5).*... %exp(kS2*U^1/2)*
29 (1-p_var./z(2)./(1+p_var./z(2)))+... % (1-theta)+...
30 exp(z(6)*1e0.*(U_var./z(3)).^0.5).*... %exp(kS2*(U/epsr)^1/2)*
31 (p_var./z(2)./(1+p_var./z(2))))./... % theta )/
32 (sqrt(qe/me/2*d^2./U_var))); %mu0
33
34
35 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
36 %% Routine Variation Startparameter
37 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
38
39 % Fitparameter sigma -> o-Schleife
40 x=2.5:.05:3.2;
41 sigma0=10.^x;
42 laengeo=size(sigma0);
43 for o=1:laengeo(2)
44
45 % Fitparameter p0 -> n-Schleife
46 x=-4.5:.1:-2;
47 p00=10.^x;
48 laengen=size(p00);
49 for n=1:laengen(2)
50
51 % Fitparameter epsr -> q-Schleife
52 epsr0=1e0:.05e0:1.6e0;
53 laengeq=size(epsr0);
54 for q=1:laengeq(2)
55
56 % Filterkriterien
57 fitmatrix{o,n,q}=1;
58 % Element fitmatrix{o,n,q} bleibt =1, wenn alle Parameter >= 0 und
59 % alle Werte der Ausgleichsfunktion definiert sind.
60 realmatrix{o,n,q}=0;
61 % Element realmatrix{o,n,q} wird 1,
62 % wenn alle Parameter reel sind.
63 msematrix{o,n,q}=0;
64 % Element realmatrix{o,n,q}=MSE wenn Mittlerer Quadratischer Fehler < Grenzwert,
65 % alle Fehler definiert sind und epsr > 1 ist.
66
67 % Startwerte für Fitparameter:
68 beta_p_0{o,n,q}=beta_p_test;
69 beta_p_0{o,n,q}(1)=sigma0(o);
70 beta_p_0{o,n,q}(2)=p00(n);
71 beta_p_0{o,n,q}(3)=epsr0(q);
72
73 % Berechne Modell(Startwerte):
74 new_fit20{o,n,q}=model_p(beta_p_0{o,n,q},xwerte);
75
76 % Durchführung der Ausgleichsrechnung
```

```

77 options.FunValCheck= 'off';
78 [beta_p{o,n,q},R,J,CovB,MSE] = nlinfit(druck,mittelwert'*1e6,...
79                                     model_p, beta_p_0{o,n,q}, options);
80 Fehler{o,n,q}=sqrt(diag(CovB));
81
82 % Berechne Ausgleichsfunktion
83 new_fit2{o,n,q}=model_p(beta_p{o,n,q},xwerte);
84
85
86
87 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
88 %% Filtern der Ergebnisse
89 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
90 if any(~isfinite(new_fit2{o,n}))==1
91     %Sind alle Werte der Ausgleichsfunktion definiert?
92     fitmatrix{o,n,q}=0;
93
94 else
95     if MSE<=msegrenze                % Ist der MSE < Grenzwert?
96         msematrix{o,n,q}=MSE;
97     end
98     if any(~isfinite(Fehler{o,n,q}))==1 % Sind alle Fehler definiert?
99         msematrix{o,n,q}=0;
100    end
101    if beta_p{o,n,q}(3)<1                % Ist epsr > 1?
102        msematrix{o,n,q}=0;
103    end
104    if isreal(beta_p{o,n,q})==1        % sind alle Parameter reel?
105        realmatrix{o,n,q}=1;
106    end
107    if any(beta_p{o,n,q}<0)            % sind alle Parameter >= 0?
108        fitmatrix{o,n,q}=-1;
109    end
110 end
111
112
113 end
114 end
115 end

```

```

116
117
118
119 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
120 %% Plot Startmodelle und Ausgleichsfunktion
121 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
122 h=figure('name','Ausgleichsrechnung',...
123         'Units','centimeter','Position',positionfig(1,:));%
124 axes('Units','normalized','Position',axesfig(1,:))
125 box on
126
127 Fitzahl=0;
128
129 hold on
130
131 for o=1:laengeo(2) % Fitparameter sigma
132 for n=1:laengen(2) % Fitparameter p0
133 for q=1:laengeq(2) % Fitparameter epsr
134
135 plot(xwerte,new_fit20{o,n,q},'--',...           % Startmodell
136      'LineWidth',2,'Color',color(n,1:3));
137 errorbar(druck,mittelwert*1e6,stdabweichung*1e6,... % Mittelwerte und Fehler
138         'x','LineWidth',3,'MarkerSize',15,'Color',[0 0 0]);
139
140
141 if fitmatrix{o,n,q}==1 % alle Parameter >= 0 und
142     % alle Werte der Ausgleichsfunktion definiert
143 if realmatrix{o,n,q}==1 % alle Parameter reel
144 if ~msematrix{o,n,q}==0 % MSE < Grenzwert, alle Fehler definiert,
145     % epsr > 1
146
147 plot(xwerte,new_fit2{o,n,q},'-' ,...           % Ergebnis Ausgleichsrechnung
148      'LineWidth',3,'MarkerSize',20,'Color',[0 0 0]);
149
150 Fitzahl=Fitzahl+1; % Zähler für gefilterte Ergebnisse
151
152 % Schreibe Ergebniss in Parametermatrix:
153 Parametermatrix(Fitzahl,1)=o;
154 Parametermatrix(Fitzahl,2)=n;

```

```

155     Parametermatrix(Fitzahl,3)=q;
156     Parametermatrix(Fitzahl,4)=msematrix{o,n,q};
157     Parametermatrix(Fitzahl,5)=beta_p{o,n,q}(1);
158     Parametermatrix(Fitzahl,6)=Fehler{o,n,q}(1);
159     Parametermatrix(Fitzahl,7)=beta_p{o,n,q}(2);
160     Parametermatrix(Fitzahl,8)=Fehler{o,n,q}(2);
161     Parametermatrix(Fitzahl,9)=beta_p{o,n,q}(3);
162     Parametermatrix(Fitzahl,10)=Fehler{o,n,q}(3);
163     Parametermatrix(Fitzahl,11)=beta_p{o,n,q}(4);
164     Parametermatrix(Fitzahl,12)=Fehler{o,n,q}(4);
165     Parametermatrix(Fitzahl,13)=beta_p{o,n,q}(5);
166     Parametermatrix(Fitzahl,14)=Fehler{o,n,q}(5);
167     Parametermatrix(Fitzahl,15)=beta_p{o,n,q}(6);
168     Parametermatrix(Fitzahl,16)=Fehler{o,n,q}(6);
169
170     end
171     end
172     end
173 end
174 end
175 end
176
177 hold off
178
179
180 %% Layout
181 set(gca,'XTick',[1e-4 1e-2 1e0 1e2 1e4])
182 set(gca, 'XScale', 'log')
183 set(gca,'fontsize',50)%
184
185 grid on
186 xlabel('Druck [mbar]','interpreter','latex','fontsize',70);
187 ylabel('Strom [ $\mu$ A]','interpreter','latex','fontsize',70);
188 axis([1e-6 2e3 ymin ymax2])
189 grid on
190
191
192 %% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
193 %% Ausgabe Ergebnis

```

```

194 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
195 % sigma
196 Parameter_MW(1,1)=mean(Parametermatrix(:,5))*1e-20; %MW
197 Parameter_MW(1,2)=mean(Parametermatrix(:,6))*1e-20; %MW der Fitfehler
198 Parameter_MW(1,3)=std(Parametermatrix(:,5))*1e-20; %Std.abweichung
199
200 % p0
201 Parameter_MW(2,1)=mean(Parametermatrix(:,7)); %MW
202 Parameter_MW(2,2)=mean(Parametermatrix(:,8)); %MW der Fitfehler
203 Parameter_MW(2,3)=std(Parametermatrix(:,7)); %Std.abweichung
204
205 % epsr
206 Parameter_MW(3,1)=mean(Parametermatrix(:,9)); %MW
207 Parameter_MW(3,2)=mean(Parametermatrix(:,10)); %MW der Fitfehler
208 Parameter_MW(3,3)=std(Parametermatrix(:,9)); %Std.abweichung
209
210 % I1
211 Parameter_MW(4,1)=mean(Parametermatrix(:,11)); %MW
212 Parameter_MW(4,2)=mean(Parametermatrix(:,12)); %MW der Fitfehler
213 Parameter_MW(4,3)=std(Parametermatrix(:,11)); %Std.abweichung
214
215 % ks1
216 Parameter_MW(5,1)=mean(Parametermatrix(:,13)); %MW
217 Parameter_MW(5,2)=mean(Parametermatrix(:,14)); %MW der Fitfehler
218 Parameter_MW(5,3)=std(Parametermatrix(:,13)); %Std.abweichung
219
220 % ks2
221 Parameter_MW(6,1)=mean(Parametermatrix(:,15)); %MW
222 Parameter_MW(6,2)=mean(Parametermatrix(:,16)); %MW der Fitfehler
223 Parameter_MW(6,3)=std(Parametermatrix(:,15)); %Std.abweichung
224
225
226 fprintf('\n\nModell: Schottky \n');
227 fprintf('\nAnzahl der Ausgleichsrechnungen: %d\n',...
228         laengeo(2)*laengen(2)*laengeq(2));
229 fprintf('\nAnzahl der gefilterten Fitfunktionen: %d\n\n', Fitzahl);
230
231
232 fprintf('Mittelwerte der Fitparameter und Standardabweichung \\\ \n');

```

```
233 fprintf('sigma: %1.4g m$^2$ pm %1.2g m$^2$ \\\ \n',...
234     Parameter_MW(1,1), Parameter_MW(1,3));
235 fprintf('p0: %1.4g mbar +- %1.2g mbar \\\ \n',...
236     Parameter_MW(2,1), Parameter_MW(2,3));
237 fprintf('epsr: %1.4g +- %1.2g \\\ \n',...
238     Parameter_MW(3,1), Parameter_MW(3,3));
239 fprintf('g0: %1.4g muA/V +- %1.2g muA/V \\\ \n',...
240     Parameter_MW(4,1)./Fitspannung, Parameter_MW(4,3)./Fitspannung);
241 fprintf('kS1: %1.4g muA +- %1.2g muA \\\ \n',...
242     Parameter_MW(5,1), Parameter_MW(5,3));
243 fprintf('kS2: %1.4g V$^{-1/2}$ +- %1.2g V$^{-1/2}$ \\\ \n \n',...
244     Parameter_MW(6,1), Parameter_MW(6,3));
245
246
247 ...
```



## C. Charakteristische Darstellungen der Messwerte aus Abschnitt 5.3.2

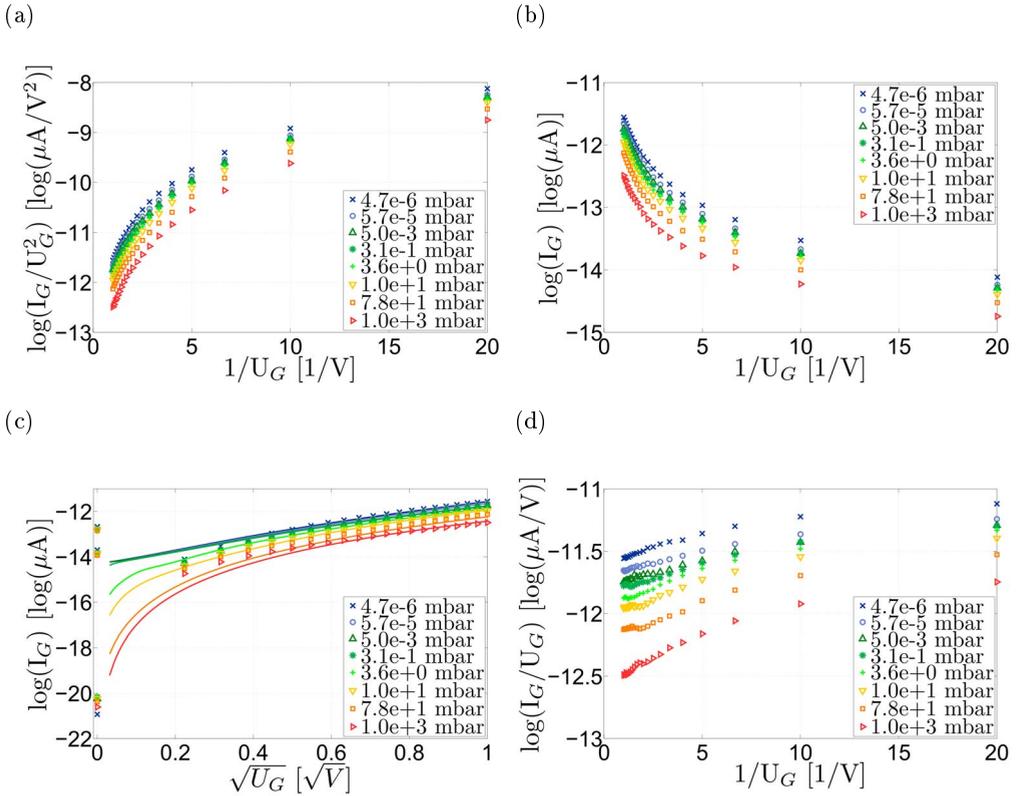


Abb. 63: Charakteristische Darstellungen der Messwerte aus Abbildung 58a. a) Fowler-Nordheim-Feldemission, b) Feldemission aus Halbleitern, c) Schottky-Emission, d) Hot-Electron-Emission.

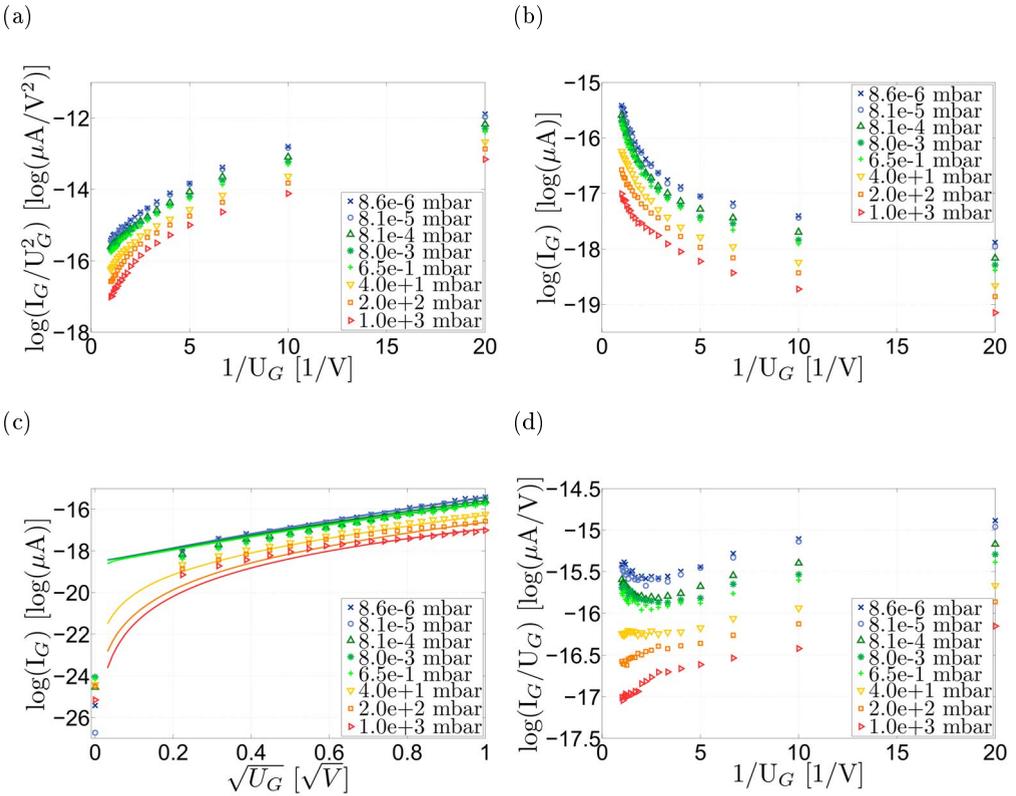


Abb. 64: Charakteristische Darstellungen der Messwerte aus Abbildung 58b. a) Fowler-Nordheim-Feldemission, b) Feldemission aus Halbleitern, c) Schottky-Emission, d) Hot-Electron-Emission.

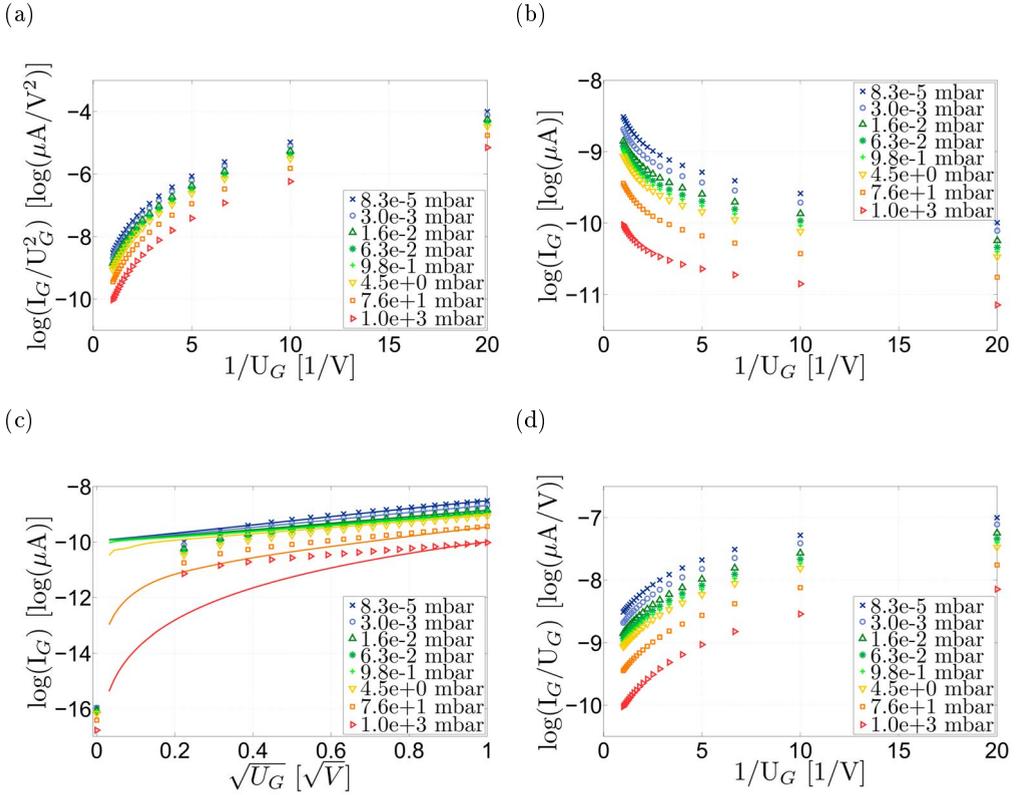


Abb. 65: Charakteristische Darstellungen der Messwerte aus Abbildung 59a. a) Fowler-Nordheim-Feldemission, b) Feldemission aus Halbleitern, c) Schottky-Emission, d) Hot-Electron-Emission.

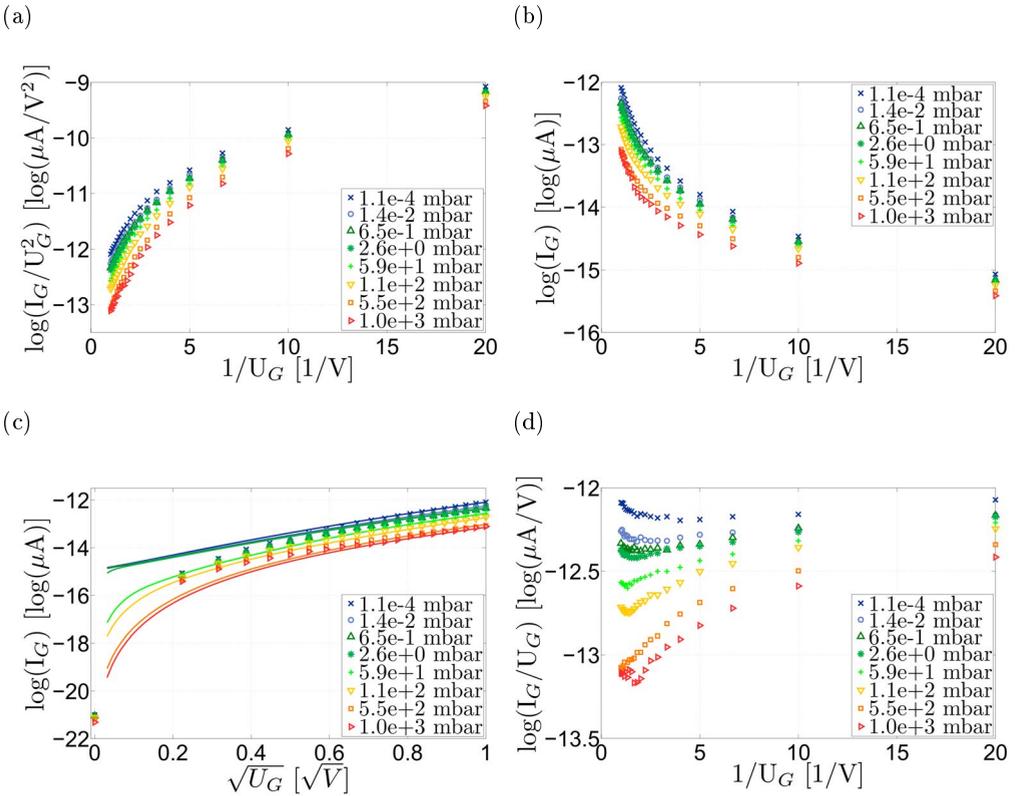


Abb. 66: Charakteristische Darstellungen der Messwerte aus Abbildung 59b. a) Fowler-Nordheim-Feldemission, b) Feldemission aus Halbleitern, c) Schottky-Emission, d) Hot-Electron-Emission.

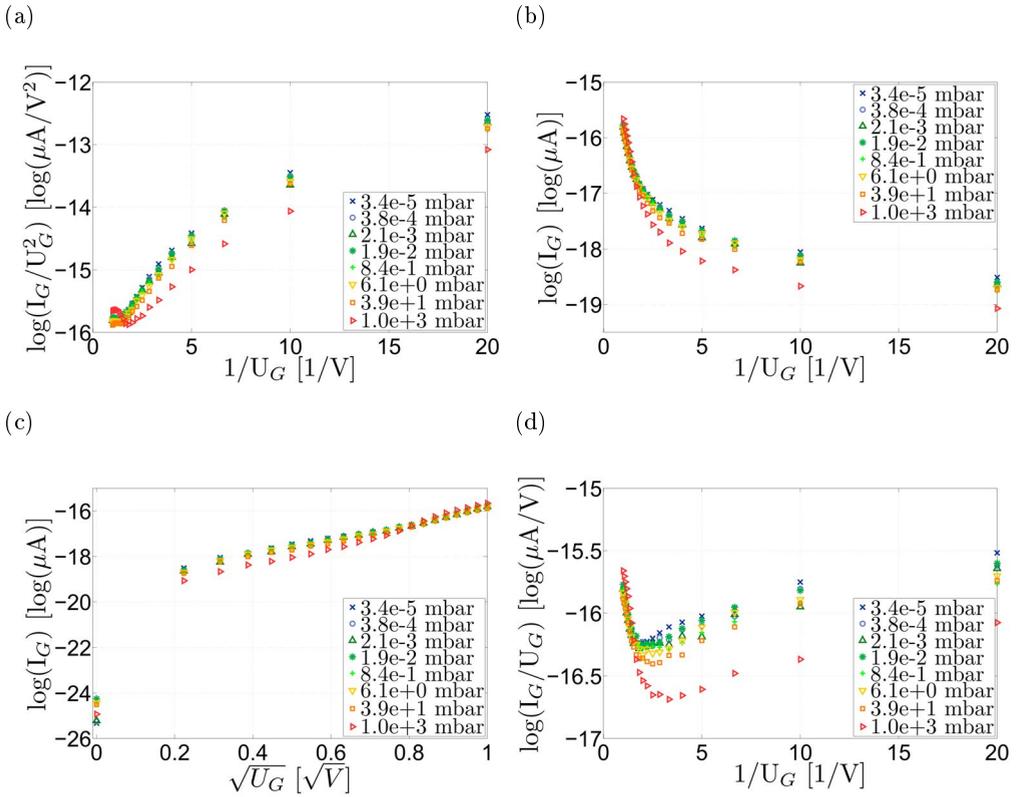


Abb. 67: Charakteristische Darstellungen der Messwerte aus Abbildung 60a. a) Fowler-Nordheim-Feldemission, b) Feldemission aus Halbleitern, c) Schottky-Emission, d) Hot-Electron-Emission.

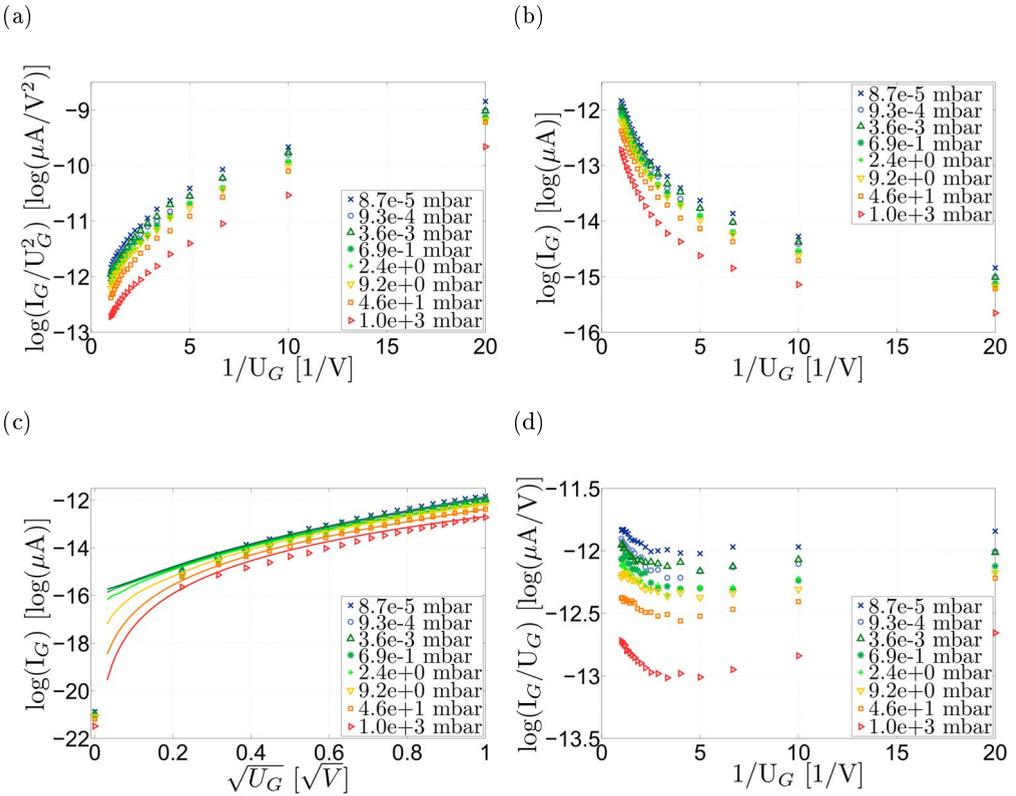


Abb. 68: Charakteristische Darstellungen der Messwerte aus Abbildung 60b. a) Fowler-Nordheim-Feldemission, b) Feldemission aus Halbleitern, c) Schottky-Emission, d) Hot-Electron-Emission.







Während Mikro- und Nanosensoren in einigen Sensorkategorien bekanntermaßen seit Jahren zum Stand der Technik gehören und Teil des täglichen Lebens sind, werden im Bereich der Vakuummeter weiterhin überwiegend herkömmliche Sensoren und Messgeräte verwendet. Obwohl zahlreiche wissenschaftliche Arbeiten aus den vergangenen Jahrzehnten die Entwicklung von Mikro- und Nano-Vakuumsensoren thematisieren, haben diese sich bisher noch nicht gegen herkömmliche Messzellen durchgesetzt. In diesem Buch wird daher ein neuartiges Konzept zur Entwicklung miniaturisierter Vakuumensensoren vorgestellt, das sich die physikalischen Besonderheiten einer Mikrostruktur zunutze macht.

Aus der theoretischen Betrachtung der physikalischen Mechanismen in einer miniaturisierten Gasstrecke werden zwei analytische Modelle entwickelt, die den Stromfluss zwischen zwei großflächigen Elektroden in geringem Abstand beschreiben. Hergestellt wird der Sensorchip mittels CMOS-kompatibler Prozessschritte aus der Planartechnologie und zeichnet sich durch eine gute Empfindlichkeit über einen Druckbereich von mehr als sieben Größenordnungen bei geringer Leistungsaufnahme aus. Es werden die Ergebnisse der Charakterisierung verschiedener nanostrukturierter Sensorchips erläutert und die Vergleichbarkeit mit anderen aktuellen Ansätzen zur Entwicklung von MEMS-Vakuumsensoren diskutiert.