

**Universität Stuttgart**

**Kapazitätsmessungen an  
Feldeffekttransistoren auf  
LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Basis**

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der Universität Stuttgart zur  
Erlangung der Würde eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von  
René Walter George Berktold, Dipl. Phys.  
aus Sonthofen

**Hauptberichter:** Prof. Dr. Jochen Mannhart

**Mitberichter:** Prof. Dr. Jörg Wrachtrup

**Tag der mündlichen Prüfung:** 13. Februar 2017

Max-Planck-Institut für Festkörperforschung  
2017



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einführung</b>	<b>1</b>
1.1. Die $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostruktur . . . . .	2
1.2. Kapazitäten stark korrelierter Elektronensysteme . . . . .	7
1.3. Vorausgehende Arbeiten . . . . .	13
1.4. Einordnung und Inhalt der vorliegenden Arbeit . . . . .	14
<b>2. Probenpräparation</b>	<b>17</b>
2.1. Präparation der $\text{SrTiO}_3$ -Substrate . . . . .	20
2.2. Herstellung der $\text{LaAlO}_3$ -Filme . . . . .	30
2.3. Herstellung der Topgate-Elektroden . . . . .	46
2.4. Herstellung der Grenzschichtkontakte . . . . .	52
2.5. Montage der Proben im Probenhalter . . . . .	58
<b>3. Messmethode</b>	<b>59</b>
3.1. Ersatzschaltbild für den $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -basierten Kondensator . . . . .	60
3.2. Konventionelle Methoden zur Impedanzmessung . . . . .	66
3.3. Zweitormethode . . . . .	72
<b>4. Experimenteller Aufbau</b>	<b>89</b>
4.1. Prinzipieller Ablauf der Messungen . . . . .	89
4.2. Verwendete Hardware . . . . .	92
4.3. Verwendete Software . . . . .	98
<b>5. Simulation</b>	<b>103</b>
5.1. Selbstkonsistente Berechnung von $A$ und $Z$ für ein nichtlineares Modell	103
5.2. Berechnung der Kapazität eines zweilagigen Modells . . . . .	115
<b>6. Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>121</b>
6.1. Ergebnisse der Messungen . . . . .	121

6.2. Diskussion . . . . .	138
<b>7. Zusammenfassung</b>	<b>147</b>
<b>8. Summary</b>	<b>151</b>
<b>Anhang</b>	<b>155</b>
A. Herleitung der bestimmenden Gleichungen für $A$ und $Z$ . . . . .	156
B. Diagonalisierungsmethode für die Simulation . . . . .	159
C. Weitere Ergebnisse der selbstkonsistenten Simulation . . . . .	161
D. Heuristik zur Auswertung des $\operatorname{arcosh}()$ . . . . .	166
E. Zweitorberechnungsschema . . . . .	168
F. Simulationscode . . . . .	174
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>183</b>
<b>Danksagung</b>	<b>209</b>

# Abkürzungen

2DES zweidimensionales Elektronensystem (2D Electron System)

AC Wechselstrom (Alternating Current)

AES Augerelektronenspektroskopie (Auger Electron Spectroscopy)

AFM Rasterkraftmikroskopie (Atomic Force Microscopy)

CCD Ladungsgekoppeltes Bauteil (Charge-Coupled-Device)

CMRR Gleichtaktunterdrückung (Common Mode Rejection Ratio)

DC Gleichstrom (Direct Current)

EDX Energiedispersive Röntgenspektroskopie (Energy Dispersive X-Ray Spectroscopy)

EPD Versetzungsdichte (Etch Pit Density)

FET Feldeffekttransistor (Field Effect Transistor)

MIS Metall-Isolator-Halbleiter (Metal Insulator Semiconductor)

MIT Metall-Isolator-Übergang (Metal Insulator Transition)

PLD gepulste Laserablation (Pulsed Laser Deposition)

RHEED Reflexions-Hochenergie-Elektronenbeugung (Reflection High-Energy Electron Diffraction)

SMD Oberflächenmontiertes Bauelement (Surface Mounted Device)

SMU Quellen- und Messeinheit (Source Measure Unit)

UHV Ultrahochvakuum (Ultra High Vacuum)

USB Universal Serial Bus

VLSI Höchstintegrationsgrad (Very Large Scale Integration)

XPS Röntgenphotoelektronenspektroskopie (X-Ray Photoelectron Spectroscopy)

# Symbole

$k_0$	Wellenvektor der Elektronen des Elektronenstrahls beim RHEED
$\epsilon$	Relative Dielektrizitätszahl
$\epsilon_0$	Elektrische Feldkonstante, $\epsilon_0 = 8,854187817 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$
$\gamma_p$	Kapazitätsbelag der Baugruppe, entsprechend $C_p$
$\mathcal{D}$	Admittanzmatrix eines Netzwerks aus linearen Bauteilen
$\mu$	Elektrochemisches Potential
$\omega$	Kreisfrequenz der Messsignale
$\rho_{\square}$	Spezifischer Flächenwiderstand
$\rho_s$	Widerstandsbelag im zweidimensionalen Elektronensystem, entsprechend $R_s$
$\theta$	Einfallswinkel des Elektronenstrahls beim RHEED
$Y_p$	Vektor der Admittanzen senkrecht zum Elektronensystem
$Y_s$	Vektor der Admittanzen entlang des Elektronensystems
$I$	Vektor der Injektionsströme eines Netzwerks aus linearen Bauteilen
$U$	Vektor der Knotenspannungen eines Netzwerks aus linearen Bauteilen
$U_{\text{DC}}$	Vektor der DC-Knotenspannungen eines linearen Netzwerks
$\zeta_p$	Impedanzbelag zwischen dem Elektronensystem an der $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Grenzschicht und der Topgate-Elektrode
$\zeta_s$	Impedanzbelag entlang des zweidimensionalen Elektronensystems der Grenzfläche der $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur

$C$	Kapazität des Kondensators
$C_{\text{lp}}$	Kapazität der oberen $\text{TiO}_2$ -Lage und des Topgates des zweilagigen Modells
$C_{\text{sp}}$	Kapazität der oberen und unteren $\text{TiO}_2$ -Lage des zweilagigen Modells
$d$	Dicke des Dielektrikums des Plattenkondensators
$E_c$	Korrelationsenergie
$E_{\text{ext}}$	Energiebeitrag durch externe Felder
$E_{\text{H}}$	Hartree-Energie
$E_{\text{kin}}$	Kinetische Energie
$E_x$	Austauschwechselwirkungsenergie
$F$	Fläche des Plattenkondensators
$i_m$	In den $m$ -ten Knoten eines linearen Netzwerks injizierter Strom
$l$	Länge des leitenden Kanals der $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Baugruppe
$L_s$	Induktivität entlang des Elektronensystems der $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Grenzschicht.
$N$	Anzahl der Schleifen des leiterförmigen Ersatzschaltkreises
$n$	Ladungsträgerdichte
$Q$	Gesamtladung auf einer Kondensatorplatte
$R_{\text{lp}}$	Widerstand zwischen der oberen $\text{TiO}_2$ -Lage und dem Topgate des zweilagigen Modells
$R_{\text{ls}}$	Widerstand in der oberen $\text{TiO}_2$ -Lage des zweilagigen Modells
$R_{\text{sp}}$	Widerstand zwischen der oberen und unteren $\text{TiO}_2$ -Lage des zweilagigen Modells
$R_{\text{ss}}$	Widerstand in der unteren $\text{TiO}_2$ -Lage des zweilagigen Modells
$U$	Differenz der elektrochemischen Potentiale der Kondensatorplatten



$U_{LI}$	Vom Lock-In-Verstärker ausgegebene Spannung
$U_{I,in}$	Durch Eingangsstrom $I_{in}$ am Shunt-Widerstand abfallende Spannung
$u_m$	Spannung am $m$ -ten Knoten eines linearen Netzwerks
$y_{lp}$	Admittanz zwischen der oberen $TiO_2$ -Lage und dem Topgate des zweilagigen Modells
$y_{ls}$	Admittanz der oberen $TiO_2$ -Lage des zweilagigen Modells
$y_{sp}$	Admittanz zwischen der oberen und unteren $TiO_2$ -Lage des zweilagigen Modells
$y_{ss}$	Admittanz der unteren $TiO_2$ -Lage des zweilagigen Modells
$Y_{kl}$	Eintrag der Admittanzmatrix $\mathfrak{Y}$ eines linearen Netzwerks
$y_{kl}$	Admittanz zwischen dem $k$ -ten und $l$ -ten Knoten eines linearen Netzwerks
$Z$	Impedanz des 3-Komponenten Leitermodells
$Z_{M,N}$	Impedanz eines $M$ -Teile Modells mit $N$ Schlaufen
$\epsilon_{max}$	Maximale Kapazität, normiert auf die Dicke des Dielektrikums
$C_p$	Kapazität zwischen dem Elektronensystem der $LaAlO_3$ - $SrTiO_3$ -Grenzschicht und der Topgate-Elektrode.
$R_p$	Widerstand zwischen dem Elektronensystem der $LaAlO_3$ - $SrTiO_3$ -Grenzschicht und dem Topgate.
$R_s$	Widerstand entlang des Elektronensystems der $LaAlO_3$ - $SrTiO_3$ -Grenzschicht.
$R_{Shunt}$	Shunt-Widerstand zum Messen des Stromes $I_{in}$ bei der Zweitormessung
$U_{Backgate}$	Spannung zwischen der Backgate-Elektrode und dem 2DES
$U_{Topgate}$	Spannung zwischen der Topgate-Elektrode und dem 2DES
$y_{pm}$	Admittanz senkrecht zum Elektronensystem in der $m$ -ten Schlaufe
$y_{sm}$	Admittanz entlang des Elektronensystems in der $m$ -ten Schlaufe



# 1. Einführung

Übergangsmetalle und Sauerstoff sind wesentliche Zutaten um zweifelsohne aufregende Physik zu entdecken und zu gestalten. Während viele oxidische Materialien an sich schon bemerkenswerte Eigenschaften aufweisen – sie können halbleitend [1], supraleitend [2–4], ferroelektrisch [5, 6], piezoelektrisch [7, 8] oder ferromagnetisch [6] sein, sehr hohe Dielektrizitätskonstanten [9–13] haben oder Metall-Isolator-Übergänge (Metal Insulator Transition, MIT) [14, 15] zeigen – besteht bei diesen Materialien zusätzlich die Möglichkeit, dass an den Grenz- und Oberflächen Eigenschaften auftreten können, die den beteiligten Ausgangsmaterialien nicht zu eigen sind. So tritt Ferromagnetismus an den Grenzflächen von Para- und Antiferromagneten auf [16], es gibt Supraleitung an Grenzflächen von Nicht-Supraleitern [17], Multiferroizität [6] oder Leitfähigkeit an der Grenzschicht zweier Isolatoren [18]. Während viele Grenzflächen korrelierter Elektronensysteme untersucht werden, hat sich das elektrisch leitfähige Elektronensystem an der Grenzfläche der  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur seit seiner Entdeckung durch Othomo und Hwang 2004 als Modellsystem zur Untersuchung der komplexen Physik korrelierter Elektronen an Grenzflächen etabliert, vor allem weil es in nahezu perfekter Qualität hergestellt werden kann [19]. Natürlich ist damit das Ende der Fahnenstange noch nicht in Sicht. Neben der Aufgabe, oxidische Fähigkeiten in konventionelle Halbleitertechnologie zu integrieren [20] und funktionierende Baugruppen herzustellen und zu miniaturisieren [21–25], ist das hehre Ziel die Verwendung verschiedener Grenzflächen um tatsächlich neuartige Physik zu kreieren [26, 27]. Im Folgenden werden die beteiligten Materialien und die Heterostruktur selbst, die in dieser Arbeit untersucht wurde, vorgestellt (Abschnitt 1.1). Außerdem wird ausgeführt, was man unter einer Kapazität versteht und warum das  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -System hervorragend für Untersuchungen in dieser Richtung geeignet ist (Abschnitt 1.2). In den letzten Abschnitten dieses Kapitels ist eine kurze Einordnung der vorliegenden Arbeit in den Rahmen vorangegangener Arbeiten (Abschnitt 1.3) und ein kurzer Abriss über die Struktur und den Inhalt der vorliegenden Arbeit zu finden (Abschnitt 1.4).

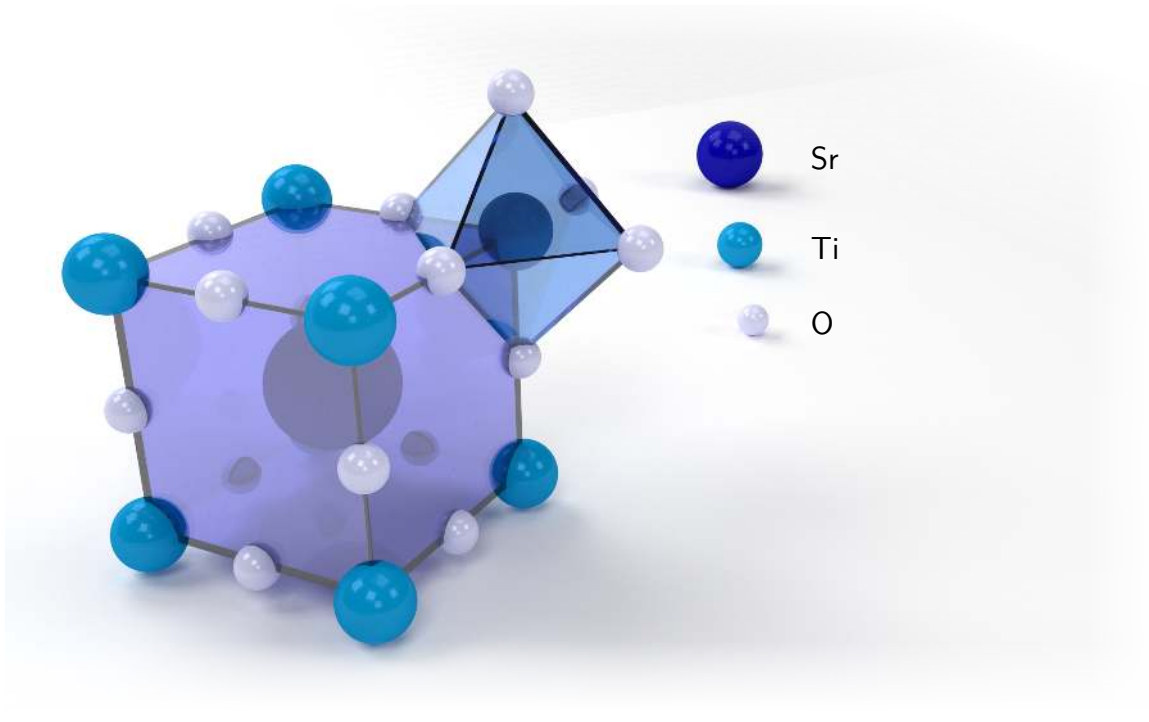
## 1.1. Die $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur

In dieser Arbeit wird die Grenzfläche zwischen Strontiumtitanat und Lanthanaluminat untersucht. In diesem Abschnitt werden zunächst die beiden Ausgangsmaterialien  $\text{LaAlO}_3$  (Unterabschnitt 1.1.2) und  $\text{SrTiO}_3$  (Unterabschnitt 1.1.1) vorgestellt und im Anschluss die Grenzfläche selbst (Unterabschnitt 1.1.3).

### 1.1.1. Strontiumtitanat

Strontiumtitanat,  $\text{SrTiO}_3$ , ist ein Standardsubstrat, um dünne Schichten herzustellen, da es chemisch sehr inert ist und in vielen Fällen nicht mit den deponierten Materialien reagiert [28, 29]. Schon in den 1950er Jahren wurde  $\text{SrTiO}_3$  künstlich hergestellt und dessen chemische, mechanische und optische Eigenschaften untersucht. Seit dem hat sich  $\text{SrTiO}_3$  als Standardsubstrat für viele Materialien etabliert und ist heute in guter Qualität verfügbar [30]. Mit dem Verneuil-Verfahren hergestellte  $\text{SrTiO}_3$ -Kristalle sind mit einer Versetzungsdichte (Etch Pit Density, EPD) von  $1 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$  kommerziell erhältlich, während es neuerdings auch möglich ist, Kristalle mit Versetzungsdichten von einigen hundert  $\text{cm}^{-2}$  [31] bis  $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$  herzustellen [32]. Vergleichsweise weisen kommerziell erhältliche Siliziumwafer, wie man sie in der Halbleiterindustrie verwendet, eine EPD von weniger als  $1 \text{ cm}^{-2}$  auf [33].

$\text{SrTiO}_3$  hat eine perowskitartige Kristallstruktur ( $\text{ABO}_3$ , Abb. 1.1) [34]. Bei Zimmertemperatur ist die Gitterstruktur kubisch (Raumgruppe  $Pm\bar{3}m$ ) und hat eine Gitterkonstante von  $a = 0.3905 \text{ nm}$ . Sie besteht nominell aus gestapelten Ebenen, abwechselnd Strontiumoxid ( $\text{SrO}$ ) und Titandioxid ( $\text{TiO}_2$ , Abb. 1.2). Den Atomen, die an diesen Ebenen beteiligt sind, lassen sich effektive Teilladungen  $4e$  für  $\text{Ti}^{4+}$ , beziehungsweise  $2e$  für  $\text{Sr}^{2+}$  zuordnen, womit sie, von zweifach negativ geladenen Sauerstoffionen ( $\text{O}^{2-}$ ) ausgehend, neutrale Ebenen bilden. Kühlt man  $\text{SrTiO}_3$  ab, so durchläuft die Kristallstruktur einen Phasenübergang bei einer Temperatur von 105 K. Dabei werden die  $\text{TiO}_6$  Oktaeder bezüglich der  $c$ -Achse des Kristalls rotiert und die Gitterstruktur bezüglich ihrer kubischen Symmetrie gestört. Unterhalb dieser Temperatur hat das  $\text{SrTiO}_3$  eine tetragonale Kristallstruktur [35–37]. Als ausgedehnter Festkörper ist  $\text{SrTiO}_3$  ein Bandisolator mit einer indirekten Bandlücke von 3,25 eV, wobei hauptsächlich die  $3d_{t_{2g}}$ -Orbitale des Titans zum Leitungsband beitragen [38]. Durch Sauerstofffehlstellen und Fremdatome kann  $\text{SrTiO}_3$  metallische Leitfähigkeit erhalten [1, 5]. So wird es zum Beispiel ab einer Niobkonzentration von 0,05% metal-

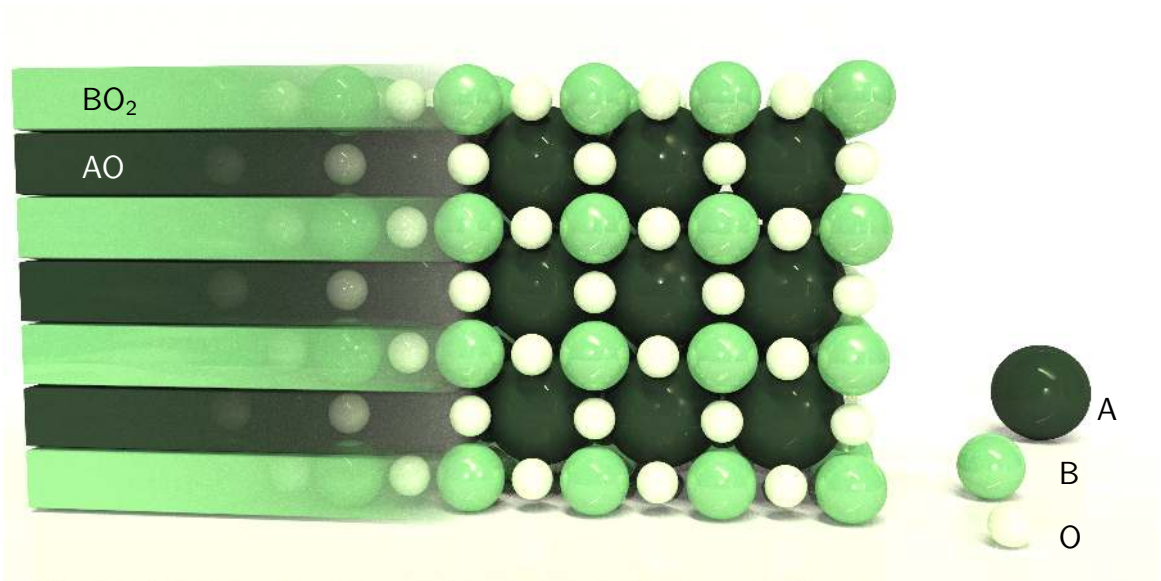


**Abbildung 1.1.:** Einheitszelle des  $\text{SrTiO}_3$ . Die Sauerstoffatome formen die für Perowskite typischen Oktaeder um das kleine Ti Kation. Die Einheitszelle ist im Falle des  $\text{SrTiO}_3$  kubisch, die Oktaeder sind bei Raumtemperatur nicht rotiert.

lisch, wobei die Nb Ionen Ti-Plätze besetzen. Zusätzlich zur metallischen Leitfähigkeit tritt bei Nb-dotierten und reduzierten  $\text{SrTiO}_3$ -Kristallen mit relativ hohen Ladungsträgerdichten ( $n = 10^{19} - 10^{21} \text{cm}^{-3}$ ) auch Supraleitung mit kritischen Temperaturen von einigen hundert mK in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte auf [3, 39–41].

Der neutrale Kristall ist transparent weiß<sup>1</sup> und wird mit zunehmender Zahl von Sauerstofffehlstellen zunächst bräunlich und schliesslich braun-schwarz und opak, wenn er stark reduziert ist [5, 43]. Bei der Präparation der Proben muss man außerdem berücksichtigen, dass Sauerstofffehlstellen relativ einfach induziert werden können, indem man das Substrat in geringer Sauerstoffatmosphäre zu stark aufheizt ( $T > 800^\circ\text{C}$ ) oder durch Ionenätzen mit Argon [43]. Die Konzentration von Sauerstofffehlstellen kann dabei sehr präzise kontrolliert werden [44, 45]. Ein weiterer wichtiger Faktor, der für diese Arbeit eine wesentliche Rolle spielt, ist dass  $\text{SrTiO}_3$  einzigartige dielektrische Eigenschaften besitzt. Bei Heliumtemperaturen ist die relative Dielektrizitätskonstante von  $\text{SrTiO}_3$   $\epsilon = 25\,000$  [1, 46, 47], dies ermöglicht es mit moderaten

<sup>1</sup>Zumindest wenn er von Shinkosha [42] kommt und mit ausreichend Ca und Ba gegendotiert wurde.



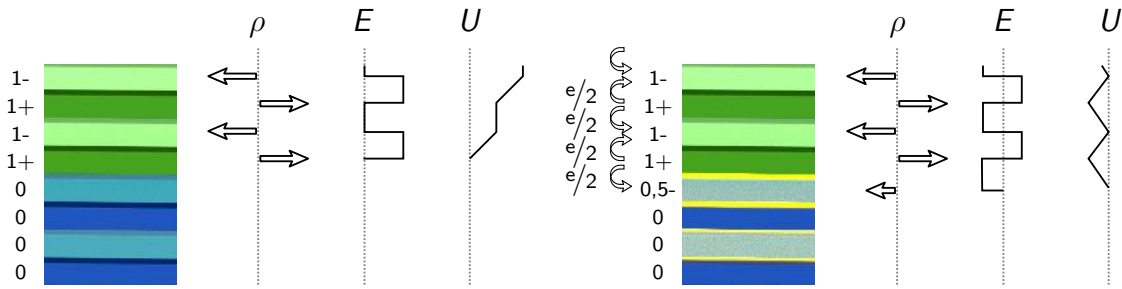
**Abbildung 1.2.:** Perovskitstruktur  $ABO_3$ , die als abwechselnd gestapelte AO und  $BO_2$  Lagen betrachtet werden kann.

Spannungen von einigen hundert Volt zwischen der Rückseite des Substrates und der Grenzfläche enorme Feldstärken an der Grenzfläche zu erzeugen und derart Einfluss auf die Grenzfläche zu nehmen. Allerdings wird die Dielektrizitätskonstante durch das Anlegen von Spannungen wieder verringert, was in diesem Fall kontraproduktiv ist [10]. Die einsetzende Ferroelektrizität<sup>2</sup> ist unterdrückt und  $SrTiO_3$  bleibt selbst bei tiefen Temperaturen paraelektrisch. Durch Verspannung kann das  $SrTiO_3$  jedoch ferroelektrisch werden [49].

### 1.1.2. Lanthanaluminat

Ähnlich wie  $SrTiO_3$  (Unterabschnitt 1.1.1) bildet Lanthanaluminat,  $LaAlO_3$ , eine perovskitartige Kristallstruktur aus (Raumgruppe  $Pm\bar{3}m$ ). Im Gegensatz zu diesem ist die Kristallstruktur für Temperaturen kleiner als 813 K rhomboedrisch (Raumgruppe  $R\bar{3}c$ ), oberhalb dieser Temperatur kubisch [37, 50–52]. Die Gitterkonstante bei Raumtemperatur ist mit  $a = 0.3791$  nm etwas kleiner ( $\sim 3\%$ ) als diejenige des  $SrTiO_3$  [52, 53]. Ähnlich dem  $SrTiO_3$ -Kristall kann man das  $LaAlO_3$  als einen Stapel von abwechselnd geschichteten Ebenen von Lanthanoxid ( $LaO$ ) und Aluminiumoxid ( $AlO_2$ ) betrachten (Abb. 1.2). Unter der Annahme, dass die beteiligten Ionen in Edelgas-konfiguration vorliegen ( $Al^{3+}$ ,  $La^{3+}$ ,  $O^{2-}$ ), kann man diesen Ebenen unterschiedliche

<sup>2</sup>Werden von Quantenfluktuationen unterdrückt *incipient ferroelectric*. [48]



**Abbildung 1.3.:** Illustration zum Szenario der polaren Katastrophe. Wird auf ein Substrat, das aus unpolaren Ebenen besteht ein Film aufgebracht, der aus nominell geladenen Ebenen besteht, kommt es zur polaren Katastrophe. Mit jedem Ebenenpaar wächst das Potential senkrecht zur Oberflächennormalen weiter an (a). Ab einer gewissen Potentialstärke werden deswegen bevorzugt Ladungsträger im polaren Material verschoben. Wird ein halbes Elektron pro Einheitszelle von der obersten Schicht an die Grenzschicht verlagert, so oszilliert das elektrische Feld um den Nullpunkt und das Potential bleibt begrenzt (b, nach [54]).

effektive Ladungen von  $+e$  (LaO) und  $-e$  (AlO<sub>2</sub>) pro Einheitszelle zuordnen. Damit hat man, im Gegensatz zum SrTiO<sub>3</sub>, einen polaren Kristall vorliegen (Abb. 1.3) [54]. Ebenso wie SrTiO<sub>3</sub> handelt es sich bei LaAlO<sub>3</sub> um einen Bandisolator, die Bandlücke ist jedoch größer und beträgt 5,6 eV [55]. Die Dielektrizitätskonstante von LaAlO<sub>3</sub> ist frequenzabhängig. Für  $f = 1$  kHz ist die relative Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_{LaAlO_3} \approx 15$ , für große Frequenzen ( $\sim 25$  GHz) ist sie für einen weiten Temperaturbereich beinahe konstant mit einem Wert von  $\epsilon_{LaAlO_3} \approx 24$ , weshalb man LaAlO<sub>3</sub> gut als Gate-Dielektrikum verwenden kann [56–58]. Die relative Volumenänderung zwischen Raumtemperatur und 4,2 K beträgt weniger als 0,5% [59].

### 1.1.3. LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Grenzfläche

Abgesehen von sehr gut zueinander passenden Gitterkonstanten und Gitterstrukturen[37, 53] und ähnlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten [59, 60] erscheint es zunächst nicht besonders aufregend zu sein LaAlO<sub>3</sub>-Filme auf SrTiO<sub>3</sub> abzuscheiden. Im Jahr 2004 hatten Othomo and Hwang allerdings die Idee, dass es aufgrund der unterschiedlichen Polarität der beteiligten Materialien, polar für LaAlO<sub>3</sub> und unpolar für SrTiO<sub>3</sub> (Unterabschnitte 1.1.1 und 1.1.2), an der Grenzfläche zwischen den beiden Materialien zur Kumulation von Ladungsträgern kommen müsste. Der Grund dafür ist, dass aufgrund des Übergangs zwischen polaren und unpolaren Gittern die Feldenergie im Kristall sehr groß werden würde (Abb. 1.3). Während es bei den Halbleitern zu atomaren Umstrukturierungen an der Grenzfläche kommt (GaAs-Ge,[61, 62]), ergibt sich im Fall von LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub> die Möglichkeit einer elektronischen Rekonstruktion. Im

einfachsten Modell wird dabei ein halbes Elektron pro Einheitszelle von der Oberfläche an die Grenzschicht verschoben, um die Feldenergie im Kristall zu minimieren (Abb. 1.3). Diese zusätzlichen Ladungsträger an der Grenzschicht erzeugen ein leitfähiges Elektronensystem [18, 54].

Allerdings findet man experimentell nur für eine  $\text{TiO}_2$ -terminierte Oberfläche ein leitfähiges 2DES mit Elektronenmobilitäten von  $10\,000 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$  an der Grenzfläche, während sich für SrO-Termination eine isolierende Grenzschicht ausbildet [18]. Die Grenzfläche ist aber nur dann isolierend, wenn das  $\text{SrTiO}_3$  beinahe vollkommen mit SrO bedeckt war, andernfalls zeigt sie metallische Leitfähigkeit, was damit erklärt wird, dass SrO inselartig auf der  $\text{TiO}_2$ -Oberfläche wächst und sich erst bei ausreichender Flächenbedeckung ein undurchlässiges, isolierendes Gebilde ergibt [63].

Zudem ist es notwendig  $\text{LaAlO}_3$  in ausreichender Schichtdicke – die kritische Schichtdicke liegt bei mehr als drei Einheitszellen – zu deponieren um eine leitfähige Grenzschicht zu erhalten [64]. Außerdem ist es möglich die Ladungsträgerdichte mithilfe eines elektrischen Feldes zu modulieren, also nicht leitfähige Proben mit drei Einheitszellen reversibel leitfähig zu schalten [64] – auch sehr lokal mit einer leitfähigen Spitze eines Rasterkraftmikroskopes [21, 65]. Typische Ladungsträgerdichten sind im Bereich von  $n \approx 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  und unabhängig von der Anzahl der Einheitszellen [28, 64]. Im Vergleich zu leitfähigen Grenzschichten bei konventionellen Halbleitern beträgt die Ausdehnung des Elektronensystems in Richtung seiner Flächennormalen nur wenige nm und wird durch die 3d-Orbitale des Titans in den obersten Lagen des  $\text{SrTiO}_3$  erzeugt [66–68]. Shubnikov-de Haas Oszillationen zeigen, dass es sich in der Tat um ein zweidimensionales Elektronensystem handelt [69].

Bemerkenswerter als die Tatsache, dass das 2DES sowohl Ferromagnetismus [70] als auch Supraleitung [71] zeigt, ist, dass beide Phänomene sogar koexistent auftreten [72–76]. Trotz der zahlreichen Studien, die an  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen durchgeführt werden – während die Publikation von Othomo und Hwang [18] bis 2012 von ungefähr 800 Publikationen zitiert worden war, sind es 2016 über 2500 Veröffentlichungen [29, 77] – gibt es immer noch kontroverse Diskussionen um den Ursprung des Elektronensystems. Während Kationenaustausch von Sr und La Ionen und Sauerstofffehlstellen [54, 78–80] prinzipielle Ursachen für Leitfähigkeit an der Grenzfläche sein können, sind diese Szenarien jedoch nicht in der Lage alle auftretenden Phänomene zu erklären [64, 81–83]. Schließlich kann man sie durch geeignete Wachstumsbedingungen praktisch eliminieren [26, 84, 85]. Das bedeutet allerdings auch, dass es sich



bei der Ursache für die Grenzschichtleitfähigkeit um ein komplexes Wechselspiel verschiedener Mechanismen handelt, das dafür sorgt, dass minimale Änderungen der Wachstumsbedingungen erheblichen Einfluss auf die Eigenschaften des Elektronensystems haben können [85, 86], wie es sich auch im Laufe der Untersuchungen an den  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostrukturen gezeigt hat (Kapitel 2).

Eine für die auftretenden Effekte und auch für diese Arbeit grundlegende Eigenschaft des Elektronensystems ist allerdings, dass es sich bei dem 2DES nicht um nahezu freie Elektronen, sondern um ein korreliertes, zweidimensionales Elektronensystem handelt [87]. Ein weiterer Effekt, der im 2DES auftritt ist, dass die Kapazität für sehr kleine Ladungsträgerdichten sehr viel größer ist, als man das von der Geometrie des  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensators her erwarten würde [88] und dass der Grund für dieses Verhalten genau in der quantenmechanischen Natur der Elektronen zu suchen ist [89, 90] (Unterabschnitt 1.2).

## 1.2. Kapazitäten stark korrelierter Elektronensysteme

In diesem Abschnitt wird zunächst der verwendete Kapazitätsbegriff eingeführt und in einen theoretischen Kontext gebettet (Unterabschnitt 1.2.1). Anschließend wird anhand dieser theoretischen Betrachtungen und der Eigenschaften des  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Systems (Unterabschnitt 1.1.3) erläutert, welche Fragestellungen mit der Durchführung von Kapazitätsmessungen nachgegangen werden kann (Unterabschnitt 1.2.2).

### 1.2.1. Theoretische Betrachtungen

Zur Untersuchung von Kapazitäten, beziehungsweise Quantenkapazitäten und auf elektronischen Korrelationen beruhenden Kondensatoren ist es zunächst einmal notwendig festzulegen, was damit eigentlich gemeint ist. Im Folgenden werden die vorgenannten Dinge kurz beschrieben, die Ausführungen orientieren sich im wesentlichen an [90–92]. Ausführlichere Betrachtungen zu Kapazitäten im Allgemeinen, Kapazitäten von 2-dimensionalen Systemen, Kapazitäten korrelierter Elektronensysteme und negativen Kapazitäten sind in [89–97] zu finden.

In der klassischen Elektrostatik betrachtet man typischerweise Plattenkondensatoren mit planparallelen, unendlich großen Kondensatorplatten, sodass Randeffekte vernachlässigt werden können (Abb. 1.4). In diesem Fall gilt, dass die Kapazität  $C$  gleich der Ladung  $Q$  ist, die mit Spannung  $U$  auf dem Kondensator gespeichert werden kann



**Abbildung 1.4.:** Klassischer Plattenkondensator mit Luft als Dielektrikum, wie er im Schulunterricht verwendet wird [98]. Daneben vier  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensatorbaugruppen, wie sie für die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit verwendet wurden (Kapitel 2).

[91]:

$$C = \frac{Q}{U} \quad (1.1)$$

Betrachtet man Kapazitäten in Abhängigkeit von angelegten Bias-Spannungen, so betrachtet man typischerweise differentielle Kapazitäten, also Ladungsänderungen  $dQ$  auf dem Kondensator, die durch Spannungsänderungen  $dU$  aufgebracht werden.

$$C = \frac{dQ}{dU} \quad (1.2)$$

Wird die Annahme der Linearität verworfen und berücksichtigt, dass die aufgebrachte Ladung ebenso von der Spannung beeinflusst wird, dann wird die Kapazität an sich ebenfalls spannungsabhängig [90, 92].

$$C(U) = \frac{Q(U)}{U} \quad (1.3)$$

Diese Abhängigkeit kann in einer Taylorreihe entwickelt werden,

$$C(U) = \frac{1}{U} \left( Q(U_0) + \left. \frac{dQ}{dU} \right|_{U=0} U + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2Q}{dU^2} \right|_{U=0} U^2 + \dots \right). \quad (1.4)$$

Falls Terme von größerer Ordnung als der quadratischen in  $U$  vernachlässigt werden

und unter der Annahme, dass der Kondensator für  $U = 0$  ungeladen ist, erhält man das Resultat, dass die differentielle Kapazität für kleine Spannungen der Kapazität aus der klassischen linearen Antworttheorie entspricht (1.1),

$$C(U) = \left. \frac{dQ}{dU} \right|_{U=0} + \mathcal{O}(U). \quad (1.5)$$

Die Brücke zur Quantentheorie wird über die thermodynamische Verknüpfung des Energiefunktionals  $E(Q)$  geschlagen.

$$U = \frac{dE(Q)}{dQ} \quad (1.6)$$

Wobei es sich bei  $E(Q)$  um das Energiefunktional für den Grundzustand der beteiligten Elektronensysteme des Kondensators, in Abhängigkeit der aufgebrauchten Ladung  $Q$ , handelt. Die Taylorreihenentwicklung des Energiefunktionals in Potenzen der Gesamtladung  $Q$ ,

$$E(Q) = E(0) + \left. \frac{dE}{dQ} \right|_{Q=0} Q + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 E}{dQ^2} \right|_{Q=0} Q^2 + \dots \quad (1.7)$$

liefert bei Betrachtung der Terme bis zur quadratischen Ordnung in  $Q$  mit (1.6)

$$E(Q) = E(0) + \left. \frac{1}{2} \frac{dU}{dQ} \right|_{Q=0} Q^2 = E(0) + \frac{1}{2} \frac{1}{C} Q^2. \quad (1.8)$$

Hier wurde benutzt, dass das Energiefunktioonal für  $Q = 0$  minimal ist (linearer Term in  $Q$  verschwindet). Das bedeutet also, dass in diesem Rahmen die Kapazität mit dem quadratischen Beitrag in  $Q$  identifiziert werden kann. Nun betrachtet man das Energiefunktional der beteiligten Elektronensysteme,

$$E = E_H + \sum_i E_{\text{kin},i} + \sum_i E_{\text{x},i} + \sum_i E_{\text{c},i} + \sum_i E_{\text{ext},i}. \quad (1.9)$$

Der erste Summand ist die Hartree-Energie  $E_H$ , er berücksichtigt alle direkten Coulomb-Wechselwirkungen. Das bedeutet sowohl die Coulomb-Wechselwirkungen mit den Elektronen der verschiedenen beteiligten Bänder als auch die der verschie-

denen Kondensatorplatten. Dieser Term divergiert mit der Kondensatorplattengröße  $F$ , allerdings wird diese Divergenz durch die gegenläufige Tendenz des letzten Beitrags  $E_{\text{ext}}$  kompensiert. Dieser Beitrag beschreibt alle externen Energiebeiträge, die sowohl durch äußere Felder als auch durch die Wechselwirkungen mit den Hintergrundladungsträgern (Ionenrümpfe) bedingt werden. Im Falle von zwei homogenen, parallelen Platten eines Kondensators, das bedeutet, das Kristallgitter wird durch einen homogen geladenen Hintergrund genähert, ergibt sich für die Summe dieser beiden Terme

$$E_{\text{H}} + \sum_i E_{\text{ext},i} = \frac{Q^2 d}{2\epsilon_0 \epsilon F}. \quad (1.10)$$

Daraus ergibt sich mit der Ableitung (1.8) die schon aus der Schule bekannte Beziehung für einen klassischen Plattenkondensator:

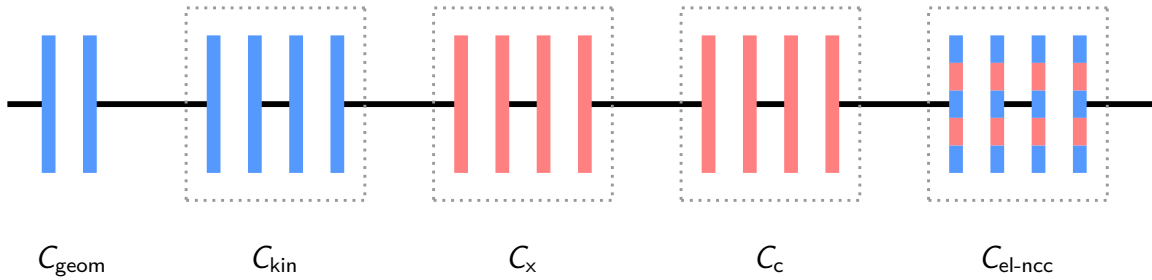
$$C_{\text{geom}} = \epsilon_0 \epsilon \frac{F}{d} \quad (1.11)$$

Im Gegensatz zu den beiden genannten Energiebeiträgen weisen die anderen Beiträge keinerlei Abhängigkeit von verschiedenen Kondensatorplatten auf, sondern werden nur lokal durch interne Wechselwirkungen in den jeweiligen Elektronensystemen verursacht. Zu diesen lokalen Energiebeiträgen zählen die der kinetische Energie der Elektronen  $E_{\text{kin}}$ , die der Austauschenergie  $E_{\text{x}}$  und die Beiträge der elektronischen Korrelationen  $E_{\text{c}}$ , welche die Wechselwirkungen der Elektronen untereinander beschreiben, die über die Hartree-Fock-Näherung hinausgehen<sup>3</sup>. Sind die Energiebeiträge dieser rein quantenmechanisch begründeten Summanden nun vergleichbar oder größer als die klassisch auftretenden, so kann die Kapazität des Kondensators erheblich von der klassisch erwarteten Kapazität abweichen. Um einen Ausdruck für die gesamte Kapazität zu bekommen, müssen die Energiebeiträge zum Energiefunktional (1.9) in einer Taylorreihe in  $Q$  entwickelt und die Koeffizienten der quadratischen Beiträge identifiziert werden. Es ergibt sich für die Gesamtkapazität folgender Ausdruck.

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{\text{geom}}} + \sum_i \frac{1}{C_{\text{kin},i}} + \sum_i \frac{1}{C_{\text{x},i}} + \sum_i \frac{1}{C_{\text{c},i}} + \sum_i \frac{1}{C_{\text{el-ncc},i}} \quad (1.12)$$

---

<sup>3</sup>Die Hartree-Fock Methode löst im wesentlichen ein Einteilchenproblem.



**Abbildung 1.5.:** Ersatzschaltbild für die Kapazitätsbeiträge nach (1.12). Während die Beiträge der klassischen Kapazität und die der kinetischen Energie entsprechenden immer ein positives Vorzeichen haben (blau), sind die durch Austausch- und Korrelationswechselwirkungen bedingten stets negativ (rot). Der letzte Beitrag kann sowohl positiv als auch negativ sein (nach [90]).

Die Summen über  $i$  beziehen sich auf die beteiligten Elektronensysteme<sup>4</sup>. Die Gesamtkapazität verhält sich demnach wie eine Serienschaltung der verschiedenen klassischen und quantenmechanischen Beiträge (Abb. 1.5). Ein wichtiger Punkt ist, dass die durch Austausch ( $C_x$ ) beziehungsweise elektronische Korrelation verursachten Beiträge ( $C_c$ ) stets negativ sind. Die wichtigste Konsequenz daraus ist, dass die Gesamtkapazität in Abhängigkeit dieser Kapazitätsbeiträge vergrößert wird, bis sie im Extremfall sogar negativ wird, falls diese Kapazitätsbeiträge ausreichend groß sind. Der letzte Beitrag  $C_{\text{el-ncc}}$  repräsentiert alle kurzreichweitigen Beiträge des  $E_{\text{ext}}$ -Beitrages zum Energiefunktional. Für ein homogenes 2DES kann man im Rahmen des Jellium-Modells<sup>5</sup> die Abhängigkeiten der einzelnen Kapazitäten von der Elektronendichte  $n$  im Elektronensystem bestimmen [90, 99]. So ergibt sich für die Austauschbeiträge

$$\frac{1}{C_x} = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{F} \frac{1}{\epsilon_{\text{eff}} \sqrt{n}}, \quad (1.13)$$

wobei  $\epsilon_{\text{eff}}$  eine effektive Dielektrizitätskonstante ist, welche die Polarisierbarkeit der Ionenrümpfe beschreibt. Der wesentliche Zusammenhang ist aber, dass die durch die Austauschwechselwirkung erzeugte Kapazität proportional zu  $\sqrt{n}$  ist. Für die Abschätzung der Kapazitätsbeiträge der elektronischen Korrelationen, erhält man im einfachsten Fall einen unschönen, länglichen Ausdruck, dessen wesentliche Abhängigkeit – wenigstens für homogene Elektronensysteme mit geringer Ladungsträgerdichte

<sup>4</sup>Im Falle eines klassischen Plattenkondensators summiert man über beide Kondensatorplatten ( $i = 1..2$ )

<sup>5</sup>Homogenes Elektronengas mit homogener, positiver Hintergrundladung.

$n$  – ebenfalls auf

$$C_c \sim -\sqrt{n} \quad (1.14)$$

reduziert werden kann, ansonsten ergibt sich eine polynomiale Abhängigkeit davon. Nähere Details dazu sind in [90] und [99] zu finden.

Die beiden wichtigen Zusammenhänge sind erstens, dass die Kapazitätsbeiträge, die durch elektronische Korrelationen und Austauschwechselwirkungen bedingt werden nicht von der Dicke des Dielektrikums  $d$  abhängen und man sie deshalb von der klassischen Kapazität daran unterscheiden kann und zweitens, dass diese stets negativen Beiträge zur Kapazität gleichermaßen von der Ladungsträgerdichte  $n$  abhängen.

### 1.2.2. Kapazität der LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Heterostruktur

In diesem kurzen Unterabschnitt sollen die in den vorangegangenen Abschnitten 1.1 und 1.2 aufgeführten Informationen nochmals kondensiert wiedergegeben werden um zu begründen, warum es eine ausgezeichnete Idee ist, gerade an LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Heterostrukturen Kapazitäten zu messen. Der prinzipielle Grund dafür Kondensatoren zu untersuchen ist einfach. Um die Leistungsfähigkeit von Feldeffekttransistoren (Field Effect Transistor, FET) zu steigern ist es notwendig, diese immer kleiner zu bauen. Damit diese Baugruppen aber nicht nur schnell, sondern auch energieeffizient funktionieren, muss man dem Effekt, dass dünnere Gate-Dielektrika auch höhere Leckströme (und damit mehr Leistungsverbrauch) bedingen, entgegenwirken. Die Kapazität eines FET zu steigern gelingt im Prinzip dadurch, dass entweder die Dielektrika dünner gemacht werden, was aber schließlich zu ungewollten Leckströmen führt, oder Materialien als Dielektrika verwendet werden, die hohe Dielektrizitätskonstanten aufweisen, sogenannte *high-k* Dielektrika [13, 100, 101]. In heutiger Siliziumtechnologie werden hierfür zum Beispiel Hafnium-basierte Oxide verwendet [13].

Warum ist es jetzt interessant, Kapazitäten an den vorgestellten LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Heterostrukturen zu untersuchen? Abgesehen davon, dass es sich um das Materialsystem handelt, dass eines der Modellsysteme für leitfähige Grenzschichten darstellt, welches außerdem in sehr guter Qualität verfügbar ist, handelt es sich bei den Komponenten ebenfalls um Materialien mit großen Dielektrizitätszahlen (Unterabschnitte 1.1.2 und 1.1.1).

Zusätzlich bietet es einige zentrale Eigenschaften, die notwendig sind um die quan-

tenmechanischen Beiträge zur Kapazität solcher Systeme zu beleuchten. Neben der naheliegenden Tatsache, dass das Dielektrikum in diesem System sehr dünn sein kann – der Plattenabstand der Kondensatorplatten kann auf unter 1,6 nm reduziert werden – können durch quantenmechanische Effekte bedingte Beiträge zur Kapazität positive Auswirkungen haben. Weiterhin kann in dem  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -System die Ladungsträgerdichte des 2DES an der Grenzfläche moduliert werden. Dazu bietet das  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -System die Möglichkeit, das Elektronensystem von zwei verschiedenen Seiten zu modulieren. Einerseits kann man es durch eine Spannung am Topgate beeinflussen, also über das  $\text{LaAlO}_3$ , andererseits kann man es über einen Backgate-Kontakt modulieren. Das bedeutet, dass es prinzipiell möglich ist, den funktionalen Zusammenhang von Quantenkapazität und Ladungsträgerdichte  $n$  zu bestimmen und so Erkenntnis darüber zu gewinnen, welche die wesentlichen Beiträge dazu sind beziehungsweise unter welchen Umständen sich die Kapazität maximieren lässt. Zusammenfassend können folgende Fragestellungen prinzipiell untersucht werden.

- Kann die Dicke  $d$  des Dielektrikums reduziert werden, um die Beiträge der Quantenkapazitäten zu maximieren?
- Kann man durch Modulation der Ladungsträgerdichte  $n$  Erkenntnis darüber gewinnen, welche quantenmechanischen Beiträge wesentlich sind?
- Macht es einen prinzipiellen Unterschied, ob das Elektronensystem durch anlegen einer Topgate-Spannung oder einer Backgate-Spannung moduliert wird?
- Kann man damit die untersuchten Baugruppen optimieren?

### 1.3. Vorausgehende Arbeiten

Während Quantenkapazitäten und negative Kapazitäten an verschiedenen anderen Systemen untersucht wurden, zum Beispiel an konventionellen Halbleitern [95, 102, 103], Quantenpunkten [104, 105], ferroelektrischen Systemen [106–109] und auch Kupfernanoröhren [110], gibt es bisweilen eine handvoll Untersuchungen, die Kapazitäten an  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostrukturen betrachten. Zum einen wurden Kelvin-Probe-Experimente durchgeführt, die darauf hindeuten, dass es sich bei der negativen Kompressibilität des Grenzschichtelektronensystems um eine intrinsische Eigenschaft desselben handelt, und dass sie nicht durch die verwendeten Topgate-Elektroden indu-

ziert wird. Allerdings konnten bei diesen Untersuchungen nur wenige Proben untersucht werden und ausschließlich solche mit vier Einheitszellen dicken Dielektrika, da ansonsten keine Kelvin-Probe-Experimente möglich waren [111, 112]. Weitere Untersuchungen von ebenfalls in unserer Gruppe hergestellten Proben mit zehn und zwölf Einheitszellen dicken Dielektrika wurden von Li et al. durchgeführt. In diesen Untersuchungen zeigte sich, dass für geringe Ladungsträgerdichten eine Kapazitätsüberhöhung entsteht, die von der Frequenz abhängt und für höhere Frequenzen verschwindet. Allerdings konnten keine Proben untersucht werden, die dünnere Dielektrika hatten, da der experimentelle Aufbau nicht geeignet war, Kapazitäten zu messen, wenn erhebliche Leckströme durch die  $\text{LaAlO}_3$ -Barriere auftreten [74]. Impedanzmessungen an  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen wurden ebenfalls von Wu et al. durchgeführt. Diese zeigen ebenfalls für dicke Proben (10 und 20 Einheitszellen  $\text{LaAlO}_3$ ) Spitzen in der Kapazität in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte, bevor das Elektronensystem entvölkert wird. Sie zeigen auch eine erhebliche Erhöhung der Kapazität (1000%) im Vergleich zur gemessenen Kapazität bei kleinen Spannungen [113]. Allerdings scheint die Gesamtkapazität im Vergleich mit der durch die Geometrie der Proben erwartbaren Kapazität tendenziell eine Größenordnung zu klein zu sein. Erst für sehr kleine Frequenzen werden Kapazitätswerte erreicht, die dieser Erwartung entsprechen, was darauf hindeuten könnte, dass es sich hierbei um einen Effekt handelt, der aufgrund nichtlinearer Effekte zustande kommt, wie sie in Kapitel 3 beschrieben werden.

## 1.4. Einordnung und Inhalt der vorliegenden Arbeit

Die vorliegende Arbeit versucht nun die Lücke zwischen den vorangegangenen Arbeiten zu schließen. Hierfür wurde zunächst eine Methode entwickelt, um Kondensatoren mit lateralen Zugängen, die erhebliche Leckströme aufweisen, zu untersuchen. Diese neu entwickelte Herangehensweise wird in Kapitel 3 genau beschrieben. Mit dieser Methode wurden Proben untersucht, die an der neuen Epitaxieanlage der Gruppe in Stuttgart hergestellt und optimiert wurden (Kapitel 2). Die Untersuchungen wurden an Proben mit Gold-Topgates und unterschiedlich dicken Dielektrika (vier bis zwölf Einheitszellen) durchgeführt. Ausführungen zur Probenherstellung und allen Schwierigkeiten, die bei der Prozessentwicklung und Prozessetablierung auftraten, werden in Kapitel 2 aufgeführt. An diesen Proben wurde der Einfluss von Topgate- und Backgate-Modulation der Ladungsträgerdichte im Elektronensystem für verschiedene



Frequenzen untersucht, die Ergebnisse dieser Untersuchungen befinden sich in Kapitel 6. Zusätzlich zu den experimentellen Untersuchungen wurden verschiedenartige Simulationsrechnungen durchgeführt, die dazu beigetragen haben, ein mit den Messergebnissen konsistentes Bild der Grenzschicht zu entwickeln (Kapitel 5).



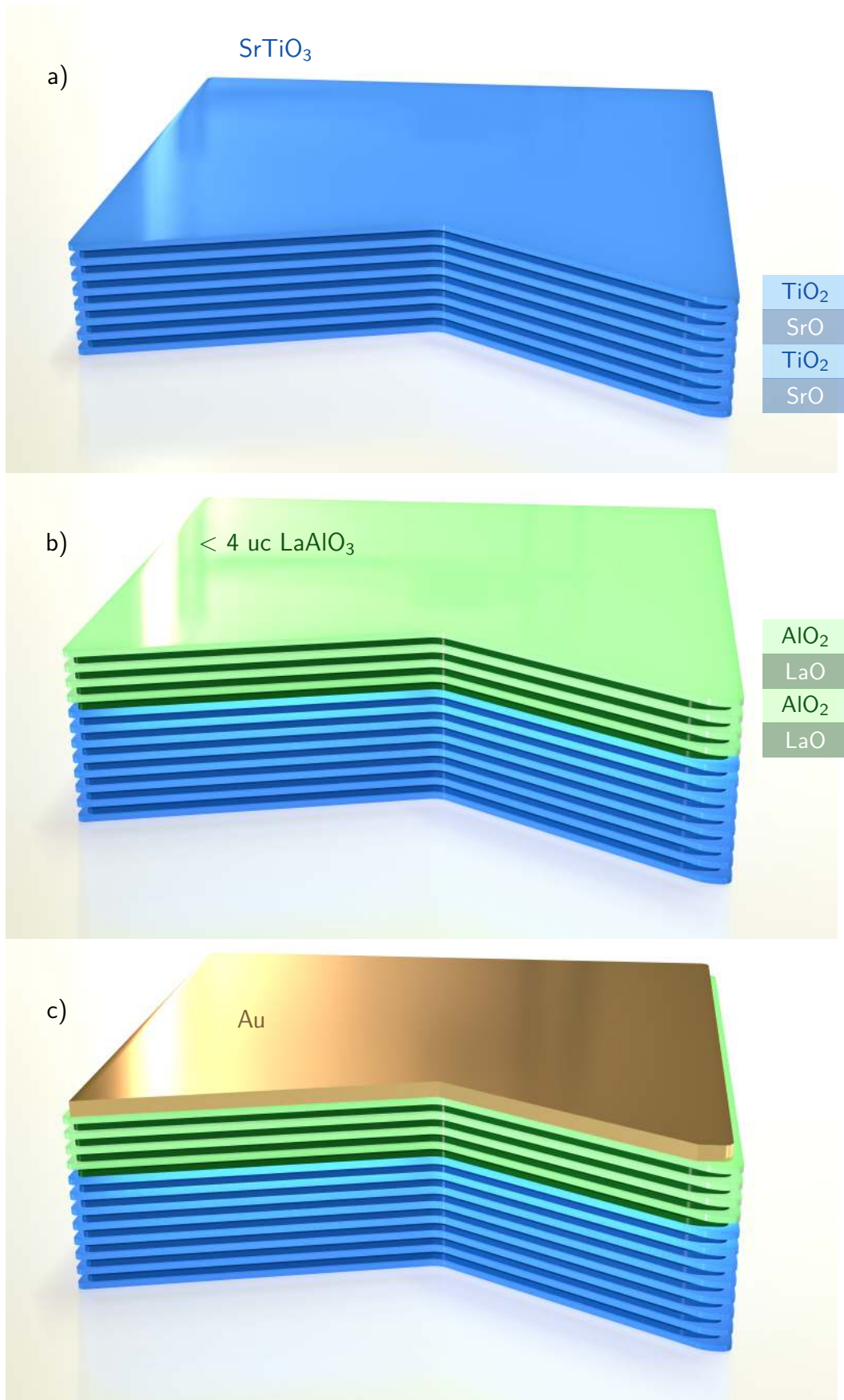
## 2. Probenpräparation

Zur Untersuchung der Kapazitäten von  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostrukturen ist es zunächst notwendig  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostrukturen dafür zur Verfügung zu haben. Da es uns nach dem Umzug der Gruppe von Augsburg nach Stuttgart aber nicht möglich war, sehr gute  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostrukturen außerhalb der Einrichtungen unserer Gruppe herzustellen, war es erforderlich den Herstellungsprozess ausgehend von einem leeren Labor zu etablieren. Erwartungsgemäß traten dabei einige lösbare und sehr wenige aufschiebbare Herausforderungen zu Tage, die zunächst bearbeitet werden mussten, um mit der eigentlichen Arbeit dieser Studie, der Untersuchung der Kapazitäten der  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostrukturen, beginnen zu können.

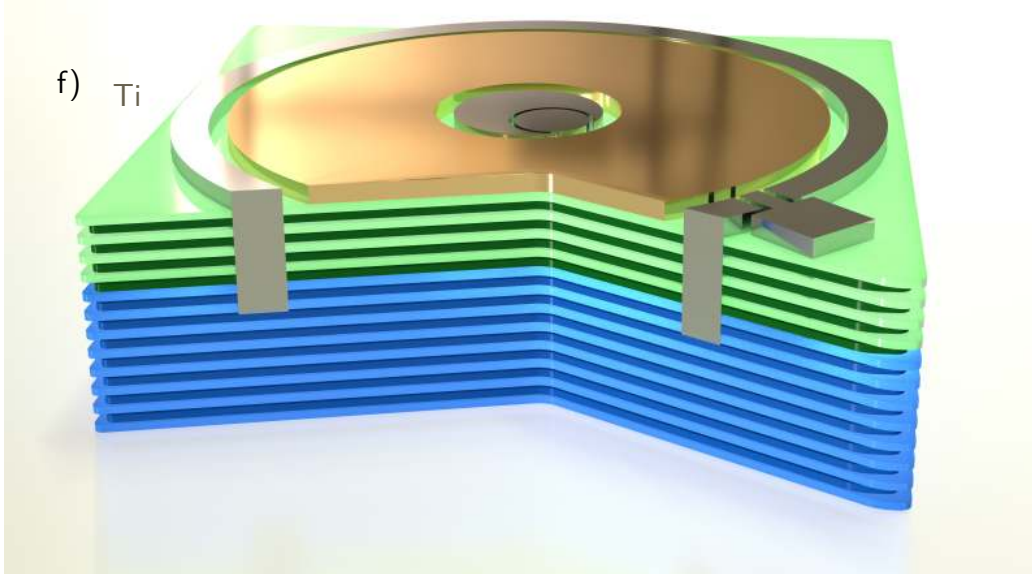
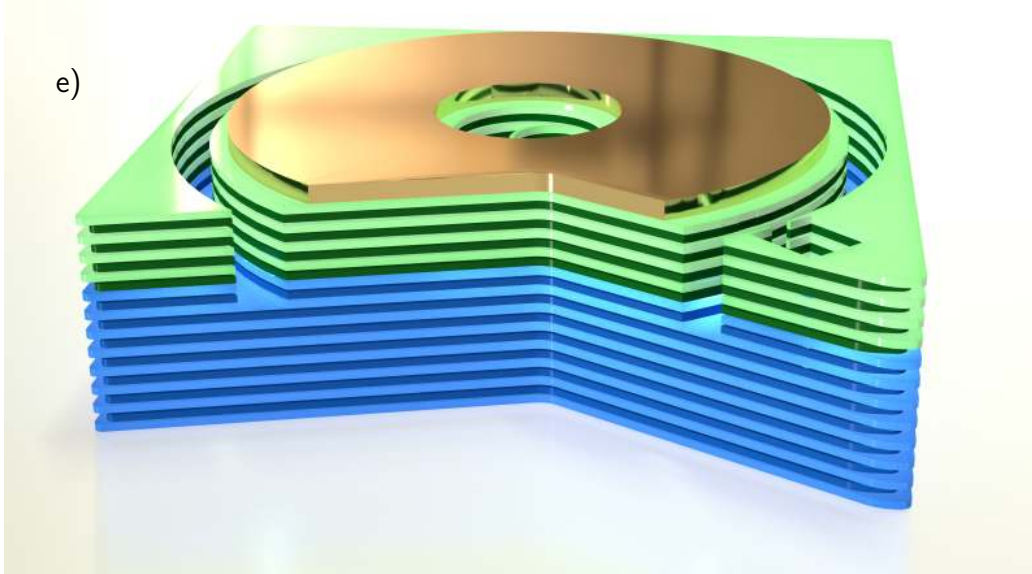
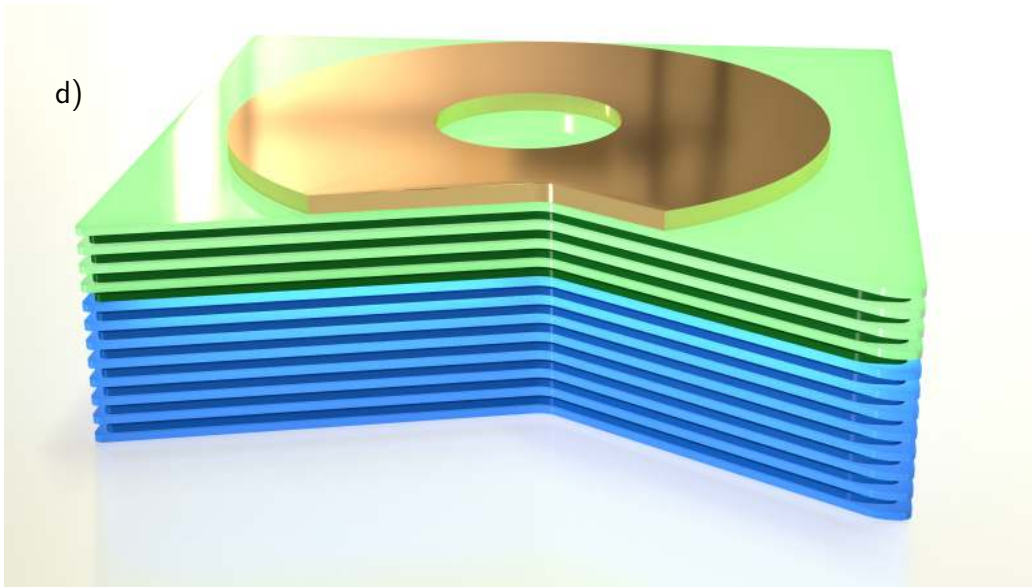
Dieses, eventuell zu ausführlich erscheinende, Kapitel soll – dem tatsächlichen Aufwand dieser Optimierungsschritte Rechnung tragend – zumindest die wesentlichsten Herausforderungen die auftraten, deren Lösungen und die für die Probenherstellung verwendeten Verfahren im Allgemeinen mitsamt den angewandten Parametern im Besonderen beschreiben. Der wesentliche Ablauf des Herstellungsprozesses ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt.

Zunächst werden  $\text{TiO}_2$ -terminierte  $\text{SrTiO}_3$ -Substrate sehr guter Qualität benötigt. Wie diese zu präparieren sind, welche Herausforderungen bei der Etablierung des Herstellungsprozesses auftraten und wie diese überwunden werden können wird in Abschnitt 2.1 beschrieben.

Die  $\text{SrTiO}_3$ -Substrate werden in unserer Anlage für gepulste Laserablation (Pulsed Laser Deposition, PLD) mit wenigstens vier Einheitszellen dicken  $\text{LaAlO}_3$ -Filmen beschichtet, damit an deren Grenzfläche ein 2DES entsteht, dessen Kapazität untersucht werden kann. Dieser Prozess bedurfte auch einiger Optimierungsschritte, da sowohl die Leitfähigkeit des Elektronensystems der hergestellten Filme und die Modulierbarkeit dieser Leitfähigkeit durch angelegte Gate-Spannungen als auch die Reproduzierbarkeit nicht ausreichend gut waren. Das PLD-Prinzip an sich, die Herstellung der  $\text{LaAlO}_3$ -Filme im Speziellen und die weiteren für diesen Prozessschritt notwendigen



**Abbildung 2.1.:** Schematische Darstellung des Verfahrens zur Herstellung der  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur-basierten Kondensatoren. Auf ein  $\text{TiO}_2$ -terminiertes  $\text{SrTiO}_3$ -Substrat (a) werden einige Lagen  $\text{LaAlO}_3$  deponiert, bis die kritische Dicke von vier Einheitszellen zur Ausbildung des Grenzflächenelektronensystems überschritten ist (b). Anschließend wird *in-situ* Gold für die Topgate Elektrode deponiert (c).



**Abbildung 2.1**, Fortsetzung: Der Goldfilm wird dann mithilfe von Fotolithografie und nasschemischen Ätzen strukturiert. Die bis zur Grenzschicht ionengeätzten Vertiefungen (e) werden ebenfalls fotolithografisch strukturiert und schließlich im Elektronenstrahlverdampfer mit Titan aufgefüllt (f).

Werkzeuge und Verfahren werden inklusive der aufgetretenen Probleme ausführlich in Abschnitt 2.2 beschrieben.

Auf diese  $\text{LaAlO}_3$ -Filme wird im nächsten Schritt *in-situ* eine Lage Gold deponiert, die anschließend mit Fotolithografie und einem nasschemischen Ätzverfahren strukturiert wird, um die Topgate-Elektroden für die zu untersuchenden Baugruppen zu erzeugen. Die Beschreibung dieser Schritte ist in Abschnitt 2.3 zu finden. Im selben Abschnitt folgt ein kurzer Unterabschnitt über die Prozessschrittentwicklung der Golddeposition, da auch dieser Prozessschritt zunächst zu nur eingeschränkt brauchbaren Proben geführt hat.

Nach der Herstellung der Topgate-Elektrode werden noch Kontakte zum Elektronensystem an der Grenzschicht benötigt. Dafür wird mittels Ionenätzen zunächst eine Vertiefung durch den  $\text{LaAlO}_3$ -Film in das  $\text{SrTiO}_3$ -Substrat geätzt, sodass das Elektronensystem an der Grenzschicht prinzipiell zugänglich ist. Im Anschluss wird diese Vertiefung mittels Elektronenstrahlverdampfung nacheinander mit Titan und Gold aufgefüllt, damit ein korrosionsbeständiger und gut haftender, elektrisch leitfähiger Kontakt entsteht. Beide Teilschritte werden inklusive der aufgetretenen Herausforderungen in Abschnitt 2.4 beschrieben. Schließlich wird das Kapitel durch einen kurzen Abschnitt zur Probenmontage und -kontaktierung abgeschlossen.

## 2.1. Präparation der $\text{SrTiO}_3$ -Substrate

Um reproduzierbare  $\text{LaAlO}_3$ -Filme herzustellen ist es zunächst notwendig  $\text{SrTiO}_3$ -Substrate guter Qualität, insbesondere mit sehr guten Oberflächen zu haben. Die  $\text{SrTiO}_3$ -Substrate werden von der Firma Crystec [114] geliefert, von der wir einseitig polierte  $\text{SrTiO}_3$  (001)-Substrate in verschiedenen Größen ( $5 \times 5 \text{ mm}^2$  bzw.  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ) beziehen. Da diese Substrate nach dem zersägen naturgemäß eine gemischte Oberflächenterminierung aus  $\text{SrO}$ - und  $\text{TiO}_2$ -Lagen aufweisen [115] und es für die Ausbildung eines Elektronensystems an der Grenzfläche notwendig ist  $\text{TiO}_2$ -terminierte Substrate zu verwenden [18], muss die Oberfläche zunächst gereinigt und von unerwünschtem Strontiumoxid befreit werden.

Da es bei der Präparation der Oberfläche großer Sorgfalt bedarf und der verwendete Standardprozess zur Oberflächenterminierung [43] zunächst nicht zuverlässig funktioniert hat, wird die verwendete Prozedur im Detail in Unterabschnitt 2.1.1 beschrieben. Im darauf folgenden Unterabschnitt 2.1.2 werden alle Herausforderungen, die im Lau-

**Tabelle 2.1.:** Standardparameter, die für die einzelnen Teilschritte des Terminierens der SrTiO<sub>3</sub>-Substrate bestimmt und verwendet wurden.

Ätzen	
Ultraschallfrequenz ( kHz)	37
Ultraschallleistung (%*320 W)	30
Temperatur Ultraschallbecken (° C)	21 <sup>a</sup>
Verweildauer Acetonbad (min)	10
Verweildauer Isopropanolbad (min)	10
Verweildauer Wasserbad (min)	10
Verweildauer Flusssäure (s)	30
Tempern im Rohröfen (HTTS 75-450/16) mit Alsinthrohr	
Sauerstofffluss (sccm/min)	250
Aufheizrate (° C/min)	250
Endtemperatur (° C)	980
Temperzeit (h)	2
Abkühlrate (° C/min)	< 250

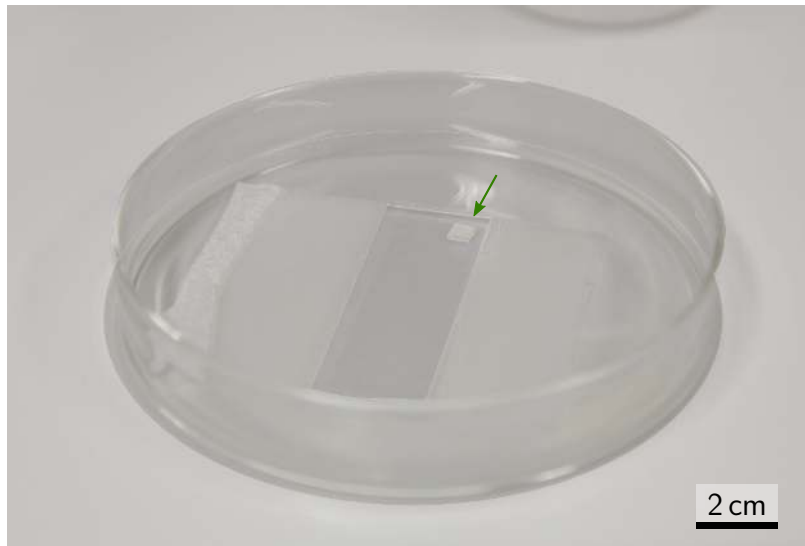
fe der Prozesseinführung auftraten und die Maßnahmen, die zur Qualitätssicherung ergriffen wurden, erläutert. Alle ermittelten und verwendeten Prozessparameter und die für den Prozess verwendeten Materialien sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

### 2.1.1. TiO<sub>2</sub>-Terminierung der SrTiO<sub>3</sub>-Substrate

Da SrTiO<sub>3</sub>-Substrate mit atomar sauberer TiO<sub>2</sub>-Oberfläche den wichtigen Ausgangspunkt für den erfolgreichen Herstellungsprozess hochwertiger LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Heterostrukturen darstellen, werden für den Substratterminierungsprozess ausschließlich Lösungsmittel und Säuren von höchster Reinheit und Qualität verwendet. In unserem Fall werden alle verwendeten Lösungsmittel und Säuren in Höchstintegrationsgrad (Very Large Scale Integration, VLSI)-Qualität von der Firma BASF [116] bezogen. Um die SrTiO<sub>3</sub>-Substrate mit einer abschließenden TiO<sub>2</sub>-Lage zu terminieren, werden sie zunächst auf Linsenpapier (VWR Linsenreinigungspapier 541 [117]) gereinigt. Dazu wird ein sauberer Objektträger in einer Petrischale liegend mit einem Linsenreinigungspapier bedeckt und mit Isopropanol benetzt. Die Substrate werden

<sup>a</sup>Zimmertemperatur





**Abbildung 2.2:** Zum Reinigen wird das Substrat mit der polierten Oberfläche auf Linsenreinigungspapier gelegt (Pfeil), das sich auf einem sauberen Objektträger in einer Petrischale befindet. Das abgebildete Substrat hat eine Kantenlänge von 5 mm.

mit der polierten Oberfläche auf das Linsenreinigungspapier gelegt (Abb. 2.2).

Nun werden sie sanft – das bedeutet nur unter dem Gewicht eines (mittelgroßen) Fingers – mit kreisenden Bewegungen über das Linsenreinigungspapier geführt und poliert. Anschließend werden die Substrate mit Isopropanol abgespült und in einem Becherglas mit Aceton (BASF VLSI Selectipur) im Ultraschallbad gereinigt. Das Ultraschallbecken (Elmasonic P60h [118]) wird bei jedem der folgenden Schritte mit einer Frequenz von 37 kHz und einer Leistung von 30% der Maximalleistung von 320 W betrieben. Nach zehn Minuten im Ultraschallbad werden die Substrate unter Spülen mit Aceton aus dem Becherglas gehoben und in einem weiteren Bad in Isopropanol weitere zehn Minuten im Ultraschallbecken gereinigt. Das Spülen während des Heraushebens aus dem Becherglas soll die Aufnahme von Schmutz, der sich an der Oberfläche des Lösungsmittels ansammelt, verhindern. Danach werden die Substrate, diesmal unter Spülen mit Isopropanol aus dem Becherglas gehoben und in ein Wasserbad gegeben. Das Wasser stammt aus der Reinstwasserversorgung des Instituts. In diesem Wasserbad kommen sie für eine halbe Stunde in das Ultraschallbad. Für den Fall, dass mehr als ein Substrat geätzt wird, können bis zu sechs Substrate auf einem Teflonhalter platziert werden, wie er in Abbildung 2.3 zu sehen ist.

Während die vorangehenden Schritte zur Reinigung der Oberfläche dienen, werden in diesem Schritt aus dem SrO an der Oberfläche und dem Wasser, im Vergleich zu  $\text{TiO}_2$  leichter lösliche Strontiumhydroxidkomplexe gebildet, die im folgenden Ätzschritt gelöst werden [43, 119]. Das Wasserbad reduziert die Abhängigkeit des pH-Werts der Ätzlösung erheblich [120]. Die Substrate werden nun aus dem Wasserbad gehoben





**Abbildung 2.3.:** Verschiedene Substrathalter aus Teflon. Bei den beiden äußeren werden die Substrate mit der polierten Seite nach oben in die sichtbaren Kavitäten gelegt, während sie bei der Ausführung in der Mitte mit der Kante in die schmalen Rillen geklemmt werden. Der linke Halter wurde letztlich für die kleinen ( $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ ) Substrate benutzt und der in der Mitte für die Großen ( $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ ).

und für 30 Sekunden in gepufferter Flusssäure (AF 87.5-12.5,  $\text{pH} = 5.5$ ), ebenfalls im Ultraschallbad, geätzt. Hierbei entstehen die mit ausschließlich  $\text{TiO}_2$  bedeckten Oberflächen [120, 121]. Danach werden die Substrate in ein Wasserbad gehoben und dort von der Flusssäure gereinigt (ebenfalls im Ultraschallbad). Es folgen zwei weitere Reinigungsschritte in Reinstwasser außerhalb des Ultraschallbades. Nach dem letzten Wasserbad werden die Substrate in einem Isopropanolbad in das Labor mit dem Röhrenofen (Gero HTSS 75-450/16 [122]) gebracht und dort in der Reinraumwerkbank unter Spülen mit Isopropanol aus dem Isopropanolbad gehoben und unter Stickstofffluss getrocknet.

Hierbei werden die Substrate, falls mehr als eines präpariert wird, nacheinander vom Teflonhalter unter Spülen mit Isopropanol aus dem Becherglas gehoben. Die Substrate werden in ein Schiffchen aus Aluminiumoxid (Alsint, 99.7%  $\text{Al}_2\text{O}_3$  von Gero [122]) gelegt und zunächst mit Alufolie abgedeckt. Der Röhrenofen wird unter Sauerstofffluss geöffnet, das Schiffchen zum Ofen gebracht und ohne Abdeckung in der Mitte des Rohres (Alsint, 99.7%  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , Gero) platziert. Der Ofen wird verschlossen und die Substrate unter Sauerstofffluss ( $250\text{ ml/min}$ ) getempert. Die Aufheizrate beträgt  $250\text{ }^\circ\text{C/h}$ , die Endtemperatur  $980\text{ }^\circ\text{C}$ , die Temperzeit 2 h und die Abkühlrate ist kleiner als  $250\text{ }^\circ\text{C/h}$ . Durch das Tempern wird die Kristallstruktur stabilisiert und weitere Ausscheidung



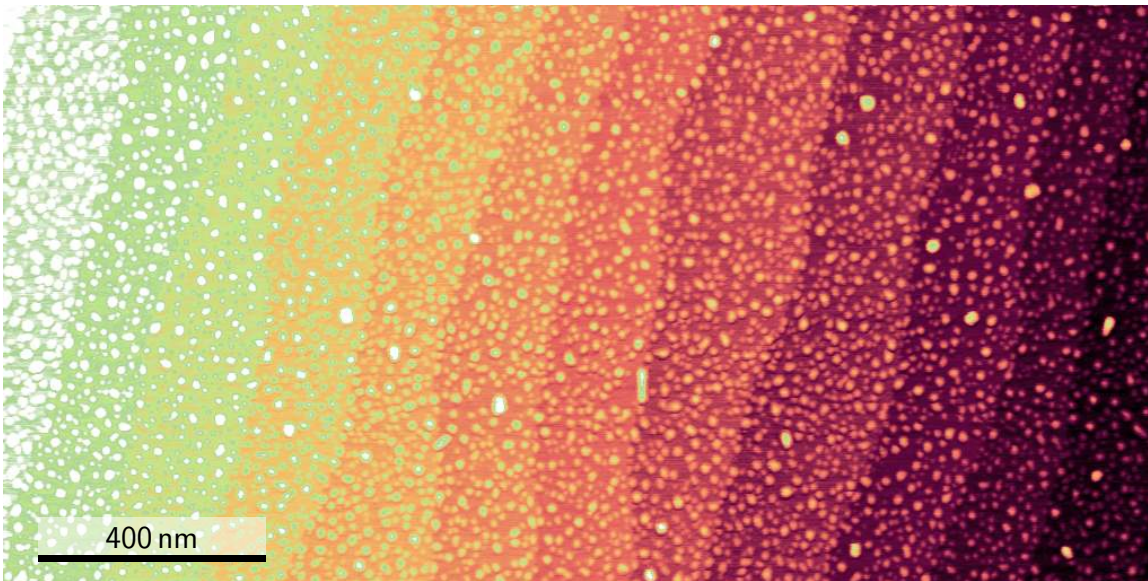
**Abbildung 2.4.:** Substrat S7: SrTiO<sub>3</sub>-Substrat mit sehr guter Oberfläche. Es sind weder Etchpits, noch SrO-Aggregationen an den Stufenkanten oder Partikel auf der Oberfläche zu finden.

von Strontiumoxid verhindert [115, 123]. Die Oberflächen aller verwendeten Substrate wurde mittels Rasterkraftmikroskopie (Atomic Force Microscopy, AFM) untersucht. Bei allen folgenden Abbildungen von Substratoberflächen handelt es sich um Daten, die direkt nach dem Tempern aufgenommen wurden. Es wurden stets Bilder mit einem Seitenverhältnis von 2:1 mit 1024\*512 oder 768\*384 Bildpunkten aufgenommen. Anschließend wurde lediglich zeilenweise der mittlere Spannungsversatz angepasst und das Bild verkippt, sodass der Stufenverlauf der Oberflächen besser herausgestellt wird. Es wurden keine weiteren Mittelwertbildenden Maßnahmen angewendet und keinerlei Integraltransformationen durchgeführt.

Für alle Proben wurden ausschließlich Substrate verwendet, die eine einwandfreie Oberflächenstruktur aufwiesen, wie sie in der AFM-Aufnahme in Abbildung 2.4 sehen ist.

### 2.1.2. Probleme bei der Substratterminierung

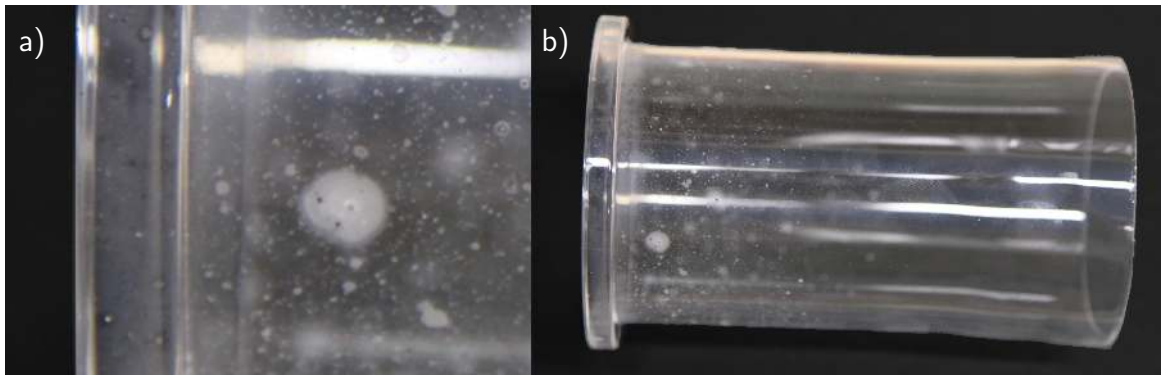
Bei der Terminierung der Substrate trat zunächst das Problem auf, dass kleinste Partikel auf der Oberfläche zu sehen waren, die wenige nm hoch und einige nm breit waren (siehe Abb. 2.5). Diese traten zwar nicht immer, jedoch häufig und unterschiedlich stark ausgeprägt auf. Allerdings waren es zunächst immer zu wenige und zu kleine Partikel um sie oberflächenanalytisch (Energiedispersive Röntgenspektroskopie (Energy



**Abbildung 2.5.:** Substrat S1. SrTiO<sub>3</sub>-Substrat nach dem Terminieren. Zu sehen sind Partikel, höchstwahrscheinlich von der Unterseite des Substrates aufgeschwemmt, die wenige nm hoch und einige nm breit sind. Außerdem ist zu erkennen, dass die Bedingungen für den Temperprozess ansonsten in Ordnung zu sein scheinen, da die Stufenkanten die erwartete, leicht wellige Struktur aufweisen. Dieses Substrat wurde zusammen mit S2, vgl. Abb. 2.7, prozessiert, das keine Partikel auf der Oberfläche zeigt.

Dispersive X-Ray Spectroscopy, EDX), Röntgenphotoelektronenspektroskopie (X-Ray Photoelectron Spectroscopy, XPS) oder Augerelektronenspektroskopie (Auger Electron Spectroscopy, AES)) zu analysieren. Es wurden verschiedene Anstrengungen unternommen, um die Ursache der Partikel festzustellen.

Zunächst wurden die Substrate nach jedem Prozessschritt mit dem Rasterkraftmikroskop untersucht. Dadurch konnten alle Reinigungsschritte ausgeschlossen werden. Der Ofen wurde in einem anderen Labor aufgebaut um so eine verunreinigte Sauerstoffzuleitung auszuschließen. Das Quarzglasrohr, welches zunächst im Röhrenofen verwendet wurde, wurde durch ein unbenutztes ersetzt. Nach einigen Versuchen waren kleine Verunreinigungen am Röhrenende zu sehen (Abb. 2.6), die sich weder mit unseren Standardlösungsmitteln, noch mechanisch entfernen ließen. Diese Verunreinigungen stammen allerdings nicht, wie zunächst vermutet, aus dem Rohr selbst. Es handelt sich vielmehr um Metalleinschlüsse, die von der Befestigungsvorrichtung bei der Glasbearbeitung stammen, sie wurden also schon bei der Herstellung des Rohres erzeugt. Diese Verunreinigungen haben nicht zu den Verschmutzungen auf unseren Substraten geführt. Auch der Verdacht, dass es sich bei den Partikeln um SiO-Partikel handelt, die sich während des Temprens von der Innenwand des Rohres lösen und auf



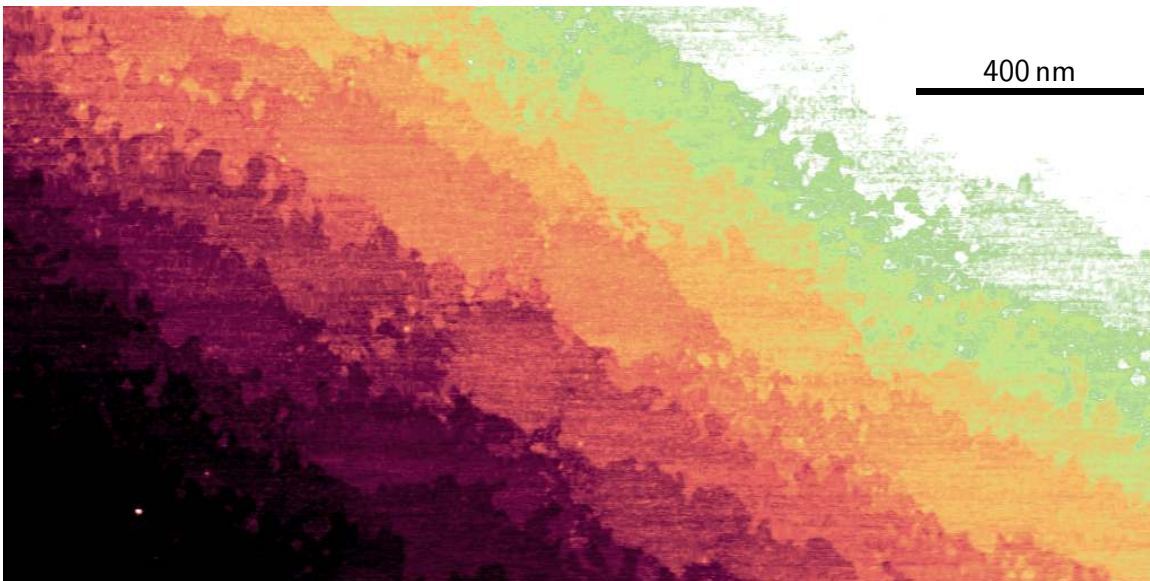
**Abbildung 2.6.:** Auf dem abgetrennten Ofenrohr aus Quarzglas sind die Partikel zu sehen, die nach dem Verwenden des Rohres aufgetaucht sind. In Abbildung (a) ist ein vergrößerte Ausschnitt aus Abbildung (b) gezeigt. Der Durchmesser des Rohres beträgt 80 mm. Die abgebildete Röhre wurde nicht zum Tempern von Substraten verwendet, allerdings zeigt sie die gleichen Verunreinigungen wie die verwendete Röhre, aber in wesentlich stärkerer Ausprägung.

den Substraten niederschlagen bestätigte sich nicht, da weder durch das austauschen der Quarzschiffchen durch Korinthschiffchen (Alsint, 99,7% $\text{Al}_2\text{O}_3$ , GERO [122]) und deren Abdecken während des Temperns, noch durch das Austauschen des gesamten Quarzglasrohres durch eine Korinthröhre (Alsint, 99,7% $\text{Al}_2\text{O}_3$ , GERO) das Problem mit den Partikeln auf den Substratoberflächen behoben wurde. Um Ausscheidungen aus den Röhren vorzubeugen, wurden diese vor der Benutzung für über 12 h bei 1100° C getempert.

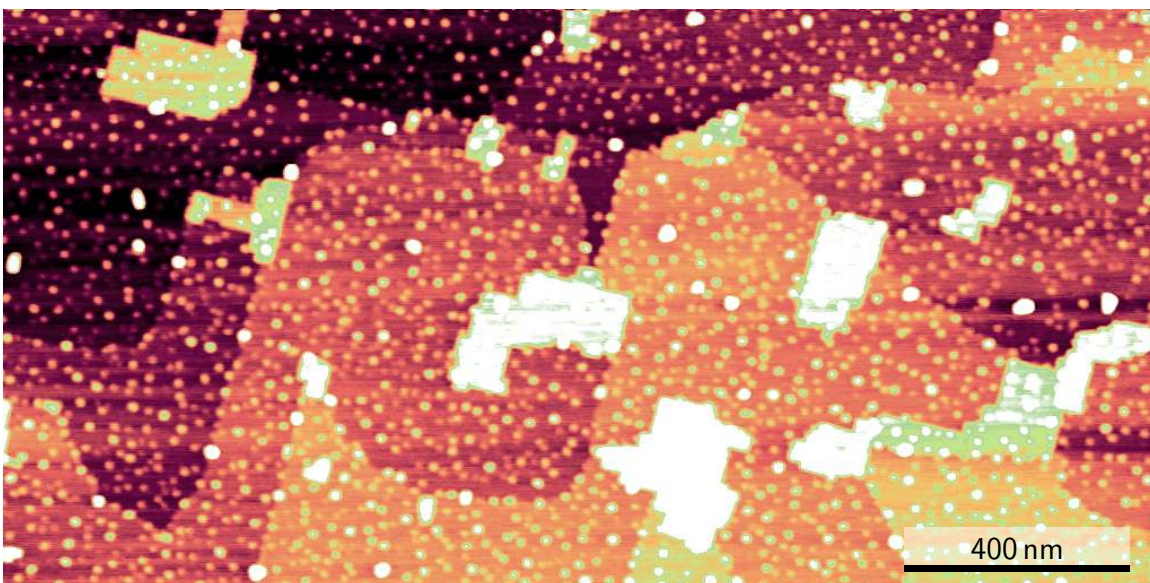
Durch ein Kontrollexperiment mit einem Aluminasubstrat, das die gesamte Prozesskette, exklusive des Ätzschrittes gemeinsam mit  $\text{SrTiO}_3$ -Substraten durchlief, wurde schließlich sichergestellt, dass die Ursache in dem Ätzvorgang an sich zu suchen ist, denn im Gegensatz zu den  $\text{SrTiO}_3$ -Substraten zeigte das Aluminasubstrat keinerlei Partikel auf der Oberfläche (Abbildungen 2.5 und 2.7).

Zunächst wurden alternative Ätzprozesse mit anderen Ätzlösungen ausprobiert. Der Prozess mit Königswasser [119, 124], bei dem alle Schritte bis auf den Ätzschritt identisch zu unserem Prozess durchgeführt wurden, führte ebenfalls zu Partikeln auf der Substratoberfläche, bei ansonsten schlechterer Topologie (Abb. 2.8). Weitere Versuche, Substrate mit Wasser [125] (Abb. 2.9) beziehungsweise  $\text{HCl}$  [115] (Abb. 2.10) zu terminieren waren ebenfalls nicht erfolgreich, wenn auch dahingehend, dass die Oberflächen zwar ohne Partikel aber von erheblich schlechterer Oberflächenbeschaffenheit waren, wie in den entsprechenden Abbildungen zu erkennen ist. Es stellt sich allerdings heraus, dass alle Prozesse, bei denen auf den Einsatz der Teflonhalter verzichtet wurde, Oberflächen ohne Partikel lieferten.

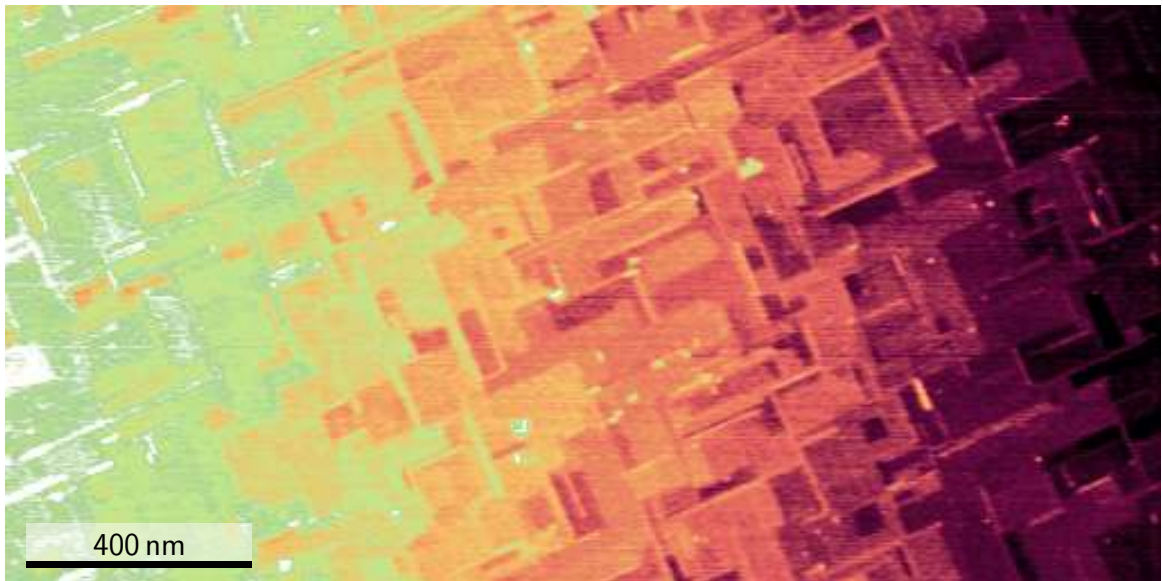




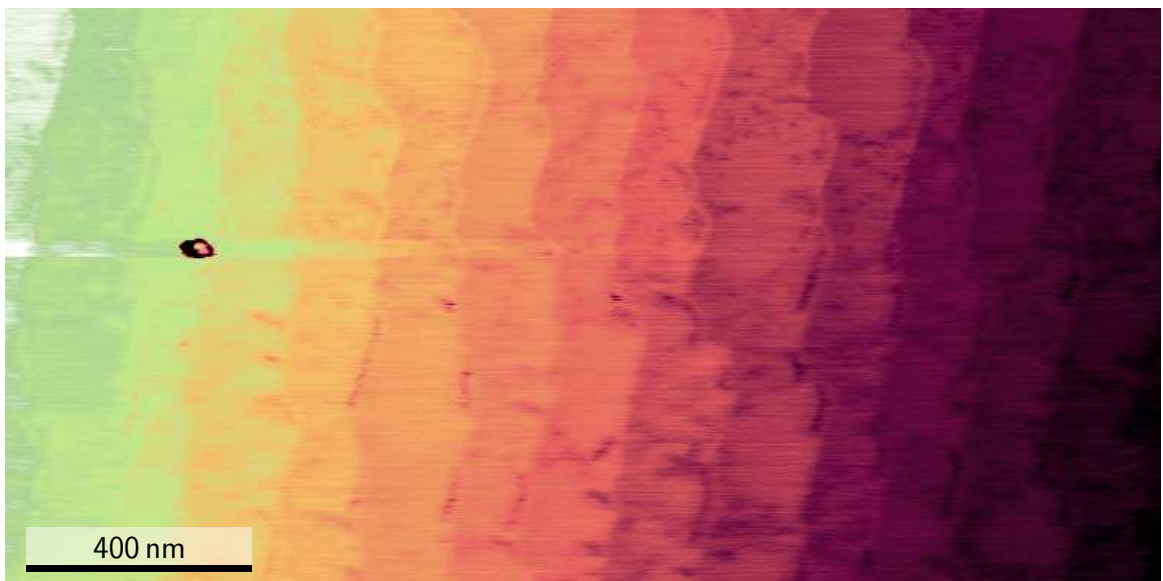
**Abbildung 2.7.:** Substrat S2. Zu sehen ist die Oberfläche des Aluminasubstrats, dass bis auf den eigentlichen Ätzschritt alle Schritte gemeinsam mit kontaminierten SrTiO<sub>3</sub>-Substraten durchlaufen hat, wie das in Abb. 2.5 gezeigte SrTiO<sub>3</sub>-Substrat mit Partikeln auf der Oberfläche. Es sind keine erheblichen Verunreinigungen auf der Oberfläche zu erkennen.



**Abbildung 2.8.:** Substrat S3. Dieses SrTiO<sub>3</sub>-Substrat wurde auf einem Teflonhalter in Königswasser geätzt. Ansonsten entsprach der Prozess unseren Standardbedingungen. Zu sehen sind die wenige nm hohen und einige nm breiten Partikel, die häufig auf unseren Substraten zu finden waren.

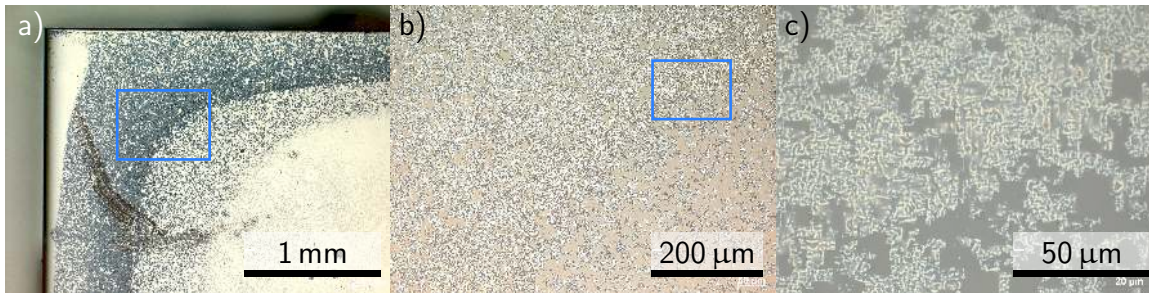


**Abbildung 2.9.:** Substrat S4. Dieses SrTiO<sub>3</sub>-Substrat wurde ohne Teflonhalter in Wasser terminiert. Es befinden sich keine Partikel auf der Oberfläche, allerdings weist das Substrat eine unbrauchbare Oberflächenstruktur auf.



**Abbildung 2.10.:** Substrat S5. Dieses Substrat wurde ohne Teflonhalter in Salzsäure geätzt. Es befinden sich keine Partikel auf der Oberfläche, allerdings hat das Substrat kein sehr gute Oberflächenstruktur.





**Abbildung 2.11.:** Aufnahme des Substrates S6 mit dem optischen Mikroskop. In verschiedenen Vergrößerungsstufen sind ausgesprochen große Partikel auf der Oberfläche zu erkennen. Die blauen Rechtecke markieren den Ausschnitt, der in der jeweils nächsten, vergrößerten Darstellung gezeigt ist.

Ein weiteres Experiment, bei dem zunächst große ( $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ) Substrate auf dem Teflonhalter und danach kleine ( $5 \times 5 \text{ mm}^2$ ) Substrate auf dem Teflonhalter in der selben Ätzlösung geätzt wurden, ergab, dass die großen Substrate Partikel auf der Oberfläche hatten, während die kleinen sehr saubere Oberflächen aufwiesen. Damit ist auch die Ätzlösung an sich nicht für die fehlerhaft terminierten Substrate verantwortlich. Zusammen mit Carsten Woltmann wurden Experimente durchgeführt, die zeigen, dass verschieden große Substrate – auf entsprechend unterschiedlichen Teflonhaltern – verschieden gute Oberflächen aufweisen. Dabei haben große Substrate schlechtere Oberflächen. Glücklicherweise terminierten wir ein Substrat das schier zu zerbröseln schien (Abb. 2.11). An diesem war es schließlich möglich, erfolgreiche XPS Untersuchungen durchzuführen, mit dem Ergebnis, dass es sich bei den sichtbaren Krümeln um  $\text{TiO}_2$  handelt [126]. Demnach liegt die Ursache für die Partikel höchstwahrscheinlich an der Verwendung der Teflonhalter beim Ätzvorgang. Der Unterschied bei der Verwendung verschiedener Teflonhalter legt folgende Vermutung nahe:

Durch das Ultraschallbad dringt während des Ätzvorgangs Flusssäure zwischen den Teflonhalter und die Substrate ein. Beim Abspülen der Flusssäure im folgenden Schritt b ein Rest Flusssäure zwischen dem Teflonhalter und den Substratunterseiten nicht entfernt, sodass sich der Ätzvorgang an diesen Stellen unkontrolliert fortsetzen kann. Im weiteren Verlauf werden dann Partikel, die sich deshalb dort lösen können, auf die Oberflächen der Substrate gespült. Das Problem kann dadurch behoben werden, dass entweder das erste Wasserbad nach dem Ätzen ebenfalls im Ultraschallbecken durchgeführt wird oder dadurch, dass auf die Verwendung der Teflonhalter beim Ätzvorgang komplett verzichtet und jedes Substrat einzeln unter Verwendung von einer Pinzette geätzt wird.

## 2.2. Herstellung der $\text{LaAlO}_3$ -Filme

In diesem Abschnitt werden zunächst alle Methoden beschrieben, die zur Herstellung einer  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur mit einem leitfähigen und gut modulierbaren Grenzschichtelektronensystem benötigt werden. Zuerst wird der PLD-Prozess im Prinzip und für das Wachstum von  $\text{LaAlO}_3$ -Filmen in unserer Epitaxieanlage im Speziellen erklärt (Unterabschnitt 2.2.1).

Es folgt es eine kurze Einführung in das verwendete Reflexions-Hochenergie-Elektronenbeugungs(Reflection High-Energy Electron Diffraction, RHEED)-System (Unterabschnitt 2.2.2). Die vorbereitenden Maßnahmen für einen erfolgreichen Wachstumsprozess sind in den folgenden Unterabschnitten über die Targetvorbereitung (Unterabschnitt 2.2.3) und die Montage des  $\text{SrTiO}_3$ -Substrates (Unterabschnitt 2.2.4) aufgeführt.

Im letzten Unterabschnitt wird erläutert, worin die wesentlichsten Unterschiede zwischen der theoretischen Beschreibung des Herstellungsprozesses der  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen und dessen praktischer Umsetzung an unserer neuen PLD-Anlage bestanden (Unterabschnitt 2.2.5).

### 2.2.1. gepulste Laserablation

Im Folgenden wird der PLD-Prozess im Prinzip beschrieben und gleichermaßen auf die Herstellung von  $\text{LaAlO}_3$ -Filmen auf  $\text{SrTiO}_3$ -Substraten in unserer PLD-Anlage im Besonderen eingegangen. Die verwendeten Parameter für die Herstellung der  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Sie wurden im Laufe der Arbeit festgelegt, wobei die Wachstumsparameter für  $\text{LaAlO}_3$ -Filme der PLD-Anlage in Augsburg [29, 43, 64] als Ausgangsparameter verwendet und an das neu aufgebaute System in unserem Labor angepasst wurden (Unterabschnitt 2.2.5).

PLD ist eine weit verbreitete Methode um dünne Schichten aus komplexen Materialien herzustellen. Im wissenschaftlichen Umfeld hat die Methode seit ihrer ersten Demonstration 1965 [127], vor allem nach den ersten erfolgreichen Versuchen supra-leitendes  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  herzustellen (1987) [128] schlagartig an Bedeutung gewonnen und sich seitdem stetig weiterverbreitet [129]. Das liegt im wesentlichen daran, dass PLD ein prinzipiell einfaches und vergleichsweise günstig etablierbares Verfahren ist, das obendrein methodische Vorteile gegenüber anderen Herstellungsverfahren für dünne Schichten aus komplexen Materialien bietet [130].



**Tabelle 2.2.:** Standardparameter für die Herstellung der LaAlO<sub>3</sub>-Filme in der PLD-Anlage. Der verwendete KrF-Excimerlaser hat eine Pulsweite von 25 ns und eine Wellenlänge von 248 nm.

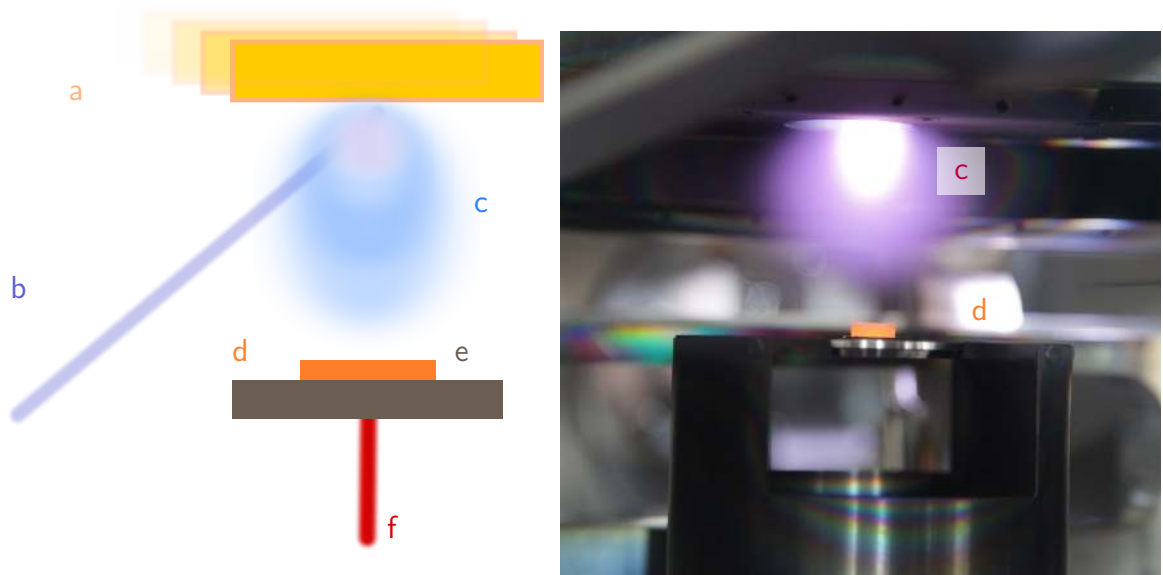
	Präablation	Deposition
O <sub>2</sub> Druck (mbar)	$8.2 \times 10^{-4}$	$8.2 \times 10^{-4}$
Temperatur <sup>a</sup> (°C)	25 <sup>b</sup> ,750	750
Maske	14	14
Probenposition (x/y)	- <sup>c</sup> /(10/13)	(10/13)
Energiedichte (Jcm <sup>-2</sup> )	1.2	1.2
Anzahl der Laserpulse	~ 1200,400	< 400
Pulsfrequenz (Hz)	10	1
Laserenergie (mJ)	> 750	> 750
Tischgeschwindigkeit (a.u.)	504	50
Überlapp des Ablationsbereichs auf dem Target (%)	50	50
typische Wachstumsrate (Pulse/Einheitszelle)		20

Im Prinzip wird das zu deponierende Material für den dünnen Film – das Target – gegenüber dem Substrat, auf dem es aufgebracht werden soll, angebracht (Abb. 2.12). Dann wird mit einem Laserstrahlpuls – in unserem Fall ein KrF-Excimerlaser (LPX-Pro 305 F,  $\lambda = 248$  nm, Pulsweite 25 ns von Coherent [132]) – eine Plasmawolke des Target-Materials erzeugt, die sich ausbreitet und teilweise auf dem Substrat kondensiert. Dies bietet den für die Herstellung komplexer Materialien entscheidenden Vorteil, dass es für viele Materialien möglich ist, das Target-Material, unabhängig von den verschiedenen Partialdrücken der beteiligten Atomsorten, schlagartig und damit in stöchiometrischer Zusammensetzung, vom Target auf die Substrate zu transportieren [130]. Da ein homogener Laserpuls maßgeblich zur gleichförmigen Plasmaausbreitung beiträgt [130, 133], wird in unserer Depositionsanlage der Laserpuls zunächst gedämpft, durch optische Elemente homogenisiert und letztlich auf eine wohldefinierte Fläche begrenzt. In Abbildung 2.13 sind die formgebenden Masken zu sehen. Im Fall der LaAlO<sub>3</sub>-Deposition wird Maske 14 verwendet, die zunächst einen rautenförmigen Teil des Laserpulses ausschneidet, der später die durch weitere optische Elemente des Strahlengangs schließlich auf eine quadratische Ablationsfläche im Fokuspunkt auf

<sup>a</sup>An der Unterseite des Absorberblockes gemessen

<sup>b</sup>Zimmertemperatur.

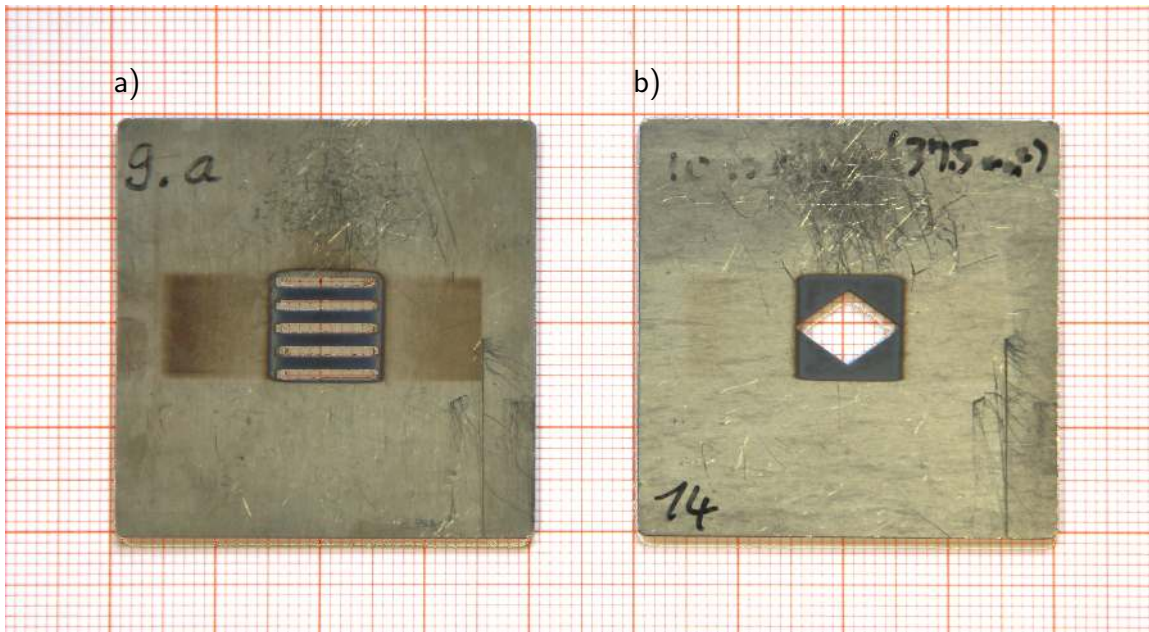
<sup>c</sup>Die Proben werden erst nach dem ersten Präablationsschritt eingebaut



**Abbildung 2.12.:** Im linken Bild ist der Ablationsprozess in PLD-Kammer 1 illustriert: Der UV-Laserpuls (b) trifft auf das bewegte Target (a). Dort entsteht die Plasmawolke des ablatierten Materials (c), die sich zum Substrat (d) auf dem Absorberblock (e) hin ausbreitet und dort kondensiert. Der Absorberblock wird durch den IR-Heizlaser (f) aufgeheizt. Im rechten Bild sieht man die Plasmawolke während des Ablationsprozesses in PLD-Kammer 1 und den aufgeheizten Absorberblock mit aufgeklebtem Substrat (aus [131]).

der Target-Oberfläche abgebildet wird. Die Energiedichte auf dem Target wird auf  $1,2 \text{ Jcm}^{-2}$  eingestellt. Aufgrund der hohen Energiedichte und der geringen Pulsweite kann der Ablationsprozess selbst in adiabatischer Näherung betrachtet werden [134], da sich die beteiligten Prozesse sehr viel schneller abspielen als die Ausbreitung des Plasmas selbst. Das bedeutet, dass der Prozess so schnell abläuft, dass kein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfinden kann [135]. Er setzt sich chronologisch betrachtet aus zwei Teilen zusammen. Im ersten Schritt ( $\approx 10 \text{ ns}$ ) wird die Laserenergie im Target absorbiert und das Target-Material verdampft, sodass schließlich eine Plasmawolke des Materials aus neutralen und ionisierten Teilchen – der sogenannte Plume – entsteht. Im zweiten Schritt breitet sich der Plume in der umgebenden Atmosphäre aus. Nun wird die Energie des noch andauernden Laserpulses direkt von dem entstandenen Plasma absorbiert und erhöht dessen kinetische Energie [130, 133, 134, 136]. Das entstandene Plasma breitet sich nun vom Target aus und verliert seine kinetische Energie maßgeblich durch Stöße mit der umgebenden Atmosphäre.

Der Sauerstoffhintergrunddruck in unserer Anlage beträgt beim  $\text{LaAlO}_3$ -Wachstum typischerweise  $8,2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ . Der verwendete Sauerstoff hat eine Reinheit von min-



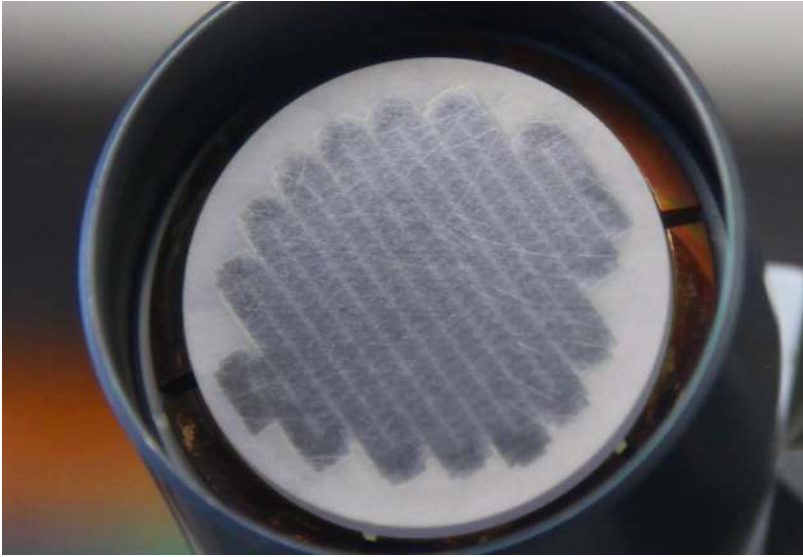
**Abbildung 2.13.:** Masken, die im Strahlengang des Excimerlasers benutzt wurden um den Ablationsausschnitt auf dem Target zu formen. Maske 9a (a) wurde zur Goldablation verwendet, Maske 14 (b) zur  $\text{LaAlO}_3$ -Ablation.

destens 6N und wird zusätzlich wassergefiltert, da unterschiedliche Atmosphärenzusammensetzungen erheblichen Einfluss auf die im Plume vorhandenen Atomsorten und damit auf den entstehenden Film haben können [137]. Der sichtbare Plume hat eine materialspezifische, charakteristische Färbung – im Falle des  $\text{LaAlO}_3$  ist er bläulich weiß – wie auf der rechten Seite in Abbildung 2.12 zu sehen.

Da bei jedem Schuss Material von der Oberfläche des Targets abgetragen wird, entsteht mit der Zeit ein Loch im Target, falls der Laser immer auf die selbe Stelle schießt. Das Problem dabei ist, dass sich in und am Rand dieses Lochs Tröpfchen des aufgeschmolzenen Target-Materials ausbilden, die anschließend auf das Substrat geschleudert werden können [138–140]. Diese Tröpfchenbildung kann durch entsprechende Geometrie und Target-Präparation vermieden werden. Da es vor allem entgegen der Einfallsrichtung des Laserpulses zu starker Tröpfchenbildung des Target-Materials kommen kann [139, 140], sind kleine Einfallswinkel des Laserpulses bezüglich der Target-Oberflächennormalen zu bevorzugen. Dadurch wird ebenso die mögliche Wechselwirkung des Laserstrahlpulses mit der Plasmawolke reduziert. Um andererseits einen möglichst genau definierten Ablationsbereich auf der Target-Oberfläche zu bekommen sind zu kleine Winkel zu vermeiden. Einen typischen Kompromiss stellt ein Einfallswinkel von  $45^\circ$  dar, der ebenso in unserer Anlage realisiert wurde. Des wei-

teren kann sich die Stöchiometrie des Targets unter dem andauernden Energieeintrag erheblich verändern [138–140]. Anstatt das Material von einer einzelnen Stelle des Targets abzutragen wird das Target deshalb im Fokuspunkt des Ablationslasers bewegt. In unserer Anlage wird es mäanderartig verfahren, sodass sich ein über das gesamte Target erstreckender Ablationsbereich ergibt (Abb. 2.14). Zusätzlich wird das Target vor jedem Gebrauch gründlich vorbereitet, siehe Unterabschnitt 2.2.3. Dazu gehört ebenfalls ein Präablationsschritt, durch den bei Zimmertemperatur und dem selben Sauerstoffhintergrunddruck ( $8,2 \times 10^{-4}$  mbar  $O_2$ ), der dem Druck während des Ablationsvorgangs entspricht, die Oberfläche des  $LaAlO_3$ -Targets gereinigt wird. Dafür werden typischerweise 3 Bewegungszyklen des Targets durchfahren und ungefähr 1200 Laserpulse auf das Target abgegeben, wobei ein Bewegungszyklus einer geschlossenen Mäanderbahn auf der Target-Oberfläche entspricht. Die Energiedichte des Excimerlasers auf der Target-Oberfläche ist hierbei  $1,2 \text{ Jcm}^{-2}$ , was ebenfalls den späteren Wachstumsbedingungen entspricht.

Im Anschluss wird die Vakuumkammer wieder evakuiert und die Substrate eingeschleust. Nun werden die Substrate typischerweise zentral auf der Hauptsymmetrieachse des Plumes positioniert, sodass das ankommende Material dort kondensieren kann. Danach wird der Sauerstoffdruck für den Wachstumsprozess wiederhergestellt und die Substrate auf moderate Temperaturen von ungefähr  $250^\circ \text{C}$  aufgeheizt. Dadurch wird es ausreichend leitfähig und elektrostatische Aufladungen des Substrats durch den Elektronenstrahl des RHEED-Systems, das nun zur Oberflächenkontrolle verwendet wird, können vermieden werden. Sobald das RHEED-System ausgerichtet ist, werden die verwendeten  $SrTiO_3$ -Substrate auf  $750^\circ \text{C}$  aufgeheizt, wobei sich diese Temperatur auf die Temperatur des Absorberblockes – aus stark oxidiertem Haynes 25 (Kobaltbasislegierung L605, 50% Co, 20%Cr, 15% W, 10% Ni, [141]); 3 mm dick – bezieht, auf den die Substrate geklebt wurden, siehe Abschnitt 2.2.4 (Abb. 2.20). Dieser Absorberblock ist notwendig, da die verwendeten  $SrTiO_3$ -Substrate für Licht der Wellenlänge des Heizlasers (927 nm) transparent sind und deshalb keine Leistung absorbieren können [30]. Sobald die Wachstumstemperatur erreicht ist, erfolgt ein weiterer Präablationsschritt zur Reinigung der Target-Oberfläche, für den ein einziger Bewegungszyklus des Targets durchgeführt wird. Beide Präablationsschritte werden mit einer Pulsfrequenz von 10 Hz durchgeführt. Es wird nicht ein einzelner, längerer Präablationszyklus direkt vor dem Wachstum durchgeführt, da während der Präablation die Blende, welche die Proben vor dem Plume schützen soll, relativ nahe an der

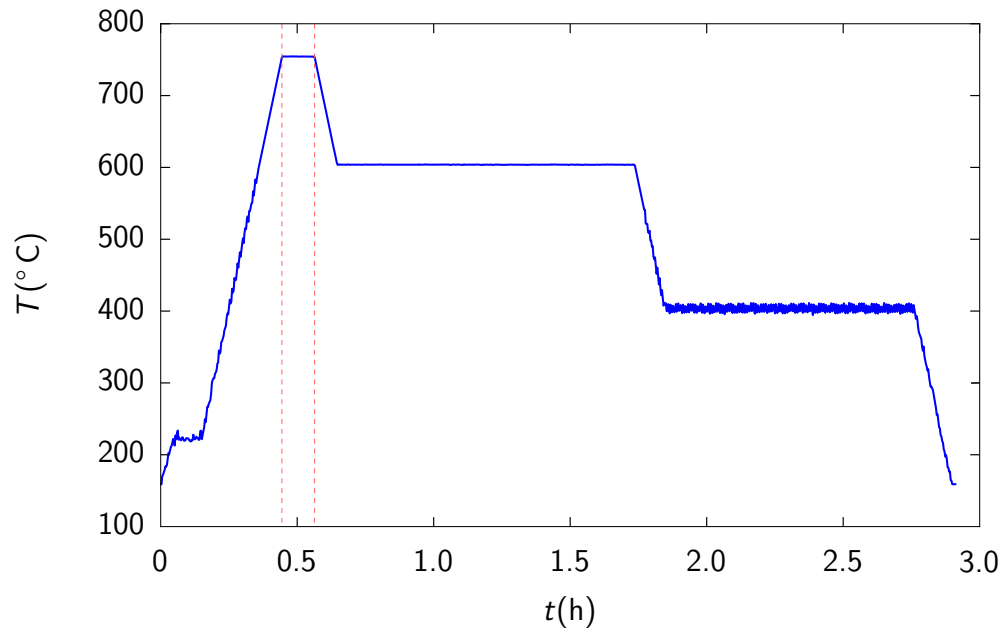


**Abbildung 2.14:** Ablatiertes Target in einem Targethalter montiert. Der dunkle Bereich auf dem gesinterten LAO-Target ist der ablatierte Bereich, der helle zeigt die ursprüngliche Fläche des Targets. Der mäanderartige Verlauf ist schön zu erkennen. Das Target hat einen Durchmesser von einem Zoll.

Probenoberfläche ist. Daher wird die Blende von dem Infrarotlaser, der die Proben heizt und durch Wärmestrahlung der Proben selbst, ebenfalls aufgeheizt und es ist zu befürchten, dass die Probenoberfläche durch sich lösende Verunreinigungen der Blende kontaminiert wird. Dieses Vorgehen stellt einen Kompromiss aus möglichst kurzer Einwirkzeit der Hitze auf die Blende und ausreichender Reinigung des Targets direkt vor dem Wachstumsprozess dar.

Unmittelbar nachdem der zweite Präablationsschritt beendet ist, wird der  $\text{LaAlO}_3$ -Film auf den Substraten deponiert. Während des Filmwachstums kondensieren die Teilchen aus der Plasmawolke auf der Oberfläche des Substrates und können sich, abhängig von der Substrattemperatur, der Substratoberflächenbeschaffenheit und den Verhältnissen der beteiligten freien Energien der Ober- und Grenzflächen, arrangieren. Im Falle des  $\text{LaAlO}_3$ -Wachstums bilden sich nacheinander einzelne Monolagen (layer-by-layer Wachstum) des Materials aus [142–144]. Das Wachstum dieser einzelner Atomlagen lässt sich mittels RHEED gut beobachten [145], das typische Bild oszillierender RHEED-Intensitäten ist in Abbildung 2.18 zu sehen.

Eine kurze Erläuterung des verwendeten Hochdruck-RHEED-Systems [146] ist in Unterabschnitt 2.2.2 zu finden. Bei einer Pulsfrequenz des Excimerlasers von 1 Hz wird der Wachstumsprozess beobachtet und nach einigen RHEED-Oszillationen, die der gleichen Anzahl an Einheitszellen  $\text{LaAlO}_3$  entsprechen, beendet [29, 43, 147] (Abschnitt 2.2.2). Typischerweise liegt die Wachstumsrate unter den gegebenen Bedingungen bei ungefähr 20 Schüssen pro Einheitszelle. Unmittelbar nach dem Wachstumsprozess wird die Ultrahochvakuum(Ultra High Vacuum, UHV)-Kammer mit sehr



**Abbildung 2.15.:** Typischer Verlauf der gemessenen Substrattemperatur bei der Herstellung eines  $\text{LaAlO}_3$ -Films. Zunächst wird die Temperatur auf knapp über  $200^\circ\text{C}$  erhöht um den Elektronenstrahl des RHEED auf der Probe auszurichten. Anschließend wird die Probe aufgeheizt. Sobald die Wachstumstemperatur erreicht ist wird der letzte Präablationsschritt durchgeführt und der  $\text{LaAlO}_3$ -Film gewachsen (Bereich zwischen den gestrichelten Linien). Anschließend wird die Probe bei hohem Sauerstoffhintergrunddruck von ungefähr 400 mbar in zwei Schritten getempert.

sauberem Sauerstoff (wassergefiltert, 6N) geflutet und die Proben in dieser Sauerstoffatmosphäre (circa 400 mbar) getempert. Zunächst eine Stunde bei  $600^\circ\text{C}$  und anschließend eine Stunde bei  $400^\circ\text{C}$ . Durch diesen Temperschnitt sollen Versetzungen in der Kristallstruktur ausgeheilt und die Anzahl an Sauerstofffehlstellen minimiert werden [43]. Der typische Temperaturverlauf ist in Abbildung 2.15 zu sehen. Nach dem zweiten Temperschnitt wird abgewartet bis die Proben auf Zimmertemperatur abgekühlt sind, bevor die UHV-Kammer wieder evakuiert und der Probenherstellungsprozess mit der Ablation der Goldschicht für die Topgate-Elektroden fortgesetzt wird (Abschnitt 2.3).

### 2.2.2. Reflexions-Hochenergie-Elektronenbeugung

Reflexions-Hochenergie-Elektronenbeugung (Reflection High-Energy Electron Diffraction, RHEED) ist ein weit verbreitetes Verfahren um dünne kristalline Filme während ihres Herstellungsprozesses in UHV-Anlagen *in-situ* zu charakterisieren beziehungsweise deren Wachstum an sich zu überwachen [145]. Die wesentlichen Einstellungen unseres RHEED-Systems zur Überwachung des  $\text{LaAlO}_3$ -Wachstumsprozesses sind in



**Tabelle 2.3.:** Standardeinstellung des RHEED-Systems während der Herstellung der LaAlO<sub>3</sub>-Filme.

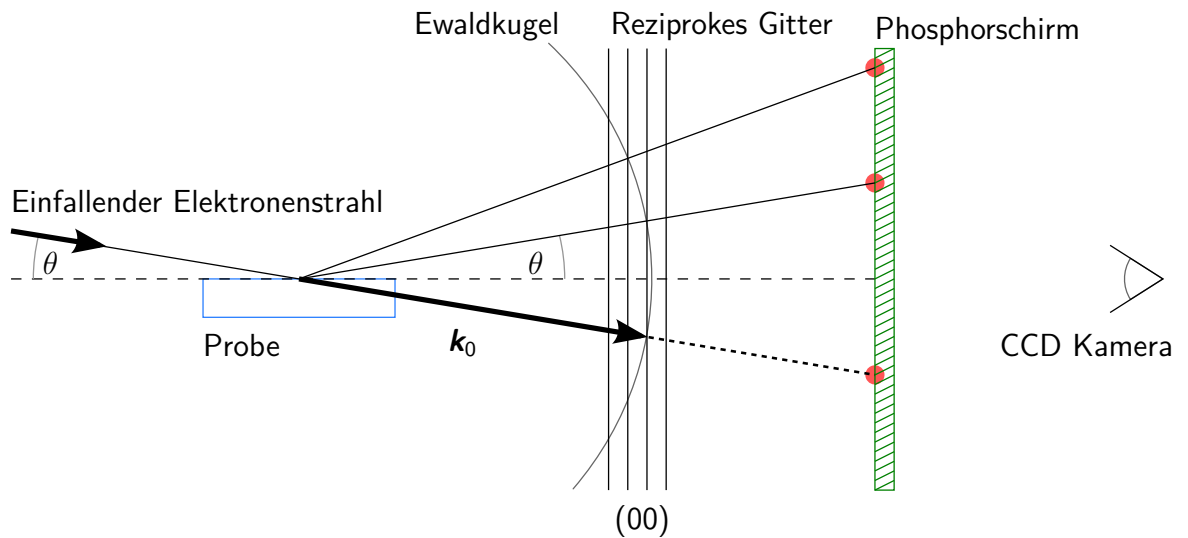
Beschleunigungsspannung (kV)	30
Emissionsstrom ( $\mu\text{A}$ )	1,35
Einfallswinkel $\theta$ ( $^\circ$ )	1,7

Tabelle 2.3 zusammengefasst. Die prinzipielle Anordnung ist in Abbildung 2.16 dargestellt. Zunächst werden Elektronen – die in einer Glühkathode erzeugt werden – auf eine kinetische Energie von 20 keV bis 50 keV beschleunigt und fokussiert. Dieser Elektronenstrahl wird unter einem sehr flachen Winkel  $\theta$  an der Probenoberfläche reflektiert. Aufgrund der hohen Elektronenenergie dringen die Elektronen, trotz des kleinen Einfallswinkels, einige Atomlagen tief in die Kristallstruktur ein. Dadurch ist diese Methode sehr sensitiv für genau diese wenigen Atomlagen, während der unterliegende Kristall weitestgehend ohne Einfluss auf den Elektronenstrahl bleibt. Durch die praktische Zweidimensionalität der Oberfläche reduziert sich das für die Beugung relevante reziproke Gitter der obersten Atomlagen zu einzelnen Gitterstäben. Die Schnittpunkte dieser reziproken Gitterstäbe mit der, dem Wellenvektor  $\mathbf{k}_0$  der einfallenden Elektronen entsprechenden, Ewaldkugel legen die Winkel fest, unter denen konstruktive Interferenz und damit ein auf dem Phosphorschirm nachweisbarer Reflex auftritt (Abb. 2.16). Genauere und weitergehende Ausführungen hierzu sind in [145] und [148] zu finden.

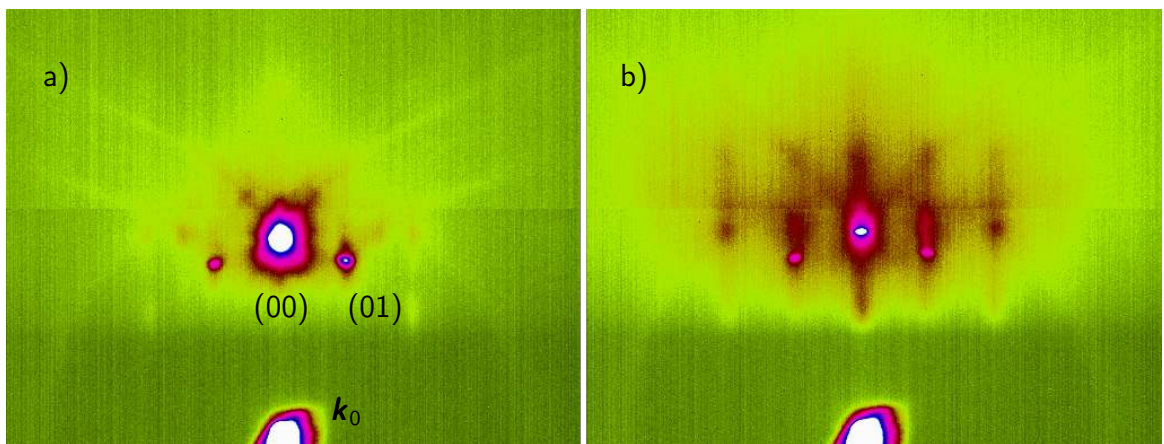
Bei dem verwendeten RHEED-System handelt es sich um ein doppelt differentiell gepumptes Hochdruck-RHEED-System, das auch unter nicht-UHV-Bedingungen verwendet werden kann, so wie es für die Herstellung unserer Heterostrukturen der Fall ist [43, 146], siehe Abschnitt 2.2.1.

Die charakteristischen Intensitätsmaxima auf dem Phosphorschirm werden zur Überwachung des Wachstumsprozesses mit einer CCD-Kamera zeitlich aufgelöst gemessen. Hierfür wird immer die gemittelte Intensität des Hauptreflexes (00) und des ersten Nebenreflexes (01) im Beugungsbild aufgenommen (Abb. 2.16 - 2.18). Dabei wurde darauf geachtet, dass der Einfallswinkel des Elektronenstrahls bezüglich der Substratoberfläche immer derselbe ist, damit davon ausgegangen werden kann, dass das Wachstumsende immer in der selben Phase des Prozesses stattfindet, bei der die Oszillationsmaxima des RHEED-Signals abgeschlossenen Monolagen entsprechen. Dies ist erforderlich, da die beobachteten Maxima nicht zwingend mit den vollständig ab-

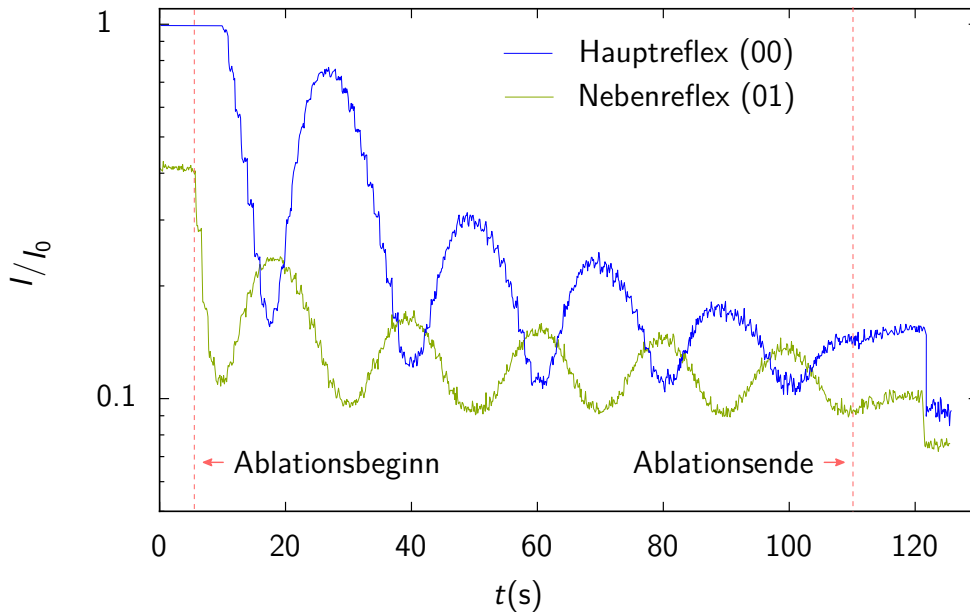




**Abbildung 2.16.:** Schematische Darstellung des RHEED-Aufbaus, adaptiert aus [145]. Die beobachteten Beugungsmaxima werden durch die Schnittpunkte der reziproken Gitterpunkte mit der – durch die Elektronenenergie ( $\approx k_0$ ) festgelegten – Ewaldkugel erzeugt. Sie werden während des gesamten Wachstumsprozesses mit einer CCD-Kamera auf dem Phosphorschirm beobachtet (Abb. 2.17).



**Abbildung 2.17.:** Typisches RHEED-Signal des  $\text{SrTiO}_3$ -Substrates vor dem Wachstumsprozess (a) und direkt nach dem Wachstum der  $\text{LaAlO}_3$ -Schicht (b). Die Intensität des Hauptbeugungsreflexes (00) und die des ersten Nebenmaximums (01) wird typischerweise zur Wachstumskontrolle beobachtet, vergleiche Abbildung 2.18. Mit  $k_0$  ist die Abbildung des nicht abgelenkten einfallenden Elektronenstrahls gekennzeichnet.



**Abbildung 2.18.:** Typischer Intensitätsverlauf der Beugungsmaxima des RHEED-Signals bei der Herstellung eines  $\text{LaAlO}_3$ -Films. Der Wachstumsprozess wurde für jede Probe im Maximum einer Oszillation der Intensität des Hauptreflexes (00) beendet.

geschlossenen Einheitszellen identisch sein müssen [145, 149–152]. Der Einfallswinkel wurde so eingestellt, dass das erste auftretende Beugungsmaximum – ausgehend von einem zunehmenden Einfallswinkel  $\theta$  – benutzt wurde um den Wachstumsprozess zu überwachen. Der Abstand zwischen dem Maximum des einfallenden Strahls und dem Hauptreflex (00) auf dem Schirm betrug immer 160 Pixel, was einem Winkel von ungefähr  $\theta=1,7^\circ$  entspricht. Wenn nun die Periodenlänge der ersten Oszillation derer folgender Oszillationen entspricht, scheint die Annahme des Wachstums einer kompletten Einheitszelle pro RHEED-Oszillation gerechtfertigt [43]. Dementsprechend wurde der Wachstumsprozess jeder hergestellten Probe im Maximum einer Oszillation beendet (Abb. 2.18).

### 2.2.3. Vorbereitung der Targets

Bevor ein Target zur Ablation in der UHV-Kammer verwendet werden kann, muss es zunächst poliert werden. Das geschieht erstens, damit für jeden Ablationsprozess gleichbleibende Ausgangsbedingungen und damit Reproduzierbarkeit gewährleistet sind. Zweitens wird die Bildung von stöchiometrisch veränderten Bereichen und schlecht kontrollierbaren Kanten und rauen Oberflächen auf dem Target verhindert, die dafür sorgen können, dass sich die Epitaxie an sich verschlechtert [138–140]. Hier

**Tabelle 2.4.:** Standardparameter, die zur Vorbereitung der PLD-Targets verwendet werden.

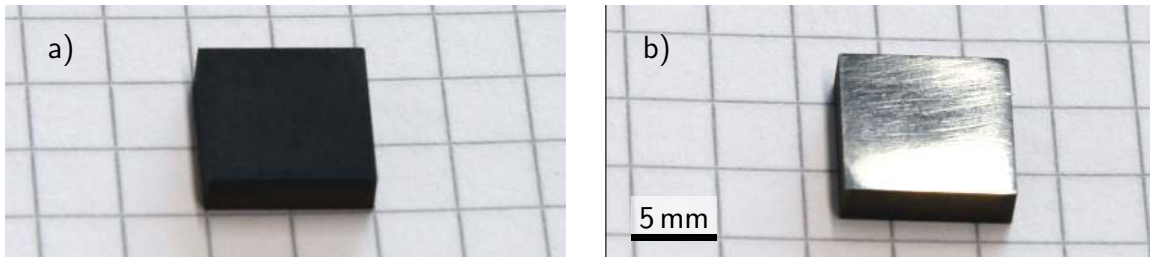
	LaAlO <sub>3</sub>	Au
Körnungen Schleifpapier	P400... P2400	P400... P800
Lösungsmittel Ultraschallbad	Isopropanol	Isopropanol
Verweildauer Ultraschallbecken (min)	>5	>5
Temperatur Heizplatte (° C)	80	80
Verweildauer Heizplatte (min)	>10	>5

wird kurz beschrieben, wie die Targets vorbereitet werden. Alle wesentlichen Parameter und Materialien sind in Tabelle 2.4 aufgelistet. Der Prozess wurde ebenfalls ausgehend von dem in Augsburg etablierten Vorgang eingeführt [43].

Die Targets werden in der, an die Epitaxieanlage angeflanschten, Handschuhbox in Stickstoffatmosphäre poliert. Dafür wird das Target ausschließlich mit Utensilien bearbeitet, die diesem Target zugeordnet sind, um Kreuzkontaminationen mit anderen Materialien zu minimieren. Das Target wird mit SiC-Schleifpapier sukzessiv feinerer Körnung (P400, P800, P1500, P2400, CarbiMet von Buehler [153]) solange beschliffen, bis die Ablationsspuren der vorangegangenen Deposition nicht mehr mit dem bloßen Auge zu erkennen sind. Typischerweise wird das LaAlO<sub>3</sub>-Target einige Minuten mit jedem Schleifpapier bearbeitet, bei dem Goldtarget geht es wesentlich schneller. Anschließend wird das Target wenigstens fünf Minuten in Isopropanol im Ultraschallbad gereinigt. Nach dem Trocknen des Targets unter Stickstofffluss wird es auf der Heizplatte bei 80° C für mindestens fünf Minuten ausgeheizt. Das Bad und das Ausheizen sind insbesondere bei gesinterten Targets wichtig, damit sich die auf der Oberfläche und in den Poren befindlichen Lösungsmittelreste vollständig verflüchtigen. Nach der Montage auf dem Targethalter wird die Höhe des Targets gemessen, damit der Fokuspunkt des Ablationslasers in der Kammer auf die Oberfläche des Targets eingestellt werden kann. Im Gegensatz zum LaAlO<sub>3</sub>-Target wird für das Goldtarget nur relativ grobes Schleifpapier zum Polieren verwendet (Körnung bis P800), da für die Deposition eine etwas rauere Oberfläche von Vorteil ist, weil bei einem sehr gut polierten Target der Laserpuls größtenteils an der Oberfläche des Targets reflektiert wird (Abb. 2.3).

**Tabelle 2.5.:** Standardparameter für das Aufkleben eines SrTiO<sub>3</sub>-Substrates auf den Absorberblock.

Ausheizzeit (min)	10 bis 30
Ausheiztemperatur (° C)	80
Atmosphäre	Raumluft
Silberleitkleber	Fluka Leit-Silver
Silberleitklebermenge (μl)	3



**Abbildung 2.19.:** Absorberblock aus Haynes 25. Nach dem Oxidationsprozess (a) und mit polierter Oberfläche (b).

#### 2.2.4. Vorbereitung der SrTiO<sub>3</sub>-Substrate

Da die verwendete Ablationsanlage mit einem Laserheizsystem ausgestattet ist, das mit einer Wellenlänge von 974 nm arbeitet und die verwendeten SrTiO<sub>3</sub>-Substrate bei Wellenlängen von ungefähr 800 nm bis zu 4 μm einen nahezu verschwindenden Absorptionskoeffizienten aufweisen [30] und deshalb praktisch keine Leistung absorbieren, müssen die Substrate auf einen Absorber geklebt werden, damit sie geheizt werden können<sup>1</sup>. In unserem Fall besteht der Absorber aus der besonders korrosionsbeständigen Legierung Haynes 25 (Kobaltbasislegierung L605, 50% Co, 20%Cr, 15% Wo, 10% Ni [141], 3 mm dick). Er wird zunächst gereinigt und unter Sauerstoffatmosphäre im Röhrenofen einige Stunden bei sehr hohen Temperaturen von 1000° C für 12 h oxidiert, damit er eine gut absorbierende, braune, fast schwarze Oberfläche bekommt, die die Leistung des Lasers sehr gut absorbiert (Abb. 2.19). Dieser Tempereschritt wird nur einmal durchgeführt, da die oxidierte Oberfläche sehr stabil ist und sich während der wiederholten Temperschritte nach dem Filmwachstum (Abschnitt 2.2.1) praktisch nicht verändert.

Die Seite des Haynesblockes, auf den die Substrate aufgeklebt werden, wird vor je-

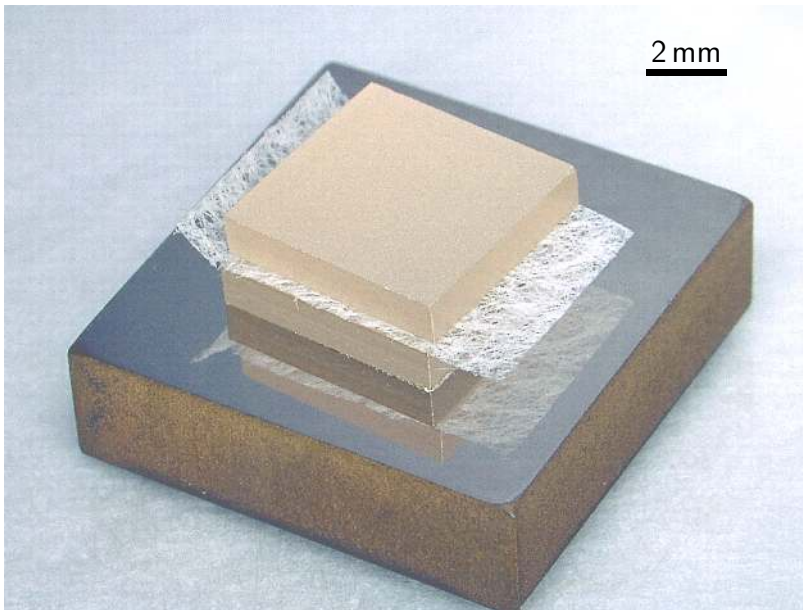
<sup>1</sup>Die zweite PLD-Anlage ist mit einem CO<sub>2</sub>-Laser ausgestattet, der mit einer Wellenlänge von 9,27 μm in einem sehr gut absorbierenden Bereich arbeitet.

dem Gebrauch poliert und der Block anschließend in Aceton und Isopropanol für jeweils zehn Minuten im Ultraschallbad gereinigt. Nach dem Polieren des Absorberblockes werden alle weiteren Schritte im Reinraum oder in der Reinraumwerkbank durchgeführt, damit die Substrate entsprechend sauber bleiben. Zunächst werden die Substrate, um sie vor Lösungsmittelresten aus dem Leitsilber (Fluka Leit-Silver [154]) zu schützen, mit einem weiteren Substrat und Linsenreinigungspapier abgedeckt. Dafür wird ein kleines Stückchen Linsenpapier zurechtgeschnitten und auf die polierte Seite des Substrats gelegt. Darauf wird das zweite Substrat mit der polierten Seite nach unten zeigend gestapelt. Erst wenn die Oberfläche der Substrate auf diese Weise geschützt ist, wird mit einem Glasstab ein wenig Silberleitkleber auf einen Glasobjektträger aufgebracht und die Silberleitkleberflasche sofort wieder verschlossen. Nun wird mit der Eppendorfpipette ein kleiner Tropfen Silberleitkleber ( $3\ \mu\text{l}$ ) vom Glasobjektträger pipettiert und mittig auf den Haynesblock aufgebracht. Anschließend wird der Stapel aus den beiden Substraten und dem Linsenpapier mit der Pinzette darauf gesetzt (Abb. 2.20). Nun werden die Substrate von oben über die Rückseite des Abdecksubstrates mit einem weiteren, sauberen Glasstäbchen fest gedrückt. Dabei muss darauf geachtet werden, dass sich die gestapelten Substrate nicht gegeneinander bewegen. Beim Aufkleben der Substrate ist darauf zu achten eine ausreichende Menge Leitsilber zu verwenden, sodass die gesamte Substratunterseite mit Silberleitkleber benetzt wird um einen guten thermischen Kontakt zwischen Absorber und Substrat zu gewährleisten. Allerdings darf es auch nicht zu viel sein, da ansonsten die Gefahr besteht, dass überschüssiges Leitsilber am Rand des Substrats in solchen Mengen austritt, dass es bis an die Oberfläche des Substrates gelangt. Ebenso ist darauf zu achten, dass die Leitsilberschicht frei von Lufteinschlüssen ist, die dazu führen können, dass das Substrat beim Aufheizen weggesprengt wird.

Nun wird der Haynesblock mit dem Substratstapel, auf die Heizplatte gelegt und bei  $80^\circ\text{C}$  entweder zehn Minuten ( $5 \times 5\ \text{mm}^2$ ) oder eine halbe Stunde ( $10 \times 10\ \text{mm}^2$ ) ausgeheizt, damit sich die Lösungsmittelbestandteile des Silberleitklebers verflüchtigen können. Schließlich werden die Substrate direkt in die Wachstumskammer eingeschleust.

### 2.2.5. Probleme bei der Abscheidung der $\text{LaAlO}_3$ -Filme

Zunächst wurde versucht mit den in Augsburg etablierten Parametern [29, 43, 64] leitfähige, schaltbare  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen herzustellen. Mit den über-

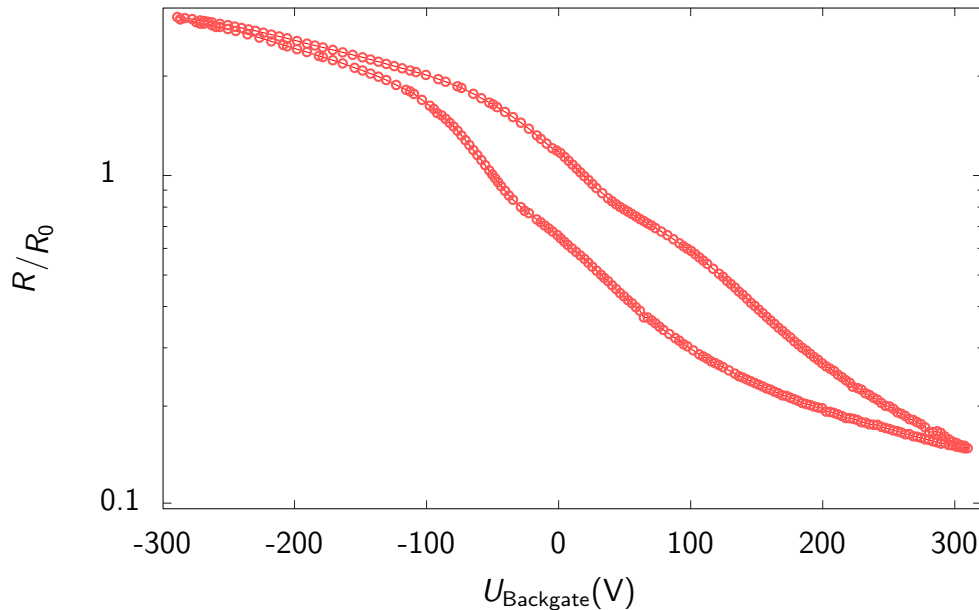


**Abbildung 2.20:** Foto eines  $\text{SrTiO}_3$ -Substrats auf einem Absorberblock aus Haynes 25. Am Rand des Absorberblockes kann man die braune Oberfläche des Absorbers erkennen. Auf der Oberseite ist dagegen die polierte Fläche zu sehen. Zwischen den beiden Substraten erkennt man das Linsenpapier.

nommenen Parametern konnten zwar  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen hergestellt werden, die ein metallisches, leitfähiges Grenzflächenelektronensystem haben. Allerdings waren diese Grenzflächenelektronensysteme schlecht reproduzierbar, was ihre Leitwerte betrifft. Viel wesentlicher ist aber der Aspekt, dass die Leitfähigkeiten der so hergestellten Proben stets schlecht, nicht reversibel oder gar nicht mittel Feldeffekt modulierbar sind. Deshalb wurden die Parameter einzeln, den wesentlichen Unterschieden zwischen den verwendeten PLD-Systemen in Augsburg und Stuttgart entsprechend, variiert um sowohl leitfähige als auch schaltbare Grenzschichtelektronensysteme zu erzeugen. Im Folgenden wird im Einzelnen auf alle veränderten Parameter eingegangen.

**Wachstumstemperatur** Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden PLD-Anlagen in Augsburg und Stuttgart ist die Methode, mit der die Proben aufgeheizt werden, beziehungsweise wie die Temperatur der Proben bestimmt wird. In der Anlage in Augsburg werden die Proben durch einen resistiven Heizer aufgeheizt und die Probentemperatur durch ein Pyrometer bestimmt, das die Oberflächentemperatur des Heizers misst. Das passiert entweder direkt durch die  $\text{SrTiO}_3$ -Substrate hindurch – das verwendete Pyrometer (Kleiber 270B) misst in einem Spektralbereich von  $\lambda = 1,58 \dots 1,80 \mu\text{m}$  [30, 155] – oder direkt neben der Probe. In unserer Anlage werden die Proben dagegen über einen kleinen Absorberblock mit einem Laserheizsystem aufgeheizt und die entsprechende Temperatur sowohl an der Unterseite des





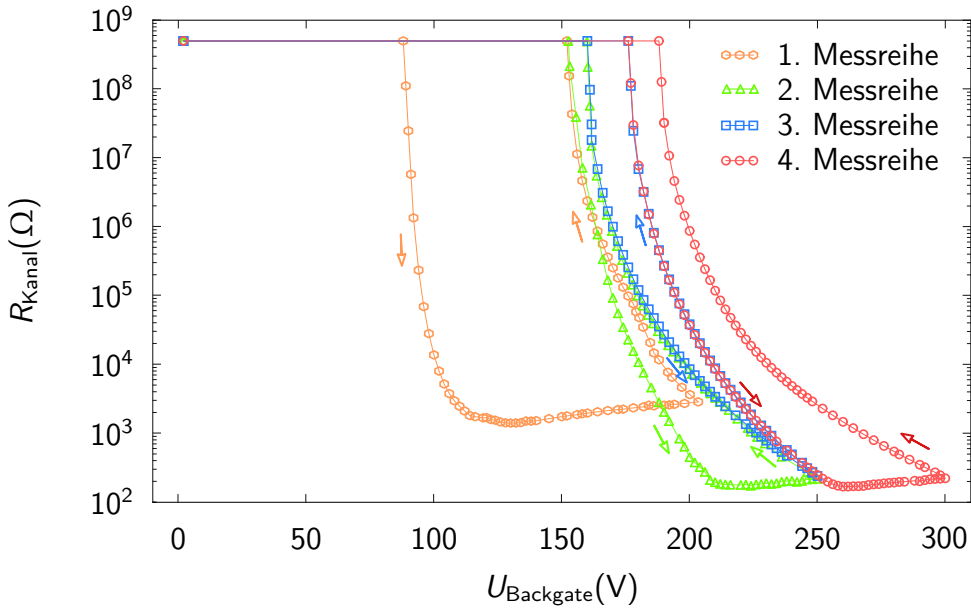
**Abbildung 2.21.:** Probe P6-7. Der Widerstand dieser Probe bei  $T = 4,2\text{K}$  lässt sich zwar – im Gegensatz zu den Proben, die bei höheren Temperaturen hergestellt wurden – modulieren, jedoch nicht um mehrere Größenordnungen. Diese Probe wurde, verglichen zu den Augsburger Ausgangsparametern bei einer tieferen Temperatur von  $750^\circ\text{C}$  anstatt von  $800^\circ\text{C}$  hergestellt. Die angelegte Kanalspannung betrug  $50\text{mV}$ .

Absorberblockes (LumaSense impac 12TSP Pyrometer,  $\lambda = 1,57\ \mu\text{m}$  [156]) als auch auf der Oberfläche des Substrates (Heitronics KT15.82II Pyrometer,  $\lambda = 8 \dots 4\ \mu\text{m}$  [157]) bestimmt.

Deshalb wurde – unter der Annahme, dass durch entsprechende Wärmeleitungsverluste durch das Substrat die Temperaturen in der alten Anlage an der Substratoberfläche tatsächlich niedriger waren als der gemessene Wert – die Temperatur im Vergleich zu den vorherigen Einstellungen ein wenig reduziert (von  $800^\circ$  auf  $750^\circ\text{C}$ ). Die so hergestellten Proben hatten leitfähige und prinzipiell schaltbare Elektronensysteme, allerdings waren die Unterschiede in der Leitfähigkeit der beiden Zustände meist marginal (Abbildung 2.21). Zusätzlich war die Reproduzierbarkeit schlecht.

**Laserenergiedichte** Ein weiterer Unterschied der beiden Anlagen besteht in dem verwendeten optischen Aufbau für den Laserstrahl des Excimerlasers, beziehungsweise der Art und Weise wie die Energiedichte auf der Target-Oberfläche bestimmt wird. Deshalb wurde, ausgehend von den Energiedichtewerten aus Augsburg, die Energiedichte auf der Target-Oberfläche verändert. Mit der verwendeten Energiedichte von  $1,2\text{Jcm}^{-2}$  ergaben sich ebenfalls Verbesserungen in der Leitfähigkeit und Schaltbar-





**Abbildung 2.22.:** Probe P2-6. Der Widerstand dieser Probe bei  $T = 4,2\text{K}$  lässt sich zwar – im Gegensatz zu den Proben, die mit einer geringeren Energiedichte hergestellt wurden – um viele Größenordnungen verändern. Allerdings verschiebt sich die Entvölkerungsspannung dieser Proben einhergehend mit den angelegten Backgate-Spannungen zu sukzessiv höheren Spannungen. Die angelegte Kanalspannung betrug in jedem Fall  $50\text{mV}$ . Der Messbereich für den Widerstand endet bei ungefähr  $5 \times 10^8 \Omega$ , weshalb die Messdaten für diesen Bereich abgeschnitten wurden.

keit der Proben und auch Wachstumsraten von  $\text{LaAlO}_3$ , die den Wachstumsraten in Augsburg entsprechen. Die so hergestellten Proben waren allerdings – falls sie schaltbar waren – gut, aber letztendlich irreversibel schaltbar. Das bedeutet, dass die Grenzspannung, unterhalb der die Proben entvölkert waren, mit jedem Messzyklus zu höheren Spannungen wanderte, bis es schließlich nicht mehr möglich war die Proben in den leitfähigen Zustand zu schalten (Abb. 2.22). Andererseits überstiegen die Widerstandsunterschiede zwischen dem gut leitfähigen Zustand und dem isolierenden Zustand mehr als sechs Größenordnungen.

**Sauerstoffhintergrunddruck** Außerdem unterscheiden sich die beiden UHV-Anlagen in Position und Zuleitung der verwendeten Druckmessröhren an der Kammer. Durch die Sauerstoffhintergrunddrücke im Hochvakuumbereich könnte es deshalb sein, dass der gemessene Druck in beiden Fällen unterschiedlich von dem an der Probenposition herrschenden Druck abweicht [158]. Durch zu niedrige Sauerstoffpartialdrücke während des Ablationsprozesses kann das  $\text{SrTiO}_3$ -Substrat selbst durch Sauerstoffstellen leitfähig werden [159, 160]. Zwar können diese Sauerstoffstellen durch einen ausreichend langen Temperschnitt in Sauerstoffatmosphäre wieder aufgefüllt werden.

Allerdings entstehen sie erst gar nicht, sofern während des Wachstumsprozesses selbst schon ausreichend Sauerstoff zur Verfügung steht [70, 160]. Da sich die elektronischen Eigenschaften bei etwas höheren Sauerstoffhintergrunddrücken dagegen nicht verändern sollten [64, 160], wurde der verwendete Sauerstoffhintergrunddruck während der Ablation von  $8 \times 10^{-5}$  auf  $8 \times 10^{-4}$  mbar erhöht. Auf diese Weise konnten kaum schaltbare, aber sehr reproduzierbare, gut leitfähige Proben hergestellt werden. Für diese Proben sind bei Backgate-Spannungsunterschieden von  $\Delta U_{\text{backgate}} = 1000$  V nur Widerstandsänderungen von etwa einer Größenordnung realisierbar.

Als Konsequenz dieser Ergebnisse wurden die folgenden, später untersuchten Proben schließlich bei niedrigerer Temperatur ( $800 \rightarrow 750^\circ\text{C}$ ), höherem Sauerstoffhintergrunddruck ( $8 \times 10^{-5} \rightarrow 8 \times 10^{-4}$  mbar  $\text{O}_2$ ) und mit einer höheren Energiedichte des Laserpulses ( $0,8 \rightarrow 1,2 \text{ Jcm}^{-2}$ ) hergestellt. Die so hergestellten Proben zeigen metallische Leitfähigkeit und eine gute Modulierbarkeit des Widerstandes im Elektronensystem über mehr als sechs Größenordnungen. Die Proben sind zudem gut reproduzierbar.

## 2.3. Herstellung der Topgate-Elektroden

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie die Topgate-Elektrode mit PLD hergestellt wird. Zunächst wird in Unterabschnitt 2.3.1 der Fotolithografieprozess beschrieben, der auch bei der Grenzschichtkontaktierung (Abschnitt 2.4) verwendet wird. Im folgenden Unterabschnitt 2.3.2 wird erklärt, wie die Topgate-Elektrode aus Gold *in-situ* in unserer PLD-Anlage ablatiert und anschließend nasschemisch geätzt wird. Abschließend wird – äquivalent zu den vorhergehenden Abschnitten – erklärt, welche Probleme bei der Prozessetablierung auftraten und wie sie behoben wurden (Unterabschnitt 2.3.3).

### 2.3.1. Fotolithografischer Strukturierungsprozess

Für die Prozessierung der Proben wird für jeden Prozessschritt, welcher Fotolithografie erfordert, die selbe Prozedur verwendet. Die verwendeten Prozessparameter sind in Tabelle 2.6 zusammengefasst.

Die verwendeten Materialien entsprechen denen des in Augsburg etablierten Prozesses, die Zeiten für die Belichtung mit dem Maskaligner (Süss MBJ4+ [161]) wurden angepasst. Als Fotolack wird AZ 1512 HS (positiv) und als Entwickler AZ 400K von

**Tabelle 2.6.:** Standardparameter, die für den Fotolithografieprozess verwendet werden.

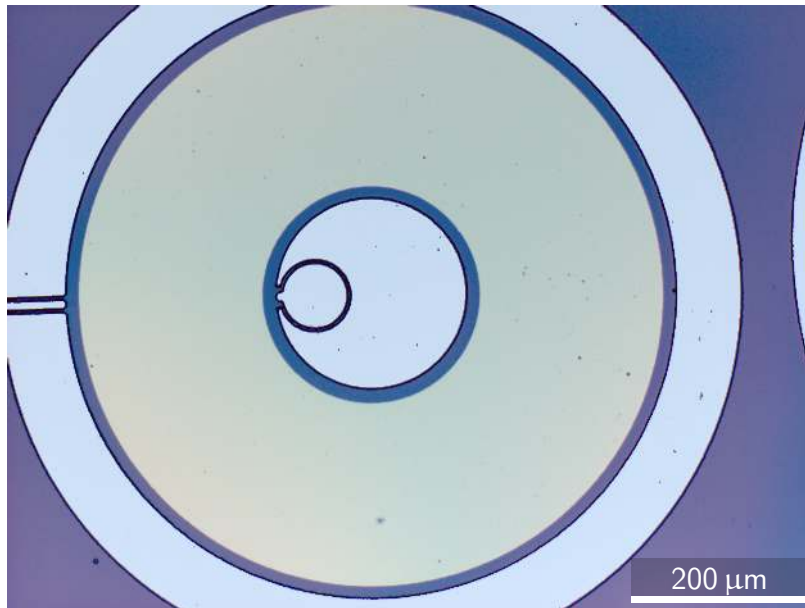
Fotolack	AZ 1512 HS
Drehzahl Lackschleuder ( $\text{Umin}^{-1}$ )	6000,10000
Laufzeit Lackschleuder (s)	30, 10
Backtemperatur ( $^{\circ}\text{C}$ )	95
Backzeit (s)	60
Belichtungszeit (s)	4
Entwickler	AZ 400K:H <sub>2</sub> O, 4:1
Entwicklungzeit (s)	15

Microchemicals [162, 163] verwendet. Als Stripper wird immer Aceton verwendet. Der Fotolack wird zunächst mit der Lackschleuder (SPS Europe Spin150 [164]) aufgetragen. Das geschieht in zwei Schritten. Zunächst wird 30 s bei  $6000 \text{ Umin}^{-1}$  rotiert, um den Lack zu verteilen. Das erzeugt eine Lackschicht mit einer Dicke von circa  $1 \mu\text{m}$ . Um die dabei entstehenden Erhöhungen an den Ecken zu reduzieren folgt ein zweiter, direkt anschließender Schritt mit  $10000 \text{ Umin}^{-1}$ . Danach werden die Proben für eine Minute im Trockenschrank (Binder ED23 [165]) bei  $95^{\circ}\text{C}$  ausgebacken. Nun wird die benötigte Ätzmaske mit dem Maskaligner abgebildet. Die Belichtungszeit beträgt 4 s, entsprechende Versuche ergaben, dass der Übergang von vollständig belichteten Proben zu nicht vollständig belichteten Proben zwischen 2 s und 3 s Belichtungszeit lag und die Präzision sich bis zu Belichtungszeiten von 6 s nicht verändert.

Der Entwickler wird mit Reinstwasser aus der Reinstwasseranlage im Reinraum (Verhältnis  $\text{H}_2\text{O} : \text{AZ 400K} = 4 : 1$ ) verdünnt und die Proben 15 s entwickelt. Der überschüssige Entwickler wird mit Reinstwasser abgewaschen. Anschließend werden die Proben im Stickstofffluss getrocknet.

### 2.3.2. Abscheidung der Goldfilme

Die Topgate-Elektrode wird, im Gegensatz zu dem in Augsburg verwendeten Sputter-Prozess [29], mit PLD hergestellt. Der einfache Grund für diese Abweichung ist, dass keine Sputter-Anlage zur Verfügung stand, mit welcher ein *in-situ*-Prozess möglich gewesen wäre. Die für den PLD-Prozess verwendeten Einstellungen sind in Tabelle 2.7 zusammengefasst. Da das Gold den Excimerlaserpuls sehr gut reflektiert, ist für die Ablation des Metalls eine relativ hohe Energiedichte auf dem Target notwendig.



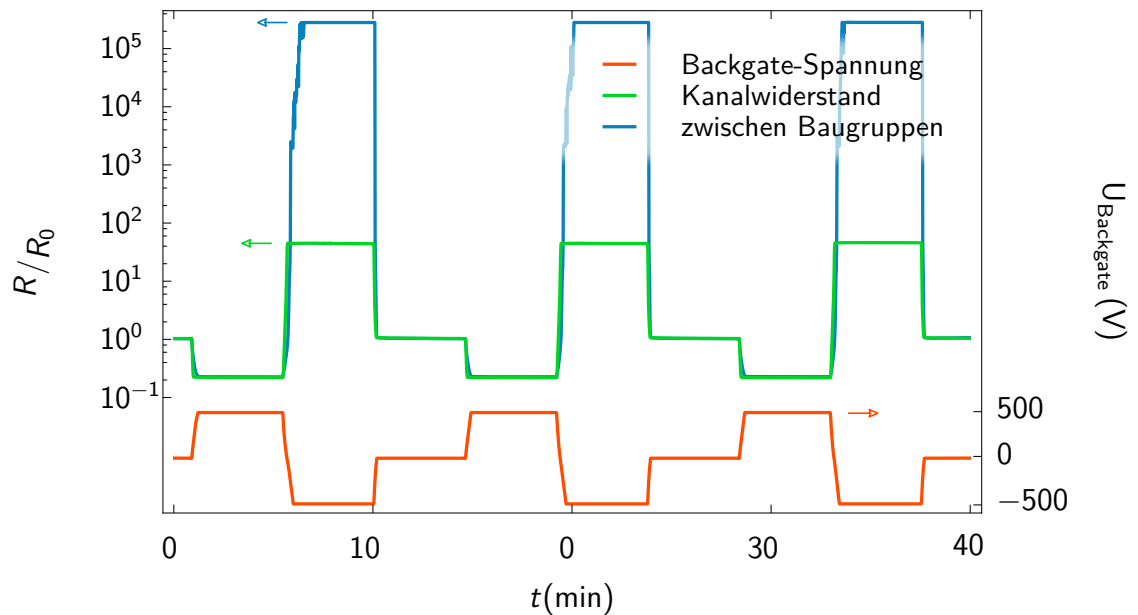
**Abbildung 2.23:** Probe P3-5 nach dem Fotolithografieschritt, vor dem Ionenätzen. Zu sehen sind die strukturierte goldene Topgate-Elektrode und die entwickelte Maske für die Herstellung der Grenzflächenkontakte.

**Tabelle 2.7.:** Standardparameter, die für die Herstellung der Goldschicht als Topgate-Elektrode gefunden und verwendet wurden.

	Präablation	Ablation
Ar Hintergrunddruck (mbar)	0.082	
Temperatur (° C)	25	
Maske	9a	
Probenposition (x/y)	(10/13)	
Energiedichte ( $\text{Jcm}^{-2}$ )	3,0	
Anzahl Laserpulse	~ 2600	~ 10000
Pulsfrequenz (Hz)	30	
Laserenergie (mJ)	>750	
Tischgeschwindigkeit (a.u.)	292	
Überlapp des Ablationsbereichs auf dem Target (%)	95	

Da in unserer PLD-Anlage eine Energiedichte von  $3 \text{ Jcm}^{-2}$  zu jeder Zeit erreichbar ist – diese Energie hängt vom Status des Excimerlasers ab – wurde diese Energiedichte für den Wachstumsprozess gewählt. Um den Einfluss eines möglichen Eindringens der Goldteilchen in unsere Filme zu minimieren, wird außerdem bei einem relativ hohen Hintergrunddruck von 0,1 mbar deponiert. Der Wachstumsprozess findet für alle Proben bei Raumtemperatur statt. Zur Ablation des Goldes wird der Laserpuls mit einer Maske abgeblendet, die ihn in mehrere parallele Streifen unterteilt (Maske 9a in Abb. 2.13). Der Grund hierfür ist die gute Reflektivität des Goldes. Um die Reflexion des Laserpulses an der Target-Oberfläche zu reduzieren und mehr Energie zum Abtrag des Materials in das Target einzubringen, ist eine raue Target-Oberfläche besser geeignet als eine glatte. Durch den nicht-homogenen Laserstrahl werden bei jedem Schuss auf das Target längere Kanten erzeugt, als dies mit einer quadratischen Blende der Fall wäre. Zusätzlich wird das Target so bewegt, dass bei aufeinanderfolgenden Pulsen genau diese Kanten getroffen werden, um so den Energieeintrag zu erhöhen. Bei einer Frequenz von 40 Hz werden typischerweise 10000 Pulse benutzt um den Goldfilm zu wachsen. Die entsprechenden Filmdicken betragen 120 nm. Der Goldfilm kann prinzipiell in weiten Druckbereichen von  $10^{-5}$  mbar bis 5 mbar mit verschiedenen Hintergrundgasen wie Helium, Stickstoff, Sauerstoff oder Argon hergestellt werden [166, 167]. In unserem PLD-System wurde Argon als Hintergrundgas für die Deposition verwendet, da sich der Wachstumsprozess mit dem zunächst verwendeten Sauerstoff als problematisch erwies (Unterabschnitt 2.3.3). Die Mikrostruktur des Goldfilms ist für verschiedene Prozessparameter, wie Hintergrundgas, Druck und dem Abstand zwischen dem Target und der Probe, unterschiedlich, besteht im wesentlichen aber aus orientiertem (111) beziehungsweise polykristallinem Gold [166–168].

Nach dem Entfernen der Substrate vom Heizblock, wird zunächst die Rückseite mit Schleifpapiere (SiC [153]) vollkommen von Silberleitkleber befreit und in Aceton und Isopropanol im Ultraschallbad gereinigt (30 s), um zu vermeiden, dass Silberpartikel bei den folgenden Prozessschritten auf die nicht goldbedeckten Oberflächenabschnitte gelangen. Außerdem soll durch die glatte Rückseite ein besserer thermischer Kontakt beim anschließenden Ionenätzen ermöglicht werden. Es folgt ein Fotolithografie-schritt, um die Topgate-Elektroden zu strukturieren. Danach wird das überschüssige Gold nasschemisch weggeätzt. Dazu werden die entwickelten Proben für 25 s in hausgemachter KI-Ätzlösung ( $\text{K} : \text{I}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 4 : 40$ ) getaucht und anschließend in zwei Schritten im Wasserbad gereinigt und letztlich unter Stickstofffluss getrocknet.

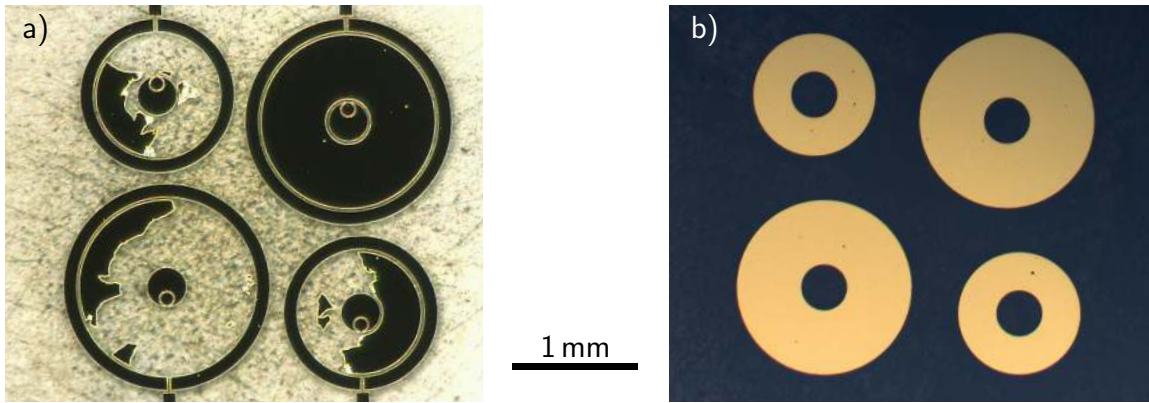


**Abbildung 2.24.:** Probe P1-10. Zu sehen sind die zeitlichen Verläufe der angelegten Backgate-Spannung  $U_{\text{backgate}}$  und der davon abhängigen Widerstände im Kanal einer Baugruppe, also unter der vorhandenen Goldschicht, beziehungsweise zwischen zwei verschiedenen Baugruppen, also ohne darüber liegender Goldschicht. Es ist zu erkennen, dass sich der Widerstand zwischen den Baugruppen erheblich besser modulieren lässt, als der unter den Topgate-Elektroden.  $T = 4.2\text{ K}$ . Die angelegte Kanalspannung betrug  $50\text{ mV}$ .

### 2.3.3. Probleme bei der Deposition der Topgate-Elektroden

Bei der Ablation von Gold in Sauerstoffatmosphäre bildet sich neben Gold auch Goldoxid ( $\text{Au}_2\text{O}_3$ ) auf den Substraten, welches jedoch an Luft langsam zerfällt und nur einen kleinen Anteil am Gesamtfilm ausmacht (bis zu 15% [169]). Dieser Nachteil wurde bei der Goldabscheidung zunächst in Kauf genommen, da die Leitfähigkeit der Elektroden von geringen Mengen an Goldoxid nicht eingeschränkt wird und das Goldoxid zusätzlich nicht stabil ist.

Es bestand nach der Ablation der Topgate-Elektrode das Problem, dass sich die Leitfähigkeit an der Grenzschicht zwischen den Baugruppen sehr gut, unter den Goldelektroden dagegen schlecht modulieren ließ (Abb. 2.24). Eine naheliegende Vermutung ist, dass während des Depositionsprozesses Gold in das Dielektrikum implantiert wird. Dadurch könnte die Leitfähigkeit des  $\text{LaAlO}_3$  dermaßen erhöht werden, dass im Falle der Entvölkerung des Grenzschichtelektronensystems und der damit einhergehenden Erhöhung des Widerstandes im Grenzschichtelektronensystem ein alternativer, von der Backgate-Spannung unabhängiger Strompfad bevorzugt wird. Dieser Strompfad geht von der Grenzschicht über die  $\text{LaAlO}_3$ -Barriere auf die Topgate-Elektrode und



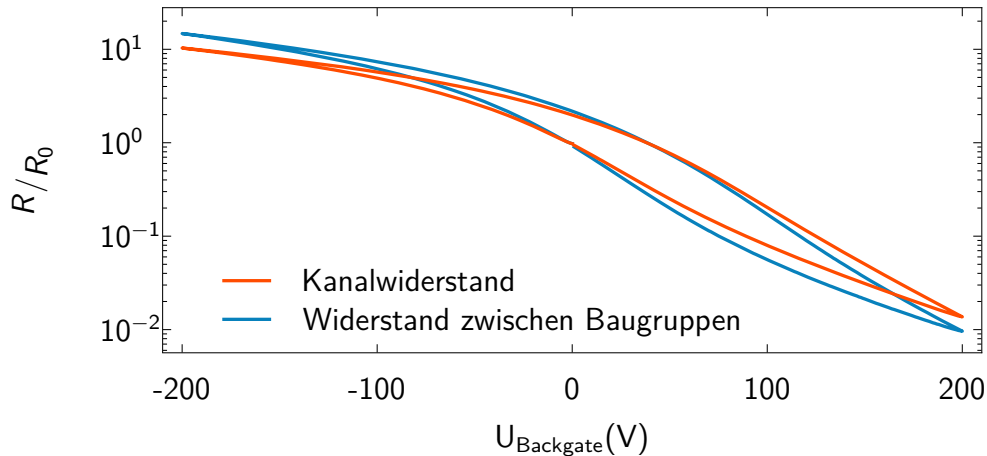
**Abbildung 2.25.:** Probe P4-5. Auf dem Bild ist gut zu erkennen, dass sich die größten Teile der Au-Topgate-Elektroden beim letzten Schritt des Entwicklungsprozesses im Ultraschallbad gelöst haben (a), während sie nach dem Entwickeln mit KI-I<sub>2</sub>-Lösung noch intakt waren (b). Glücklicherweise blieb eine Baugruppe unversehrt und trotzdem vollständig entwickelt, also ohne Kurzschluss zwischen den Grenzschichtkontakten und der Topgate-Elektrode.

nach dem Bypass des Grenzschichtelektronensystems wieder über die LaAlO<sub>3</sub>-Barriere zurück zur Grenzschicht.

Deshalb wurde versucht einige Proben zum Vergleich mittels Elektronenstrahlverdampfen mit Gold zu beschichten, da die Goldteilchen beim Elektronenstrahlverdampfen im Vergleich zum PLD-Prozess weniger kinetische Energie haben, wenn sie auf der Oberfläche der Proben ankommen. Angenommen, dass die Teilchen auf dem Weg zur Probe keine Energie verlieren und im einen Fall eine kinetische Energie besitzen, die der Temperatur der Goldschmelze entspricht, vergleicht man eine Energie von ungefähr 0.4 eV [170] mit einigen eV beim PLD-Prozess [133]. Allerdings müssen die Proben für diesen *ex-situ*-Prozess die UHV-Kammer verlassen, da es notwendig ist den Probenhalter zu tauschen. Der Grund ist, dass der Probenhalter, der in der PLD-Kammer verwendet wird keinen Klemmmechanismus für das Substrat – der für den Prozessschritt mit dem Elektronenstrahlverdampfer notwendig ist, weil dort die Proben kopfüber montiert werden – besitzt, sondern das Substrat einfach nur aufgelegt wird.

Die so aufbrachten Goldfilme haften zwar sehr schlecht an der LaAlO<sub>3</sub>-Oberfläche (Abb. 2.25), dafür ist die Leitfähigkeit des Elektronensystems an der Grenzfläche zwischen benachbarten Baugruppen und unter den Goldelektroden gleichermaßen zu modulieren (Abb. 2.26). In folgenden Optimierungsschritten des Goldablationsprozesses in der PLD-Anlage wurden sowohl der Hintergrunddruck bei der Goldablation erhöht, als auch die Sauerstoffhintergrundatmosphäre durch das schwerere Argon er-





**Abbildung 2.26.:** Probe P4-5. Diese Probe wurde mit Goldkontakten versehen, die *ex-situ* in der Elektronenstrahlverdampfungsanlage hergestellt wurden. Man sieht, dass der Widerstand sowohl im Kanal als auch zwischen den Proben gleichermaßen zu modulieren ist.  $T = 4.2 \text{ K}$ . Die angelegte Kanalspannung war  $50 \text{ mV}$

setzt, um die Energie, mit der die Teilchen auf der Oberfläche ankommen zu reduzieren. Schließlich konnte mit Argon als Hintergrundatmosphäre Proben hergestellt werden, bei denen die Leitfähigkeit zwischen benachbarten Baugruppen und unter den Topgate-Elektroden gleichermaßen und gut modulierbar ist und die Topgate-Elektroden ausreichend gut auf der Oberfläche haften, um auch die folgenden Schritte in den Ultraschallbädern unbeschadet zu überstehen. Es sei hier darauf hingewiesen, dass das nicht bedeutet, dass sie sehr viel länger als eine Minute im Ultraschallbad unbeschadet überstehen!

## 2.4. Herstellung der Grenzschichtkontakte

In diesem Abschnitt wird der Herstellungsprozess für die Grenzschichtkontakte beschrieben. Der Prozess folgt im wesentlichen dem Prozess, der in Augsburg etabliert war [43]. Um das 2DES an der Grenzschicht zu kontaktieren, wird zunächst mit Fotolithografie (Abschnitt 2.3.1) eine Ätzmaske erzeugt. Mit Hilfe dieser Maske wird in der Ionenätzanlage eine Vertiefung in den Proben erzeugt, die ausreichend tief ist, um die Grenzfläche zwischen dem  $\text{LaAlO}_3$ -Film und dem  $\text{SrTiO}_3$ -Substrat kontaktieren zu können. Anschließend wird diese Vertiefung – abweichend von dem Prozess in Augsburg – mittels Elektronenstrahlverdampfen mit Titan und Gold aufgefüllt, um einen elektrischen Kontakt zum Elektronensystem zu ermöglichen. Hier wird zunächst der Ionenätzprozess beschrieben und die verwendeten Prozessparameter auf-

**Tabelle 2.8.:** Standardparameter, die für den Ionenätzprozess zur Herstellung der Grenzschichtkontakte verwendet wurden.

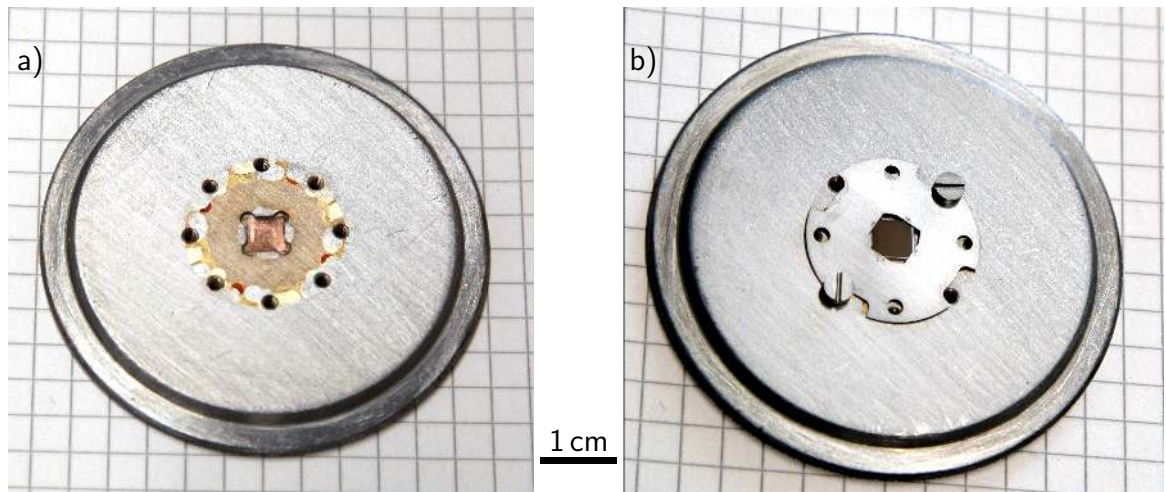
Argonhintergrunddruck (mbar)	$2 \times 10^{-4}$
Argonfluss (sccm)	8
Ionisierungsspannung (V)	41
Beschleunigungsspannung (V)	100
Strahlspannung (V)	500
Argonionenstrom (mA)	10
Anzahl Ätzyklen	30
Ätzzeit-Ruhezeit pro Zyklus (s)	10-20
erreichte Ätzraten ( $\text{mmin}^{-1}$ )	$2 \times 10^{-9}$

geführt (Unterabschnitt 2.4.1). Auf das Elektronenstrahlverdampfungsverfahren und die verwendeten Parameter wird abschließend im Unterabschnitt 2.4.2 eingegangen.

### 2.4.1. Ionenätzen

Beim Ionenätzen wird zunächst durch Stoßionisation ein Plasma erzeugt. Die Ionen werden beschleunigt um das zu bearbeitende Material zu bombardieren und so abzutragen. Die für den Ätzprozess an den  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostrukturen verwendeten Parameter sind in Tabelle 2.8 zusammengefasst. In unserer Ionenätzanlage werden für den Ätzprozess Argonatome ionisiert. Der Argonhintergrunddruck für den Ätzprozess an  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostrukturen beträgt in unserer Ionenätzanlage typischerweise  $2 \times 10^{-4}$  mbar bei einem Argonfluss von 8 sccm (Massflowcontroller von MKS Type 647c [171]). Als Ionenquelle wird eine Kaufman-Quelle verwendet (KDC 40[172, 173], Steuergerät 647C[174]). Die Spannung zum Erzeugen des Argonplasmas beträgt 41 V, liegt also etwas unterhalb der zweiten Ionisierungsenergie des Argons, damit keine Lawineneffekte entstehen [173–175]. Die Gesamtbeschleunigungsspannung beträgt 600 V (500 V Strahlspannung + 100 V Beschleunigungsspannung).

Der Argonionenstrom beträgt 10 mA. Damit erreicht man im  $\text{SrTiO}_3$  eine Ätzrate von  $2 \times 10^{-9}$   $\text{mmin}^{-1}$  und es ist ein stabiler Betrieb der Ionenquelle gewährleistet. Bei höheren Strömen oder niedrigeren Argonhintergrunddrücken muss die Kathode der Quelle sehr häufig ausgetauscht werden, da sie schnell altert und durchbrennt. Die Proben werden für den Prozess auf einen Kupferhalter geklemmt (Abb. 2.27).



**Abbildung 2.27.:** Probenhalter aus titanbeschichtetem Kupfer, wie er zum Ionenätzen verwendet wurde. Abbildung (a) zeigt den Kupferhalter ohne Probe und Klemme, in Abbildung (b) ist der Probenhalter mit der montierten Probe zu sehen.

Dieser Kupferhalter wird in der Kammer gegen einen Kühlkörper gedrückt, um auf diese Weise die Proben zu kühlen. Das bedeutet, dass der Wärmetransport nur durch den geklemmten Kontakt zwischen Probenhalter und Kühlkörper in der Kammer gewährleistet wird, was sich in der Praxis als unzureichend erwies, da sich aufgrund der geringen mechanischen Stabilität der Konstruktion meist nur ein schlechter oder gar kein Kontakt zwischen den beiden Metallteilen herstellen ließ.

Um Überhitzung der Proben dennoch zu verhindern, wird zusätzlich sequenziell geätzt, das bedeutet, dass nach 10s Ätzzeit eine Pause von 20s eingelegt wird, in der sich die entstandene Wärme verteilen kann. Bei allen hergestellten Proben wurde 30 Zyklen lang geätzt und damit Ätztiefen von ungefähr 10 nm erreicht.

#### 2.4.2. Elektronenstrahlverdampfen

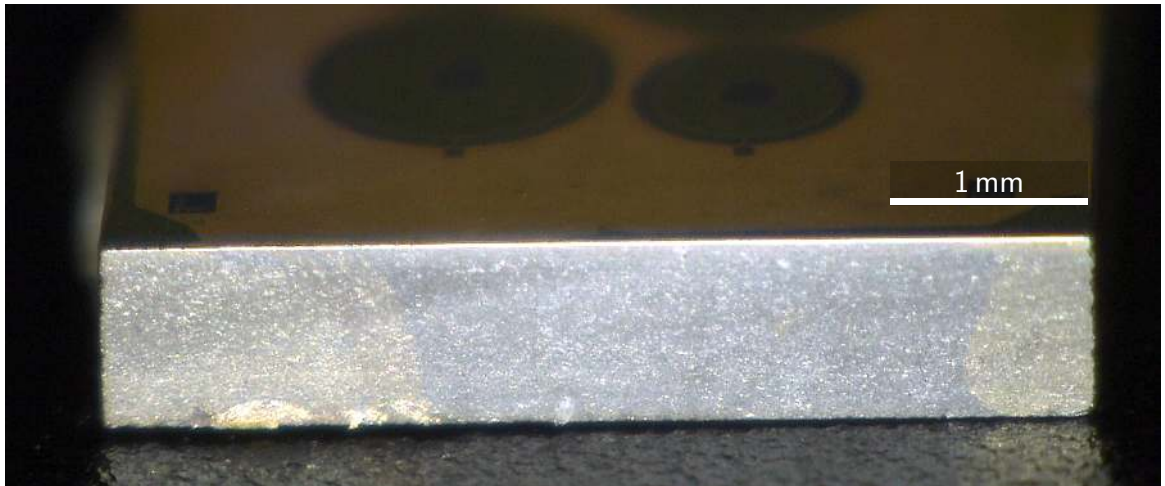
Nach dem Ionenätzen werden die Proben *in-situ* in den Elektronenstrahlverdampfer (Octopus 500 EBV/MBE [176]) transferiert. Beim Elektronenstrahlverdampfen werden Elektronen mit einer Glühkathode erzeugt und mit einer Beschleunigungsspannung auf das zu verdampfende Material beschleunigt. Dadurch wird das Material erhitzt. Es schmilzt und verdampft anschließend. Die Proben werden schließlich im Materialfluss dieses Dampfes beschichtet [170]. Während des Prozesses wird die Wachstumsrate mit Hilfe einer Quarzkristallwaage überwacht, die sich in unmittelbarer Nähe des Probenhalters befindet und ihre Eigenfrequenz als Funktion der aufge-

**Tabelle 2.9.:** Standardparameter für den Elektronenstrahlverdampfer bei der Herstellung der Grenzschichtkontakte.

	Ti	Au
Beschleunigungsspannung (kV)	8	8
Tooling Faktor (%)	75	75
Z-Verhältnis	0.628	0.381
Strom (mA)	100... 150	220... 300
Druck (mbar)	$8 \times 10^{-8}$	$8 \times 10^{-7}$
Wachstumsraten ( $\text{ms}^{-1}$ )	$0,15 \times 10^{-9}$	$0,25 \times 10^{-9}$

brachten Schichtdicke ändert. Alle verwendeten Parameter zur Grenzschichtkontaktierung sind in Tabelle 2.9 aufgelistet. Zur Grenzschichtkontaktierung wird zunächst Titan aufgedampft ( $U = 8 \text{ kV}$ ,  $I = 100 \dots 150 \text{ mA}$ ), wobei der Strom so eingestellt wird, dass die Wachstumsraten effektiv zwischen  $0,15 \times 10^{-9} \text{ ms}^{-1}$  und  $0,2 \times 10^{-9} \text{ ms}^{-1}$  liegen. Um einen ohmschen Kontakt zum Elektronensystem zu erzeugen muss die – vorher durch Ionenätzen erzeugte – Vertiefung mindestens bis zur Grenzschicht mit Titan aufgefüllt werden [29]. Bei allen hergestellten Proben wurde zwischen 20 nm und 50 nm Titan verdampft. Um die Titanoberfläche nicht zu oxidieren werden die Kontakte noch mit einer 10 nm dicken Goldschicht bedeckt ( $U = 8 \text{ kV}$ ,  $I = 220 \dots 300 \text{ mA}$ ). Die Wachstumsraten für das Gold sind ähnlich denen beim Aufdampfen von Titan. Bevor der überschüssige Metallfilm entfernt wird, werden die Kanten des Substrats mit einer Diamantdrahtsäge (Well 3032-4 [177]) entfernt, um auszuschließen, dass das Metall auf den Wangen der Proben einen elektrisch leitfähigen Kontakt zwischen dem Elektronensystem oder der Oberfläche und der Rückseite des Substrates erzeugen kann (Abb. 2.28).

Der überschüssige Metallfilm auf der Ätzmaske an der Probenoberfläche wird schließlich entfernt, indem die Proben ungefähr eine Stunde in Aceton eingelegt und anschließend jeweils 30 s in Aceton und darauf folgend in Isopropanol im Ultraschallbad gereinigt werden. Abschließend werden die Proben wieder unter Stickstofffluss getrocknet. Eine fertig prozessierte Probe ist in Abbildung 2.29 zu sehen.

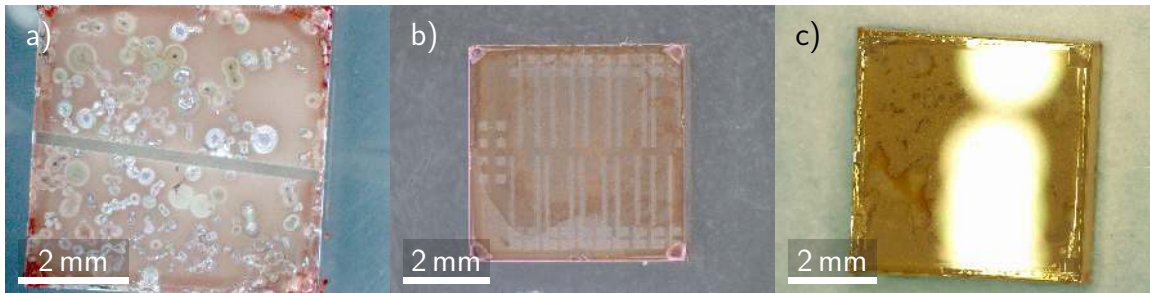


**Abbildung 2.28.:** Probe mit sichtbarem Metallfilm auf der Seitenwange.



**Abbildung 2.29.:** Probe P5-7 nach allen Prozessschritten.





**Abbildung 2.30.:** Mit Fotolack bedeckte Substrate nach dem Ionenätzen. Die gezeigten Substrate haben jeweils eine Kantenlänge von 5 mm. In Abbildung (a) sieht man ein Substrat mit erheblich beschädigtem Fotolack und in Abbildungen (b) und (c) Substrate mit einwandfreien Fotolackoberflächen, die weder verfärbt, noch verformt sind.

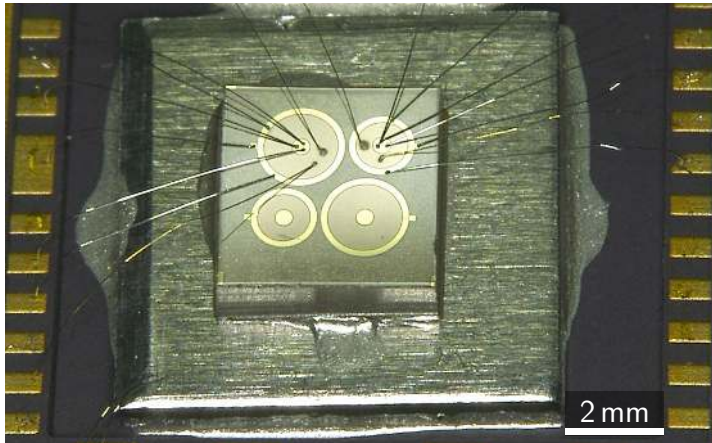
### 2.4.3. Probleme bei der Grenzschichtkontaktierung

**Ionenätzen** Beim Ionenätzen bestanden, beziehungsweise bestehen die zu beseitigenden Probleme zum einen in einer unzureichenden Kühlung der Proben beim Prozess und zum anderen in der Stabilität der Ionenätzanlage selbst. Zunächst wurden die Proben beim Ionenätzprozess zu heiß und der Fotolack kam in der Folge stark gebräunt und mit Blasen an der Oberfläche aus der Kammer (Abb. 2.30 (a)). Abgesehen von der verstümmelten Optik des Fotolacks, war dieser auch nicht mehr ohne weiteres von den Proben zu entfernen und damit für den Probenherstellungsprozess unbrauchbar. Im Wesentlichen war es so, dass die Topgate-Elektroden leichter zu entfernen waren als die Fotolackreste.

Deshalb wurde versucht den Probenhalter durch Anpressen an einen Kühlblock zu kühlen. Zusätzlich wurde der Wasserdurchfluss – der zunächst sehr spärlich war – erhöht um die Kühlleistung zu erhöhen. Beides dürfte aber einen eher geringen Einfluss auf die Prozesstemperatur haben, da das wesentliche Problem, nämlich die gute thermische Ankopplung des Probenhalters an den Kühlblock, nicht behoben werden konnte.

Deshalb wurden die zunächst höheren Ätzspannungen verringert, auf zuletzt 500 V und der Ätzprozess nicht mehr in einem Durchgang durchgeführt, sondern in Intervallen. Beide Änderungen zusammen ergeben ausreichend niedrige Temperaturen, so dass der Fotolack sich weder optisch verändert zeigt noch besonders widerstandsfähig gegen die entsprechenden Lösungsmittel ist (Abb. 2.30 (b) und (c)).

**Elektronenstrahlverdampfen** Das Elektronenstrahlverdampfen führte zunächst ebenfalls zu zu heißen Proben, der Fotolack zeigte die gleichen Symptome wie beim



**Abbildung 2.31:** Probe P3-5 mit einer Backgate-Elektrode aus Aluminium auf einen Standardprobenhalter geklebt und kontaktiert.

Ionenätzprozess, wenn auch nicht so erheblich. Beim Elektronenstrahlverdampfen konnte ohne weiteres allerdings nur die Wachstumsrate verringert und ein voluminöserer Kupferblock als Probenhalter verwendet werden, da in der entsprechenden UHV-Kammer kein Kühlmechanismus für die Proben vorgesehen ist. Allerdings waren in diesem Fall beide Optimierungsschritte schon ausreichend um Proben mitprozessierbaren Fotolackschichten zu erhalten.

## 2.5. Montage der Proben im Probenhalter

Die Proben werden zunächst mit Silberleitpaste auf eine Backgate-Elektrode aus Aluminium ( $8 \times 8 \times 1 \text{ mm}^3$ ) geklebt und auf einer Heizplatte bei  $80^\circ\text{C}$  mindestens zehn Minuten ausgehärtet. Danach werden die Proben inklusive Elektrode auf einen Probenhalter geklebt (ebenfalls mit Silberleitpaste und 10 Minuten Aushärtezeit).

Anschließend werden die Kontakte zum Elektronensystem mit Wedge-Wedge-Bonds kontaktiert (Al) und die Kontakte zur Topgate-Elektrode als geklebter Kontakt ausgeführt. Dafür wird ein Golddraht mit Silberleitkleber auf der Probenoberfläche aufgeklebt und die Stelle auf dem Probenträger als Wedge-Bond ausgeführt (siehe Abbildung 2.31). Das ist notwendig, da bei den verfügbaren Bondverfahren (Ultraschall Wedge-Wedge-Bondverfahren, Thermosonic Ball-Wedge-Bondverfahren) die Kraft auf die Oberfläche ausreichend groß ist, dass der  $\text{LaAlO}_3$ -Film auf der Oberfläche zerstört wird und es einen Kurzschluss zwischen der Topgate-Elektrode und dem Grenzschichtelektronensystem geben kann.



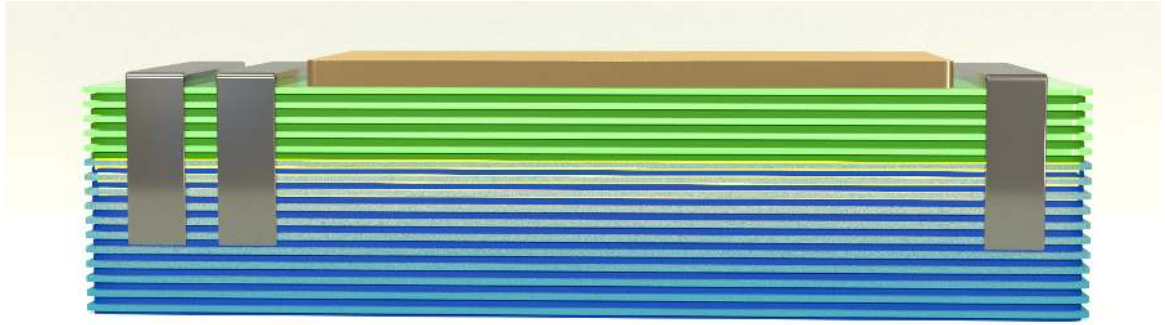
## 3. Messmethode

In der vorliegenden Arbeit wurden die elektronischen Eigenschaften von  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen untersucht mit dem Ziel, das 2DES an der  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Grenzfläche besser zu verstehen. Hierfür sollte die Kapazität von sehr dünnen  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Kondensatoren gemessen werden, bei denen erhebliche – konventionelle Methoden in ihrer Anwendbarkeit einschränkende – Leckströme durch das Dielektrikum auftreten können.

Im ersten Abschnitt (3.1) dieses Kapitels wird, ausgehend von einem sehr einfachen Ersatzschaltbild für die  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur, ein Modell entwickelt, welches viele Unzulänglichkeiten der üblicherweise verwendeten, einfachen Modelle überwindet.

Im zweiten Abschnitt (3.2) werden kurz die gebräuchlichsten konventionellen Methoden zur Impedanzmessung vorgestellt. Außerdem wird anhand der Modelle, die zu Grunde liegen, aufgezeigt, weshalb es mit keiner dieser Standardmethoden ohne weiteres möglich ist die Kapazitäten sehr dünner  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Grenzschichten zu bestimmen.

Im dritten Abschnitt (3.3) wird zunächst die dahingehend entwickelte Zweitormethode zur Kapazitätsbestimmung im Prinzip vorgestellt. Es wird beschrieben, wie die gemessenen Daten auszuwerten sind. In den folgenden Unterabschnitten wird näher darauf eingegangen, welche Schwierigkeiten bei der Auswertung bestehen können und unter welchen Bedingungen die Methode angewendet werden kann. Anschließend werden die theoretischen und experimentellen Untersuchungen dargestellt, welche die prinzipielle Anwendbarkeit der Methode demonstrieren (Unterabschnitt 3.3.5). Die wesentlichen Aspekte der Messmethode sollen in [178] publiziert werden. Im letzten Unterabschnitt (3.3.6) werden schließlich weitere Beschränkungen der Modellierung aufgezeigt, die nicht ohne Weiteres in das Auswertungsschema einfließen können.



**Abbildung 3.1.:** Schematische Darstellung der untersuchten  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensatoren. Auf dem  $\text{SrTiO}_3$ -Substrat sind vier bis zwölf Einheitszellen  $\text{LaAlO}_3$  aufgebracht. Auf dem Dielektrikum ist ein Topgate aus Gold. Die Kontakte zum Elektronensystem an der Grenzschicht sind aus Titan. 2DES, Dielektrikum und Topgate bilden den Kondensator.

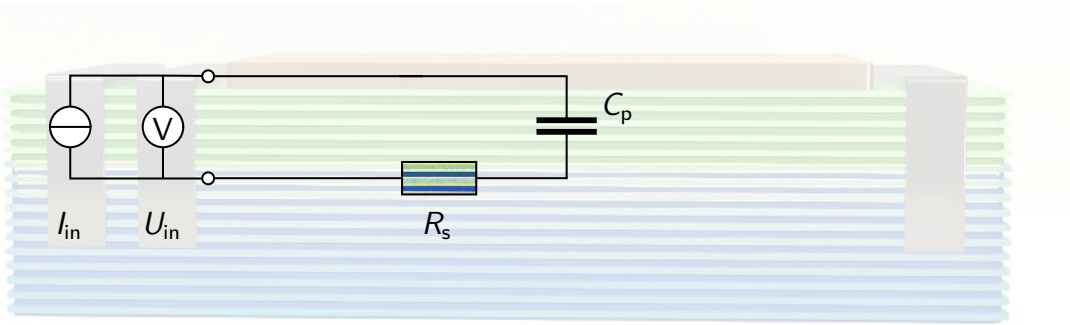
### 3.1. Ersatzschaltbild für den $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -basierten Kondensator

In diesem Abschnitt wird ein Modell für die  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensatoren entwickelt, das deren wesentliche elektrische Merkmale widerspiegelt. Die Proben, die modelliert werden sollen, bestehen aus einem  $\text{SrTiO}_3$ -Substrat, auf das zunächst einige Einheitszellen  $\text{LaAlO}_3$  und anschließend eine Schicht Gold aufgebracht werden (siehe Kapitel 2). Das Topgate aus Gold und das Elektronensystem an der  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Grenzfläche bilden mit dem dazwischenliegenden  $\text{LaAlO}_3$  als Dielektrikum die Kondensatoren, deren Kapazität bestimmt werden soll (Abb. 3.1).

Ausgehend von einem sehr einfachen Modell und dessen Beschränkungen und Unzulänglichkeiten werden die notwendigen Komponenten zur Beschreibung der Kondensatoren eingeführt und dieses einfache Modell sukzessive zu Ersatzschaltkreisen erweitert, die die Umstände, die zu den aufgezeigten Mängeln führen, besser abbilden. Für die Impedanz eines Systems gilt ganz allgemein

$$Z(\omega, t) = \frac{U_{\text{in}}(\omega, t)}{I_{\text{in}}(\omega, t)}. \quad (3.1)$$

Im Folgenden werden ausschließlich eingeschwungene Systeme betrachtet, da die verwendeten Zusammenhänge der komplexen Wechselstromrechnung, die zur Herleitung der mathematischen Ausdrücke für die Modelle verwendet werden, ansonsten ihre Gültigkeit verlieren [91, 179, 180]. Daher wird im Folgenden auf die explizite Nennung



**Abbildung 3.2.:** Ersatzschaltbild für die  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostruktur für den Fall vernachlässigbar kleiner Leckströme vom 2D Elektronensystem zum Topgate und ausreichend kleiner Frequenzen. Die eingezeichneten Bauteile deuten nur an, welcher Teil der Probe damit modelliert werden soll. Es handelt sich nicht um Bauteile, die zur Messung in die Probe eingebaut werden. Das gleiche gilt für das Voltmeter und die Stromquelle. Sie sind nicht in die Probe integriert, sondern deuten nur an, zwischen welchen Punkten ein Strom getrieben bzw. die Spannung gemessen wird. In den folgenden Darstellungen werden der Übersichtlichkeit halber weder die Stromquelle noch das Voltmeter dargestellt.

der Abhängigkeit von  $t$  und insbesondere  $\omega$  in den funktionalen Zusammenhängen der Einfachheit halber verzichtet, sofern keine Missverständnisse diesbezüglich auftreten können.

Das einfachste Modell, um die  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Baugruppe zu beschreiben besteht aus einem Widerstand  $R_s$ , der den Widerstand des 2DES beschreibt und einem Kondensator  $C_p$ , der die Kapazität zwischen 2DES und Topgate-Elektrode widerspiegelt (Abb. 3.2). Da  $R_s$  und  $C_p$  in diesem Modell in Serie geschaltet sind, ist die Impedanz für dieses Ersatzschaltbild einfach die Summe der entsprechenden Impedanzen der Einzelteile, nämlich

$$Z_{2,1} = R_s + \frac{1}{i\omega C_p}. \quad (3.2)$$

Die Kapazität der Probe berechnet sich dann aus der gemessenen Impedanz zu

$$C_p = \frac{-1}{\omega \text{Im}(Z_{2,1})}. \quad (3.3)$$

Den Widerstand des Elektronensystems berechnet man analog dazu mit

$$R_s = \text{Re}(Z_{2,1}), \quad (3.4)$$

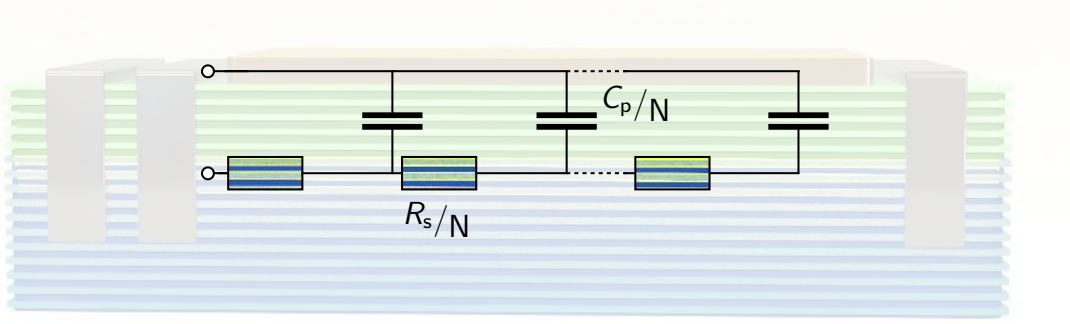
wobei  $\text{Re}(X)$  und  $\text{Im}(X)$  den Real- beziehungsweise Imaginärteil der komplexen Zahl  $X$  bezeichnen. Außerdem bezieht sich hier und im Folgenden ein Subskript  $s$  in  $X_s$  stets auf ein Element, das längs des Elektronensystems geschaltet ist und ein Subskript  $p$  in  $X_p$  auf ein Schaltelement, das senkrecht dazu verläuft. Bei den Bezeichnern für die Impedanz eines Ersatzschaltkreises  $Z_{M,N}$  bezeichnen die Subskripte  $M$  und  $N$  die Anzahl der Bauteile pro Schlaufe ( $M$ ) und die Anzahl der Schleifen ( $N$ ) aus denen der Ersatzschaltkreis aufgebaut ist.

Zu beachten ist, dass es sich bei dem Widerstand  $R_s$  um den Widerstand im Elektronensystem handelt und nicht, wie bei der Beschreibung von Metall-Isolator-Halbleiter (Metal Insulator Semiconductor, MIS)-Strukturen üblich, um den Widerstand des Substrates, also einen Widerstand, der das halbleitende Substrat als Zuleitung zum Elektronensystem von einem rückseitigen Kontakt beschreibt [181, 182]. Denn im Gegensatz zu gewöhnlichen MIS-Strukturen ist das  $\text{SrTiO}_3$ -Substrat sehr isolierend und deshalb das zweidimensionale Elektronensystem ausschließlich über seitliche Kontakte zugänglich (Abb. 3.1).

Der Vorteil des einfachen Modells ist einerseits, dass man mit exakt zwei bestimmten Größen, nämlich der Amplitude und Phase der Impedanz, beide Komponenten ( $R_s, C_p$ ) analytisch exakt festlegen kann. Andererseits ist dieses Ersatzschaltbild nur ausreichend, um die Grenzschicht zu beschreiben, falls der Wechselstrom (Alternating Current, AC) zwischen Elektronensystem und Topgate vernachlässigbar klein ist, also die Impedanz des Elektronensystems klein gegenüber der Impedanz des Kondensators ist:

$$\omega R_s C_p < 1 \quad (3.5)$$

Falls der Leckstrom nicht vernachlässigbar klein ist, dann führt dieser zu einem nicht vernachlässigbaren Spannungsabfall (AC) entlang des Elektronensystems, was wiederum zu einem inhomogenen Ladungszustand des Kondensators führt. Da die Kapazitäten der Baugruppen in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte im 2DES und ganz besonders für den Fall kleiner Ladungsträgerdichten – also hohen Widerständen  $R_s$  - untersucht werden, ist dieses Kriterium faktisch das Ausschlusskriterium für das beschriebene Modell, da für seine Gültigkeit bei einer typischen Kapazität von 100 nF und einem Widerstand im Elektronensystem von 10 k $\Omega$  die Frequenzen kleiner als 1 kHz sein müssen. Der Widerstand im Elektronensystem ändert sich bei den untersuchten  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen allerdings um mehrere Größenordnungen



**Abbildung 3.3.:** Ersatzschaltbild für die  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Grenzschicht für ausreichend große Wechselstrombeiträge zwischen Kanal und Topgate. Die gestrichelte Linie deutet eine große Zahl  $N$  von Schleifen an. Dieses Ersatzschaltbild gilt für kleine Leckströme und große Messfrequenzen.

zwischen  $10^2 \Omega$  und  $10^8 \Omega$ . Daher genügt eine einzelne Schleife aus  $C_p$  und  $R_s$  nicht, um das Verhalten der Probe zu beschreiben. Das Modell muss dementsprechend erweitert werden [181, 74].

Der – im Fall zu großer Frequenzen – auftretende AC-Spannungsabfall entlang des Elektronensystems sorgt dafür, dass diese Messung der Impedanz zu kleine Werte ergibt. Daher muss das Ersatzschaltbild um weitere Schleifen ergänzt werden, um dem Potentialverlauf entlang des Elektronensystems Rechnung zu tragen. Ein in diesem Sinne erweitertes Schaltbild mit  $N$  Schleifen ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Im Grenzfall unendlich vieler Schleifen ( $N \rightarrow \infty$ ) ist es möglich einen geschlossenen Ausdruck für die Impedanz dieses Modells anzugeben,

$$Z_{2,\infty} = \sqrt{\rho_s \gamma_p} \coth \sqrt{\frac{\rho_s}{\gamma_p}} l, \quad (3.6)$$

wobei  $\rho_s$  der Widerstandsbelag des Elektronensystems ist,

$$\rho_s = \frac{R_s}{l} \quad (3.7)$$

und  $\gamma_p$  der Kapazitätsbelag,

$$\frac{1}{\gamma_p} = \frac{i\omega C_p}{l}, \quad (3.8)$$

([181–184], Anhang A). Mit  $l$  wird die Länge des Kanals, mit  $R_s$  der Gesamtwiderstand des Elektronensystems und mit  $C_p$  die gesamte Kapazität der Probe bezeichnet.

Dieses Modell hebt für Proben mit ausreichend isolierenden Dielektrika die Einschränkung auf kleine Frequenzen des ersten, einfachen Modells auf und kann für beliebige Frequenzen  $\omega$  verwendet werden.

Eine weitere Einschränkung des ersten, einfachen Modells (Abb. 3.2) ist der vernachlässigte Gleichstrom(Direct Current, DC)-Leckstrom zwischen Elektronensystem und Topgate. Nicht vernachlässigbar im Sinne der Modellierung der Grenzschicht bedeutet jedoch nicht, dass dies ausschließlich durch zu große Ströme verursacht wird, welche durch die schlecht isolierende LaAlO<sub>3</sub>-Barriere bedingt sind, sondern lediglich, dass der Widerstand zwischen Elektronensystem und Topgate  $R_p$  von der selben Größenordnung ist, wie die Impedanz des Kondensators,

$$R_p \sim \frac{1}{\omega C_p}. \quad (3.9)$$

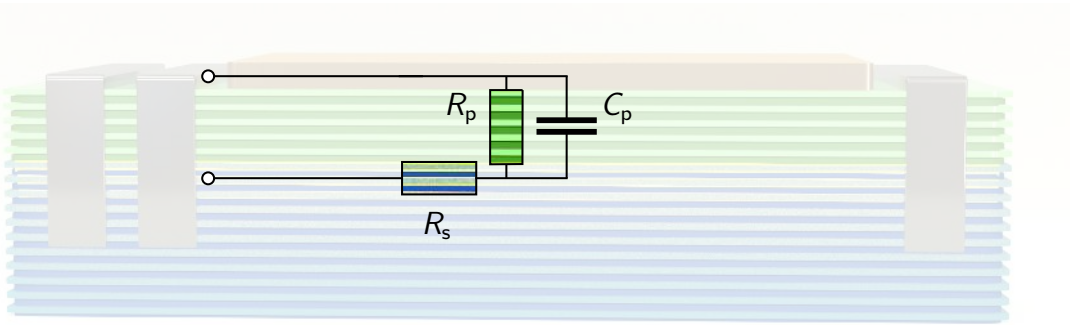
In diesem Fall kann man, äquivalent zu dem vorangegangenen Modell für kleine Leckströme, das Modell in zwei Schritten verbessern. Zunächst betrachten wir die Situation, dass der Widerstand zwischen Topgate und Kanal  $R_p$  zwar von der selben Größenordnung ist wie die Impedanz des Kondensators  $C_p$ , dabei allerdings viel größer als der Widerstand des Elektronensystems,  $R_s$  selbst:

$$R_p \gg R_s \quad (3.10)$$

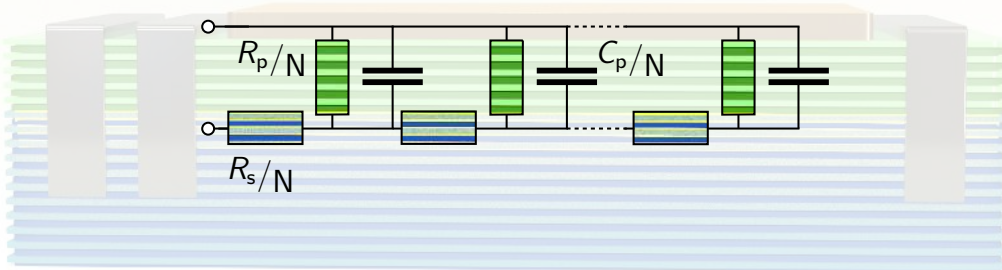
In diesem Fall erzeugen weder Gleich- noch Wechselströme Spannungsabfälle entlang des Kanals. Nun kann der Leckstrom durch einen einfachen Widerstand  $R_p$  parallel zum Kondensator modelliert werden (Abb. 3.4). Aus der Parallelschaltung von  $R_p$  und  $C_p$  und der Reihenschaltung mit dem Widerstand des Elektronensystems  $R_s$  ergibt sich die Impedanz dieses Modells,

$$Z_{3,1} = R_s + \frac{1}{\frac{1}{R_p} + i\omega C_p}. \quad (3.11)$$

Das Modell kann für metallische Grenzschichten mit Leckstrom (3.10) und für ausreichend kleine Frequenzen (3.5) verwendet werden, wenn es zu keinem Spannungsabfall entlang des 2DES kommen kann. Der Vorteil dieses Modells besteht in seiner Einfachheit. Neben der genannten, eingeschränkten Gültigkeit des Modells ist ein weiterer Nachteil, dass es mathematisch unterbestimmt ist, falls man ausschließlich die Impedanz bei einer vorgegebenen Frequenz  $\omega$  misst.



**Abbildung 3.4.:** Ersatzschaltbild der LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Grenzfläche für signifikanten Leckstrom (DC) vom 2DES zum Topgate, aber ausreichend kleinen Frequenzen, sodass sich kein Potentialabfall (AC) über das Elektronensystem ausbildet, also  $R_p \gg R_s$  und  $|R_p| \approx |C_p|$ .



**Abbildung 3.5.:** Ersatzschaltbild für die LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub> Grenzschicht für signifikante Leckströme und  $R_s \approx R_p$ . Die gestrichelte Linie deutet an, dass viele Schleifen verwendet werden (Abb. 3.3).

Für den Fall, dass der Widerstand  $R_s$  von der gleichen Größenordnung wie  $R_p$  ist, tritt – äquivalent zur Situation zu großer Frequenzen – das Problem auf, dass es wegen des erheblichen Gleichstromflusses durch das Dielektrikum zu einem sukzessiven Gleichspannungsabfall entlang des 2DES kommt. Der zweite Schritt zur Verbesserung besteht also wieder darin, nicht nur eine, sondern  $N$  Schleifen zu betrachten (Abb. 3.5) [181]. Auch in diesem Fall ist es im Grenzfall  $N \rightarrow \infty$  möglich, eine analytisch geschlossene Formel für die Gesamtimpedanz anzugeben:

$$Z = \sqrt{\zeta_s \zeta_p} \coth \sqrt{\frac{\zeta_s}{\zeta_p}} l, \quad (3.12)$$

wobei  $\zeta_{s,p}$  die Impedanzbeläge längs bzw. senkrecht zum Elektronensystem sind und



$l$  die Länge des Kanals. Für die Impedanzbeläge gilt in diesem Fall

$$\zeta_s = \frac{1}{l} (R_s + i\omega L_s). \quad (3.13)$$

Hier ist  $R_s$  wieder der Gesamtwiderstand des Kanals und  $L_s$  dessen Induktivität. Der Impedanzbelag  $\zeta_p$  setzt sich aus der Kapazität  $C_p$  der Probe und dem Leckstromwiderstand  $R_p$  zusammen,

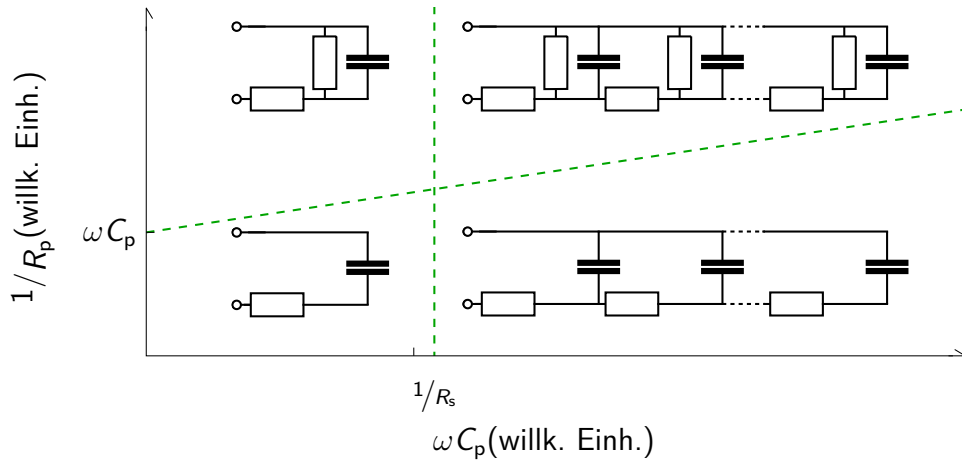
$$\frac{1}{\zeta_p} = \frac{1}{l} \left( \frac{1}{R_p} + i\omega C_p \right) \quad (3.14)$$

([183, 180], Anhang A). Dieses Ersatzschaltbild ist eine gute Wahl um dünne Filme mit signifikanten Leckströmen zu beschreiben. Zudem ist es für beliebige Frequenzen gültig. Allerdings hat es im Vergleich zu den anderen Modellen den Nachteil, dass man die gesuchte Kapazität  $C_p$  nicht einfach aus der gemessenen Impedanz  $Z$  bestimmen kann. Während sich beim einfachsten Modell ohne Leckstrom (Abb. 3.2)  $C_p$  noch analytisch bestimmen lässt und es beim zweiten Modell (Abb. 3.3) wenigstens noch möglich ist,  $R_s$  und  $C_p$  numerisch zu bestimmen, kann man diese nun nicht eindeutig bestimmen. Die Ursache ist – wie schon beim einfachen Modell mit Leckstrom (Abb. 3.4) – das Problem der mathematischen Unterbestimmtheit, wodurch es nicht mehr möglich ist alle Kenngrößen des Modells analytisch festzulegen.

Die numerische Lösung wird dadurch ebenfalls erschwert. Allerdings ist es aufgrund des weiten Widerstandsbereichs, der für  $R_s$  auftreten kann auch nicht nützlich, ein einfacheres Modell als das letztgenannte zu verwenden. Vor allem wenn die Abhängigkeit der Kapazität von der Ladungsträgerdichte im Elektronensystem untersucht werden soll. Die erörterten Modelle und ihre Gültigkeitsbereiche sind in Abbildung 3.6 zusammengefasst.

## 3.2. Konventionelle Methoden zur Impedanzmessung

Das Ziel dieses Abschnitts ist es, die konventionellen Methoden zur Impedanzmessung vorzustellen. Außerdem werden die Restriktionen dieser Methoden aufgeführt, die für die Messung von Kapazitäten dünner  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Grenzschichten wesentlich sind und begründet, weshalb diese Methoden nicht zur Anwendung kommen.



**Abbildung 3.6.:** Schematische Darstellung der Gültigkeitsbereiche der verschiedenen Modelle für leckstrombehaftete, lateral kontaktierte Kondensatoren wie die untersuchten  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -basierten Baugruppen.

### 3.2.1. Direkte Impedanzmessung

Die einfachste Methode die Impedanz einer Probe zu messen ist es, eine Wechselspannung  $U_{\text{in}}(\omega)$  daran anzulegen und den entsprechenden Strom  $I_{\text{in}}(\omega)$  durch die Probe zu messen, d.h dessen Amplitude und Phasenverschiebung bezüglich des angelegten Signals. Im besten Fall legt man ein sinusförmiges Signal an und misst mit einem Oszilloskop oder einem Lock-In Verstärker die Antwort auf das eingeschwungene Eingangssignal. Aus der Impedanz  $Z$  berechnet man dann analytisch oder numerisch die gesuchten Kenngrößen des Systems. Ein prinzipieller Vorteil der einfachen Impedanzmessung gegenüber anderen Methoden ist, dass sie gewöhnlich sehr schnell und unkompliziert durchzuführen ist [180]. Für die untersuchten  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$  Proben ist es allerdings nicht einfach, gerade für kleine Frequenzen, gute numerische Lösungen der transzendenten Gleichungen (3.12) zu berechnen, da sich die Impedanzen für verschiedene Kombinationen aus Leckstromwiderständen und seriellen Widerständen kaum voneinander unterscheiden<sup>1</sup>. Andererseits bietet es sich auch nicht an, eines der einfachen Modelle (3.2), (3.6) zu betrachten, da gerade für Kondensatoren mit sehr dünnen  $\text{LaAlO}_3$ -Schichten als Dielektrikum immer erhebliche Leckströme auftreten und diese Modelle deshalb nicht angemessen sind, um die  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensatoren zu beschreiben (Abschnitt 3.1).

<sup>1</sup>Im wesentlichen kann keine Ausgleichsrechnung angewendet werden, da die statistischen Schwankungen in den Messdaten zu größeren Schwankungen führen als minimale Variationen der gesuchten Parameter.

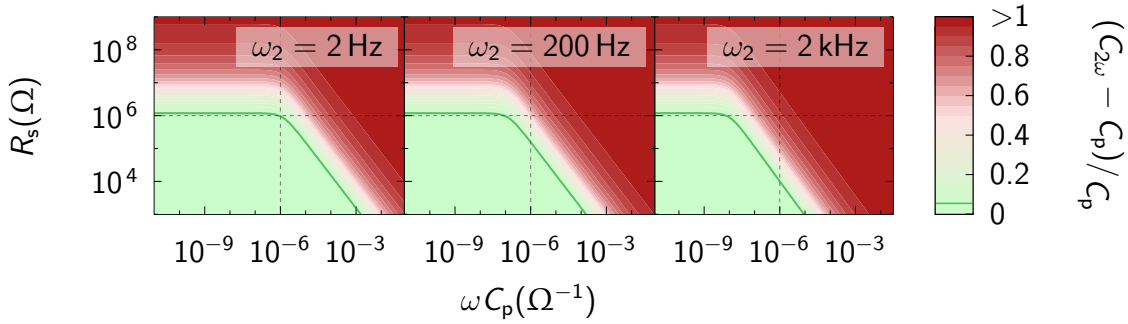
### 3.2.2. Kapazitätsmessbrücken

Die Verwendung von Kapazitätsmessbrücken stellt für die Bestimmung sehr kleiner Kapazitäten eine gute Möglichkeit dar. Der Tatsache geschuldet, dass für die Messung mit einer Messbrücke prinzipbedingt anstelle des Maximums im Antwortsignal der Nulldurchgang desselben am Brückenglied gemessen werden muss, ist eine solche Methode sehr präzise. Es ist möglich sehr rauscharme Messungen zu machen und eine sehr hohe Präzision in der Phasenbeziehung von einigen  $\mu\text{rad}$  zu erreichen [74, 180]). Allerdings geschieht dies auf Kosten der Messgeschwindigkeit, da es bei jedem Messvorgang eines Abgleichs der Ausgleichskomponenten bedarf. Genau wie bei der einfachen Impedanzmessung (Unterabschnitt 3.2.1) wird mit dieser Methode nur die Impedanz der Baugruppe bestimmt und es hängt von der analytischen Lösbarkeit des zugrunde gelegten Modells ab, ob diese Messmethode sinnvoll angewendet werden kann. Deswegen ist auch diese Methode im Fall leckstrombehafteter Baugruppen, wie den untersuchten  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensatoren, nicht in Betracht zu ziehen.

### 3.2.3. Methode mit zwei Frequenzen

Sowohl bei der direkten Messung als auch bei der Verwendung von Messbrücken tritt das Problem auf, dass zu wenige Informationen gewonnen werden, um ein Modell mit mehr als zwei unabhängigen Komponenten exakt lösen zu können. Im Wesentlichen werden zwei Größen gemessen, nämlich die Amplitude und die Phase des Stroms. Damit sollten allerdings drei Größen,  $R_s$ ,  $R_p$  und  $C_p$  bestimmt werden. Dies bedeutet, dass es sich um ein mathematisch unterbestimmtes System handelt, das nicht eindeutig gelöst werden kann. Ein Ansatz dieses Problem zu lösen wurde von Lønnum et al. [185] vorgeschlagen und wird üblicherweise in verschiedenen – erweiterten – Varianten auf MIS-Strukturen angewendet [186–189]. Die zusätzlichen Informationen, die man zur Lösung des Problems benötigt, werden dadurch gewonnen, dass die Impedanz bei zweierlei Frequenzen gemessen wird, also  $\omega C_p$  variiert wird. Für ein einfaches 3-Komponenten Modell (Abb. 3.4) kann man damit aus zwei gemessenen Impedanzen  $Z(\omega_1)$  und  $Z(\omega_2)$  die Kapazität analytisch bestimmen,

$$C_{2\omega} = \frac{\frac{\omega_2}{\text{Im}(Z(\omega_2))} - \frac{\omega_1}{\text{Im}(Z(\omega_1))}}{\omega_1^2 - \omega_2^2}. \quad (3.15)$$



**Abbildung 3.7.:** Relativer Fehler bei der Bestimmung der Kapazität  $C$  bei der Verwendung der Methode mit zwei Frequenzen. Zunächst wurden die Impedanzen des Modells für  $\omega_1 = 20$  Hz und verschiedene  $\omega_2 = 2, 200, 2000$  Hz mit Hilfe des Leitermodells (3.12) berechnet. Der dargestellte relative Fehler ergibt sich aus der mit Hilfe der Zwei-Frequenzen-Methode (3.15) berechneten Kapazität  $C$  im Vergleich mit der zu Grunde gelegten Kapazität  $C_p$ . Die Isolinie für eine Anweichung von 5% ist in grün markiert. Die gestrichelte graue Linie markiert den verwendeten  $R_p$ -Wert von  $1\text{ M}\Omega$ .

Um den Gültigkeitsbereich dieser Methode zu illustrieren wird in Abbildung 3.7 der relative Fehler bei der Berechnung der Kapazität  $C_{2\omega}$ ,  $\frac{C_{2\omega} - C_p}{C_p}$ , in Abhängigkeit verschiedener Widerstandswerte  $R_s$  und Kapazitäten  $C_p$  dargestellt. Die Kapazität  $C_p$  ist die Kapazität, die der Berechnung der Impedanz nach (3.12), also dem Modell mit infinitesimal kleinen, unendlich vielen Schlaufen, zu Grunde gelegt wurde. Diese, für verschiedene  $\omega$  berechnete Impedanz wurde dann mithilfe der vorgestellten Zwei-Frequenzen-Methode ausgewertet. Es ist zu erkennen, dass die Methode nur zuverlässig ist, falls der Widerstand des Elektronensystems  $R_s$  kleiner ist als der Leckstromwiderstand  $R_p$  und für ausreichend kleine Frequenzen, sodass es zu keinerlei Spannungsabfall entlang des Elektronensystems kommen kann. Das entspricht im wesentlichen den Randbedingungen, die für die Anwendung des zugrunde gelegten Modells (Abb. 3.4) entsprechen. Zu bemerken ist, dass dieses Problem in der ursprünglichen Anwendung der Methode nicht auftritt, da dort gestapelte MIS-Strukturen bzw. Schottky-Barrieren untersucht werden, bei denen das gesamte Elektronensystem auf dem selben Potential liegt und  $R_s$  den Widerstand des Substrates zwischen dem rückseitigen Kontakt und dem Elektronensystem des Kondensators beschreibt [185].

Ein weiteres Manko ist, dass diese Methode auch nicht ohne erheblichen Aufwand an ausgefeiltere Ersatzschaltbilder angepasst werden kann. Der Grund hierfür ist, dass diese typischerweise transzendente funktionale Abhängigkeiten der Impedanz von den beteiligten Impedanzbelägen enthalten (3.12) und es dadurch prinzipiell unmöglich ist, eine der Komponenten auf äquivalente Art und Weise analytisch zu eliminieren, wie es bei der Herleitung von Gleichung (3.15) geschehen ist. Eine weitere wesentliche

Annahme ist, dass die Kapazität  $C_p$  selbst – ebenso wie die beteiligten Widerstände  $R_s$  und  $R_p$  – nicht von der Frequenz abhängig sein darf, was aber im Fall von Kondensatoren auf Basis von  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostrukturen durchaus sein könnte [88]. Also ist diese Methode praktisch verwendbar, wenn die Bedingungen erfüllt sind, die zu Ersatzschaltbildern mit mehr als einer Schlaufe führen, beziehungsweise wenn frequenzabhängige Komponenten erwartet werden.

Eine Grenzwertbetrachtung dieser Methode für ein erweitertes Modell mit unendlich vielen Schlaufen (Abb. 3.5), wird in [181] vorgestellt. Das prinzipielle Problem mit der transzendent-funktionalen Abhängigkeit der Impedanzen wird in diesem Fall dadurch umgangen, dass einerseits eine der beiden Messungen nicht mit einer bestimmten, endlichen Messfrequenz sondern im DC-Grenzfall durchgeführt wird. Dadurch ist es möglich die DC-Werte der Komponenten  $R_s$  und  $R_p$  zu bestimmen. Andererseits wird die Impedanz (3.12) in einer Taylorreihe in Potenzen der Kapazität entwickelt, sodass sich – bei Betrachtung dieser Entwicklung bis zur zweiten Ordnung – für die Kapazität der Baugruppe

$$C_{pB} \approx \text{Im} \left( \frac{1}{\omega Z} \right) \frac{\left( \cosh \left( \sqrt{\frac{R_{sB}}{R_{pB}}} \right) + 1 \right) \sqrt{\frac{R_{sB}}{R_{pB}}}}{\sinh \left( \sqrt{\frac{R_{sB}}{R_{pB}}} \right) + \sqrt{\frac{R_{sB}}{R_{pB}}}} \quad (3.16)$$

ergibt [181], wobei  $Z$  die bei der Kreisfrequenz  $\omega$  gemessene Impedanz der Baugruppe ist und die Widerstände  $R_{sB}$  beziehungsweise  $R_{pB}$  durch eine DC-Messung bestimmt werden:

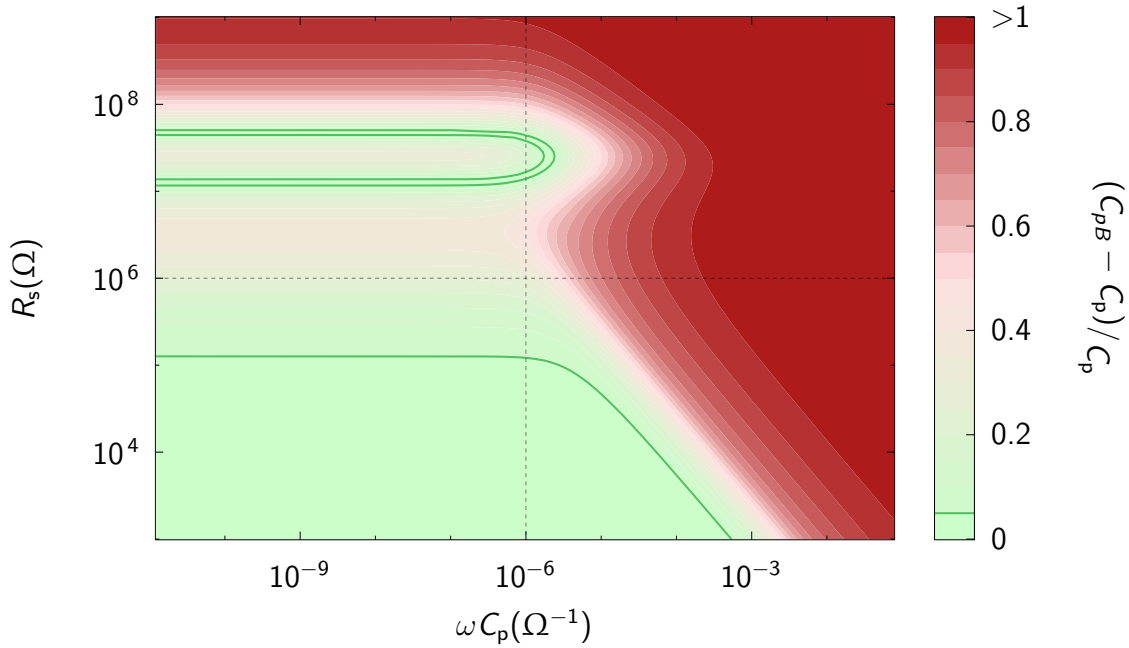
$$R_{sB} = \sqrt{\frac{Z_{DC}}{Y_{DC}} \left( \frac{4}{4 - Z_{DC}Y_{DC}} \right)} \text{arcosh} \left( \frac{2}{2 - Z_{DC}Y_{DC}} \right) \quad (3.17)$$

und

$$R_{pB} = \sqrt{\frac{Z_{DC}}{Y_{DC}} \left( \frac{4}{4 - Z_{DC}Y_{DC}} \right)} \left( \text{arcosh} \left( \frac{2}{2 - Z_{DC}Y_{DC}} \right) \right)^{-1}. \quad (3.18)$$

In diesem Fall ist  $Z_{DC}$  der Gleichstromwiderstand, der zwischen den beiden Grenzschichtkontakten, die auf gegenüberliegenden Seiten der Topgate-Elektrode liegen, also entlang des Kanals und  $Y_{DC}$  ist der Leitwert, der zwischen der Grenzschicht und der Topgate-Elektrode gemessen wird [181].

In Abbildung 3.8 ist die relative Abweichung  $(C_{pB} - C_p)/C_p$  in Abhängigkeit variabler



**Abbildung 3.8.:** Relative Abweichung der genäherten Kapazität (3.16) von der tatsächlichen Kapazität in Abhängigkeit von  $R_s$  und  $C_p$  bei fixem  $R_p = 1 \text{ M}\Omega$ . Die grüne Linie markiert die Grenze des Bereichs, in dem die relative Abweichung kleiner als 5% ist. Die beiden gestrichelten Linien markieren die Bereiche an denen die Aufgetragenen Impedanzen  $\omega C_p$  und  $R_s$  dem Widerstand  $R_p$  entsprechen. Für andere Werte von  $R_p$  ändert sich an diesem Bild qualitativ nichts, lediglich die Ordinatenachse verschiebt sich entsprechend der funktionalen Abhängigkeit des verwendeten Korrekturfaktors von  $R_p$  und  $R_s$  (3.16).

$\omega C_p$  und  $R_s$  dargestellt. Zur Berechnung der Abweichung der Kapazität, die mit dieser Methode bestimmt wurde, von der tatsächlichen Kapazität des zugrundeliegenden Modells, wurde für ein Modell mit  $N = 100$  Schlaufen, fixem Leckstromwiderstand  $R_p = 1 \text{ M}\Omega$  und verschiedenen 2DES-Widerständen  $R_s$  und Kapazitäten  $C_p$  die korrigierte Kapazität  $C_{pB}$  (Abschnitt 3.3, Anhang E) bestimmt. Man erkennt, dass dieser Ansatz umso schlechtere Ergebnisse liefert je größer das Verhältnis  $R_s/R_p$  wird, was eine wesentliche Einschränkung bei der Untersuchung sehr dünner, leckstrombehafteter  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensatoren darstellt. Wird zusätzlich die Ladungsträgerdichte an der Grenzschicht moduliert, führt die Näherung (3.16) besonders im Fall kleiner Ladungsträgerdichten wiederum zu einer verschlechterten Schätzung der Gesamtkapazität der untersuchten Baugruppe.

### 3.2.4. Impedanzspektroskopie

Wie bei den vorangehend beschriebenen Methoden misst man bei der Impedanzspektroskopie die Impedanz einer Probe. Der namensgebende Unterschied ist, dass

nicht einzelne Frequenzen verwendet werden, sondern ein weiter Frequenzbereich, der üblicherweise mehrere Größenordnungen umfasst. Damit wird – zumindest unter der Annahme, dass die einzelnen Komponenten nicht frequenzabhängig sind – die mathematische Unterbestimmtheit der verschiedenen Modelle für die  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Kondensatoren umgangen. Im Wesentlichen gibt es drei verschiedene Möglichkeiten, um die Impedanzen über einen großen Frequenzbereich zu messen.

Bei der ersten Methode wird eine stufenförmige Spannung an die Probe angelegt und die Antwort darauf zeitaufgelöst gemessen. Das Antwortsignal wird mittels Laplace-Transformation in ihre spektralen Komponenten zerlegt und analysiert.

Bei der zweiten Methode wird ein Rauschsignal mit bekannter spektraler Leistungsdichte an die Probe angelegt und das entsprechende Antwortsignal gemessen. Das Antwortsignal wird ebenfalls in seine Frequenzkomponenten zerlegt und ausgewertet. Beide Vorgehensweisen bieten den Vorteil einer sehr schnellen Messung, allerdings ist der Aufwand, um die Signale auszuwerten nicht unerheblich. Dazu kommt, dass ein Eingangssignal hervorragender Qualität benötigt wird, um eine hohe Bandbreite zu erzielen, also sehr scharfe Stufen oder sehr homogenes Rauschen.

Deshalb ist der am weitesten verbreitete Ansatz, ein sinusförmiges Eingangssignal über einen weiten Frequenzbereich abzutasten und effektiv viele direkte Messungen durchzuführen (Unterabschnitt 3.2.1). In jedem Fall werden die gesuchten Parameter mittels Ausgleichsrechnung unter Anwendung eines entsprechenden Ersatzschaltbildes bestimmt. Wenn allerdings kein Modell zur Verfügung steht, das die Frequenzabhängigkeit des Systems beschreiben kann, dann ist es prinzipiell nicht möglich diese ansonsten sehr mächtige Methode zu benutzen, um die Kapazität einer Probe zu bestimmen [180]. Typischerweise wird diese Methode benutzt, um bei sehr hohen Frequenzen die Kapazität eines leckstrombehafteten Kondensators zu messen, da in diesem Fall bei der Modellierung des Problems der Widerstand  $R_s$ , der den Leckstrom beschreibt, vernachlässigt werden kann [190, 191].

### 3.3. Zweitormethode

Da die vorgestellten Methoden der Impedanzmessung allesamt entscheidende Nachteile aufweisen, wenn Kondensatoren mit substantiellen Leckströmen untersucht werden sollen, wurde für diese Arbeit eine neue Methode entwickelt, welche diese Probleme umgeht. Diese Methode verzichtet dabei gänzlich auf Näherungen und liefert analy-



**Tabelle 3.1.:** Sammlung der wesentlichen formalen Zusammenhänge der vorgestellten Zweitormethode.

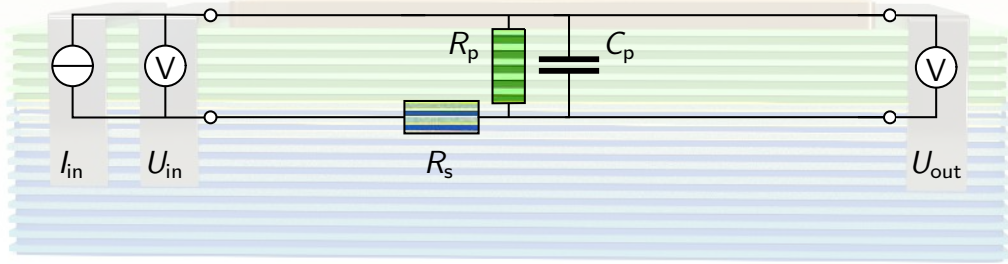
Impedanz	$Z =$	$\frac{U_{in}}{I_{in}}$	(3.1)
Frequenzgang	$A =$	$\frac{U_{out}}{U_{in}}$	(3.20)
Kapazität	$C_p =$	$\text{Im} \left( \frac{\text{arcosh} \left( \frac{1}{A} \right)}{\omega Z \sqrt{1 - A^2}} \right)$	(3.28)
Leckstromwiderstand	$R_p =$	$\left( \text{Re} \left( \frac{\text{arcosh} \left( \frac{1}{A} \right)}{Z \sqrt{1 - A^2}} \right) \right)^{-1}$	(3.30)
2DES-Widerstand	$R_s =$	$\text{Re} \left( Z \sqrt{1 - A^2} \text{arcosh} \left( \frac{1}{A} \right) \right)$	(3.29)

tisch lösbare Gleichungen, mit denen – prinzipiell – jedwede Frequenzabhängigkeit der einzelnen Modellparameter untersucht werden kann. Sie stellt deswegen eine sehr elegante Möglichkeit dar, für Systeme mit frequenzabhängigen Kenngrößen, mit oder ohne signifikanten Leckströmen,  $C_p$ ,  $R_p$  und  $R_s$  zu bestimmen, auch wenn das Elektrodensystem des Kondensators – im Gegensatz zu herkömmlichen MIS-Strukturen – nur lateral zugänglich ist. Die wesentlichsten formalen Zusammenhänge dieser Methode, die im Folgenden hergeleitet werden, sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

### 3.3.1. Frequenzgang $A$ des Zweitors

Zunächst wird die Probe als Übertragungsstrecke oder Zweitor (Vierpol) betrachtet, das bedeutet, dass zusätzlich zu dem Eingangstor – also dem Kontaktpaar, an dem die Impedanz der Baugruppe gemessen wird – zwei weitere Kontakte als Ausgangstor verwendet werden (Abb. 3.9) [192]. An diesem Ausgangstor kann zusätzlich zu der Eingangsspannung und dem Eingangsstrom eine weitere Spannung, die Ausgangsspannung gemessen werden. Die Übertragungsfunktion des Systems wird als Quotient

$$A(\omega, t) = \frac{U_{out}(\omega, t)}{U_{in}(\omega, t)} \quad (3.19)$$



**Abbildung 3.9.:** Ersatzschaltbild für die  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$  Grenzschicht zur Illustration der Frequenzgangmethode. Wie bei der Impedanzmessung wird die Eingangsspannung  $U_{\text{in}}$  bestimmt, die durch einen gegebenen Eingangsstrom  $I_{\text{in}}$  verursacht wird. Zusätzlich wird bei der Frequenzgangmethode die Spannung  $U_{\text{out}}$  gemessen, die am Ende der Übertragungstrecke anliegt. Das gezeigte Ersatzschaltbild enthält der Übersichtlichkeit wegen nur eine einzelne Schleufe.

definiert, wobei  $U_{\text{in}}(\omega, t)$  die Eingangsspannung und  $U_{\text{out}}(\omega, t)$  die Spannung am Ende der Übertragungstrecke ist. Diese Definition ist für den Frequenzgang sehr ähnlich,

$$A(\omega) = \frac{U_{\text{out}}(\omega)}{U_{\text{in}}(\omega)}. \quad (3.20)$$

Hier werden – genau wie bei der Betrachtung der Impedanz  $Z$  – nur eingeschwungene Systeme und sinusförmige Signale betrachtet, sodass der Einschaltvorgang vernachlässigbar ist und sich deswegen die Differentialgleichungen, die die Übertragungsfunktion beschreiben, mittels komplexer Wechselstromrechnung auf komplexe, zeitunabhängige Differentialgleichungen reduzieren [91, 179, 180]. Im Folgenden wird auch für den Frequenzgang  $A = A(\omega)$  auf die explizite Notation mit der funktionalen Abhängigkeit von  $\omega$  verzichtet, solange dies nicht zu Komplikationen führt.

Für den Frequenzgang des einschlaufigen Modells (Abb. 3.9) erhält man

$$A_{3,1} = \frac{1}{1 + R_s \left( \frac{1}{R_p} + i\omega C_p \right)}. \quad (3.21)$$

Für den Ersatzschaltkreis mit  $N$  Schlaufen (Abb. 3.5) erhält man für den Frequenzgang im Limes  $N \rightarrow \infty$  einen analytisch geschlossenen Ausdruck:

$$A = \frac{1}{\cosh \sqrt{\frac{\zeta_s}{\zeta_p}} l}, \quad (3.22)$$

siehe [183, 184, 193] und Anhang A.

### 3.3.2. Auswertung von $A$ und $Z$

Der wesentliche Vorteil daran, zusätzlich zur Impedanz  $Z$  den Frequenzgang  $A$  zu messen besteht darin, dass man im Prinzip vier Größen misst, die Amplituden und Phasen von  $A$  und  $Z$ , und daraus auch vier Größen eines entsprechenden Modells eindeutig berechnen kann. Für das Modell unendlich vieler Schleifen mit nicht vernachlässigbarem Leckstromwiderstand (Abb. 3.5), ist es möglich mit Hilfe der Gleichung für den Frequenzgang  $A$  (3.22) und der Impedanz  $Z$  (3.12) einen analytischen Ausdruck für die Kapazität herzuleiten, obwohl die Gleichung für die Impedanz transzendent ist. Die Berechnung ist einfach und in wenigen Schritten zum Ziel führend. Einerseits gilt

$$\begin{aligned} 1 - A^2 &= 1 - \left( \frac{1}{\cosh \sqrt{\frac{\zeta_s}{\zeta_p}} l} \right)^2 = \frac{(\cosh \sqrt{\frac{\zeta_s}{\zeta_p}} l)^2 - 1}{(\cosh \sqrt{\frac{\zeta_s}{\zeta_p}} l)^2} = \\ &= \frac{(\sinh \sqrt{\frac{\zeta_s}{\zeta_p}} l)^2}{(\cosh \sqrt{\frac{\zeta_s}{\zeta_p}} l)^2} = \left( \tanh \sqrt{\frac{\zeta_s}{\zeta_p}} l \right)^2. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Multiplikation mit  $Z^2$  (3.12) führt zu

$$\zeta_s \zeta_p = Z^2 (1 - A^2). \quad (3.24)$$

Andererseits erhält man aus Gleichung (3.22) direkt den Quotienten

$$\frac{\zeta_s}{\zeta_p} l^2 = \left( \operatorname{arcosh} \left( \frac{1}{A} \right) \right)^2. \quad (3.25)$$

Die Gleichungen (3.24) und (3.25) können also verwendet werden, um die Impedanzbelege entlang des Elektronensystems und senkrecht dazu analytisch aus den gemessenen Größen  $A$  und  $Z$  zu bestimmen:

$$\zeta_s l = Z \sqrt{(1 - A^2)} \operatorname{arcosh} \left( \frac{1}{A} \right) \quad (3.26)$$

$$\frac{\zeta_p}{l} = \frac{Z\sqrt{(1-A^2)}}{\operatorname{arcosh}\left(\frac{1}{A}\right)} \quad (3.27)$$

Schließlich führen Gleichungen (3.13) und (3.14) zu der gesuchten Kapazität  $C_p$  und den Widerständen  $R_p$  und  $R_s$ .

$$C_p = \operatorname{Im} \left( \frac{\operatorname{arcosh}\left(\frac{1}{A}\right)}{\omega Z \sqrt{1-A^2}} \right) \quad (3.28)$$

$$R_s = \operatorname{Re} \left( Z \sqrt{1-A^2} \operatorname{arcosh}\left(\frac{1}{A}\right) \right) \quad (3.29)$$

$$R_p = \left( \operatorname{Re} \left( \frac{\operatorname{arcosh}\left(\frac{1}{A}\right)}{Z \sqrt{1-A^2}} \right) \right)^{-1}. \quad (3.30)$$

Dies bedeutet, dass man, indem man  $A$  und  $Z$  gleichzeitig bei einer festgelegten Frequenz bestimmt, alle Informationen gewinnt, die dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 3.5 entsprechen. Es ist nicht notwendig über verschiedene Frequenzen zu mitteln oder unzuverlässige Ausgleichsrechnungen durchzuführen. Allerdings ist es für diese Methode notwendig den Messaufbau sehr genau zu kalibrieren, da schon kleine Abweichung in der Phase des gemessenen Signals zu relativ großen Abweichungen im Ergebnis führen können. Glücklicherweise können in den Bereichen, in denen dieses Problem auftritt, konventionelle Methoden verwendet werden (Unterabschnitt 3.3.3). Zu erwähnen ist außerdem, dass sowohl  $R_s$  als auch  $R_p$  nicht nur den gleichstromabhängigen Anteil repräsentieren, sondern auch den wechselstromabhängigen Verlust enthalten, der durch dielektrischen Verlust beiträgt. Dieser könnte ebenso mit einer komplexen Dielektrizitätskonstante  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$  berücksichtigt werden, allerdings passt das in diesem Fall nicht gut mit der gewählten Notation zusammen.

### 3.3.3. Fehlerbetrachtung

Hier wird die Fehlerfortpflanzung für die berechnete Kapazität der vorgestellten Zweimethode betrachtet. Es soll die experimentelle Standardabweichung betrachtet werden, die entsteht, wenn die gemessenen Größen  $A$  und  $Z$  statistischen Schwankun-

gen unterliegen [194]. Angenommen wird, dass die Standardabweichungen der Messgrößen  $\Delta |A|$ ,  $\Delta |Z|$ ,  $\Delta \phi_A$  und  $\Delta \phi_Z$  bekannt sind. Um (3.28) in einen funktionellen, ableitbaren Ausdruck umzuschreiben, den man zur Fehlerbetrachtung entsprechend behandeln kann, werden die folgenden Abkürzungen verwendet. Mit

$$X = \frac{\operatorname{arcosh}\left(\frac{1}{A}\right)}{Z\sqrt{1-A^2}} \quad (3.31)$$

$$Q = |X| \quad \text{und} \quad (3.32)$$

$$\Phi = \arg(X) \quad (3.33)$$

lässt sich (3.28) als

$$C_p = \frac{Q}{\omega} \sin \Phi \quad (3.34)$$

$$(3.35)$$

schreiben. Die partiellen Ableitungen ergeben dann

$$\Delta C_p = \sqrt{\left|\frac{\partial C_p}{\partial Q} \Delta Q\right|^2 + \left|\frac{\partial C_p}{\partial \Phi} \Delta \Phi\right|^2} = \sqrt{\left|\frac{\sin \Phi}{\omega} \Delta Q\right|^2 + \left|\frac{Q}{\omega} \cos \Phi \Delta \Phi\right|^2}. \quad (3.36)$$

Die Abweichungen  $\Delta Q$  und  $\Delta \Phi$  müssen nun noch auf die bekannten Abweichungen in Frequenzgang und Impedanz zurückgeführt werden:

$$\Delta Q = \sqrt{\left|\frac{\partial Q}{\partial |A|} \Delta |A|\right|^2 + \left|\frac{\partial Q}{\partial \phi_A} \Delta \phi_A\right|^2 + \left|\frac{\partial Q}{\partial |Z|} \Delta |Z|\right|^2 + \left|\frac{\partial Q}{\partial \phi_Z} \Delta \phi_Z\right|^2}, \quad (3.37)$$

$$\Delta \Phi = \sqrt{\left|\frac{\partial \Phi}{\partial |A|} \Delta |A|\right|^2 + \left|\frac{\partial \Phi}{\partial \phi_A} \Delta \phi_A\right|^2 + \left|\frac{\partial \Phi}{\partial |Z|} \Delta |Z|\right|^2 + \left|\frac{\partial \Phi}{\partial \phi_Z} \Delta \phi_Z\right|^2}. \quad (3.38)$$

Für die partiellen Ableitungen von  $Q$  beziehungsweise  $\Phi$  erhält man

$$\frac{\partial Q}{\partial |A|} = \frac{1}{2\sqrt{X X^*}} \left[ X \left( \frac{\partial X}{\partial |A|} \right)^* + X^* \frac{\partial X}{\partial |A|} \right], \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial |Z|} = \frac{1}{2\sqrt{XX^*}} \left[ X \left( \frac{\partial X}{\partial |Z|} \right)^* + X^* \frac{\partial X}{\partial |Z|} \right], \quad (3.40)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial \phi_A} = \frac{1}{2\sqrt{XX^*}} \left[ X \left( \frac{\partial X}{\partial \phi_A} \right)^* + X^* \frac{\partial X}{\partial \phi_A} \right], \quad (3.41)$$

und

$$\frac{\partial Q}{\partial \phi_Z} = \frac{1}{2\sqrt{XX^*}} \left[ X \left( \frac{\partial X}{\partial \phi_Z} \right)^* + X^* \frac{\partial X}{\partial \phi_Z} \right]. \quad (3.42)$$

Die hier benötigten partiellen Ableitungen von X ergeben sich zu

$$\frac{\partial X}{\partial |A|} = \frac{e^{i\phi_A}}{1 - A^2} \left( XA - \frac{1}{AZ} \right), \quad (3.43)$$

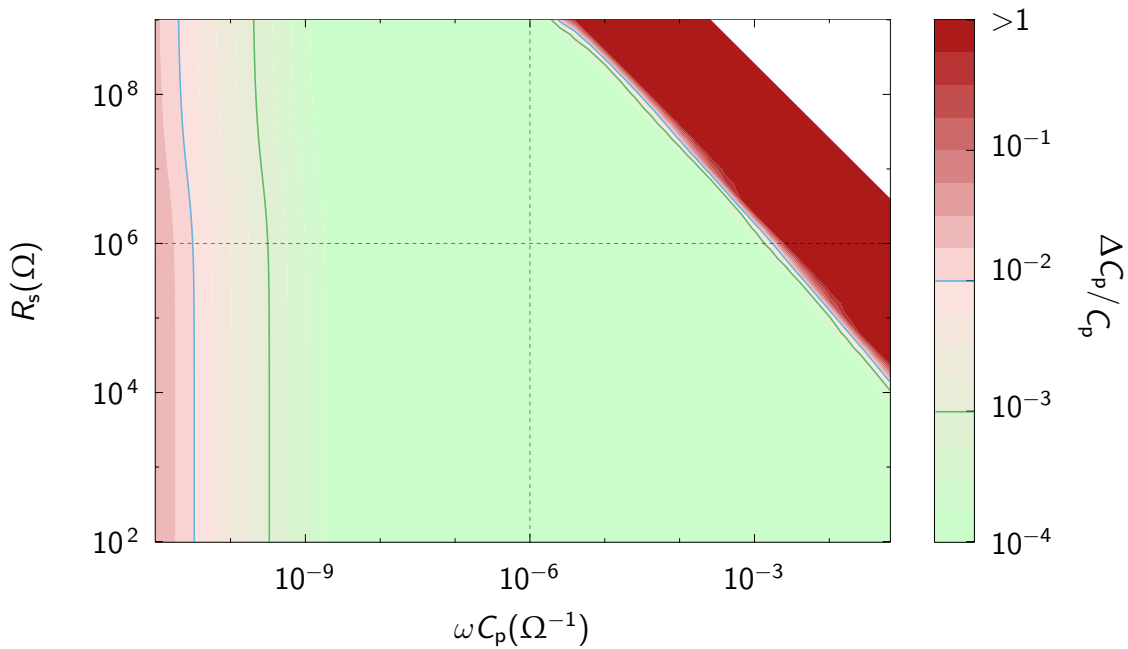
$$\frac{\partial X}{\partial \phi_A} = \frac{iA}{1 - A^2} \left( XA - \frac{1}{AZ} \right), \quad (3.44)$$

$$\frac{\partial X}{\partial |Z|} = -\frac{X}{|Z|} \quad (3.45)$$

und

$$\frac{\partial X}{\partial \phi_Z} = -iX. \quad (3.46)$$

Sukzessives einsetzen dieser Beziehungen ineinander ergibt einen unschönen, länglichen Ausdruck. Für den skalierten Fehler  $\frac{\Delta C_p}{C_p}$ , den man für relative Abweichungen von 5% in  $|A|$  beziehungsweise  $|Z|$  und absoluten Abweichungen der Phasenlagen  $\phi_A$  und  $\phi_Z$  von  $1^\circ$  für verschiedene  $\omega C_p$  und  $R_s$  bei einem festgelegten  $R_p = 1 \text{ M}\Omega$  erhält, ergibt sich schließlich Abbildung 3.10. Im wesentlichen erkennt man, dass es zwei Bereiche gibt, in denen der Fehler bei der Berechnung der Kapazität  $C_p$  so groß wird, dass  $C_p$  nicht zuverlässig bestimmt werden kann. Der erste ist der Bereich für sehr kleine  $\omega C_p$ . In diesem Fall wird die Phasenverschiebung, die durch die kleine Kapazität in  $A$  und  $Z$  erzeugt wird, wesentlich kleiner als die Messgenauigkeit der Phasenlage, weshalb die verursachten Abweichungen bei der Messung über die Maßen

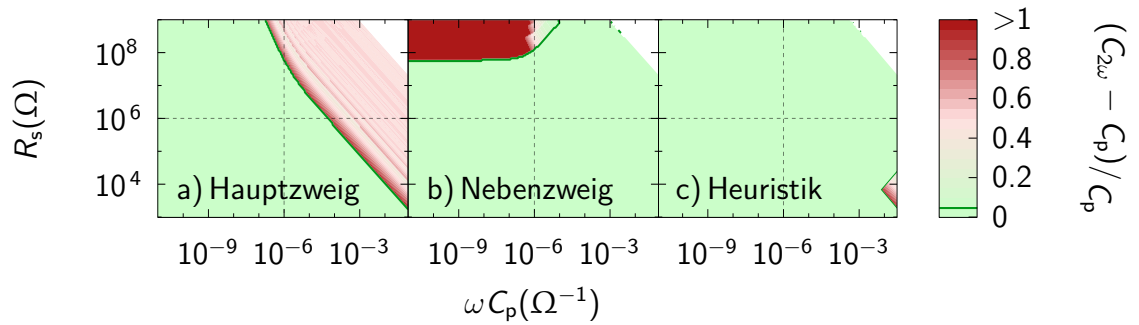


**Abbildung 3.10.:** Relativer Fehler für die berechnete Kapazität  $C_p$ . Abgebildet ist die, auf die berechnete Kapazität  $C_p$  normierte, berechnete Abweichung der Kapazität  $\Delta C_p$  für  $R_p = 1 \text{ M}\Omega$ ,  $\Delta|A| = \Delta|Z| = 5\%$  und  $\Delta\Phi = 1^\circ$ . Es sind zwei Bereiche zu erkennen, in denen die Methode prinzipiell schlechte Ergebnisse liefert. Für kleine Kapazitäten oder Frequenzen wird der relative Fehler groß, da der stochastische Fehler in der Phasenlage des Messsignals größer wird als die Phasenverschiebung, die durch die Kapazität erzeugt wird. Für große Widerstände  $R_s$  und Kapazitäten/Frequenzen  $\omega C_p$  wird der Betrag der Übertragungsfunktion  $|A|$  sehr viel kleiner als der zufällige Fehler in  $A$ .

anwachsen. In diesem Fall ist die Kapazität des Systems praktisch vernachlässigbar klein.

Der zweite Bereich, in dem die relative Abweichung überhand nimmt, ist der Bereich für sehr große Kapazitäten  $C_p$ , beziehungsweise für sehr große 2DES-Widerstände  $R_s$ . In diesem Bereich wird der Betrag der Übertragungsfunktion  $|A|$  immer kleiner, sodass der Fehler weit größer wird als der ermittelte Wert. Schließlich wird der Betrag von  $A$  so klein, dass er auch numerisch nur noch mit programmatischem Mehraufwand berechnet werden kann, worauf – wie schon in Unterabschnitt 3.3.4 - verzichtet wurde. Anschaulich betrachtet verschwindet  $A$  im Rauschen des Signals und bleibt deshalb unbestimmt. In diesem Fall kann man keine Aussage darüber treffen, an welcher Position in der Baugruppe die Spannung auf 0 V abgefallen ist. Anzumerken bleibt, dass die hier angenommenen Fehler größer sind als die Abweichungen, die für den verwendeten Messaufbau typischerweise auftreten (Kapitel 4).





**Abbildung 3.11.:** Darstellung der mit Hilfe der Zweitormethode berechneten Kapazität aus der theoretisch bestimmten Übertragungsfunktion  $A$  und der Impedanz  $Z$ . Im Idealfall sollte die Abweichung für alle  $R_s$  und  $C_p$  verschwinden. In (a) ist die Auswertung mit der Standardabbildung auf den Hauptzweig der  $\text{Arcosh}()$ -Funktion abgebildet. In (b) ist der Funktionswert des  $\text{arcosh}()$  um  $\pi$  verschoben, es sind also auch Werte auf dem Nebenzweig zulässig. In (c) ist das Resultat der verwendeten Heuristik bei der Auswertung des  $\text{arcosh}()$  zu sehen. In diesem Fall wurde festgelegt, dass der Beitrag der Induktivität zur Impedanz  $\omega L_s$  nicht kleiner als  $-1 \text{ k}\Omega$  sein soll.

### 3.3.4. Schwierigkeiten bei der Auswertung von $A$ und $Z$

Leider bietet die beschriebene Auswertungsmethode von Frequenzgang  $A$  und Impedanz  $Z$  (Unterabschnitt 3.3.2) einen Fallstrick, vor allem wenn die Auswertung – wie üblich – computergestützt durchgeführt wird. Wenn man die Gleichungen (3.28) bis (3.30) näher untersucht, stellt man fest, dass der kritische Punkt in diesem Fall die Umkehrfunktion des Kosinus Hyperbolicus ist. Der Area Kosinus Hyperbolicus,  $\text{arcosh}(x)$  ist nämlich keine eindeutige Funktion. Der Funktionswert kann neben Werten des Hauptzweiges beliebig viele Werte, die jeweils um  $2\pi$  in der Gaußschen Zahlenebene verschoben sind, annehmen (der  $\text{cosh}()$  ist nicht injektiv). Das bedeutet, dass es passieren kann, wenn das Argument des  $\text{arcosh}()$  sich im Laufe der Messung in Abhängigkeit eines kontinuierlich veränderlichen Messparameters ebenfalls kontinuierlich auf einen benachbarten Zweig verschiebt, dass das Ergebnis dieser Funktion einen Phasensprung zeigt, obwohl dies physikalisch unbegründet ist.

Um dies zu illustrieren wurde in Abbildung 3.11, die Impedanz  $Z$  und der Frequenzgang  $A$  für einen vorgegebenen Widerstand  $R_p$  und variable Widerstände  $R_s$  und Kapazitäten  $C_p$  mit (3.12) und (3.22) berechnet und in umgekehrter Reihenfolge mit dem beschriebenen Schema aus Abschnitt 3.3.2 ausgewertet. Dargestellt ist die relative Abweichung  $\frac{C - C_p}{C_p}$  der berechneten Kapazität  $C$  von der Kapazität  $C_p$ , die zur Berechnung von  $A$  und  $Z$  benutzt wird. Für eine eindeutige Umkehrabbildung würde man erwarten, dass diese Abweichung stets verschwindet. In Abbildung (a) wurde die Umkehrfunktion, wie sie standardmäßig in vielen Anwendungen implementiert ist

verwendet, als Funktionswert wird der entsprechende Wert im Hauptzweig zurückgegeben [195–199]. Man erkennt, dass das berechnete Ergebnis für hohe Frequenzen, beziehungsweise Kapazitäten  $\omega C_p$  oder große Widerstände  $R_s$ , erheblich – und oszillierend – von der Eingabe abweicht. Falls aber ein Funktionswert zurückgegeben wird, der nicht auf dem Hauptzweig liegt, sondern auch in einem benachbarten Zweig liegen darf<sup>2</sup>, so erhält man das Ergebnis, das in Abbildung (b) zu sehen ist. Auch in diesem Fall gibt es Bereiche – allerdings andere als für den in Abbildung (a) gezeigten Fall, in denen das Ergebnis erheblich von der Eingabe abweicht.

Die wesentliche Erkenntnis ist, dass man sich bei der Auswertung bemühen muss, herauszufinden auf welchem Zweig sich der Funktionswert befindet. Im Fall der theoretischen Betrachtungen ist dies unproblematisch, da man in diesem Fall weiß, dass die longitudinale Induktivität  $L_s$  des 2DES den Wert 0 hat. Es zeigt sich nämlich, dass die berechnete Induktivität  $L_s$  für den Funktionswert auf dem falschen Zweig des Area Kosinus Hyperbolicus negative Werte annimmt. Legt man nun einen Grenzwert fest, im Falle der Abbildung (c) war das  $L_s = -1$  kH, kann man auf heuristische Weise wie folgt vorgehen.

Zunächst berechnet man die Induktivität  $L_s$  aus den gemessenen Größen  $A$  und  $Z$  mit dem Hauptwert des Area Kosinus Hyperbolicus. Falls die berechnete Induktivität nun im Rahmen des festgelegten Grenzwertes liegt, berechnet man die anderen Größen  $R_s$ ,  $R_p$  und  $C_p$  in Abhängigkeit derselben Funktion. Falls dies nicht der Fall ist, benutzt man zu deren Berechnung die Umkehrfunktion auf dem nächsten Zweig der Funktion. Dieses Vorgehen kann man im Prinzip solange fortsetzen, bis man zu einem Zweig gelangt ist, der ein entsprechendes Ergebnis liefert (siehe Anhang D). Das prinzipielle Problem reduziert sich hier durch eine sehr konservativ ausgelegte Heuristik schon beträchtlich.

Es seien an dieser Stelle noch zwei Punkte erwähnt. Erstens: Dieses Problem trat bei der Auswertung der Messdaten nicht auf, da immer kleine Kapazitäten mit kleinen Frequenzen untersucht wurden. Im Rahmen der Auswertung der Simulationsergebnisse der selbstkonsistenten Simulation des Systems (Kapitel 5) trat dieser Fall allerdings auf, hier konnten dennoch die passenden Annahmen zur longitudinalen Induktivität  $L_s$  getroffen werden.

Zweitens: die weiße Stelle in der rechten oberen Ecke der Abbildungen (a) bis (c) stellt den Bereich dar, in dem die Standardgenauigkeit der Gleitkommaarithmetik

---

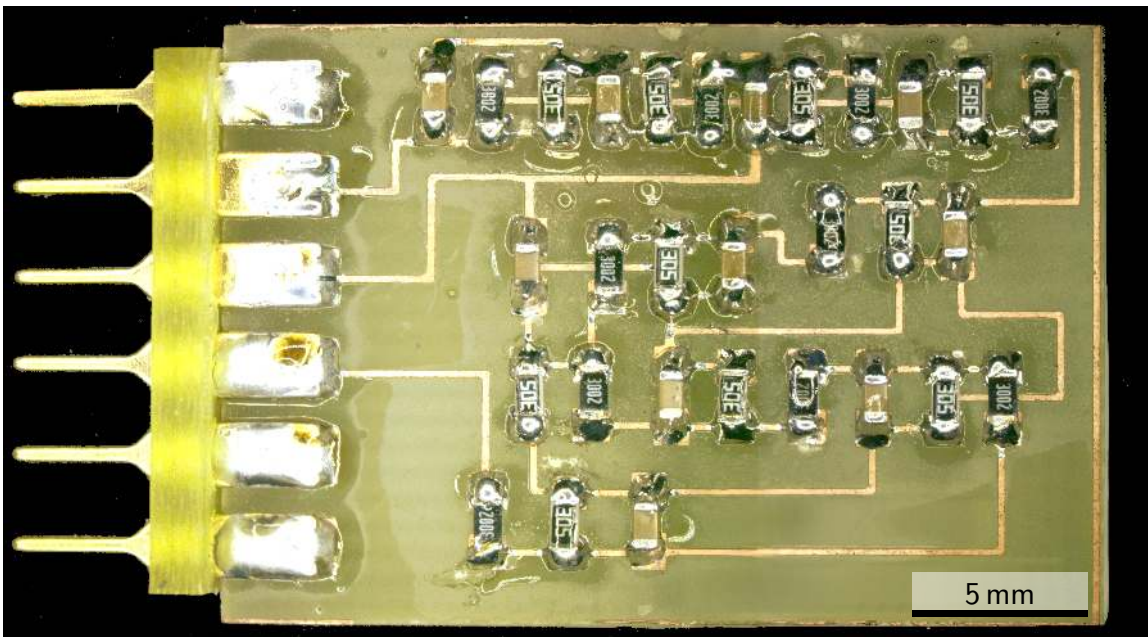
<sup>2</sup>Das bedeutet, dass das Argument des komplexen Funktionswertes des  $\text{arcosh}()$  anstatt im Intervall  $(-\pi; \pi]$  in  $[0; 2\pi)$  liegt

(circa 15 Dezimalen) nicht mehr ausreichend ist um den Frequenzgang  $A$  von 0 zu unterscheiden, was in der Auswertung dazu führt, dass der Quotient  $\frac{1}{A}$  nicht mehr definiert und deshalb keine Auswertung mehr möglich ist, ohne dass man zu noch weiter fortgeschrittenen Methoden, wie zur beliebig genauen Gleitkommaarithmetik, greift. Darauf wurde im Rahmen dieser prinzipiellen Betrachtung allerdings verzichtet.

### 3.3.5. Experimentelle und theoretische Evaluation Methode

Neben der prinzipiellen Fehlerbetrachtung in Unterabschnitt 3.3.3 wurde die Methode experimentell und theoretisch für Ersatzschaltkreise aus linearen Bauelementen mit unterschiedlicher Schlaufenanzahl  $N$  evaluiert.

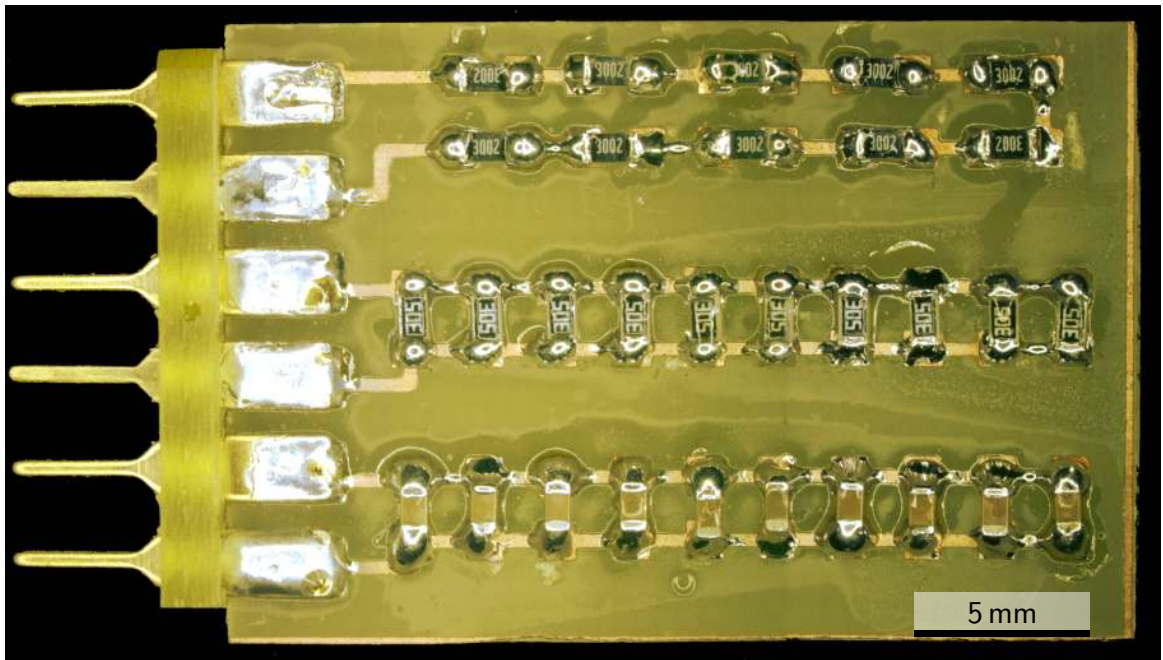
Für die experimentelle Überprüfung der Messmethode wurde ein Ersatzschaltkreis aus 10 Schlaufen untersucht, der bei Zimmertemperatur eine Gesamtkapazität von  $C_p \sim 100$  nF und Gesamtwiderstände von  $R_p \sim R_s \sim 300$  k $\Omega$  hat. Diese Werte wurden gewählt, da diese  $R_p$  und  $C_p$  charakteristisch für die untersuchten Baugruppen sind. Der dritte Wert  $R_s$  wurde gewählt, da die Methode gerade für den Bereich entwickelt wurde in dem  $R_p$  gegenüber  $R_s$  nicht mehr vernachlässigbar ist. Der Ersatzschaltkreis wurde durch oberflächenmontierte Bauelemente (Surface Mounted Device, SMD) auf einer eigens gefertigten Platine realisiert, damit er möglichst kompakt ist und im selben Messaufbau verwendet werden kann wie die Proben, die untersucht wurden (T1, Abb. 3.12). Um zusätzlich eine möglichst homogene Temperaturverteilung auf der Platine zu gewährleisten, wurde die gesamte Platine auf einen Kupferblock geklebt, dessen Temperatur schließlich gemessen wurde. Um die Qualität der, mit den verschiedenen, zur Verfügung stehenden Modellen, ermittelten Parameter besser einordnen zu können, wurde eine weitere Platine mit jeweils zehn linearen Bauteilen bestückt (T2, Abb. 3.13). Anhand dieser Reihen- beziehungsweise Serienschaltungen der einzelnen Komponenten wurde deren individuelle Temperaturabhängigkeit bestimmt. Mit den verschiedenen, verfügbaren Modellen wurden die Parameter  $C_p$  und  $R_s$  für den Ersatzschaltkreis T1 ermittelt (Abb. 3.14). Zu sehen ist die relative Abweichung der bestimmten Parameter der Messung an T1 von dem tatsächlichen Parameter, der aus der entsprechenden temperaturabhängigen Messung der individuellen Komponenten (T2) bestimmt wurde. Es ist zu erkennen, dass die Verwendung der Zweitormethode eine wesentlich genauere Ermittlung der gesuchten Parameter ermöglicht. Schon für diesen Testschaltkreis aus zehn Schlaufen wird eine mittlere Abweichung von weniger als 7% erreicht, während die Abweichung für die anderen Modelle mindestens 20%



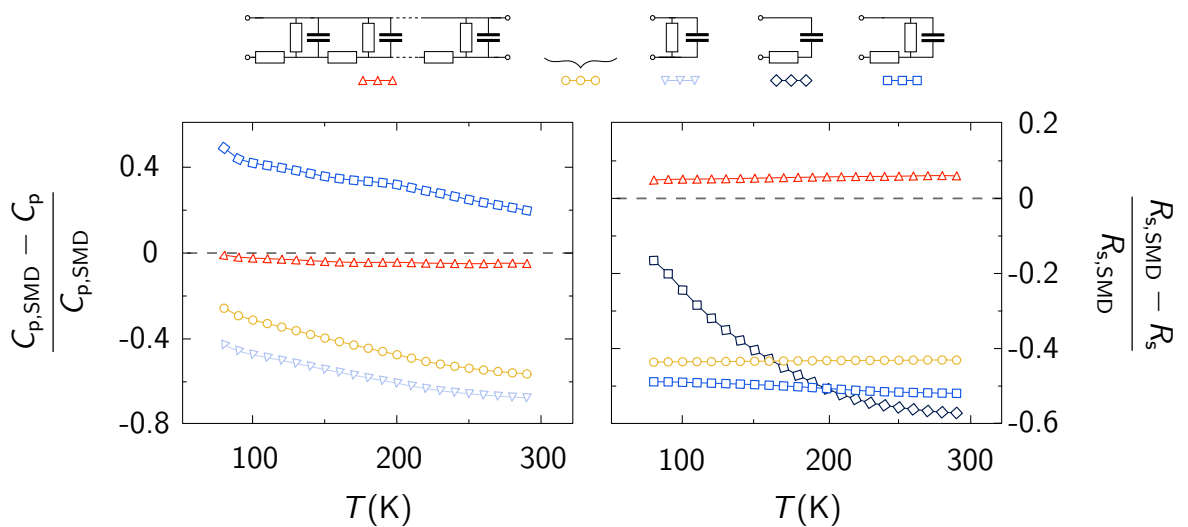
**Abbildung 3.12.:** Testschaltung T1: Simulationsschaltung des Leitermodells mit 10 Schlaufen, das für die experimentelle Evaluation der Messmethode verwendet wurde. Jede Schlaufe besteht aus drei linearen SMD-Komponenten, zwei Widerständen  $R_s = 30\text{ k}\Omega$  und  $R_p = 3\text{ M}\Omega$  und einem Kondensator  $C_p = 10\text{ nF}$ .

beträgt. Es ist also schon für Systeme, die mit wenigstens 10 einzelnen Schlaufen modelliert werden müssen, eine geeignetere Methode, im Rahmen der Zweitormethode den Grenzwert für unendlich viele Schlaufen zu betrachten.

Um die prinzipielle Abhängigkeit der Qualität dieser Methode von der Anzahl der Schlaufen zu untersuchen, wurde zunächst die Transferfunktion  $A$  und die Impedanz  $Z$  für Modelle mit verschieden vielen Schlaufen  $N$  berechnet. Dafür wurden mittels Zweitorthorie die Kettenmatrizen der einzelnen Schlaufen bestimmt und mit deren Hilfe die Admittanzmatrix des gesamten Modells berechnet (Anhang E) [192]. Die berechneten  $A$  und  $Z$  wurden anschließend mit Hilfe der Zweitormethode ausgewertet. Die relative Abweichung der berechneten Parameter ( $C_{p,N}$ ,  $R_{p,N}$ ,  $R_{s,N}$ ) von den des Modells zugrunde gelegten Parametern ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Näherung des Modells mit unendlich vielen Schlaufen schon für lineare Netzwerke mit fünf Schlaufen eine bessere Näherung darstellt, als das äquiva-

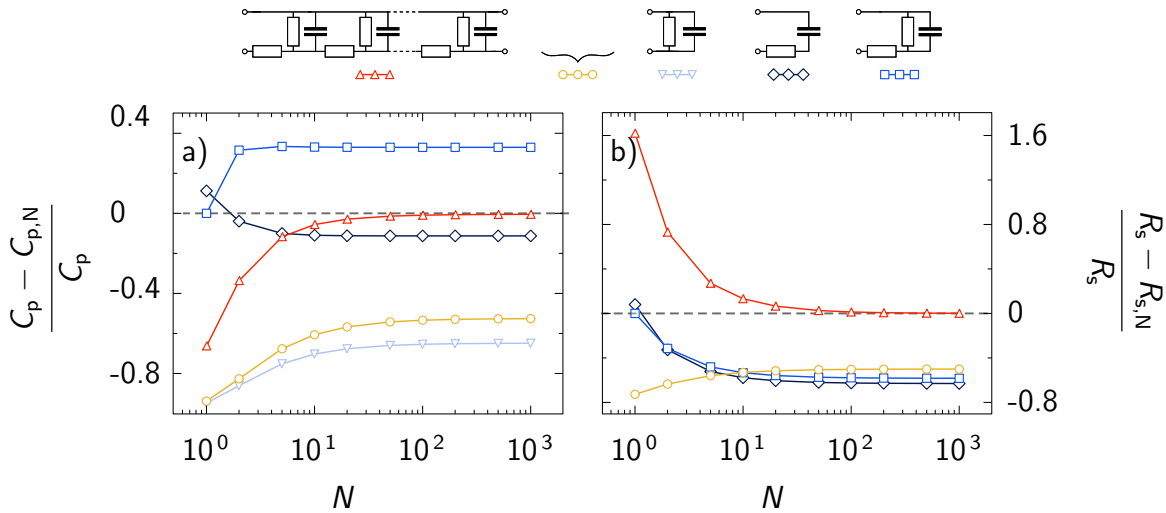


**Abbildung 3.13.:** Testschaltung T2: Parallel- bzw. Serienschaltung der einzelnen SMD-Komponenten, die für den Ersatzschaltkreis T1 verwendet wurden. Die einzelnen Komponenten wurden verwendet um deren individuelle Temperaturabhängigkeit zu bestimmen und sie anschließend mit den Ergebnissen der Messung am Ersatzschaltkreis T1 (Abb. 3.12) zu vergleichen.



**Abbildung 3.14.:** Experimentelle Evaluation der vorgestellten Messmethode. Für den Ersatzschaltkreis T1 ( $N = 10$ , Abb. 3.12) wurde temperaturabhängig  $A$  und  $Z$  gemessen. Außerdem wurde der Temperaturverlauf für die einzelnen Komponenten gemessen (T2, Abb. 3.13). Dargestellt ist die relative Abweichung der für verschiedene Modellannahmen bestimmten Größen  $C_p$  und  $R_s$  von den tatsächlich gemessenen Werten in Abhängigkeit der Temperatur. Die gelben Kreise entsprechen der Auswertung nach [181], die sowohl das Leitermodell als auch das einfache Modell verwendet.

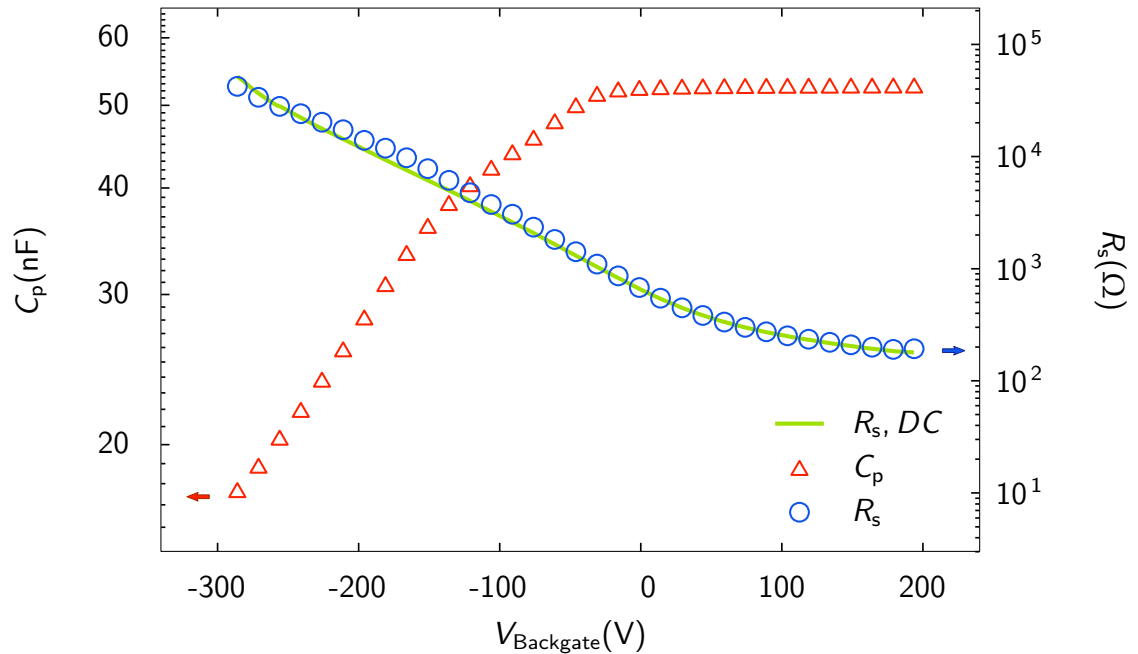




**Abbildung 3.15.:** Relative Abweichung der Kapazität  $C_p$  (a) beziehungsweise des Widerstandes  $R_s$  (b) von den entsprechenden tatsächlichen Größen. Ausgewertet wurden die für einen 10-Schleifen Ersatzschaltkreis berechneten  $A$  und  $Z$  mit den verschiedenen, zur Verfügung stehenden Modellen: Leitermodell mit unendlich vielen Schleifen (rote Dreiecke), Modell mit einer einzelnen Schleufe, Modelle aus zwei Komponenten (blaue Symbole), Korrekturmethode nach [181] (gelbe Kreise).

lente Modell mit nur einer Schleufe, falls die Widerstände  $R_s$  und  $R_p$  von vergleichbarer Größe sind. In diesem Fall wurde für die Berechnung jeweils eine Gesamtkapazität von  $C_p = 100 \text{ nF}$  und äquivalente Gesamtwiderstände  $R_s = R_p = 300 \text{ k}\Omega$  verwendet. Im Grenzfall vernachlässigbarer Leckströme und kleiner Kapazitäten sind die beiden Modelle natürlich äquivalent (nicht dargestellt).

Um die Anwendbarkeit der Zweitormethode zu prüfen, wurde ein weiteres Experiment durchgeführt. Für einen  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensator wurde mit einer konventionellen DC-Messung der Grenzflächenwiderstand in Abhängigkeit einer angelegten Backgate-Spannung bei  $T = 4,2 \text{ K}$  ermittelt. Anschließend wurde – ebenfalls bei Heliumtemperatur und in Abhängigkeit der Backgatespannung – der Grenzflächenwiderstand und die Kapazität der Probe mit der Zweitormethode ermittelt (Abb. 3.16). Es ist zu erkennen, dass der Verlauf des ermittelten Widerstands  $R_s$  für beide Methoden praktisch identisch ist. Daraus wird geschlossen, dass es sich bei der ermittelten Kapazität ebenfalls um die wahre Kapazität der Probe handelt. Insgesamt zeigt sich, dass die Zweitormethode eine sehr zuverlässige Vorgehensweise darstellt, um für Kondensatoren, die erhebliche Leckströme oder eingeschränkte Leitfähigkeit in den Elektroden aufweisen, die notwendigen Kenngrößen zu extrahieren.



**Abbildung 3.16.:** Backgate-Spannungsabhängiger Grenzschichtwiderstand einer  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Heterostruktur. Der Grenzschichtwiderstand wurde einerseits mit einer konventionellen DC-Methode gemessen, andererseits mit der vorgestellten AC-Methode. Die Kapazität wurde ebenfalls mit der entwickelten Methode bestimmt.

### 3.3.6. Anwendbarkeit der Methode auf $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensatoren

Nachdem nun ausgeführt wurde, wie man mit der eingeführten Zweitormethode (Abschnitte 3.1 und 3.3) die Kapazität von leckstrombehafteten Kondensatoren bestimmt, wird nun noch auf prinzipielle Probleme bei der Bestimmung der Kapazität von  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensatoren eingegangen.

Die wesentliche Aufgabe in dieser Arbeit bestand darin, die Kapazität von Kondensatoren auf  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Basis in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte in der Grenzschicht zu untersuchen (Abschnitt 1.2). Das bedeutet allerdings auch, dass die Ladungsträgerdichte und damit die Kapazität und der Widerstand im 2DES variiert werden müssen. Diese Ladungsträgerdichtemodulation kann typischerweise auf zwei verschiedene Arten erfolgen, nämlich durch anlegen eines elektrischen Feldes zwischen der Topgate-Elektrode und der Grenzschicht oder zwischen dem Backgate-Kontakt und der Grenzschicht [43]. Für den Fall, dass die Ladungsträgerdichtemodulation über den Backgate-Kontakt erfolgt, ist die Modellierung durch lineare Bauteile solange ausreichend, wie die Amplitude der zur Messung verwendeten Spannung genügend



klein ist, um nichtlineare Effekte in der Grenzschicht zu vermeiden. Es wird in diesem Fall angenommen, dass der Widerstand im Elektronensystem, beziehungsweise die Kapazität über das ganze Bauteil betrachtet gleichmäßig moduliert wird. Man kann das mit dem Betrieb einer Diode an ihrem Arbeitspunkt vergleichen. Durch die Backgate-Spannung wird der Arbeitspunkt des nichtlinearen Bauteils verlagert, aber an diesem Punkt bleibt es möglich, die Diode als lineares Bauteil zu beschreiben.

Wird die Modulation allerdings durch das Anlegen einer Spannung zwischen der Topgate-Elektrode und der Grenzschicht realisiert, ergibt sich der zuvor beschriebene Effekt, dass die Spannung zwischen Topgate-Elektrode und 2DES über das gesamte Bauteil erheblich variiert. Bisher nicht betrachtet wurde die damit verbundene Tatsache, dass damit auch der Widerstand in der Grenzschicht über das Bauteil verteilt lokal variiert und eine Linearisierung deswegen prinzipiell nicht möglich ist. Die Modellierung mit linearen Bauteilen verliert in diesem Fall ihre Gültigkeit.

Im Wesentlichen passiert folgendes: Der Betrag der Spannung  $U_{\text{in}}$  wird solange erhöht<sup>3</sup>, bis der Widerstand der Grenzschicht steigt. Dadurch fällt mehr Spannung entlang des Bauelements ab und damit variiert auch der Widerstand. Man erzeugt also mit größer werdenden Spannungen eine Art Flaschenhals, der es den Ladungsträgern nach und nach erschwert den Kondensator zu erreichen. Das gegenläufige Problem besteht dabei darin, dass mit größeren Widerständen in der Grenzschicht der Spannungsabfall in der Grenzschicht – und damit auch der Widerstand selbst – in immer kleineren Bereichen sehr unterschiedlich ist. Der Flaschenhals wird zwar immer enger, dafür aber kürzer (Anhang C).

Zur Bestimmung der Kapazität ist also prinzipiell die Backgate-gesteuerte Messung zu bevorzugen. Allerdings ist es nur bei tiefen Temperaturen möglich, die Backgate-gesteuerten Messungen durchzuführen, da die Dielektrizitätskonstante der verwendeten SrTiO<sub>3</sub>-Substrate nur bei diesen Temperaturen ausreichend groß ist (Unterabschnitt 1.1.1), um mit moderaten Spannungen<sup>4</sup> ein genügendes elektrisches Feld für die Ladungsträgerdichtemodulation an der Grenzfläche zu erzeugen. Bei Raumtemperatur muss in Ermangelung besserer Möglichkeiten der Topgate-Kontakt zur Modulation verwendet werden. Um ein besseres Verständnis dafür zu erhalten, ob und auf welche Art und Weise nichtlineare Bauteile unerwartete Auswirkungen auf die (Auswertung der) Messdaten haben können, wurde deshalb die Grenzschicht in einer selbstkonsistenten Rechnung simuliert (siehe Kapitel 5).

---

<sup>3</sup>Man benötigt negative Spannungen, um das Elektronensystem abzuschalten.

<sup>4</sup>Einige hundert Volt.

Eine weitere Einschränkung kann darin bestehen, dass das Modell an sich nicht hinreichend genau ist. Wenn die Leitfähigkeit des 2DES nicht mit einer einzelnen Lage von Widerständen beschrieben werden kann [67], dann müssen die Funktionen für  $A$  und  $Z$  ebenfalls angepasst werden. Allerdings tritt dann wieder das grundsätzliche Problem auf, dass es mehr Parameter gibt, als durch die gewonnene Information eindeutig festgelegt werden können. Auch die Auswirkungen dieses Szenarios auf die, mit der Zweitormethode ermittelten, Parameter wurde in einer Simulation untersucht (5).

# 4. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird zunächst der Aufbau der Messung und das prinzipielle Vorgehen beim Durchführen einer Zweitormessung erklärt und die verwendeten Parameter aufgeführt (Abschnitt 4.1). Im folgenden Abschnitt wird kurz auf die verwendeten Hardwarekomponenten eingegangen und an jeweils geeigneter Stelle begründet, warum die, im ersten Abschnitt aufgezählten, Einstellungen gewählt wurden (Abschnitt 4.2). Im abschließenden Abschnitt wird auf die automatische Steuerung der Messung und die verwendete Software eingegangen (Abschnitt 4.3).

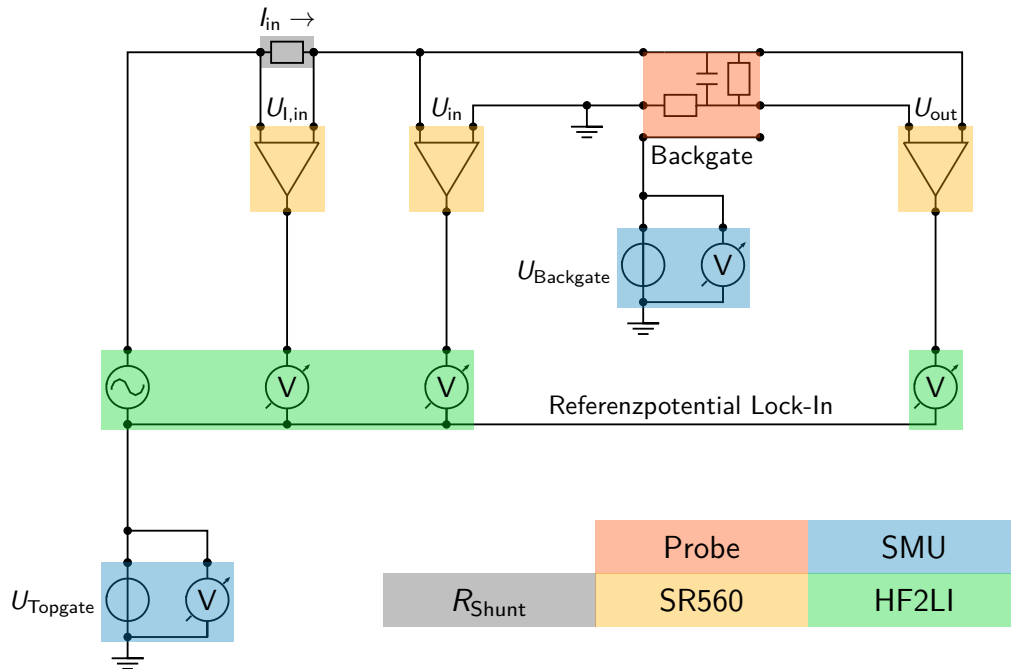
## 4.1. Prinzipieller Ablauf der Messungen

In diesem Abschnitt wird zunächst erklärt, wie eine Zweitormessung im Prinzip durchgeführt wird. Die verwendeten Messgeräte sind in Tabelle 4.1 aufgeführt, nähere Informationen und Hinweise zu den Geräten sind in Abschnitt 4.2 zu finden. Die prinzipielle Verschaltung der Messgeräte ist in Abbildung 4.1 skizziert.

Zunächst wird mit einem Lock-In-Verstärker (Zurich Instruments HF2LI, Unterabschnitt 4.2.5) eine Spannung ausgegeben, die zwischen dem Eingang des Shunt-Widerstands  $R_{\text{Shunt}}$  und der leitfähigen Grenzschicht des  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensators anliegt, wobei sich die Grenzschicht auf dem Referenzpotential befindet. Der dadurch hervorgerufene Strom  $I_{\text{in}}$  fließt zunächst durch den Shunt-Widerstand und erzeugt

**Tabelle 4.1.:** Für die Durchführung der Zweitormessungen verwendete Mess- und Steuergeräte.

Gerätetyp	Bezeichnung	involvierte Größe
Lock-In-Verstärker	HF2LI	$U_{\text{in}}, U_{\text{out}}, U_{\text{I,in}}$
Vorverstärker	SR560	$U_{\text{in}}, U_{\text{out}}, U_{\text{I,in}}$
SMU	2612A, 2410	$U_{\text{Topgate}}, U_{\text{Backgate}}$
Temperatursteuergerät	CTC100	$T$



**Abbildung 4.1.:** Skizze des Schaltplans zur Messung der Kapazität mit Hilfe der vorgestellten Zweitormethode (Kapitel 3). In unserem Aufbau wurde der Strom, der in die Probe fließt, mit Hilfe eines Shunt-Widerstandes gemessen. Die Temperaturmessung ist nicht eingezeichnet, da sie elektrisch vollkommen unabhängig von der Zweitormessung stattfindet.

an diesem einen Spannungsabfall, der mit einem Vorverstärker (Stanford Research Systems SR560, Unterabschnitt 4.2.3) verstärkt und am Lock-In-Verstärker gemessen wird. Weiter fließt dieser Strom durch die zu untersuchende Probe und ruft dort die Spannungen  $U_{\text{in}}$  und  $U_{\text{out}}$  hervor, die ebenfalls durch einen Vorverstärker verstärkt und an Lock-In-Verstärkern gemessen werden. Zusätzlich anzulegende Bias-Spannungen werden am Topgate von einer SMU (Keithley 2612A, Unterabschnitt 4.2.2) erzeugt und über den Addierer des Lock-In-Verstärkers auf die AC-Ausgangsspannung des Lock-In-Verstärkers addiert. Diese aufmodulierte DC-Spannung wird von den Vorverstärkern durch ein entsprechendes Hochpassfilter wieder eliminiert.

Anzulegende Bias-Spannungen am Backgate werden ebenfalls durch eine SMU (Keithley 2410) zur Verfügung gestellt, aber im Gegensatz zur Topgate-Spannung direkt zwischen Grenzschicht und Backgate der Probe angelegt. Die wesentlichen Einstellungen der Geräte, die im vorhanden Messaufbau verwendet werden, sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Der Ablauf einer Zweitormessung ist nun wie folgt. Zunächst wird die Messelektronik mit Hilfe eines präzisen Styroflex-Kondensators ( $C = 22 \text{ nF}$ ), einer Dummy-Probe,

**Tabelle 4.2.:** Standardeinstellungen der verwendeten Messgeräte für die Zweitormessung an den  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -basierten Kondensatoren. HF2LI bezeichnet die verwendeten Lock-In Verstärker, SR560 die verwendeten Vorverstärker und 2612A beziehungsweise 2410 die verwendeten SMU. Falls mehr als ein Wert aufgeführt ist, so ist die Einstellung bezüglich der Messfrequenz des Lock-In-Verstärkers zu verstehen, ansonsten handelt es sich um eine universelle Einstellung, die für alle verwendeten Messfrequenzen gültig ist.

Gerät	Einstellung	Wert							
HF2LI	$f$ (Hz)	7	19	67	211	673	2002	6743	
	$U_{\text{LI}}$	20 mV <sub>RMS</sub>							
	Ausgangsspannungsbereich	0,1 V							
	Eingangsspannungsbereich	2,1 V <sub>RMS</sub>							
	Kammfilter	aktiv							
SR560	$f_{\text{Hochpass}}$ (Hz)	0,3	1	3	10	30	100	300	
	$f_{\text{Tiefpass}}$ (kHz)	0,1	0,3	1	3	10	30	100	
	Verstärkung $U_{\text{in,out}}$	10							
	Verstärkung $U_{\text{shunt}}$	1000	200	100	20	10	2	1	
	Differentielle Messung	aktiv							
	Rauscharme Messung	aktiv							
	Batteriebetrieb	aktiv							
	Shunt-Widerstand	10 k $\Omega$							
	Kopplung	AC							
	2612A	Spannungsbereich	2 V						
Strommessbereich		100 $\mu\text{A}$							
Stromgrenzwert		20 $\mu\text{A}$							
2410	Spannungsbereich	1100 V							
	Strommessbereich	100 nA							
	Stromgrenzwert	10 nA							

kalibriert. Dies ist notwendig, da durch die Verwendung der verschiedenen Vorverstärker, Verstärkungsfaktoren und Filtereinstellungen die Phasenlagen der einzelnen Spannungskanäle der Lock-In-Verstärker in einem unbekanntem spezifischen Verhältnis zueinander stehen (Unterabschnitt 4.2.5). Der Styroflex-Kondensator wird verwendet, weil er praktisch keine Leckströme aufweist und deshalb gut geeignet ist, eine möglichst präzise Kalibration der Phasenwinkel der Messsignale der verwendeten Lock-In-Verstärker untereinander zu erreichen. An dieser Stelle wird kein Widerstand verwendet, da es sehr viel genauer funktioniert, die Phase anhand eines Nulldurchgangs im Messsignal zu bestimmen, anstatt anhand eines Maximums. Für die Kalibrierung werden dieselben Einstellungen der Messgeräte und Verstärker verwendet, wie sie auch zur Zweitormessung verwendet werden. Nun wird die AC-Spannung, die zur Messung verwendet wird an der Dummy-Probe angelegt. Nachdem sich die Spannung stabilisiert hat, wird auf allen Kanälen, die zur Messung verwendet werden, die Phasenlage der Spannungssignale gemessen. Diese gemessene Phasenlage wird nun als Referenzphasenlage für ein rein kapazitives Messsignal verwendet. Sobald diese Kalibrierung abgeschlossen ist, werden die Vorverstärker geerdet (Kopplung auf Erdpotential, d.h. beide Eingänge des differentiellen Verstärkers werden geerdet) und es wird die Probe angeschlossen. Falls Gate-Spannungen angelegt werden sollen, werden die entsprechenden SMU nun auf 0 V Ausgangsspannung gestellt, angeschlossen und ebenfalls eingeschaltet. Sobald die Probe angeschlossen ist, wird die Spannung des Lock-In-Verstärkers angelegt und anschließend die Kopplung des Messsignals des Vorverstärkers wieder auf AC umgestellt (Unterabschnitt 4.2.3). Nun können alle erforderlichen Signale der Zweitormessung ( $U_{in}$ ,  $I_{in}$ ,  $U_{out}$ ) bestimmt und gegebenenfalls die Gate-Spannungen und Temperatur variiert werden. Nähere Details, die bei der Messung und der Einstellung der einzelnen Geräte zu beachten sind, werden in den entsprechenden Unterabschnitten im Abschnitt über die verwendeten Messgeräte aufgeführt (4.2).

## 4.2. Verwendete Hardware

In diesem Abschnitt werden kurz die Mess- und Steuergeräte vorgestellt, die zur Durchführung der Zweitormessung verwendet werden. Außerdem werden etwaige systematische Fehler, die durch diese Geräte oder unbedachte Verwendung derselben verursacht werden können, angeführt und die Parameter erklärt, die für die Zweitormessung



**Abbildung 4.2.:** Probenstab, der für die Messungen im Heliumfass verwendet wurde. Links sieht man das Ende mit dem abgedeckten Messkopf, rechts die beiden Anschlüsse für die Temperaturmessung (oben) und für den Messkopf (unten).

messung verwendet werden.

### 4.2.1. Probenstab

Zur temperaturabhängigen Messung, beziehungsweise Messung der Transporteigenschaften der Proben bei tiefen Temperaturen, wurde der in Abbildung 4.2 gezeigte Probenstab verwendet. Hierbei handelt es sich um einen einfachen Probenstab, der im wesentlichen aus einem vakuumdichten Rohr besteht, in dem die Leitungen zu den Kontakten des Messkopfes durch einfache, verdrehte Aderpaare aus Kupfer ausgeführt sind. Innerhalb des Probenstabes sind entlang des Probenstabes einige Stahlplättchen montiert, die den selben Durchmesser haben wie das Rohr, um Verluste durch Wärmestrahlung zu reduzieren. Die Messung der Temperatur findet auf dem Messkopf des Probenstabes statt. Dafür wird eine auf dem Messkopf montierte Siliziumdiode und das Temperatursteuergerät CTC100 (Unterabschnitt 4.2.4) verwendet. Zur Temperatursteuerung wird der Probenstab mit einer Seilwinde, die an der Labordecke montiert ist, in das Heliumfass abgesenkt. Die Lage des Probenstabes gegenüber der Oberfläche des flüssigen Heliums in dem Heliumfass legt dann die Temperatur der Probe fest. Die Seilwinde wird von einem Arduino-basierten Steuergerät über den Computer gesteuert. Die hierzu verwendete Heuristik wird im Unterabschnitt über die Steuersoftware kurz erläutert (Unterabschnitt 4.3.3).

### 4.2.2. Quellen- und Messeinheiten

Zur Bereitstellung der Gate-Spannungen für die Zweitormessung, sowie zur DC-Charakterisierung der Proben werden die SMU Keithley 2612A und Keithley 2410 benutzt. Backgate-Spannungen werden mit dem Keithley 2410 angelegt. Dieses Gerät bietet den Vorteil, dass es Spannungen von bis zu 1100 V zur Verfügung stellen kann [200]. Hierbei sollte beachtet werden, dass typische Koaxialkabel nur bis 400 V belastbar sind. Die Topgate-Spannungen für die Zweitormessungen wurden typischerweise



durch das Keithley 2612A angelegt [201]. Dabei muss beachtet werden, dass die Grenzwerte für den maximalen Strom an den Eingangswiderstand des verwendeten Addierers des Lock-In-Verstärkers angepasst werden müssen (hier  $1\text{ M}\Omega$ ), da die Spannung ansonsten begrenzt wird. Für die DC-Messungen muss bei beiden Geräten berücksichtigt werden, dass es sich bei den verwendeten  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Kondensatoren um sehr kapazitive Proben handelt und deshalb auf ausreichend lange Stabilisierungszeiten zwischen dem Anlegen einer Spannung und der Messung des dazugehörigen Stromes geachtet wird.

Der folgende Aspekt muss gerade bei der Vermessung großer Widerstandsbereiche, wie sie bei Transportmessungen an FET typischerweise auftreten, bedacht werden. Bei der Verwendung der automatischen Messbereichseinstellung kann es beim Umschalten der Messbereiche zu Sprüngen in den Messgrößen kommen. Der Grund hierfür ist, dass sich die Eingangsimpedanz der SMU für verschiedenen Messbereiche unterscheidet. Für die Verwendung der Geräte als Topgate-Spannungsquelle für die Zweitormessung ist außerdem zu berücksichtigen, dass die Gate-Spannung schrittweise erhöht werden muss und nicht in jedem Fall der nächste Ausgangswert direkt eingestellt werden darf. Der Grund hierfür ist, dass durch das Erhöhen der Spannung eine Stufe auf des AC-Signal addiert wird. Im Idealfall wird das zu messende Signal aber durch die Vorverstärker soweit verstärkt, dass die Lock-In-Verstärker möglichst weit ausgereicht werden, um eine möglichst hohe Präzision der Messung zu erreichen. Daraus ergeben sich zwei einander ähnliche Probleme. Das erste ist, dass diese Spannungsstufe an der Eingangsstufe des Vorverstärkers abfällt. Falls der Vorverstärker hier schon im Grenzbereich betrieben wird, kann es zur Zerstörung der Eingangsstufe kommen (Unterabschnitt 4.2.3). Falls der Vorverstärker diese Stufe verkraftet, werden zusätzlich zum Messsignal diejenigen Fourier-Komponenten der Stufe, die nicht gefiltert werden ebenfalls verstärkt und an den Lock-In-Verstärker weitergereicht.

Um eine optimale Genauigkeit, vor allem bezüglich der Phasenlage der anliegenden Spannungen zu erreichen, wird der Lock-In-Verstärker so betrieben, dass das stabile Spannungssignal einen möglichst großen Teil des gesamten Messbereichs verwendet. Wenn nun eine Spannungsstufe, wie sie beim variieren der Topgate-Spannung entsteht, so groß ist, dass die Gesamtspannung schließlich größer ist, als der verwendete Messbereich erlaubt, wird der Lock-In-Verstärker übersteuert. Im günstigen Fall geht die Information über die Phasenlage des Signals verloren, im weniger günstigen Fall wird die Eingangsstufe des Lock-In-Verstärkers zerstört. Deshalb muss beim Verän-

dern der Topgate-Spannung darauf geachtet werden, dass die Änderung der Spannung nur ein Bruchteil der anliegenden AC-Spannung der Zweitormessung beträgt. Bei den Durchgeführten Messungen wurde die anliegende Bias-Spannung typischerweise in Schritten von 1 mV verändert, während das anliegende Nutzsignal eine Amplitude von 20 mV hatte.

### 4.2.3. Vorverstärker

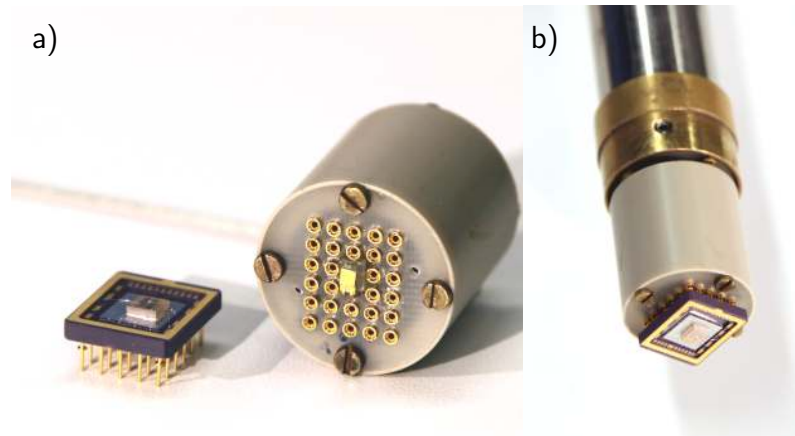
Zur Messung aller AC-Spannungen im Rahmen der Zweitormethode wurden Vorverstärker des Typs SR 560 von Stanford Research Systems verwendet [202]. Der wesentliche Grund für ihren Einsatz ist, dass sie im Gegensatz zu den Verwendeten Lock-In-Verstärkern einen äußerst hohen Eingangswiderstand ( $> 10^8 \Omega$ ) bei gleichzeitig vertretbar geringer Kapazität ( $< 25 \text{ pF}$ ) haben. Das ist im Fall der Zweitormethode besonders wichtig, da sonst – gerade im Bereich der Verarmung der Proben – im wesentlichen die Eingangsimpedanz der Lock-In-Verstärker vermessen würde. Diese Geräte bieten außerdem den Vorteil, dass sie mit Batterien betrieben werden, was die Gefahr von Erdschleifen bei der Verwendung vieler Messgeräte erheblich reduziert und zudem sehr rauscharme Messungen ermöglicht.

Für die Verwendung von Topgate-Spannungen ist es außerdem ein unentbehrlicher Vorteil, dass es sich um Differenzverstärker mit hoher Gleichtaktunterdrückung (Common Mode Rejection Ratio, CMRR) handelt und dass sie die Möglichkeit bieten, das Eingangssignal mit Hochpass- und Tiefpassfiltern zu filtern, bevor es zur Messung verstärkt wird [202]. Durch diese Filter werden auch die verwendeten Messfrequenzen bestimmt, die auf einer logarithmischen Skala zentral zwischen jeweils zwei Grenzfrequenzen dieser Filter liegen ( $f_{\text{LI}} = 7, 19, 67, 211, 673, 2002, 6674 \text{ Hz}$ ). Die krummen Zahlen der Frequenzen ergeben sich wegen des Kammfilters, der im Lock-In-Verstärker für kleine Frequenzen verwendet wird, für dessen ordnungsgemäße Funktion die Abtastrate der Messsignalerfassung exakt einem Vielfachen der Messfrequenz entsprechen muss. Da es technisch schwierig ist diese Abtastrate anzupassen<sup>1</sup>, wird stattdessen die Messfrequenz an die Abtastrate angepasst [203].

Es sei ebenfalls erwähnt, dass der Eingangsverstärker und der dahinter verbaute Operationsverstärker sehr sensibel auf Überspannung reagieren. Glücklicherweise ist es einfach, diese beiden Bauteile zu wechseln und den Verstärker neu zu kalibrieren

---

<sup>1</sup>Nichtganzzahlige Faktoren sind nicht möglich und die Grundfrequenz wird durch einen Schwingquarz vorgegeben.



**Abbildung 4.3.:** Messkopf des Probenstabes mit der zentral installierten Siliziumdiode DT-470 zur Temperaturmessung neben dem Probenhalter mit Probe (a). Probenstab mit Probenhalter und Probe auf dem Messkopf (b).

[202], wenn man weiß welche Bauteile man – anstelle der nicht mehr produzierten Originale – verwenden kann. Als Eingangsverstärker kann Linear Systems LKS389B [204] verwendet werden und als Operationsverstärker Burr-Brown OPA37 [205]. Ein weiterer Punkt, der bei der Verwendung von anliegenden Topgate-Spannungen unbedingt beachtet werden muss, ist, dass die Vorverstärker eine maximale Eingangsspannung von 3 V aushalten können – ein Wert der durchaus im Bereich verwendeter Topgate-Spannungen liegt.

#### 4.2.4. Temperatursteuergerät

Zum Messen der Temperatur wurde der Temperaturregler CTC100 von Stanford Research Systems [206] mit einer Siliziumdiode DT-470 von Lake Shore betrieben. Mit dieser Kombination kann die Temperatur in einem Temperaturbereich von 1.4 K bis 500 K präzise gemessen werden ( $\pm 10$  mK an der Diode [207]). Der wesentliche systematische Messfehler bei der Temperaturmessung wird dadurch erzeugt, dass die Temperatur nicht auf dem Probenhalter direkt neben der Probe stattfindet, sondern unterhalb des Probenhalters (Abb. 4.3). Das hat den Vorteil, dass dieselbe Diode für jede Messung verwendet werden kann, ohne dass sie für jede Messung neu auf dem Probenhalter montiert werden muss. Der Nachteil ist, dass die Temperaturunterschiede zwischen Probe und Siliziumdiode erheblich sein können. Dem wird entgegengewirkt,

indem die Temperatur nur langsam variiert wird, in unserem Fall mit einer Sollrate von  $0.1 \text{ Ks}^{-1}$  (Abschnitt 4.3.3).

#### 4.2.5. Lock-In-Verstärker

Zur Durchführung der Zweitormessung wurden zwei HF2LI Lock-In-Verstärker von Zurich Instruments verwendet [203]. Der Grund dafür ist, dass es notwendig ist drei Lock-In-Einheiten zu benutzen um die Phasenlage der Messgrößen  $U_{\text{in}}$ ,  $U_{\text{out}}$  und  $I_{\text{in}}$  zu bestimmen (Abschnitt 4.1). Typischerweise wird durch das Anlegen der Ausgangsspannung des Lock-In-Verstärkers an einem großen Shunt-Widerstand  $R_{\text{Shunt}}$ , der sehr viel größer sein muss als die Impedanz der zu untersuchenden Probe, ein bekannter Strom erzeugt. In diesem Fall wäre es nur noch notwendig die beiden unbekannt Spannungen  $U_{\text{in}}$  und  $U_{\text{out}}$  zu bestimmen, wofür zwei Lock-In-Einheiten und damit nur ein Messgerät notwendig wären.

Auf diese konventionelle Herangehensweise, einen sehr großen  $R_{\text{Shunt}}$  zu benutzen, wurde verzichtet. Zwar kann man, unter der Voraussetzung, dass  $R_{\text{Shunt}}$  im Vergleich zur Probenimpedanz sehr groß ist, auf eine Strommessung verzichten, allerdings ist diese Voraussetzung im Fall wenig leitfähiger Proben nicht gegeben. Die Konsequenz daraus ist, dass im Fall der Entvölkerung des Elektronensystems eine unkontrollierte (hohe) Spannung an der Probe abfällt und diese eventuell zerstört. Außerdem ist der Strom in diesem Fall unbestimmt. Deshalb wurde eine dritte Lock-In-Einheit verwendet, um den Strom zu messen.

Bei der Verwendung zweier, voneinander unabhängiger Lock-In-Verstärker tritt das grundsätzliche Problem auf, dass die Phasenbeziehungen zwischen den einzelnen Geräten nicht festgelegt sind. In diesem Zusammenhang ermöglichen die HF2LI einen phasenstabilen Dauerbetrieb aus folgenden beiden Gründen. Erstens befinden sich in jedem Hf2LI zwei Lock-In Einheiten, sodass für die Zweitormessung nur zwei HF2LI benötigt werden, die aufeinander abgestimmt werden müssen. Zweitens kann der interne, taktgebende Schwingquarz zur digitalen Datenverarbeitung eines Gerätes ebenso für das andere Gerät verwendet werden. Deshalb ist eine relative Phasendrift aufgrund leichter Unterschiede im Schwingquarztakt praktisch ausgeschlossen und das Problem der unbestimmten Phasenlage der beiden Geräte kann durch entsprechende Kalibrierung gelöst werden.

Ein weiterer wesentlicher Vorteil an diesen Geräten ist die Möglichkeit, dass über den integrierten Addierer Gleichspannungen von bis zu 10 V auf die Quellenspannung ad-

diert werden können und so sehr einfach die Anwendung hoher Topgate-Spannungen während der Wechselstrommessung realisiert werden kann. Ein Manko an diesen Geräten ist die Datenübertragung über einen Universal Serial Bus(USB)-Anschluss, was Probleme mit Erdschleifen erzeugen kann, weil mehrere Geräte über einen gemeinsamen Computer angesteuert werden und USB-Anschlüsse typischerweise nicht erdfrei ausgeführt sind [203].

## 4.3. Verwendete Software

In den folgenden Unterabschnitten werden die zur Steuerung der Messungen und zur Datenaufnahme verwendeten LabVIEW™-Programme, die programmiert wurden, kurz zusammengestellt. Sie wurden zur Datenerhebung bei allen Messungen, die in Kapitel 6 diskutiert werden, verwendet. Alle Programme stehen mit den zugehörigen Unterprogrammen auf dem gruppeninternen Server zur Verfügung.

### 4.3.1. Zweitormessung: MAN\_AZM\_2.x.x.vi

Dieses Programm zur Durchführung der (Gate-Spannungs- und Temperaturabhängigen) Zweitormessung basiert auf einem einfachen Zustandsautomaten. Das bedeutet, dass sich dieses Programm abhängig von seinem Zustand verhält. Im Grundzustand ist der Messaufbau messbereit und das Programm nimmt sukzessive neue Datenpunkte auf, verarbeitet die Daten und speichert sie. Daneben gibt es Zustände, die den Messaufbau als zum Beispiel nicht initialisiert, nicht kalibriert oder ähnlich beschreiben und das Verhalten dementsprechend anpassen. Das bietet den Vorteil, dass das Programm bei Bedarf durch neue Zustände erweitert werden kann.

Nach dem Programmstart werden zunächst alle angeschlossenen SMU und Lock-In-Verstärker, die von dem Programm erkannt werden, initialisiert und die Temperaturkontrollsoftware (Unterabschnitt 4.3.3) gestartet. Nun können alle relevanten Parameter zur Steuerung der Gate-Spannung eingestellt werden. Die Lock-In-Verstärker werden dabei über deren Software (ZIControl [203]) gesteuert und liefern ihre Einstellungsdaten automatisch an das Programm (Abb. 4.4 ). Falls die Phasenlage der Lock-In-Verstärker kalibriert werden soll, muss zunächst der Kalibrierkondensator anstelle der Probe eingebaut werden (Unterabschnitt 4.2.5). Sobald die Spannung am Kondensator anliegt <sup>2</sup>, kann man die Kalibrierung starten und es werden 100 Messzy-

---

<sup>2</sup>Die Lock-In-Verstärker messen kontinuierlich weiter.

klen durchlaufen, um die Phasenbeziehungen zwischen den verschiedenen Spannungssignalen zu ermitteln. Diese Phasenverschiebungen werden abgespeichert und später verwendet, um aus den gemessenen Spannungen die tatsächlichen Phasenbeziehungen zu ermitteln. Danach wird man aufgefordert die Probe anzuschließen. Sobald die Probe angeschlossen ist (Abschnitt 4.1), wird der Messzyklus gestartet und zeitlich in regelmäßigen Abständen ein Messpunkt ( $T, U_{\text{in}}, U_{\text{out}}, I_{\text{in}}, U_{\text{Topgate}}, U_{\text{Backgate}}, t$ ) aufgenommen. Die Messdaten werden direkt in einer temporären Messdatei protokolliert, um einen möglichen Datenverlust durch Programmfehler zu verhindern. Außerdem werden dadurch die im Speicher vorgehaltenen Datenmengen gering gehalten. Die Software funktioniert nun wie ein Serverprogramm, das Messdaten liefert und gleichzeitig Einstellungen entgegennimmt. Dadurch können die Spannungswerte für die anliegenden Topgate- und Backgate-Spannungen variiert beziehungsweise die Temperatur der Probe verändert werden (Unterabschnitt 4.3.3). Zum Abschluss der Messung werden alle Gate-Spannungen kontrolliert auf 0 V gefahren (Unterabschnitt 4.2.3) und die Messdaten mit einem Kopf, der Informationen über die Messung enthält, in eine weitere Datei geschrieben.

### 4.3.2. DC-Messung: UUI\_3.x.x.vi

Dieses Programm wurde verwendet, um DC-Messungen durchzuführen. Im Kern handelt es sich um ein ereignisgesteuertes Server-Programm, das einerseits Messdaten zusammenstellt und andererseits auftretende Ereignisse an die geladenen Dienstnutzer (Steuerprogramme für die verwendeten Messgeräte) weiterleitet. So werden zum Beispiel für eine temperaturabhängige Messung eines Flächenwiderstands mit der Van-der-Pauw-Methode [208, 209] zwei Steuerprogramme für SMU und ein Steuerprogramm für die Temperatur geladen (Abb. 4.5). Während die einzelnen Messpunkte kontinuierlich aufgenommen werden, kann man alle Parameter der SMU extern kontrollieren<sup>3</sup>. Der hauptsächliche Nutzen des Programms besteht darin, dass auf sehr einfache Weise Daten mit verschiedensten Messgeräten zeitlich korreliert aufgenommen werden können<sup>4</sup>, es aber sehr flexibel ist, was die Anzahl und die Art der einzubindenden Messgeräte betrifft.

---

<sup>3</sup>Ebenfalls durch Programme, die dann einen vorgegebenen Spannungsverlauf durchfahren oder Ähnliches.

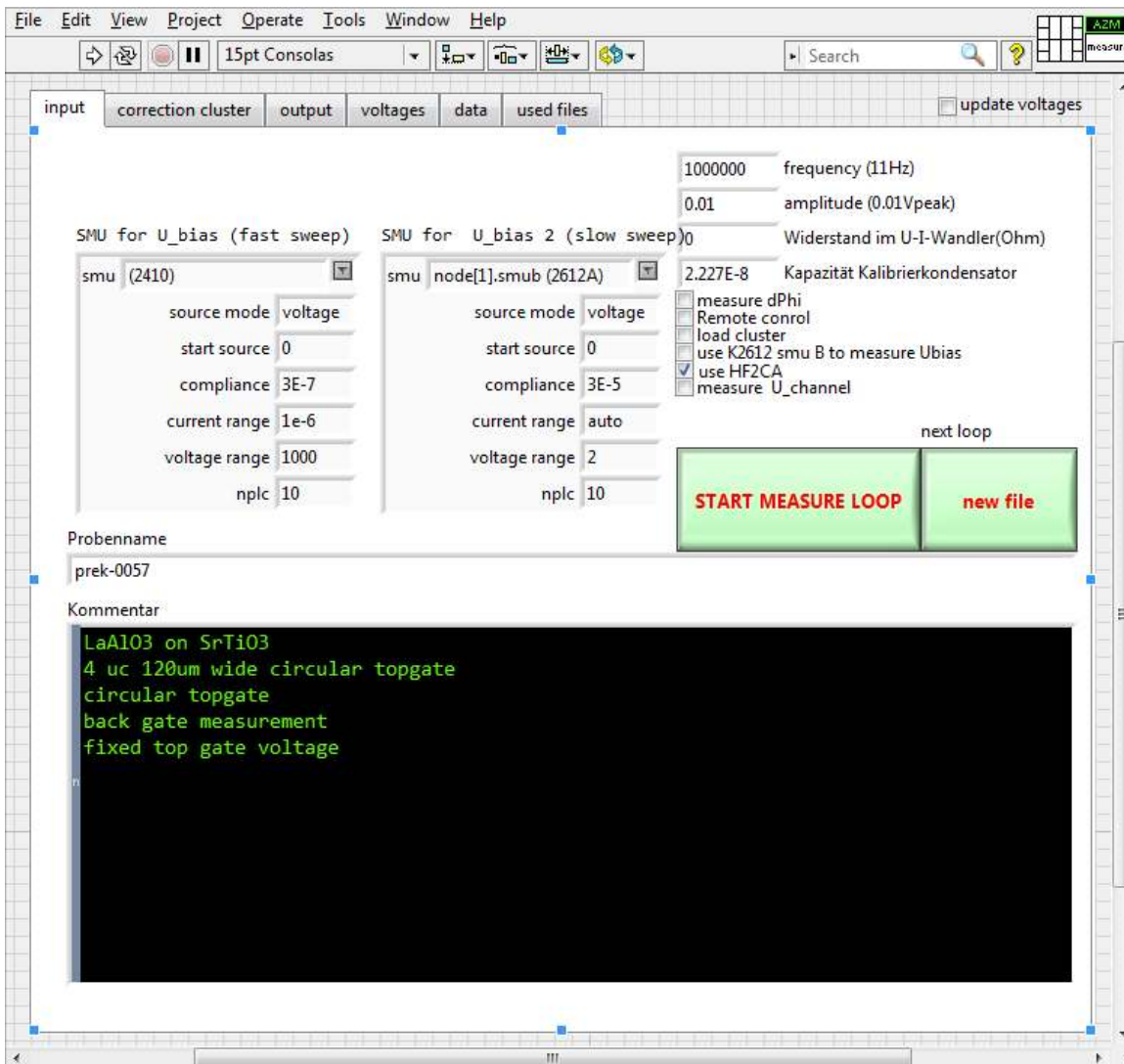
<sup>4</sup>Alle Messgeräte verwenden das selbe Trigger-Ereignis

### 4.3.3. Temperatursteuerung: MAN\_TMP\_1.x.vi

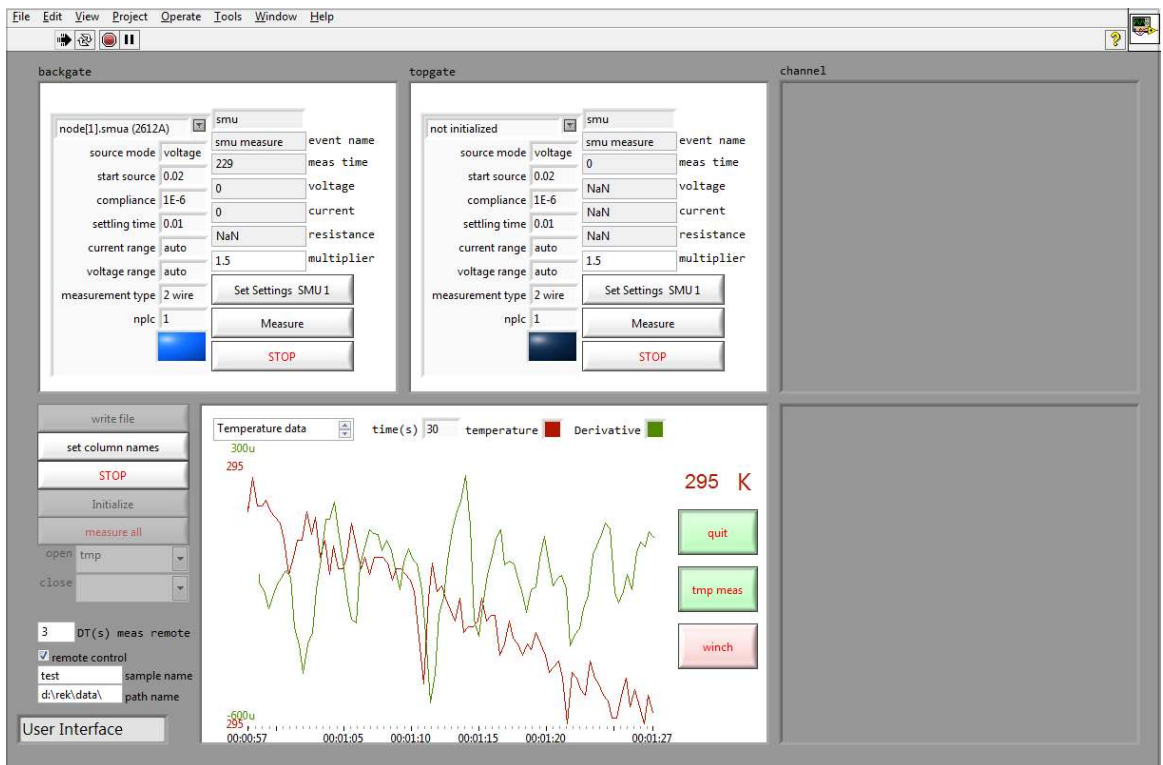
Dieses Programm wurde in allen Fällen verwendet, um die Temperaturen der Probe zu messen und zu steuern. Im Prinzip misst es regelmäßig die Temperatur der Siliziumdiode auf dem Messkopf (Unterabschnitt 4.2.4) und stellt anhand des Temperaturverlaufes die momentane Änderung der Temperatur fest. Ändert sich die Temperatur schneller, als ein vorgegebener Sollwert, so wird die Bewegung des Probenstabs in Abhängigkeit der Abweichung verlangsamt beziehungsweise gestoppt. Die Geschwindigkeit des Probenstabes wird durch Variation der Intervalllänge zwischen den einzelnen Bewegungsschritten umgesetzt. Ändert sich die Temperatur zu langsam, so wird die Bewegung beschleunigt, d.h. die Intervalle zwischen den einzelnen Schritten verkürzt.

Die gesamte Steuerung könnte auch durch einen PID-Regler übernommen werden, allerdings zeigt sich, dass die verwendete Heuristik vollkommen ausreichend ist, um stabile Aufheiz- und Abkühlraten von  $\Delta T = \pm 0,1 \text{ Ks}^{-1}$  zu realisieren. Schnellere Raten erscheinen im Rahmen der bauartbedingten, möglichen Präzision der Temperatursteuerung und -messung (Unterabschnitt 4.2.4) nicht sinnvoll zu sein.

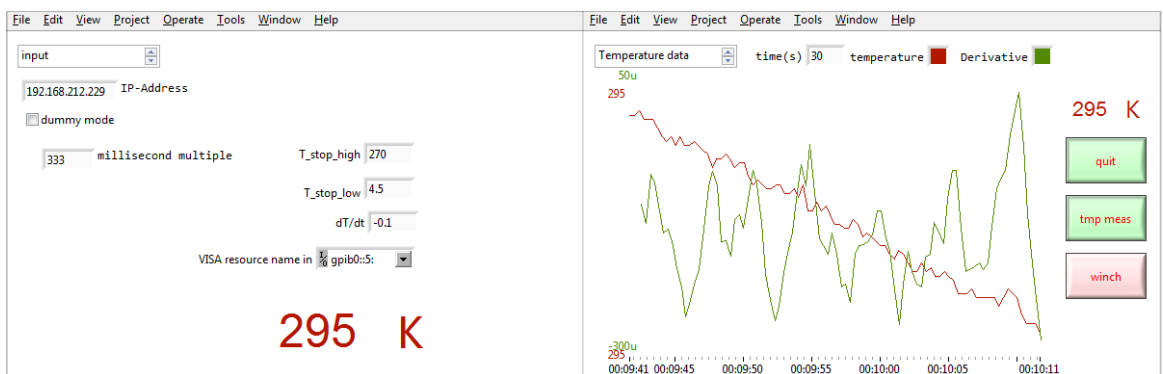




**Abbildung 4.4.:** Benutzerschnittstelle zum Messprogramm für Zweitormessungen. Es ist die Eingabemaske für die Steuerdaten zu sehen.



**Abbildung 4.5.:** Benutzerschnittstelle des Serverprogramms UI\_3.x.x.vi. Es sind zwei Programme zur Steuerung von SMU und eines zur Temperatursteuerung geladen.



**Abbildung 4.6.:** Benutzerschnittstelle des Programms zur Steuerung der Temperatur. Im Wesentlichen können die Temperaturabtastrate, die Temperaturveränderungsrate und Temperaturgrenzen zum Abschalten der Steuerung vorgegeben werden (links). Es werden die Temperatur sowie deren erste zeitliche Ableitung verfolgt (rechts).

# 5. Simulation

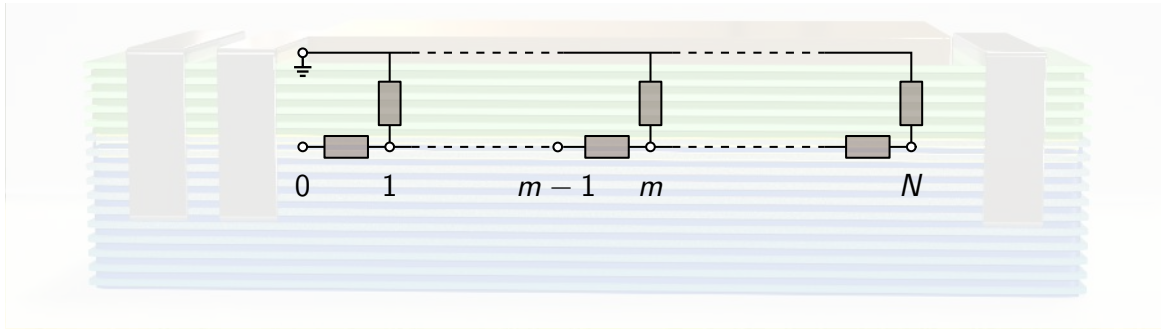
Wie im letzten Abschnitt von Kapitel 3 beschrieben, können nichtlineare Effekte bei Topgate-gesteuerten Messungen die Widerstandsverteilung im Bauteil maßgeblich bestimmen. Zusätzlich wird die gesamte Leitfähigkeit nicht durch eine einzelne  $\text{TiO}_2$ -Lage realisiert, sondern durch mehrere dieser Lagen. Um herauszufinden, inwieweit dieses Verhalten Einfluss auf die Messergebnisse nimmt, um die Messergebnisse besser interpretieren zu können und um zu beurteilen ob ungünstiges (lineares) Verhalten zu Überhöhungen in der Kapazität führen kann, wurden die im folgenden beschriebenen Simulationsrechnungen durchgeführt.

Die selbstkonsistente Simulationsrechnung ist der Inhalt des ersten Abschnitts in diesem Kapitel (Abschnitt 5.1). Darin wird zunächst das zu lösende Problem beschrieben (Unterabschnitt 5.1.1) und die zur Lösung verwendete Admittanzmatrixmethode eingeführt. Im folgenden Unterabschnitt wird die selbstkonsistente Berechnungsmethode beschrieben, die auf der Admittanzmatrixmethode basiert (Unterabschnitt 5.1.2). Anschließend folgen in Abschnitt 5.1.3 die Ergebnisse dieser selbstkonsistenten Simulation.

Im zweiten Teil dieses Kapitels (Abschnitt 5.2) wird die Rechnung beschrieben, die durchgeführt wurde, um der Frage nachzugehen, welchen Einfluss es auf die Messergebnisse haben kann, wenn man nicht von einer einzelnen leitfähigen  $\text{TiO}_2$ -Lage im 2DES ausgeht, sondern von mehreren. In Unterabschnitt 5.2.1 wird das verwendete Modell beschrieben und im Anschluss die möglichen Auswirkungen dargestellt (Unterabschnitt 5.2.2).

## 5.1. Selbstkonsistente Berechnung von $A$ und $Z$ für ein nichtlineares Modell

In diesem Abschnitt wird eine Methode zur selbstkonsistenten Berechnung der Transferfunktion  $A$  und der Impedanz  $Z$  eines nichtlinearen Modells für die  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -



**Abbildung 5.1.:** Netzwerk aus Impedanzen, wie es für die Simulation verwendet wird. Für die Simulation wird ein Netzwerk aus  $N$  Schleifen verwendet. Jede einzelne Schleife besteht hierbei aus einer Impedanz entlang des 2DES und einer Impedanz zwischen 2DES und Topgate-Elektrode. Die Bezeichner der einzelnen Komponenten sind in Abbildung 5.2 beispielhaft für die  $m$ -te Schleife aufgeführt.

Kondensatoren beschrieben und mögliche Auswirkungen dieser Nichtlinearität auf die Interpretation der Messergebnisse dargestellt.

### 5.1.1. Admittanzmatrixmethode

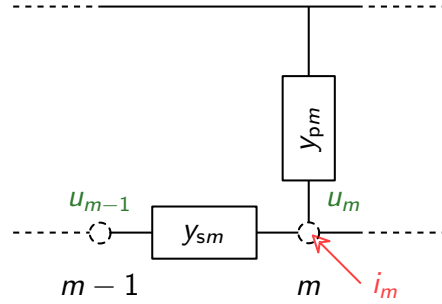
Mittels linearer Netzwerktheorie und der Admittanzmatrixmethode kann man auf relativ einfache Art und Weise in einem linearen Netzwerk die Spannungen berechnen, welche an den linearen Bauteilen anliegen. Im Wesentlichen handelt es sich dabei um die konsequente Anwendung der Kirchhoffschen Regeln [210]. Für ein gegebenes Netzwerk aus linearen Bauteilen gilt es, folgende lineare Gleichung zu lösen.

$$\mathfrak{Y}\mathbf{U} = \mathbf{I}, \quad (5.1)$$

wobei  $\mathfrak{Y}$  die Admittanzmatrix des linearen Netzwerks ist. Der Vektor  $\mathbf{I}$  enthält alle Ströme, die extern in das Netzwerk eingespeist werden – nicht die Ströme, die im Netzwerk zwischen den Knoten fließen.

Der Vektor  $\mathbf{U}$  enthält die Spannungen, die an den einzelnen Knoten des Netzwerks bezüglich des Bezugspotentials anliegen (Abb. 5.2),

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_N \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{I} = \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_N \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$



**Abbildung 5.2.:** Schematische Darstellung der einzelnen Komponenten der  $m$ -ten Schleife des elektrischen Netzwerks zur Simulation der LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Grenzschicht. Die Spannungen  $u_m$  sind die Spannungen zwischen Knoten  $m$  und dem Bezugspotential (GND). Die Ströme  $i_m$  sind Ströme die von außerhalb – durch eine Stromquelle – in Knoten  $m$  injiziert werden. Die Admittanzen werden mit  $y_{sm}$  und  $y_{pm}$  bezeichnet.

Die Admittanzmatrix hat für ein Netzwerk mit  $N$  Knotenpunkten  $N \times N$  Einträge:

$$\mathfrak{Y} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} & \dots & Y_{1N} \\ Y_{21} & Y_{22} & \dots & Y_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Y_{N1} & Y_{N2} & \dots & Y_{NN} \end{pmatrix}, \quad (5.3)$$

wobei für die einzelnen Matrixelemente – sofern alle passiv sind – allgemein gilt:

$$\begin{aligned} Y_{kl} &= y_{kl} \text{ for } k \neq l, \\ Y_{kk} &= -\sum_j y_{kj}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Die Elemente  $y_{kl}$ , die nicht auf der Hauptdiagonalen stehen, sind die Leitwerte, welche die Knoten  $k$  und  $l$  miteinander verbinden – was dazu führt, dass die Matrix symmetrisch ist. Die Hauptdiagonalelemente  $y_{kk}$  sind die sogenannten Selbstadmittanzen, die im wesentlichen den Gesamtstrom beschreiben, der aus dem Knoten abfließt<sup>1</sup>. Angewandt auf die LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-basierten Kondensatoren gilt für die einzelnen Einträge der Admittanzmatrix für die Hauptdiagonalelemente (Abb. 5.2)

$$Y_{mm} = y_{sm} + y_{pm} + y_{sm+1}, \quad (5.5)$$

<sup>1</sup>Aus der Differenz der Ströme, die jeweils aus den verbundenen Knoten abfließen, ergeben sich dann die Ströme zwischen den Knoten.

wobei  $y_{sn+1} = 0$  gilt, da kein Strom über das 2DES hinaus dem Netzwerk abfließen soll. Für die Einträge auf den ersten Nebendiagonalen gilt

$$Y_{mm+1} = Y_{m+1m} = -y_{sm+1} \quad (5.6)$$

Anzumerken ist, dass die Spannung  $u_0$  nicht in  $\mathbf{U}$  vorkommt. Sie wird benutzt um den Strom  $i_1$  zu berechnen, der über den ersten Knoten in das Netzwerk injiziert wird, alle andern Injektionsströme  $i_m$  sind gleich 0:

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} y_{s1}u_0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Mit der linearen Gleichung (5.1) kann man nun für eine gegebene Admittanzmatrix  $\mathfrak{Y}$  und Eingangsspannung  $u_0$  den Potentialverlauf im 2DES berechnen.

Im folgenden Abschnitt wird die selbstkonsistente Berechnung der Impedanzverteilung für das nichtlineare Netzwerk beschrieben, die auf dieser Berechnungsmethode beruht. Die Implementierung der verwendeten Diagonalisierungsmethode zur Lösung von (5.1) ist in Anhang B beschrieben<sup>2</sup>.

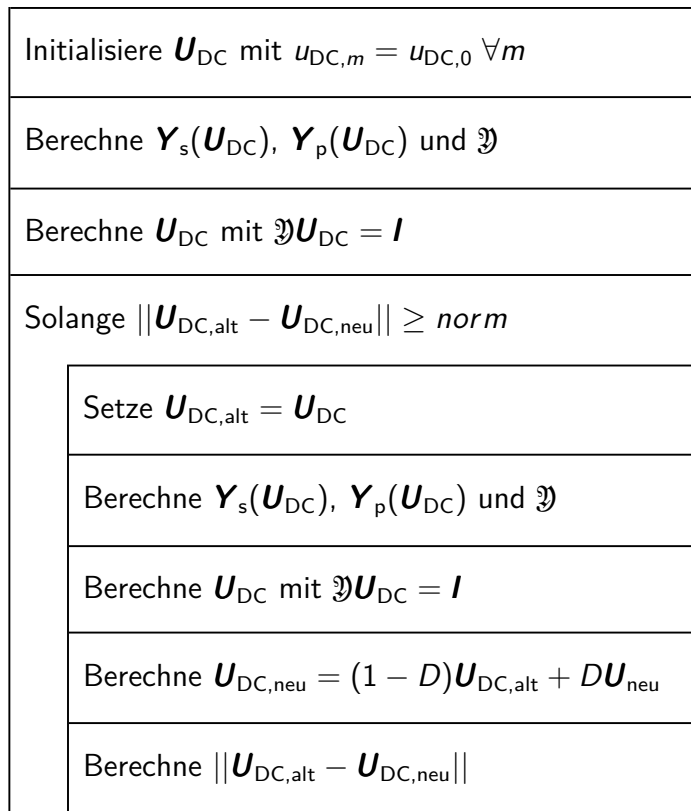
### 5.1.2. Selbstkonsistente Berechnung von $A$ und $Z$

In diesem Abschnitt wird die selbstkonsistente Berechnung der Transferfunktion  $A$  und der Impedanz  $Z$  eines nichtlinearen elektrischen Netzwerkes beschrieben, wie sie zur Beschreibung der untersuchten  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -basierten Kondensatoren verwendet werden kann. Der prinzipielle Programmablaufplan ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

Zunächst wird für jedes Bauteil des Ersatzschaltbildes eine charakteristische Abhängigkeit von der angelegten Bias-Spannung angenommen. Das bedeutet, dass für jede

---

<sup>2</sup>Diese Diagonalisierungsmethode wurde verwendet, da sie in genau diesem Fall besser mit  $N$  skaliert als viele der sehr allgemein gefassten Standardmethoden.



**Abbildung 5.3.:** Nassi-Shneiderman-Diagramm der selbstkonsistenten Simulation.

Admittanz im Ersatzschaltbild

$$y_{sm} = y_{sm}(u_{DC,m}), \quad (5.8)$$

$$y_{pm} = y_{pm}(u_{DC,m}) \quad (5.9)$$

gilt. Zu beachten ist, dass hier in beiden Fällen nur die Abhängigkeit von der angelegten Bias-Spannung berücksichtigt wird, nicht jedoch der Umstand, dass sich der Widerstand entlang des 2DES ebenfalls mit dem Potentialunterschied zwischen den benachbarten Knoten verändern könnte. Im verwendeten Programmcode (Anhang F) wird eine Liste von Spannungsabhängigkeiten vorgegeben und für alle Zwischenwerte linear interpoliert.

Aufgrund der Annahme, dass die Wechselfrequenz zur eigentlichen Bestimmung der Kapazität der Baugruppe eine vernachlässigbar kleine Amplitude gegenüber der



Gleichspannung zur Modulation der Widerstände hat<sup>3</sup>, teilt sich die Berechnung der Transferfunktion  $A$  und der Impedanz  $Z$  des Systems in zwei Teile auf.

Im ersten Teil wird zunächst wiederholt aus den Abhängigkeiten der Widerstände von der Spannungsverteilung die Gleichstromspannungsverteilung  $\mathbf{U}_{\text{DC}}$  für eine angelegte Bias-Spannung  $u_0$  berechnet. Im ersten Schritt wird eine Ausgangsspannungsverteilung angenommen, mit der die Admittanzen berechnet werden (5.8), (5.9). Typischerweise werden alle Spannungen mit Eingangsspannung  $u_0$  initialisiert, die am Eingangsknoten anliegt. Aus dieser Spannungsverteilung  $\mathbf{U}_{\text{DC}}$  werden die entsprechenden Impedanzverteilungen berechnet:

$$\mathbf{Y}_{\text{p}}(\mathbf{U}_{\text{DC}}) = \begin{pmatrix} y_{\text{p}1}(u_{\text{DC},1}) \\ y_{\text{p}2}(u_{\text{DC},2}) \\ \vdots \\ y_{\text{p}N}(u_{\text{DC},N}) \end{pmatrix}, \quad (5.10)$$

beziehungsweise

$$\mathbf{Y}_{\text{s}}(\mathbf{U}_{\text{DC}}) = \begin{pmatrix} y_{\text{s}1}(u_{\text{DC},1}) \\ y_{\text{s}2}(u_{\text{DC},2}) \\ \vdots \\ y_{\text{s}N}(u_{\text{DC},N}) \end{pmatrix}. \quad (5.11)$$

Mit Hilfe dieser neuen Impedanzverteilungen wird eine neue Admittanzmatrix  $\mathfrak{Y}$  bestimmt.

$$\mathfrak{Y}_{\text{neu}} = \mathfrak{Y}(\mathbf{Y}_{\text{p}}(\mathbf{U}_{\text{DC}}), \mathbf{Y}_{\text{s}}(\mathbf{U}_{\text{DC}})) \quad (5.12)$$

Aus dieser Admittanzmatrix berechnet man mit (5.1) eine neue Spannungsverteilung im elektrischen Netzwerk,

$$\mathfrak{Y}_{\text{neu}} \mathbf{U}_{\text{DC,neu}} = \mathbf{I}. \quad (5.13)$$

Diese neue Spannungsverteilung wird mit der vorher berechneten Spannungsverteilung verglichen und damit bewertet, ob ein weiterer Durchlauf notwendig ist. Dafür wird die Standardnorm aus der Differenz der beiden Spannungsverteilungen berech-

---

<sup>3</sup>Wie am Arbeitspunkt einer Diode.

net,

$$\|\mathbf{U}_{\text{DC}} - \mathbf{U}_{\text{DC,neu}}\| = \sqrt{\sum_{i=1..N} |u_{\text{DC},i} - u_{\text{DC,neu},i}|^2}. \quad (5.14)$$

Falls dieser Abstand kleiner als ein vorgegebener Grenzwert ist, wird die Berechnung beendet (Abb. 5.3), andernfalls wird mit der neuen Spannungsverteilung erneut eine Impedanzverteilung bestimmt ((5.10) - (5.12)) und der gesamte Durchlauf so lange wiederholt, bis schließlich Konvergenz auftritt. Zur Verbesserung der Stabilität der selbstkonsistenten Berechnung auf Kosten der Berechnungsgeschwindigkeit wird in diesem Fall noch ein Dämpfungsfaktor  $D = 0 \dots 1$  verwendet und eine Linearkombination aus der alten und der neuen Spannungsverteilung benutzt um die neue Impedanzverteilung zu berechnen:

$$\mathbf{Y}_{\text{s,p}} = \mathbf{Y}_{\text{s,p}} ((1 - D)\mathbf{U}_{\text{DC,neu}} + D\mathbf{U}_{\text{DC}}) \quad (5.15)$$

Im zweiten Teil der Berechnung von  $A$  und  $Z$  wird die Admittanzmatrix mit Hilfe der gewonnenen Gleichspannungsverteilung für eine angelegte AC-Spannung neu berechnet. Denn während für die Abhängigkeit des Widerstandes im Elektronensystem zur Berechnung des Wechselspannungsverhaltens die selbe Spannungsabhängigkeit verwendet werden kann, wie zur Berechnung der Gleichspannungsverteilung, muss für den Leitwert zwischen Topgate und Grenzschicht nun der differentielle Leitwert, also

$$d\mathbf{Y}_{\text{p}}(\mathbf{U}_{\text{DC}}) = \begin{pmatrix} \frac{dy_{\text{p}1}}{dU_{\text{DC}}} (u_{\text{DC},1}) \\ \frac{dy_{\text{p}2}}{dU_{\text{DC}}} (u_{\text{DC},2}) \\ \vdots \\ \frac{dy_{\text{p}N}}{dU_{\text{DC}}} (u_{\text{DC},N}) \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

verwendet werden. Das liegt daran, dass man sich an einem Arbeitspunkt des Netzwerkes befindet, an dem es linearisiert werden muss. Für die Leitwerte entlang des Elektronensystems  $y_{sm}$  wird angenommen, dass sie sich im linearen Bereich befinden<sup>4</sup>, da die Spannungsunterschiede zwischen zwei aufeinanderfolgenden Knoten hinreichend klein sind. Zumindest kann man durch eine ausreichende Anzahl an verwendeten Knoten

---

<sup>4</sup>Im Prinzip könnte man hier den differentiellen Widerstand im Elektronensystem berechnen, der in diesem Fall von der Spannungsdifferenz an zwei aufeinanderfolgenden Knoten abhinge und zusätzlich von der Spannung, die senkrecht dazu anliegt.

$N$  dafür sorgen, dass dies der Fall ist. Damit wird nun das lineare Gleichungssystem (5.1) noch einmal gelöst, um die Wechselspannungsverteilung  $\mathbf{U}$  zu erhalten.

$$\mathfrak{Y}(d\mathbf{Y}_p(\mathbf{U}_{\text{DC}}), \mathbf{Y}_s(\mathbf{U}_{\text{DC}}))\mathbf{U} = \mathbf{I} \quad (5.17)$$

Die Impedanz  $Z$  und die Transferfunktion  $A$  berechnet man schließlich aus den Einträgen der Strom- und Spannungsverteilungen  $\mathbf{U}$  und  $\mathbf{I}$ ,

$$A = \frac{u_n}{u_0} \quad (5.18)$$

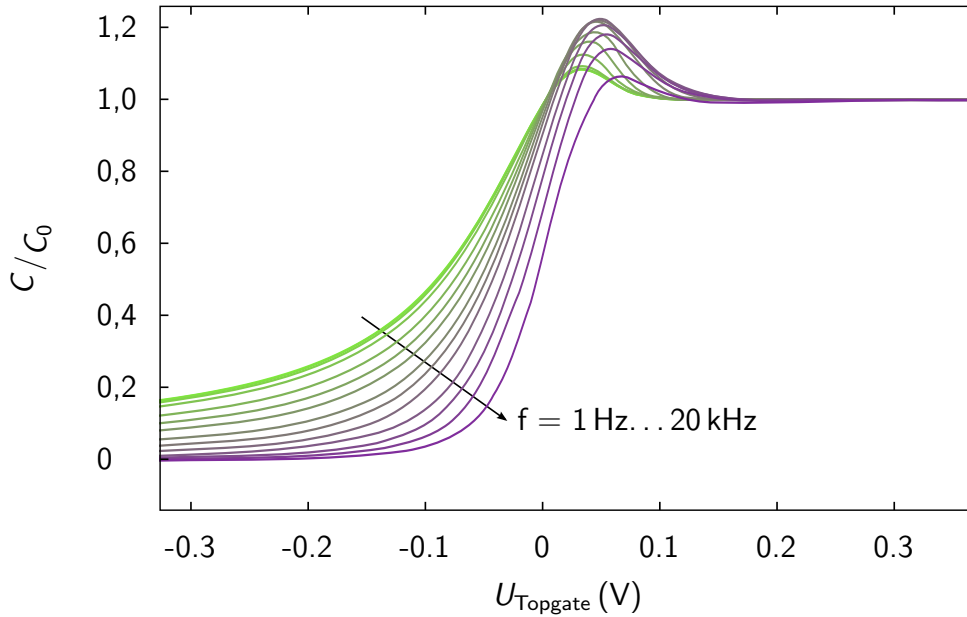
und

$$Z = \frac{u_0}{i_0}. \quad (5.19)$$

### 5.1.3. Annahmen und Ergebnisse

In diesem Unterabschnitt werden die Annahmen und Ergebnisse der selbstkonsistenten Berechnung der Impedanz  $Z$  und Transferfunktion  $A$  aufgeführt. Der Hauptantrieb für die Durchführung der selbstkonsistenten Simulationen war die Frage, ob das nichtlineare Verhalten der  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -basierten Kondensatoren dazu führen kann, dass es zu vermeintlichen Kapazitätserhöhungen kommt, weil man die gemessenen Daten nur unzureichend interpretieren kann.

Im einfachsten Fall der selbstkonsistenten Rechnung wird davon ausgegangen, dass dieses nichtlineare Verhalten ausschließlich durch die Abhängigkeit des Grenzschichtwiderstands von der anliegenden Spannung erzeugt wird. Im Prinzip wird in diesem Fall durch Modulation des Grenzschichtwiderstandes die effektive Größe des Kondensators verändert, was im Resultat zu einer Veränderung der Gesamtkapazität der Baugruppe führt. In Abbildung 5.4 ist die relative Kapazität  $\frac{C}{C_0}$  der Baugruppe in Abhängigkeit der angelegten Topgate-Spannung für verschiedene Frequenzen zu sehen, wobei  $C_0$  die angenommene Kapazität der Baugruppe im gut leitfähigen Zustand der Probe ist (Tab. 5.1). Für den Widerstand der Grenzschicht wurde eine geglättete Stufenfunktion verwendet, um auch bei kleiner Anzahl von Schlaufen ( $N = 100$ ) eine gute Konvergenz zu erzielen. Dabei handelt es sich um eine funktionale Abhängigkeit



**Abbildung 5.4.:** Ergebnis der selbstkonsistenten Simulation für verschiedene Frequenzen. Es ist zu erkennen, dass die auftretende Überhöhung für zunehmende Frequenzen zunächst größer wird, bevor sie für weiter zunehmende Frequenzen wieder abnimmt. Die zur dargestellten Situation gehörende Widerstandsverteilung in der Baugruppe ist in Anhang C zu finden.

des Tangens Hyperbolicus:

$$s(x) = y_{lo} + \frac{1}{2} \left( 1 + \tanh \left( b(x - x_c) \right) \right) (y_{hi} - y_{lo}) \quad (5.20)$$

Wobei  $x_c = \frac{x_{hi} + x_{lo}}{2}$  der x-Wert ist, bei dem der Funktionswert genau in der Mitte der beiden Werte  $x_{lo}$  und  $x_{hi}$  liegt. Diese beiden Werte entsprechen den Positionen, an denen der Funktionswert um einen vorgegebenen Anteil  $\Delta$  über dem niedrigen Wert  $y_{lo}$  beziehungsweise unter dem oberen Wert  $y_{hi}$  liegt. Für den Parameter  $b$  ergibt sich unter diesen Umständen

$$b = \frac{\operatorname{artanh} \left( 2 \frac{(1 - \Delta)y_{hi} - y_{lo}}{y_{hi} - y_{lo}} - 1 \right)}{x_{hi} - x_c}. \quad (5.21)$$

Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

Aus den berechneten Größen  $A$  und  $Z$  kann man mit den verschiedenen Modellen, die zur Verfügung stehen (Kapitel 3), die Kapazität und Widerstände berechnen, die man in ein solches Netzwerk hineininterpretieren würde, falls man entsprechende  $A$

**Tabelle 5.1.:** Parameterbereich, der für die selbstkonsistente Berechnung der Kapazität verwendet wurde, deren Ergebnisse in Abbildung 5.4 dargestellt sind. Es sind immer Werte für die gesamte Baugruppe angegeben, für die einzelnen Schlaufen der Simulation wurden sie entsprechend der Anzahl der Schlaufen skaliert.

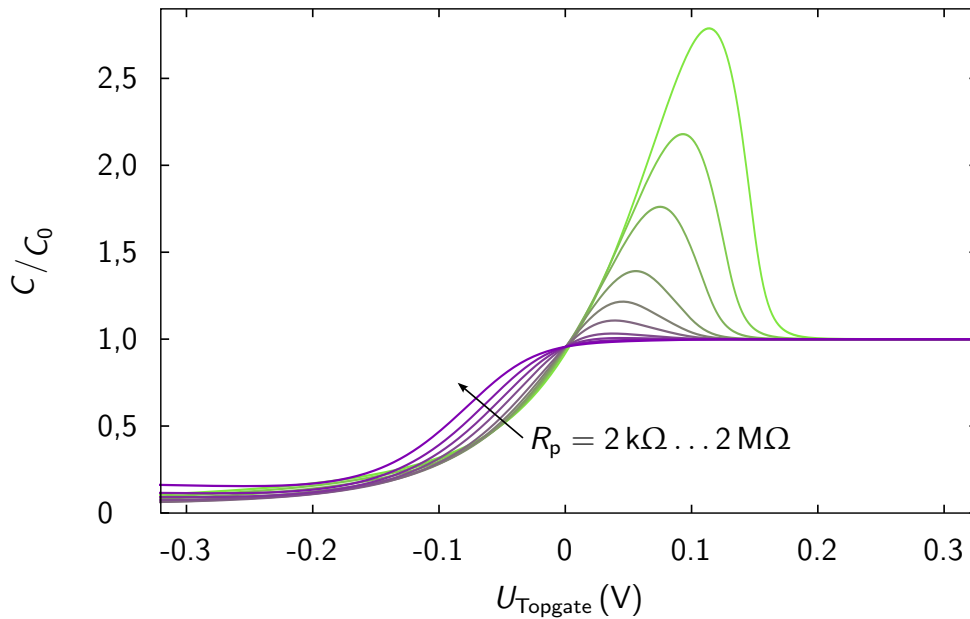
Parameter	Bereich	Abhängigkeit $f(U)$
$f$	1 Hz . . . 20 kHz	-
$N$	100	-
$C_p$	100 nF	-
$R_p$	100 k $\Omega$	-
$R_s$	10 $\Omega$ . . . 100 M $\Omega$	$\sim \tanh(U)$

**Tabelle 5.2.:** Annahmen, die für die selbstkonsistente Berechnung der Kapazität verwendet wurden, deren Ergebnisse in Abbildung 5.5 dargestellt sind. Es sind immer Werte für die gesamte Baugruppe angegeben, für die einzelnen Schlaufen der Simulation wurden sie entsprechend der Anzahl der Schlaufen skaliert. Falls keine funktionale Abhängigkeit angegeben ist, war der entsprechende Wert in der jeweiligen Berechnung konstant.

Parameter	Bereich	Abhängigkeit $f(U)$
$f$	100 Hz	-
$N$	100	-
$C_p$	100 nF	-
$R_p$	10 $\Omega$ . . . 100 M $\Omega$	-
$R_s$	2 k $\Omega$ . . . 2 M $\Omega$	$\sim \tanh(U)$

und  $Z$  gemessen hätte. Es ist zu sehen, dass es zu einer Überhöhung der Kapazität kommen kann. Diese Überhöhung der Kapazität ist abhängig von der Frequenz und nimmt in deren Abhängigkeit zunächst zu, erreicht ein Maximum und nimmt mit weiter steigender Frequenz wieder ab. Außerdem zeigt sich, dass die Überhöhung umso ausgeprägter ist, je kleiner der Leckstromwiderstand zwischen dem Elektronensystem und der Topgate-Elektrode ist (Abb. 5.5, Tab. 5.2). Weitere Berechnungen zeigen, dass das frequenzabhängige Maximum stets bei in einem Frequenzbereich auftritt, in dem der Imaginärteil der Impedanz durch das Dielektrikum in etwa von der selben Größe ist wie deren Realteil (Kapitel 6, Anhang C).

Der Grund für das Auftreten des Kapazitätsmaximums ist die starke Dämpfung in Kombination mit der Nichtlinearität des untersuchten Systems. Denn im Gegensatz zu einer Übertragungslinie ohne Dämpfung ist es bei einer Übertragungslinie mit hoher



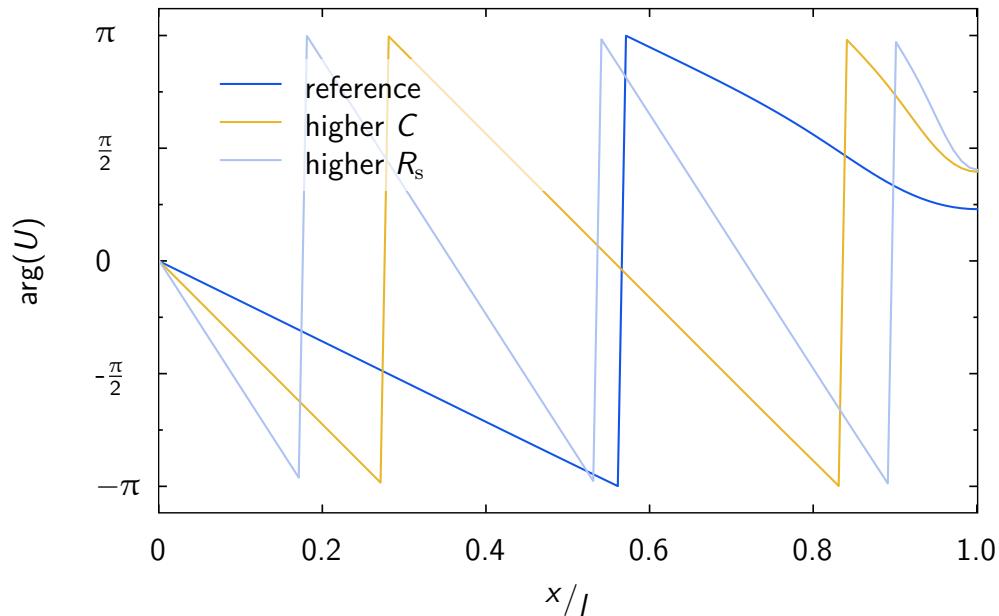
**Abbildung 5.5.:** Ergebnis der selbstkonsistenten Berechnung der Kapazität für verschiedene, jeweils konstante Leckstromwiderstände  $R_p$ . Es ist zu erkennen, dass die auftretende Überhöhung für zunehmende  $R_p$  verschwindet.

**Tabelle 5.3.:** Parameter die zur Berechnung der in Abb. 5.6 dargestellten Kurven verwendet wurden.

Charakteristik	$R_s$	$R_p$	$C_p$
dunkelblau	10 k $\Omega$	10 k $\Omega$	100 nF
hellblau	100 k $\Omega$	10 k $\Omega$	100 nF
gelb	10 k $\Omega$	10 k $\Omega$	410 nF

Dämpfung schon für kleine Baugruppen möglich, dass die AC-Spannungsverteilung über die Baugruppe hinweg eine Phasenverschiebung bezüglich der angelegten Eingangsspannung aufweist<sup>5</sup> [211]. Zur Illustration dieser Situation wurde für eine lineare Baugruppe die AC-Spannungsverteilung entlang der Baugruppe als Referenz berechnet (dunkelblaue Kurve in Abb. 5.6). Zum Vergleich wurden zwei weitere Berechnungen der AC-Spannungsverteilung, mit jeweils einem gegenüber der Referenzrechnung veränderten Parameter, durchgeführt. Die hellblaue Kurve zeigt den Phasenverlauf für einen höheren Widerstand  $R_s$ , die gelbe Kurve zeigt den Phasenverlauf für eine erhöhte Kapazität. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Zur Berechnung der Phasenlage wurde (15) verwendet. Man sieht, dass sich die Phasen-

<sup>5</sup>Im Grenzfall der verlustlosen Leitung läge die typische Größenordnung, bei der solche Effekte bei einer Frequenz von 1000 Hz eine Rolle spielen bei 100 km.



**Abbildung 5.6.:** Zur Illustration des Einflusses der verschiedenen Parameter der Baugruppe auf die Phasenverschiebung der Ausgangsspannung  $U_{\text{out}}$ . Dargestellt ist die Phasenlage der anliegenden AC-Spannung längs der Baugruppe  $\arg(U(x))$  in Abhängigkeit der relativen Position in der Baugruppe  $x/l$ , wobei  $l$  die Länge der Baugruppe ist. Während für die Berechnung der hellblauen Kurve der Grenschichtwiderstand  $R_s$  im Vergleich zur dunkelblauen erhöht wurde, ist die Ursache für die Phasenverschiebung der gelben Kurve eine erhöhte Kapazität. Der Berechnung liegt ein lineares Modell zu Grunde. Man sieht, dass beide Veränderungen einen gleichartigen Einfluss auf die Phasenlage der Ausgangsspannung haben.

lage des Ausgangssignals  $U_{\text{out}}$  sowohl für eine erhöhte Kapazität als auch für einen erhöhten Widerstand auf vergleichbare Weise verändert. Solange die Baugruppe lineares Verhalten zeigt kann dennoch der richtige Parametersatz eindeutig bestimmt werden, da sich die Amplitude des Ausgangssignals entsprechend verhält – abgesehen von etwaigen Problemen bei der Bestimmung der Anzahl der Phasensprünge entlang der Baugruppe, siehe Diskussion in Kapitel 3.

Falls sich das System nun nichtlinear verhält und sich der Widerstand  $R_s$  über die Baugruppe hinweg verändert, so kommt es zu einer Verzerrung dieser Phasenlage. Bei der Auswertung der gemessenen (berechneten) Daten nimmt man allerdings an, dass es sich um ein homogenes, lineares System handelt. Das führt schließlich dazu, dass aufgrund der veränderten Phasenlage andere Parameter ermittelt werden, als dies der Fall wäre, wenn man das nicht-lineare Verhalten berücksichtigen könnte. Die Konsequenz daraus ist, dass es zu einer Fehlbestimmung der gewonnenen Kapazität kommt (Abb. 5.4). Mit steigender Frequenz nimmt dieser Effekt zunächst zu, bis es zu einem sprunghaften Abfall kommt, sobald ein Sprung in der Phase auftritt.



Soweit kommt es bei den berechneten Daten allerdings nicht, da die AC-Spannung am Baugruppenende mit zunehmender Frequenz soweit abfällt, dass deren Einfluss auf das Messergebnis marginal wird – im Prinzip handelt es sich bei dem Ersatzschaltbild um einen Tiefpassfilter, weshalb dieses Verhalten nicht verwunderlich ist. Weitere Ausführungen hierzu sind in Anhang C zu finden.

Das wesentliche Ergebnis dieser Berechnungen aber ist, dass es aufgrund des nichtlinearen Verhaltens der Baugruppen zu Effekten kommen kann, die irrtümlicherweise als Kapazitätsüberhöhung interpretiert werden können.

Leider war es mir mit vertretbarem Aufwand nicht möglich, aus diesen Berechnungen ein Schema abzuleiten, um aus gemessenen Werten die Widerstands- und Kapazitätsverteilung zu berechnen, um auf die intrinsische Abhängigkeit derselben von der angelegten Bias-Spannung zu schließen.

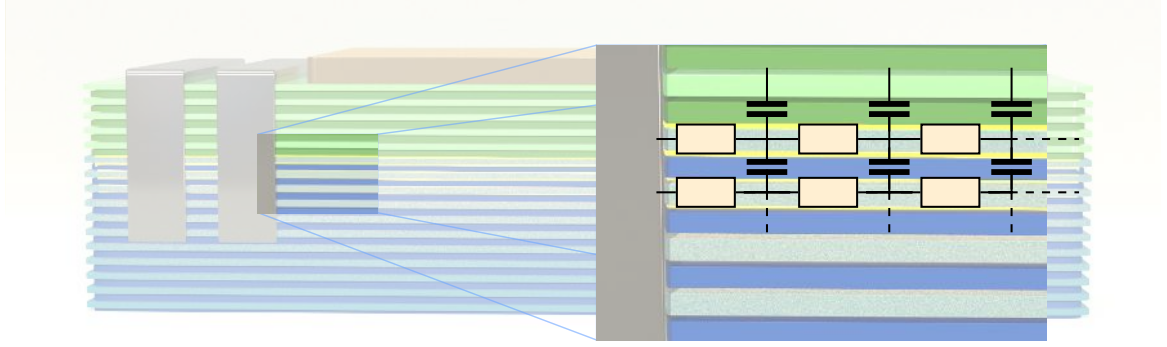
## 5.2. Berechnung der Kapazität eines zweilagigen Modells

Ein weiterer Aspekt, der in der vorgestellten Zweitormethode zur Bestimmung der Kapazität der  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen keinen ausreichenden Eingang finden konnte, ist, dass die Leitfähigkeit an der Grenzschicht nicht ausschließlich durch die Leitfähigkeit in der obersten  $\text{TiO}_2$  Lage zwischen dem  $\text{SrO}$  und dem  $\text{LaO}$  verursacht wird, sondern durch die Leitfähigkeit der darunterliegenden  $\text{TiO}_2$ -Lagen unterstützt wird (Abb. 5.8) [67].

In diesem Abschnitt soll dargestellt werden, dass auch ein solches Szenario zu Artefakten in der Auswertung der Messdaten führen kann. Ein wesentliches Ergebnis dieser Berechnung ist es, dass die kapazitive Kopplung zwischen den einzelnen  $\text{TiO}_2$ -Lagen einhergehend mit einem nicht zu vernachlässigenden Leckstromtransport zwischen den Lagen dazu führen kann, dass die gemessene Kapazität des Kondensators wesentlich höher ist als geometrisch erwartet. Im Folgenden wird zunächst das Berechnungsschema erläutert und anschließend das Ergebnis dargestellt.

### 5.2.1. Berechnungsmethode

Zur Berechnung der Impedanz  $A$  und der Transferfunktion  $Z$  des zweilagigen Modells benutzt man, äquivalent zur Berechnungsmethode des vorherigen Abschnitts 5.1, die



**Abbildung 5.7.:** Querschnittsskizze der untersuchten  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -basierten Kondensatoren. Das 2DES besteht nicht nur aus einer einzelnen leitfähigen  $\text{TiO}_2$ -Schicht, sondern aus mehreren [68]. Diese Schichten sind nicht nur resistiv sondern auch kapazitiv miteinander gekoppelt. Möchte man diesen Umstand in der Modellierung berücksichtigen, so muss das Elektronensystem aus mehreren Schichten modelliert werden, wie es in dem einbeschriebenen Ersatzschaltbild illustriert ist.

Admittanzmatrixmethode. Im Gegensatz dazu hat die Admittanzmatrix (5.3) in diesem Fall  $(2N+2) \times (2N+2)$  Einträge und es ist nicht nur ihre erste, sondern auch ihre zweite Nebendiagonale besetzt. Für die Hauptdiagonaleinträge der Admittanzmatrix ergeben sich folgende Zusammenhänge (Abb. 5.8):

$$Y_{2n,2n} = 2y_{ls} + y_{lp} + y_{sp} \quad n = 1 \dots N \quad (5.22)$$

$$Y_{2n+1,2n+1} = 2y_{ss} + y_{lp} \quad n = 1 \dots N \quad (5.23)$$

$$Y_{1,1} = Y_{2N+2,2N+2} = y_{ls} + y_{ls} \quad . \quad (5.24)$$

Für die ersten Nebendiagonalen erhält man

$$Y_{2n+1,2n} = Y_{2n,2n+1} = -y_{sp} \quad n = 1 \dots N \quad (5.25)$$

$$Y_{2,1} = Y_{1,2} = -y_{ls} \quad (5.26)$$

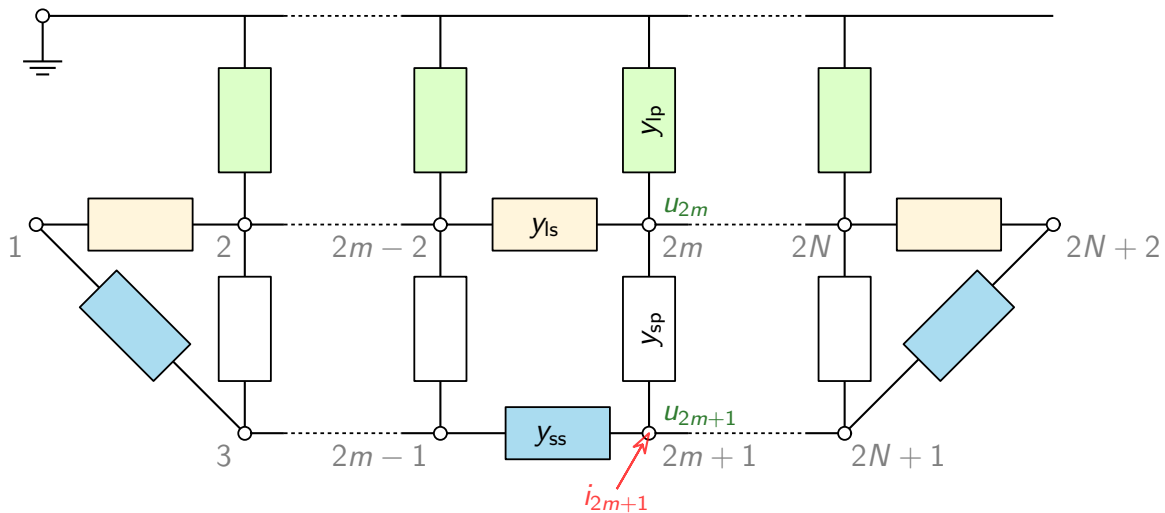
$$Y_{2N+1,2N+2} = -y_{ss} \quad (5.27)$$

Für die zweiten Nebendiagonalen erhält man

$$Y_{2n+1,2n-1} = Y_{2n-1,2n+1} = -y_{ss} \quad n = 1 \dots N \quad (5.28)$$

$$Y_{2n+2,2n} = Y_{2n,2n+2} = -y_{ls} \quad n = 1 \dots N. \quad (5.29)$$

Nun kann diese Admittanzmatrix genau wie im vorigen Abschnitt diagonalisiert werden und daraus die Spannungsverteilung im Netzwerk (Gleichungen (5.1) - (5.3), (5.7))

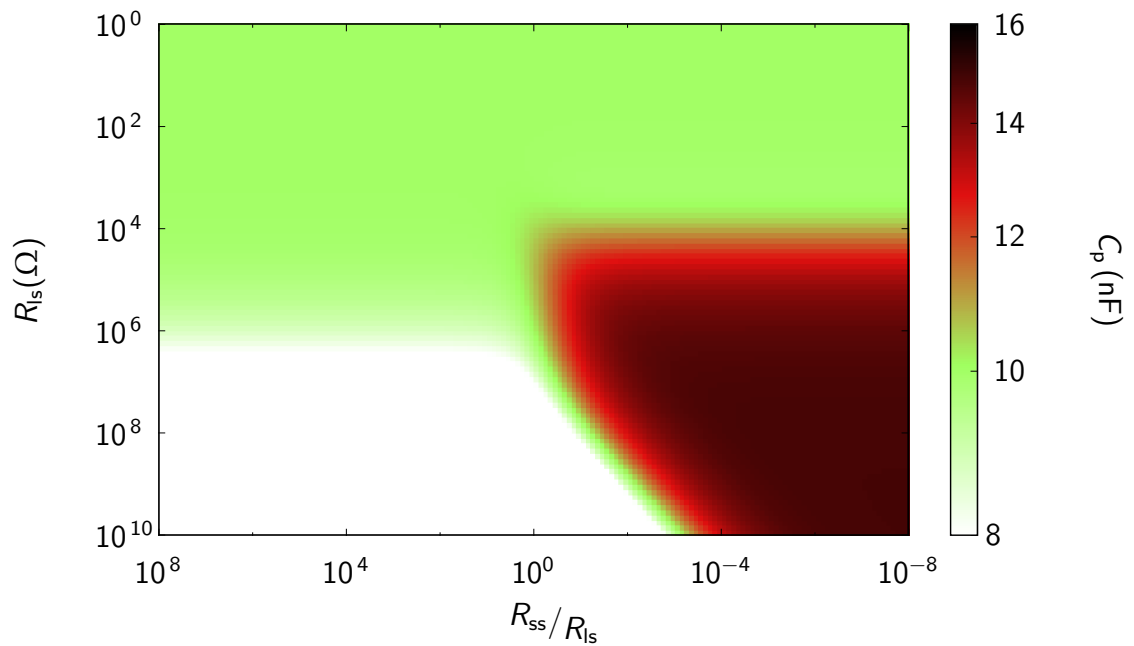


**Abbildung 5.8.:** Ersatzschaltbild für den Fall, dass das Elektronensystem nicht von einer einzelnen, sondern von zwei gekoppelten  $\text{TiO}_2$ -Lagen realisiert wird. Neben den Leitwerten der obersten  $\text{TiO}_2$ -Lage ( $y_{ls}$ ) und des Leckstroms durch das Dielektrikum ( $\text{LaAlO}_3$ ,  $y_{lp}$ ) treten auch die Leitfähigkeit in der tiefer liegenden, zweiten  $\text{TiO}_2$ -Lage ( $y_{ss}$ ) und deren Kopplung an die obere  $\text{TiO}_2$ -Lage ( $y_{sp}$ ) auf. An den beiden Enden sind sie kurzgeschlossen, was einem gemeinsamen Kontaktpunkt entspricht.

und damit schließlich die Transferfunktion (5.18) und Impedanz (5.19) des gesamten Netzwerks berechnet werden. Im Gegensatz zur Simulation des vorigen Abschnittes wurde hier allerdings keine selbstkonsistente Berechnung durchgeführt.

### 5.2.2. Annahmen und Ergebnisse

Ein wesentlicher Aspekt der Fragestellung, die zu dieser Betrachtung führt ist, ob es für ein solches Modell relevant ist, ob das Elektronensystem mittels Topgate-Spannung oder mittels Backgate-Spannung moduliert wird. Hier wird angenommen, dass sowohl die Topgate-Spannung als auch die Backgate-Spannung die Leitfähigkeit des Elektronensystems ganzheitlich und homogen beeinflussen, d.h. nichtlineare Effekte werden hier nicht berücksichtigt. Während eine der beiden Spannungen anliegt, ist der Einfluss der anderen von relativer Natur, das bedeutet, dass der Widerstandswert der Grenzschicht, der durch die angelegte Topgate-Spannung moduliert wird, durch eine zusätzlich angelegte Backgate-Spannung weiter verändert wird. Die Symmetrie wird dadurch gebrochen, dass der Widerstand der tieferliegenden  $\text{TiO}_2$ -Lagen durch das Anlegen einer Backgate-Spannung relativ zu seinem Ausgangswert, der durch Anlegen der Topgate-Spannung erreicht wurde, erhöht beziehungsweise erniedrigt wird. Da der gleichzeitige Einfluss beider Spannungen von Interesse ist, wird folgendes berechnet.



**Abbildung 5.9.:** Mittels Zweitormethode Berechnete Kapazität eines linearen, zweilagigen Netzwerkes. Während auf der Ordinatenachse der Widerstand der oberen Lage aufgetragen ist, was im wesentlichen der Variation der Topgate-Spannung in einem Kondensator entspricht, ist auf der Abszissenachse der Widerstand der unteren Lage in Relation zu dem der oberen Lage aufgetragen. Die Frequenz der Simulation war 1 Hz, die verwendeten Kapazitäten waren  $C_{ip} = 10 \text{ nF}$ , beziehungsweise  $C_{sp} = 0,1 \mu\text{F}$

Zuerst wird der Widerstand in der oberen Lage  $R_{ts}$  variiert, was im wesentlichen dem Anlegen einer Topgate-Spannung entspricht. Ausgehend davon wird der Widerstand der unteren Lage  $R_{ss}$  relativ dazu verändert, was dem zusätzlichen Anlegen einer Backgate-Spannung entsprechen soll. Sowohl die Kapazität zwischen dem Topgate und der oberen leitfähigen  $\text{TiO}_2$ -Schicht ( $C_{ip}$ ) als auch die Kapazität zwischen den beiden leitfähigen Schichten ( $C_{sp}$ ) werden unter der Annahme, dass sie nur durch die Geometrie bestimmt werden, nicht variiert. Ebenso werden die Widerstände, die die Leckströme zwischen den Schichten ( $R_{sp}$ ), beziehungsweise durch das  $\text{LaAlO}_3$  ( $R_{ip}$ ) repräsentieren, als konstant angenommen. Mit diesen Annahmen wird die lineare Gleichung der Admittanzmatrix (5.1) gelöst und die daraus berechnete Impedanz  $Z$  und Transferfunktion  $A$  ausgewertet. Für die so ermittelte Kapazität der Baugruppe erhält man folgendes Bild (Abb. 5.9):

Solange die obere  $\text{TiO}_2$ -Lage gut leitfähig ist, hat die untere Lage keinen weiteren Einfluss auf die Kapazitätsmessung. Dies ist dahingehend plausibel, als dass die Kapazitäten für den Fall, dass die untere Lage ebenfalls gut leitfähig ist, mit beiden Elektroden auf dem selben Potential liegen und für den anderen Fall praktisch nicht

kontaktiert sind. Für den Fall eines schlecht leitenden Elektronensystems in der oberen Lage und eines gut leitenden in der unteren Schicht erhält man quasi eine Serienschaltung der beiden Kondensatoren zwischen der unteren Lage und dem Topgate. Damit tragen beide Kapazitäten zur Gesamtkapazität bei. Für den Fall, dass beide Lagen schlecht leitend sind, misst man natürlich keine Kapazität mehr. Die wesentliche Erkenntnis hieraus ist, dass aufgrund der mehrlagigen Natur des 2DES und einer kapazitiven Kopplung zwischen den einzelnen Lagen durchaus eine Kapazitätserhöhung in Abhängigkeit einer angelegten Topgate- und Backgate-Spannung auftreten kann, die mit der Kapazität zwischen den TiO<sub>2</sub>-Lagen assoziiert werden kann. Weitere Simulationsergebnisse sind in Kapitel 6 im direkten Vergleich mit den Messergebnissen dargestellt.



# 6. Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden zunächst die Messergebnisse der durchgeführten Zweitormessungen beschrieben und entsprechende Simulationsergebnisse aufgeführt (Abschnitt 6.1). Im folgenden Abschnitt werden mögliche Ursachen für diese Messergebnisse diskutiert (Abschnitt 6.2).

## 6.1. Ergebnisse der Messungen

In diesem Abschnitt werden zunächst die untersuchten Proben aufgeführt (Unterabschnitt 6.1.1) und anschließend die Ergebnisse der Messungen vorgestellt. Soweit nicht anders angegeben, wurden die Daten mit Hilfe der in Kapitel 3 eingeführten Zweitormethode unter Verwendung des in Kapitel 4 vorgestellten Messaufbaus gewonnen.

Die Proben wurden in jedem Fall wenigstens 24 h in Dunkelheit aufbewahrt, bevor Messungen daran vorgenommen wurden, um den möglichen Einfluss von fotoinduzierten Ladungsträgern zu minimieren [23, 212]. Die Parameter und Einstellungen der Mess- und Steuergeräte wurden stets so gewählt, wie es in Kapitel 4 beschrieben ist.

In den Abbildungen wird meist die auf die Dicke des Dielektrikums und die Größe der untersuchten Baugruppe genormte Kapazität angegeben. Diese Kapazität wird stets mit der einheitenlosen, relativen Kapazität  $\tilde{\epsilon}$  charakterisiert. Im wesentlichen entspricht  $\tilde{\epsilon}$  der relativen Dielektrizitätszahl  $\epsilon$  aus (1.11), allerdings soll der Umstand betont werden, dass es sich bei den untersuchten Proben gerade nicht um einen idealen Plattenkondensator handelt.

Zur besseren Orientierung sei noch erwähnt, dass die Polaritäten der angelegten Gate-Spannungen stets so sind, dass sowohl zunehmende Topgate-Spannungen  $U_{\text{Topgate}}$  als auch zunehmende Backgate-Spannungen  $U_{\text{Backgate}}$  ebenfalls zunehmenden Ladungsträgerdichten  $n$  entsprechen.



**Tabelle 6.1.:** Schichtdicke des Dielektrikums und Elektrodenfläche der untersuchten Proben. Die erste Ziffer nach dem P repräsentiert die chronologische Reihenfolge der Herstellung der Proben, die zweite Zahl repräsentiert die Dicke des Dielektrikums, gemessen in Einheitszellen  $\text{LaAlO}_3$ .

Probenname	Dicke des Dielektrikums (Einheitszellen $\text{LaAlO}_3$ )	Kondensatorfläche ( $\text{mm}^2$ )
P7-7	7	2,64
P8-3	3	2,64
P9-5	5	1,21
P10-5	5	2,64
P11-4	4	1,21
P12-12	12	1,21
P13-7	7	1,21
P14-12	12	2,64
P15-4	4	2,64

### 6.1.1. Untersuchte Proben

Zur Untersuchung der Kapazitäten von Kondensatoren auf  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Basis wurden insgesamt 161 verschiedene Proben hergestellt und untersucht. Die meisten dieser Proben wurden zur Optimierung der Prozesse in der Herstellungskette verwendet (Kapitel 2). Zur Untersuchung der  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Kondensatoren wurden schließlich acht vergleichbare Proben hergestellt und untersucht. Diese Proben wurden alle unter den gleichen Bedingungen – wie sie in Kapitel 2 beschrieben sind – hergestellt.

In der Namensgebung der Proben spiegelt sich sowohl die chronologische Reihenfolge der Herstellung der Proben ( $t$ ), als auch die Dicke des Dielektrikums in Anzahl der aufgetragenen Einheitszellen  $\text{LaAlO}_3$  ( $d$ ) wieder:  $Pt-d$ . Der Einfachheit halber werden nur Proben, die in dieser Arbeit diskutiert werden dementsprechend nummeriert. In Tabelle 6.1 sind alle Proben aufgeführt, die im Ergebnisteil diskutiert werden.

### 6.1.2. Messungen bei Zimmertemperatur

Bei allen Proben wurde zunächst die Abhängigkeit der Kapazität von der anliegenden Topgate-Spannung  $U_{\text{Topgate}}$  und der Frequenz  $f$  des Messsignals bei Zimmertemperatur untersucht. Die auf [88, 90, 111] beruhende Erwartung war, dass es in dem Spannungsbereich, in dem das Elektronensystem entvölkert wird, zu überhöhten Ka-

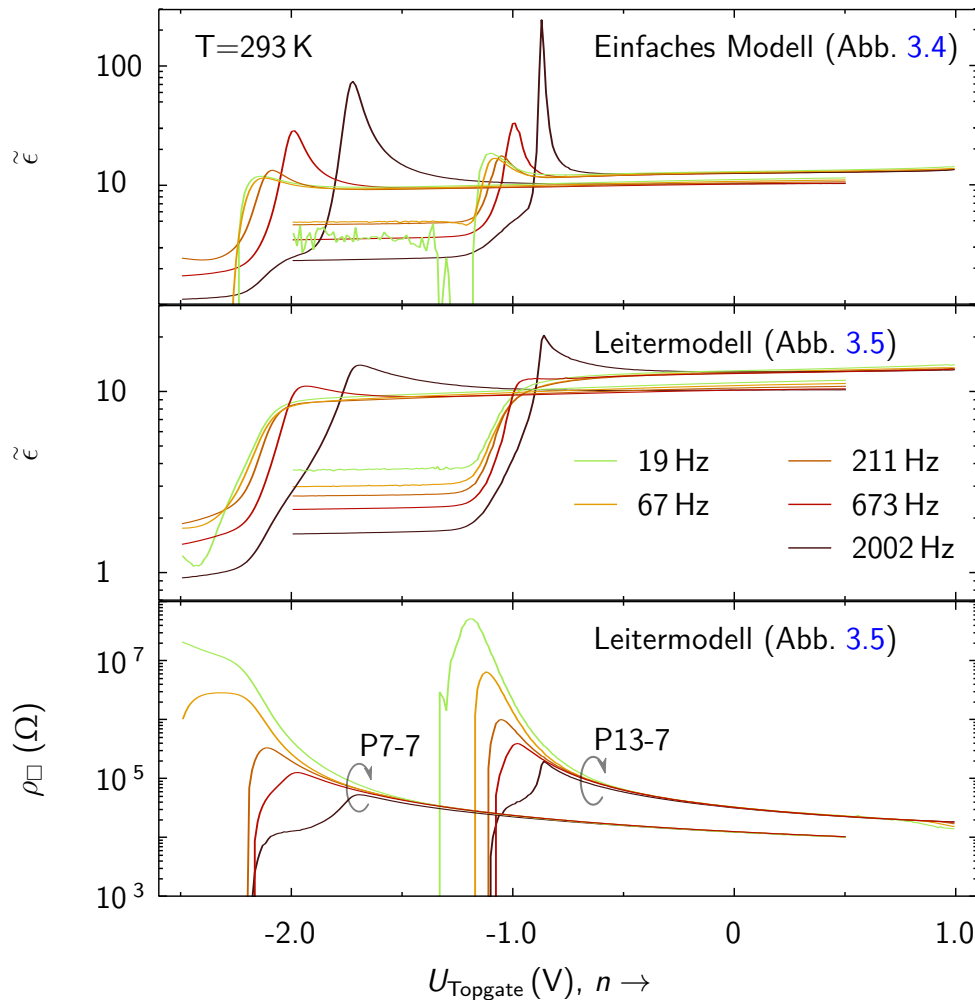
pazitäten kommt. Es wurde erwartet, dass die Kapazitätserhöhungen außerdem mit abnehmender Frequenz und/oder abnehmender Dicke des Dielektrikums zunehmen.

In Abbildung 6.1 ist die Kapazität und der spezifische Flächenwiderstand der Proben P7-7 und P13-7 in Abhängigkeit der jeweils anliegenden Topgate-Spannung  $U_{\text{Topgate}}$  zwischen Grenzschicht und 2DES zu sehen. Beide Verläufe stellen typische Verläufe für die Kapazität und den spezifischen Widerstand in Abhängigkeit der Topgate-Spannung dar, wie sie für die meisten Proben gemessen wurden. Die Kapazität verläuft für abnehmende  $U_{\text{Topgate}}$  – das entspricht einer abnehmenden Ladungsträgerdichte  $n$  – zunächst konstant, bis die Leitfähigkeit des Elektronensystems abnimmt. Die kritische Spannung, die notwendig ist, um das Elektronensystem bei Zimmertemperatur zu entvölkern, variiert von Probe zu Probe stark, diesbezüglich ist keine Tendenz zu erkennen. Im Bereich dieser kritischen Spannung tritt für alle Proben eine Zunahme der Kapazität auf, die typischerweise mit steigender Messfrequenz zunimmt. Für weiter fallende Topgate-Spannungen nimmt die Kapazität wieder ab, sobald das Elektronensystem nicht mehr leitfähig ist, sodass ein Maximum in der Kapazität auftritt. Dieser Topgate-Spannungsabhängige Verlauf der Kapazität stimmt dahingehend mit den in [88] gezeigten Ergebnissen überein, dass ein Maximum in der Kapazität auftritt. Allerdings verhält sich die Frequenzabhängigkeit dieser gemessenen Kapazitätsmaxima in den meisten Fällen reziprok zu den Maxima, die in [88] gezeigt werden.

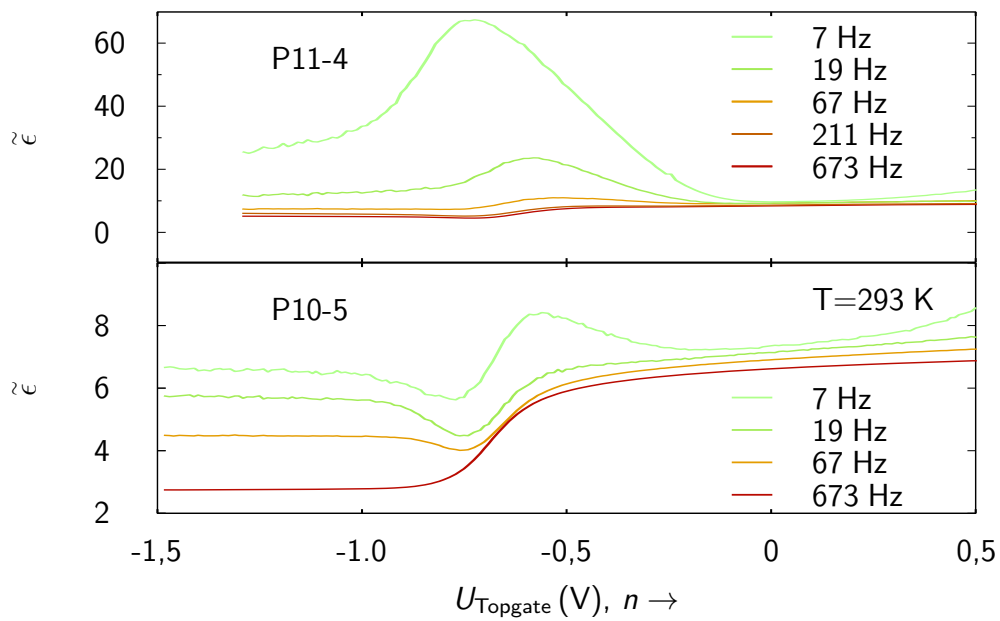
Zudem ist in Abbildung 6.1 die Kapazität abgebildet, die man aus den Messdaten berechnet, wenn anstelle des leiterartigen Modells (Abb. 3.5) ein einfaches Modell angenommen wird (Abb. 3.4). In diesem Fall ist offensichtlich, dass die Kapazitätsüberhöhung auch für kleine Frequenzen nicht gänzlich verschwindet und dass die Ausprägung auch für höhere Messfrequenzen deutlich stärker ist (Faktor zehn im Vergleich zu einem Faktor zwei).

In Abbildung 6.2 ist der Kapazitätsverlauf in Abhängigkeit der anliegenden Topgate-Spannung für zwei Proben mit sehr dünnen Dielektrika dargestellt. Man kann in diesen Fällen erkennen, dass die Kapazitätsüberhöhung mit abnehmender Frequenz zunimmt und gerade für die Probe mit vier Einheitszellen (P11-4) extrem groß wird. Der Kapazitätswert im Maximum ist hier sieben mal so hoch wie der Kapazitätswert ohne anliegender Gate-Spannung. Allerdings sind diese beiden Proben die einzigen, die ein derartiges Verhalten zeigen.

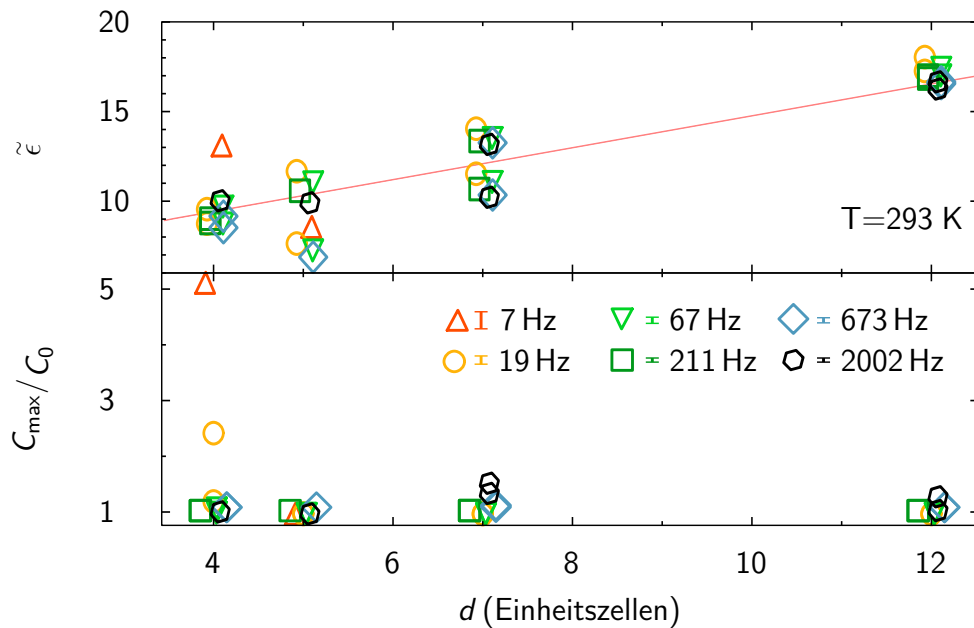
In Abbildung 6.3 sind sowohl die Kapazität des unbelasteten Systems ( $U_{\text{Topgate}} = 0$  V) als auch die relative, maximale Kapazität bezüglich der Kapazität des unbelasteten



**Abbildung 6.1.:** Normierte Kapazität und spezifischer Widerstand der Proben P7-7 und P13-7 in Abhängigkeit der anliegenden Topgate-Spannung, für verschiedene Frequenzen bei Zimmertemperatur. Während der Auswertung der Messdaten im obersten Bild ein einfaches Modell aus drei linearen Bauteilen zugrunde liegt (Abb. 3.4), wurden die beiden unteren mit Hilfe des leiterartigen Modells der Zweitormethode (Abb. 3.5) gewonnen. Die Ladungsträgerdichte  $n$  nimmt mit fallender Topgate-Spannung  $U_{\text{Topgate}}$  ebenfalls ab. Zu beachten sind die unterschiedlichen Skalen für die Kapazität für die beiden verschiedenen Modelle. Die Kapazitätsverläufe und deren Frequenzabhängigkeit sind typisch für die untersuchten Proben. Ausnahmen sind in Abbildung 6.2 zu sehen. Die Zugehörigkeit der Messdaten zu den Proben entspricht in allen drei Abbildungen der untersten Abbildung. Die Ergebnisse sind aufgrund ihrer Frequenzabhängigkeit nicht konsistent mit den Resultaten aus [88].



**Abbildung 6.2.:** Normierte Kapazität der Proben P10-5 und P11-4 in Abhängigkeit der anliegenden Topgate-Spannung. Die Messdaten wurden für verschiedene Frequenzen bei Zimmertemperatur aufgenommen. Bei den gezeigten Messdaten ist die Kapazität zweier Proben in Abhängigkeit der Topgate-Spannung zu sehen für welche die Frequenzabhängigkeit mit den in Referenz [88] gezeigten Daten konsistent ist. Allerdings handelt es sich hierbei um eine atypische Frequenzabhängigkeit, typischerweise verhält sie sich reziprok (Abb. 6.1).



**Abbildung 6.3.:** Normierte Kapazität aller untersuchten Proben in Abhängigkeit der Dicke des Dielektrikums und der Messfrequenz. Oben: Kapazität ohne angelegte Gate-Spannung bei Zimmertemperatur. Unten: Maximaler Kapazitätswert der Kapazitätsüberhöhung, die bei Entvölkerung des Elektronensystems durch Anlegen negativer Topgate-Spannungen auftritt. Der Wert ist normiert auf den oben gezeigten geometrischen Wert. Die Fehlerbalken neben dem Symbol gibt den maximalen Messfehler an, der für die entsprechende Frequenz aufgetreten ist.

Systems abgebildet. Tendenziell fallen die Überhöhungen mit zunehmender Dicke des Dielektrikums und mit abnehmender Messfrequenz kleiner aus, allerdings tritt gerade für sehr dünne Dielektrika auch reziprokes Verhalten bezüglich der Frequenzabhängigkeit auf. Für die Kapazität des unbelasteten Systems ist eine deutliche Zunahme der normierten Kapazität mit der Dicke des untersuchten  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Films zu erkennen.

Die Ergebnisse der Simulation in Kapitel 5 zeigen ein vergleichbares Verhalten: Erstens nehmen diese Kapazitätserhöhungen für kleinere Widerstände zwischen Topgate und Grenzschicht zu. Zweitens nehmen diese Kapazitätserhöhungen für steiler abfallende Widerstandsänderungen ebenfalls zu<sup>1</sup>. Drittens zeigen diese Kapazitätserhöhungen, genau wie die Messergebnisse, eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Messfrequenz.

<sup>1</sup>Das bedeutet, dass die Spannungsänderung, die benötigt wird um vom gut leitfähigen Zustand in den isolierenden Zustand zu wechseln kleiner wird.

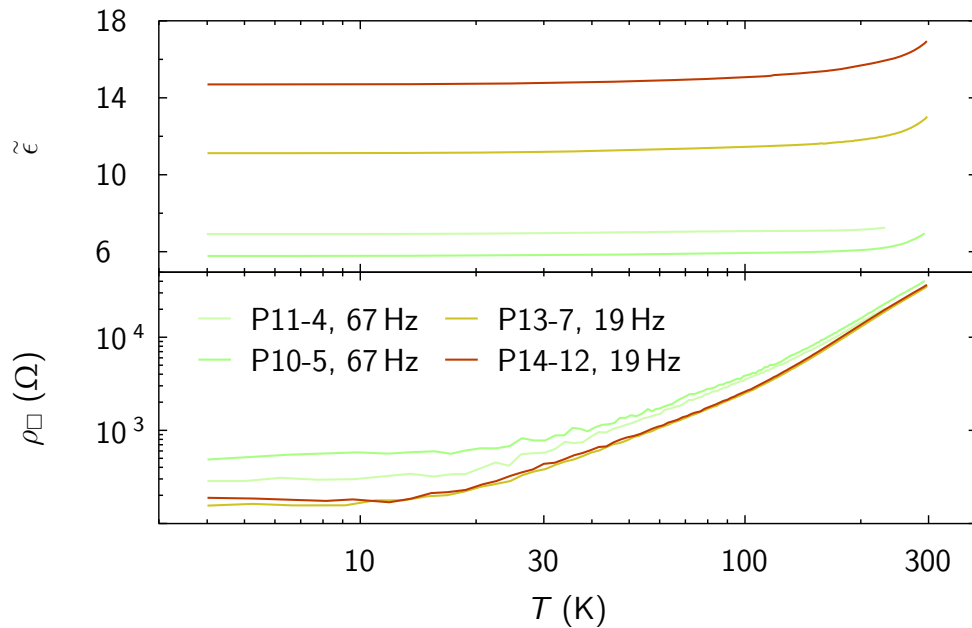
## Zusammenfassung:

- Die aus den Zweitormessungen gewonnene, auf die Kondensatorfläche und Dicke des  $\text{LaAlO}_3$ -Films normierte Kapazität  $\tilde{\epsilon}$  nimmt mit  $\text{LaAlO}_3$ -Schichtdicke  $d$  zu.
- Die in Abhängigkeit der anliegenden Topgate-Spannung auftretende Kapazitätsüberhöhung nimmt in den meisten Fällen mit steigender Frequenz zu.
- Diese Kapazitätsüberhöhung hängt maßgeblich von der Modellierung des Systems ab, sie fällt größer aus wenn einfachere Modellannahmen getroffen werden.
- Simulationsrechnungen zeigen, dass nichtlineares Verhalten des Grenzschichtwiderstands bezüglich der anliegenden Gate-Spannung zu Artefakten in den Messdaten führen kann, die aufgrund der linearen Modellierung des Systems als Kapazitätsüberhöhungen interpretiert werden.
- Die Kapazitätsüberhöhungen, die in die Simulationsergebnisse hineininterpretiert werden, sind frequenzabhängig.
- Die Kapazitätsüberhöhungen, die in die Simulationsergebnisse hineininterpretiert werden, nehmen mit abnehmender Filmdicke zu.

### 6.1.3. Messung der Temperaturabhängigkeit

Beim Abkühlen der Proben von Zimmertemperatur auf Heliumtemperatur wurde bei allen Proben die Abhängigkeit der Kapazität und der Grenzschichtleitfähigkeit von der Temperatur gemessen. Die Messergebnisse werden als Indiz dafür herangezogen, dass die hergestellten Proben mit den Proben vergleichbar sind, die früher von unserer Gruppe in Augsburg hergestellt wurden.

Die Abkühlprozedur wurde jeweils durchgeführt, nachdem die Proben bei Zimmertemperatur vermessen wurden (Unterabschnitt 6.1.2). Die Temperaturkontrolle wurde immer so eingestellt, dass eine stabile Abkühlrate von  $-0,1 \text{ Ks}^{-1}$  erreicht wird (Kapitel 4). Die Messergebnisse sind für vier Proben mit unterschiedlich dicken Dielektrika in Abbildung 6.4 dargestellt. Der spezifische Widerstand des 2DES, der bei allen untersuchten Proben für Zimmertemperatur bei ungefähr  $\rho_{\square} \sim 30 \text{ k}\Omega$  liegt, nimmt beim Abkühlen für alle Proben um zwei Größenordnungen ab. Die gemessenen Widerstände zeigen weder lokale Minima noch lokale Maxima und sind mit Ergebnissen konventioneller DC-Messungen identisch. Während die Abhängigkeit der spezifischen



**Abbildung 6.4.:** Temperaturabhängigkeit der normierten Kapazität (oben) und des spezifischen Widerstands verschiedener Proben mit unterschiedlich dicken Dielektrika. Das Verhalten des spezifischen Widerstands stimmt mit dem temperaturabhängigen Verhalten von Proben überein die in unserer Gruppe in Augsburg hergestellt und vermessen wurden [29, 43].

Leitfähigkeit von der Dicke des Dielektrikums bei Zimmertemperatur eher gering ist, ist der spezifische Widerstand für dünnere Filme bei tiefen Temperaturen tendenziell höher. Allerdings ist keine strikte Abhängigkeit zu erkennen. Für die Kapazität gilt ebenso, dass sie mit sinkender Temperatur abnimmt. Der temperaturabhängige Verlauf ist dabei für alle Proben ähnlich. Im Gegensatz zum spezifischen Widerstand der Proben zeigt sich allerdings eine eindeutige und deutliche Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von der Dicke des Dielektrikums. Die gemessenen spezifischen Widerstände sind mit Messergebnissen unserer Gruppe aus Augsburg vergleichbar [29, 43].

#### Zusammenfassung:

- Die gemessene Kapazität und der spezifische Widerstand der Proben nehmen mit fallender Temperatur stetig ab.
- Die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands des 2DES ist konsistent mit Messdaten für Proben, die von unserer Gruppe in Augsburg hergestellt und gemessen wurden.

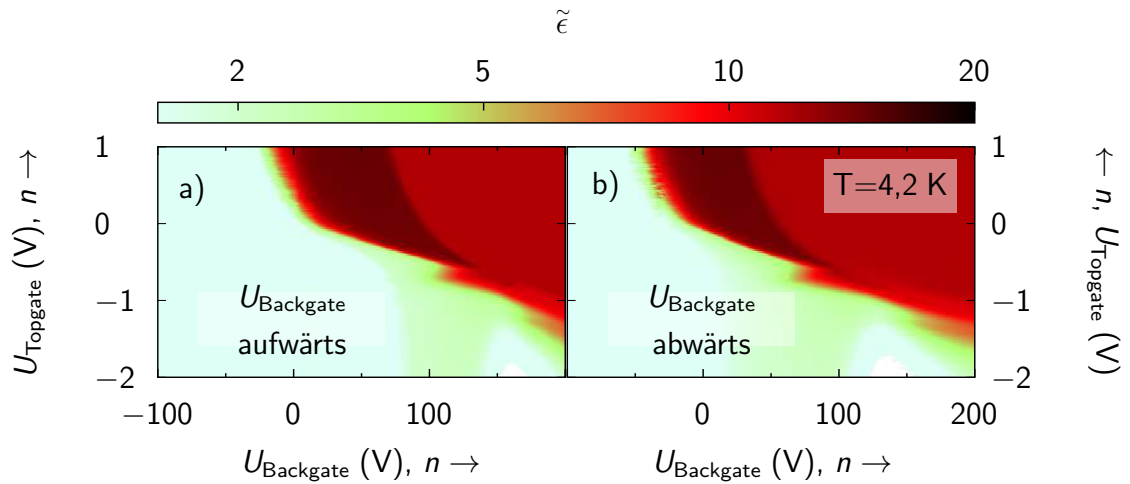
- Für dünnere Dielektrika sättigt der spezifische Widerstand für fallende Temperaturen tendenziell bei höheren Temperaturen und ist dementsprechend bei tiefen Temperaturen größer.

#### 6.1.4. Messungen bei Heliumtemperatur

An Proben mit unterschiedlich dicken Dielektrika wurden Zweitormessungen zur Bestimmung der Kapazität in Abhängigkeit von gleichzeitig anliegender Backgate- und Topgate-Spannung durchgeführt. Ziel dieser Messungen war herauszufinden, in wie weit sich der Einfluss der Topgate-Spannung auf die Ladungsträgerdichte des Elektronensystems und der damit verbundenen Kapazität von dem Einfluss der Backgate-Spannung unterscheidet. Zudem wurden die Messungen bei verschiedenen Frequenzen durchgeführt, um neben dem Einfluss der Dicke des Dielektrikums auch den Einfluss der Messfrequenz auf die erwarteten Kapazitätsüberhöhungen zu bestimmen. Das Vorgehen war dabei immer das selbe:

Zunächst werden die Proben auf Heliumtemperatur abgekühlt (Unterabschnitt 6.1.3). Bei einer fixierten Messfrequenz wird die Zweitormessung kontinuierlich durchgeführt, während abwechselnd der gesamte Backgate-Spannungsbereich durchlaufen und die Topgate-Spannung variiert wird. Der Verlauf der Backgate-Spannung ist dabei qualitativ stets der selbe. Die Spannung wird zunächst ausgehend von 0 V bis zum maximalen Wert erhöht, anschließend bis zum minimalen (negativen) Spannungswert verringert und abschließend wieder auf den Ausgangswert von 0 V erhöht. Die Variation der Topgate-Spannung wird dem Verlauf nach äquivalent durchgeführt, mit dem Unterschied, dass für jeden eingestellten Topgate-Spannungswert, der komplette Backgate-Spannungsbereich durchlaufen wird. Dieses Vorgehen ist dem Vorgehen mit vertauschter Reihenfolge der Schachtelung von Topgate-Spannung und Backgate-Spannung vorzuziehen. Der Grund hierfür ist, dass durch jede Topgate-Spannungsänderung aufgrund der auftretenden Leckströme durch das Dielektrikum der DC-Strom ebenfalls erheblich geändert wird und die verwendeten Lock-In-Verstärker wesentlich mehr Zeit benötigen, um die auftretenden Spannungsstufen in den Messsignalen zu verarbeiten (Kapitel 4). In den Abbildungen 6.5 und 6.6 sind typische Ergebnisse dieser Messungen zu sehen, die Kapazität ist in Abhängigkeit der anliegenden Gate-Spannungen dargestellt. Abbildung 6.5 zeigt die Abhängigkeit von der Verlaufsrichtung der anliegenden Backgate-Spannung. Dieser Einfluss scheint in dem Sinne nicht gravierend, als dass sich ausschließlich die Lage der charakteristischen Gegebenheiten der Ka-





**Abbildung 6.5.:** Probe P13-7: Mit Hilfe der Zweitormethode bestimmte Kapazität in Abhängigkeit der anliegenden Topgate- und Backgate-Spannungen. Es ist einmal die Messung für die ansteigende Backgate-Spannung (a) und für die abfallende Backgate-Spannung (b) abgebildet. Anzumerken ist, dass es sich bei Abbildung (a) um ein zusammengesetztes Bild handelt, da zunächst die aufsteigende Backgatespannung von 0 V bis 200 V gemessen wurde und im Anschluss an die abfallende Flanke (b) der Spannungsbereich von -100 V bis 0 V. Die Messung wurde bei 4,2 K durchgeführt. Die Schrittweite für die Gate-Spannungen beträgt 100 mV für die Backgate-Spannung und 20 mV für die Topgate-Spannung.

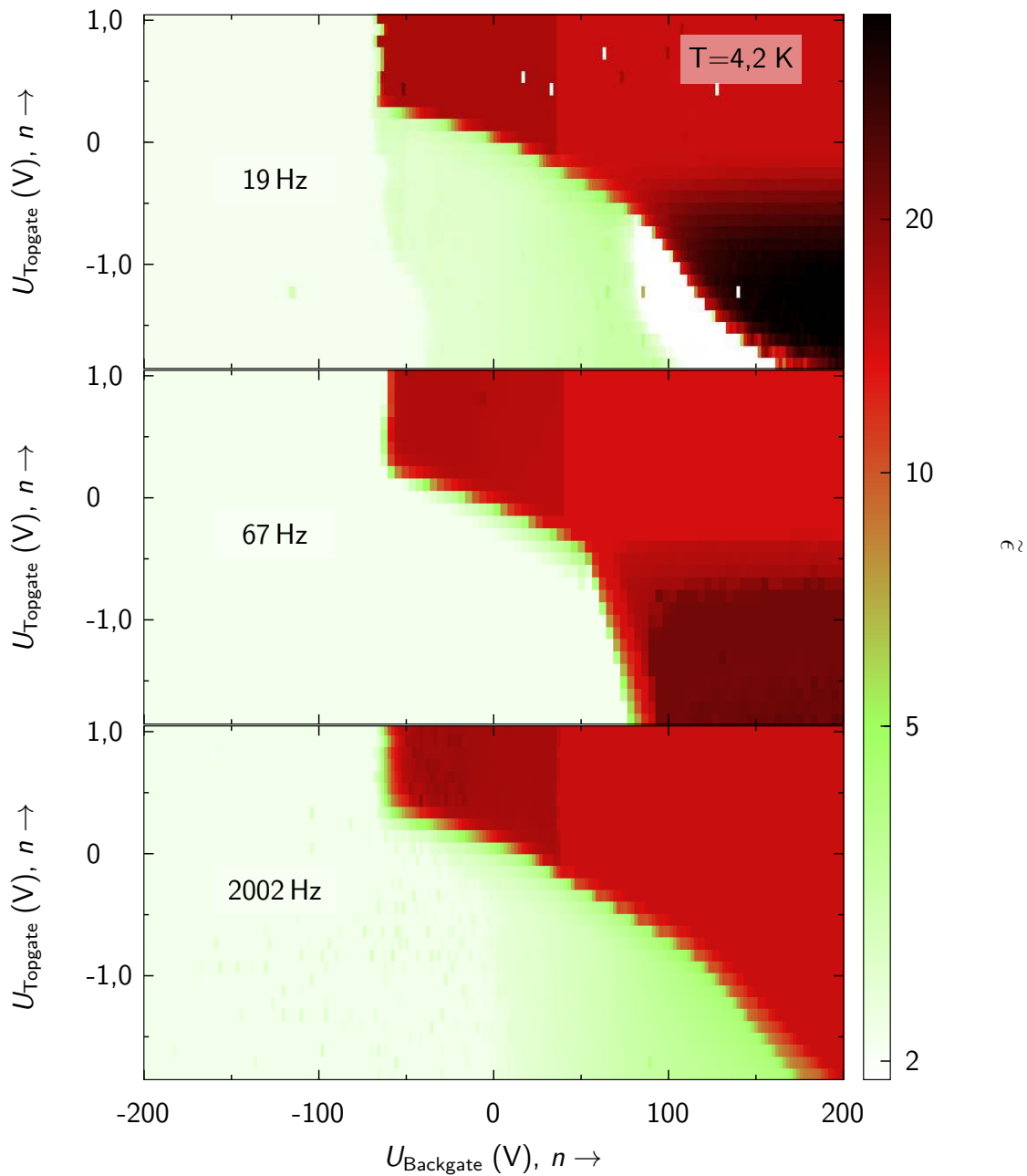
kapazitätstopografie verändert, nicht aber die prinzipielle Struktur der Topografie. Im Fall der zunehmenden Backgate-Spannung handelt es sich um ein zusammengesetztes Bild, da die Messung zwischen 0 V und 200 V aufgrund des typischen Messvorgehens zeitlich vor der Messung des Backgate-Spannungsbereichs zwischen -100 V und 0 V stattfindet.

In Abbildung 6.6 ist der Einfluss der verschiedenen Messfrequenzen (19, 67, 2002 Hz) der Zweitormessung auf die Kapazität in Abhängigkeit der anliegenden Gate-Spannungen zu sehen.

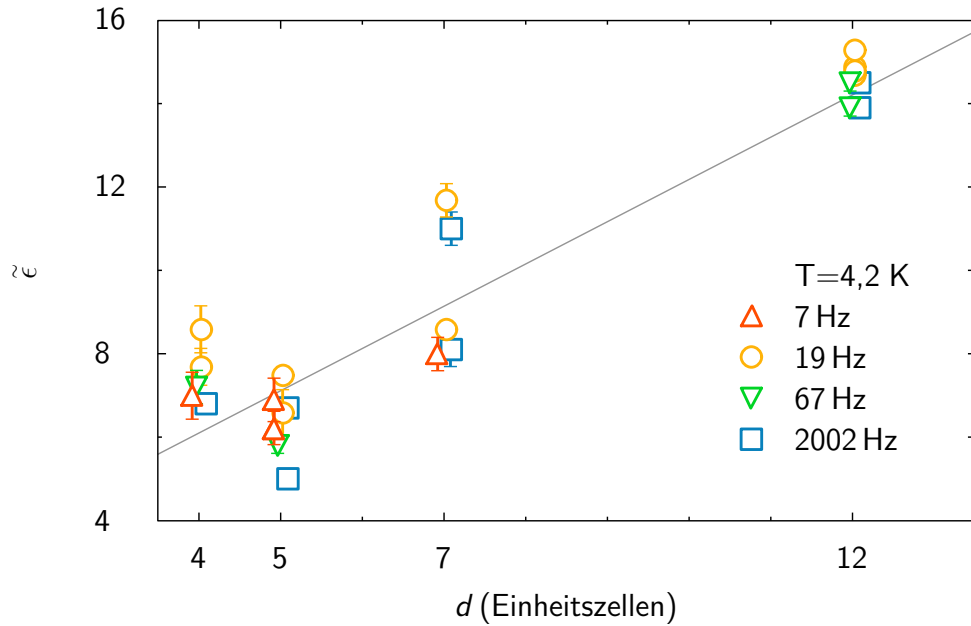
Im Prinzip lassen sich immer zwei Bereiche unterscheiden. Diese beiden Bereiche sind im Wesentlichen durch eine Diagonale voneinander getrennt.

Für positive  $U_{\text{Topgate}}$  und positive  $U_{\text{Backgate}}$  misst man stets einen Kapazitätswert, der über große Gate-Spannungsbereiche konstant ist (Bereich rechts oben in den Kapazitätstopografien in Abbildung 6.6). Die für diese Bereiche ermittelten Kapazitätswerte sind für alle untersuchten Proben in Abbildung 6.7 zusammengefasst.

Dargestellt ist die normierte Kapazität  $\tilde{\epsilon}$  aller untersuchten Proben in Abhängigkeit der  $\text{LaAlO}_3$ -Filmdicke, aufgeschlüsselt nach verwendeter Messfrequenz. Es ist zu erkennen, dass  $\tilde{\epsilon}$  mit zunehmender  $\text{LaAlO}_3$ -Filmdicke tendenziell ansteigt und dass der Einfluss der Frequenz des angelegten Messsignals vernachlässigbar ist.



**Abbildung 6.6.:** Probe P14-12: Mittels Zweitormethode gemessene Kapazität in Abhängigkeit der anliegenden Gate-Spannungen  $U_{\text{Backgate}}$  und  $U_{\text{Topgate}}$  für verschiedene Messfrequenzen. Für fixe Topgate-Spannungen wurde die Backgatespannung durchgeföhren, d.h. die Daten wurden zeilenweise aufgenommen. Die Messungen wurden bei 4,2 K durchgeföhrt. Im Bereich positiver  $U_{\text{Backgate}}$  und negativer  $U_{\text{Topgate}}$  ist für 19 Hz und 67 Hz eine frequenzabhängige Kapazitätserhöhung zu sehen, die genau in dieser Frequenz- und Gate-Spannungsabhängigkeit für alle untersuchten Proben auftritt, während die plateauartige Kapazitätserhöhung für positive Topgate-Spannungen und abnehmende Backgate-Spannung nicht von der Frequenz abhängig ist.

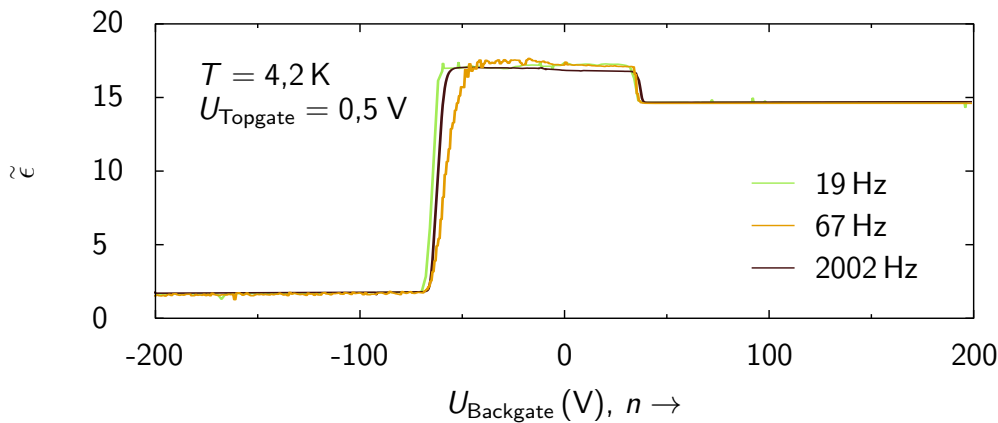


**Abbildung 6.7.:** Normierte Kapazität aller untersuchten Proben in Abhängigkeit der Dicke des Dielektrikums ( $\text{LaAlO}_3$ ) bei Heliumtemperatur. Die dargestellte Kapazität ist die Kapazität für Gate-Spannungsbereiche, in denen die Kapazität konstant und das 2DES gut leitfähig ist (Bereich (a) in Abb. 6.14). Die graue Linie ist die Regressionsgerade unter Berücksichtigung der Datenpunkte aller Frequenzen.

Für sowohl negative  $U_{\text{Topgate}}$  als auch negative  $U_{\text{Backgate}}$  misst man stets kleine Kapazitätswerte, die sich ebenfalls über weite Spannungsbereiche nicht ändern. Allerdings besteht in diesem Fall die messtechnische Schwierigkeit, dass die zu messenden Messgrößen, allen voran der AC-Strom, sehr klein und damit schwierig präzise zu bestimmen sind.

Im Bereich abnehmender  $U_{\text{Backgate}}$  und positiver  $U_{\text{Topgate}}$  (oben Mitte) verhalten sich die verschiedenen Proben unterschiedlich. Während die Kapazität für alle Proben mit abnehmender Backgate-Spannung bei einer kritischen Spannung abfällt, zeigen manche Proben entlang dieses Spannungspfades Kapazitätsüberhöhungen (Abb. 6.9). Für diese großflächigen Kapazitätserhöhungen (Abb. 6.5 und 6.6) treten keine Frequenzabhängigkeiten auf (Abb. 6.8). Diese plateauartigen Kapazitätserhöhungen kommen tendenziell bei Proben vor, die zu einem späteren Zeitpunkt hergestellt wurden.

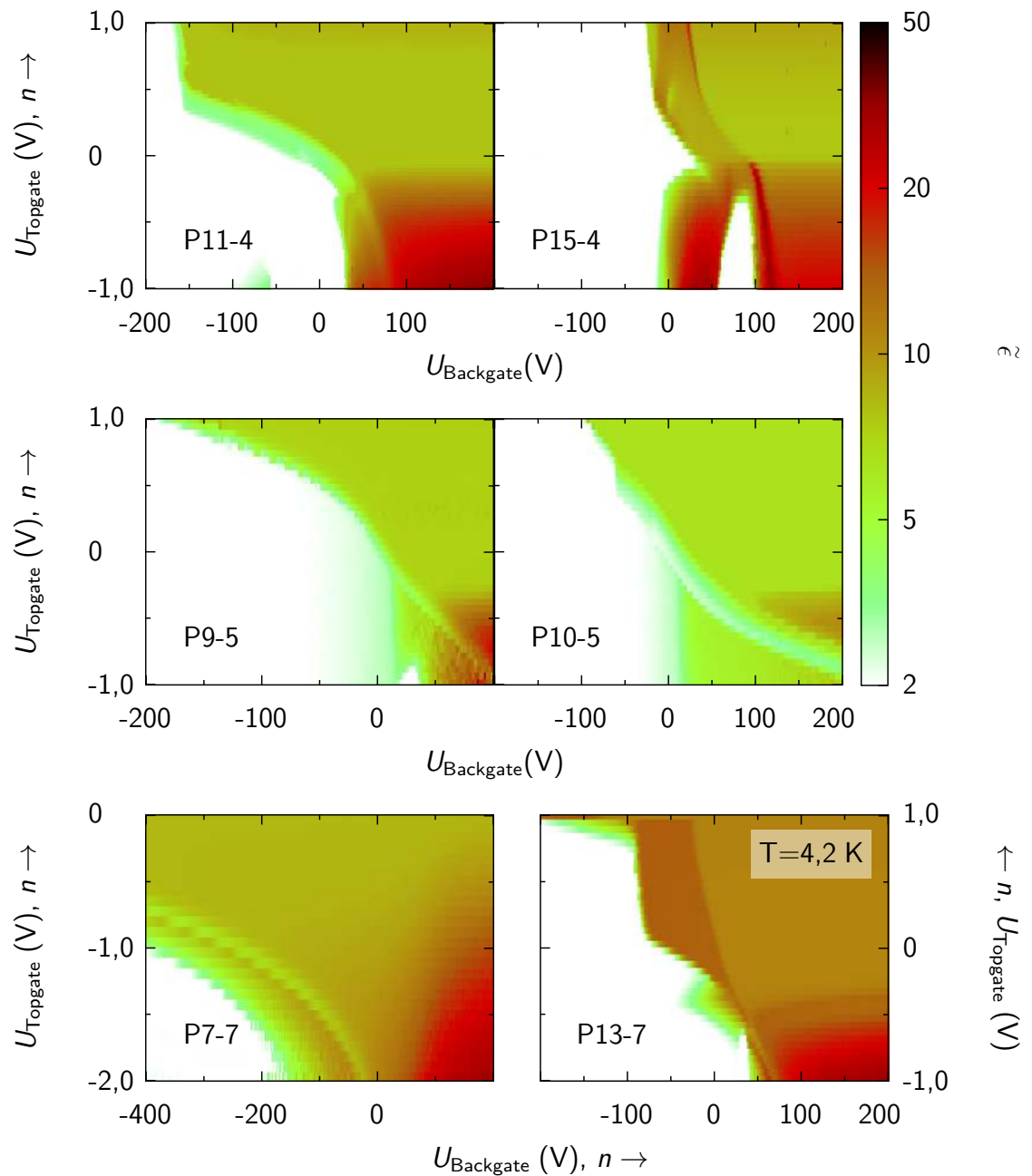
Im Bereich positiver  $U_{\text{Backgate}}$  und negativer  $U_{\text{Topgate}}$  (rechts unten) war für jede Probe eine Kapazitätserhöhung zu finden (Abb. 6.9). Diese Kapazitätserhöhung ergeben sich stets und ausschließlich für negative Topgate-Spannungen, der Anstieg der Kapazität zum maximalen Wert beginnt erst bei negativen Topgate-Spannungswerten.



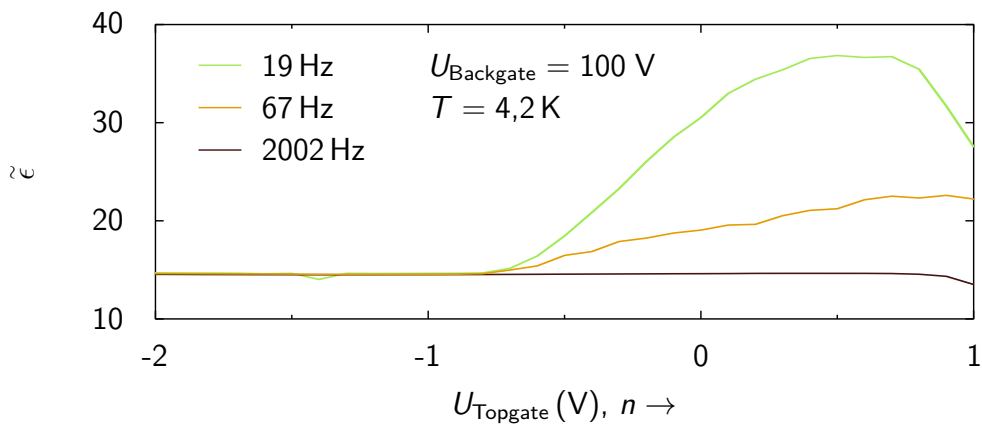
**Abbildung 6.8.:** Probe P14-12: Mittels Zweitemethode gemessene Kapazität in Abhängigkeit der anliegenden Backgate-Spannung  $U_{\text{Backgate}}$  bei fester Topgate-Spannung  $U_{\text{Topgate}} = 0,5 \text{ V}$  für verschiedene Messfrequenzen. Man sieht, dass die Kapazitätsüberhöhung nicht von der Frequenz abhängt.

Die aus den Messdaten extrahierten maximalen Kapazitäten in diesem Gate-Spannungsbereich sind in Abbildung 6.11, auf die geometrische Kapazität normiert, in Abhängigkeit der  $\text{LaAlO}_3$ -Schichtdicke und nach Messfrequenz aufgeschlüsselt, dargestellt. Es ist zu sehen, dass diese Kapazitätserhöhungen von der Messfrequenz abhängig sind und für abnehmende Frequenzen größer werden. Allerdings muss bei den extrahierten Daten beachtet werden, dass die Lage des tatsächlichen maximalen Kapazitätswertes eventuell außerhalb der erfassten Gate-Spannungsbereiche liegen könnte. Der Grund dafür ist, dass die kritischen Spannungen, bei denen die charakteristischen Merkmale der jeweiligen Kapazitätstopografie auftreten, für alle Proben sehr unterschiedlich sind (Abb. 6.9). Das bedeutet, dass der messtechnisch zugängliche Ausschnitt dieser Topografien, in dem die präsentierten Daten liegen, für alle Proben verschieden ist und eventuell Datenpunkte miteinander verglichen werden, die bezüglich ihrer Lage in diesem Ausschnitt nicht äquivalent sind. Die Frequenzabhängigkeit dieser Kapazitätsüberhöhungen ist konsistent mit den Messergebnissen aus [88]. Ein weiterer wesentlicher Aspekt, der im Zusammenhang mit dieser Kapazitätserhöhung auftritt, ist, dass die Leitfähigkeit des 2DES in diesem Gate-Spannungsbereich sehr gut ist (Abb. 6.12). Im Gegensatz dazu werden die – nur bei manchen Proben auftretenden – plateauförmigen Kapazitätsüberhöhungen für positive Topgate-Spannungen und abnehmende Backgate-Spannungen stets von einem ebenfalls zunehmenden Widerstandswert begleitet (P13-7 in Abb. 6.12).

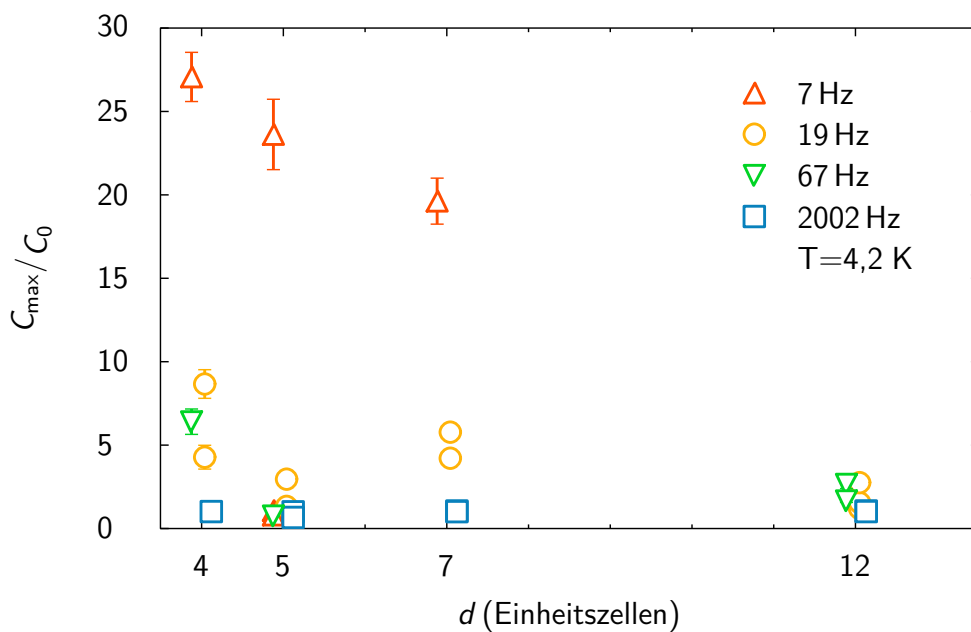
Der Aspekt, dass es sich bei dem Elektronensystem um ein mehrlagiges System handelt hat die Frage aufgebracht, ob nicht eine unzureichende Modellierung der Grenz-



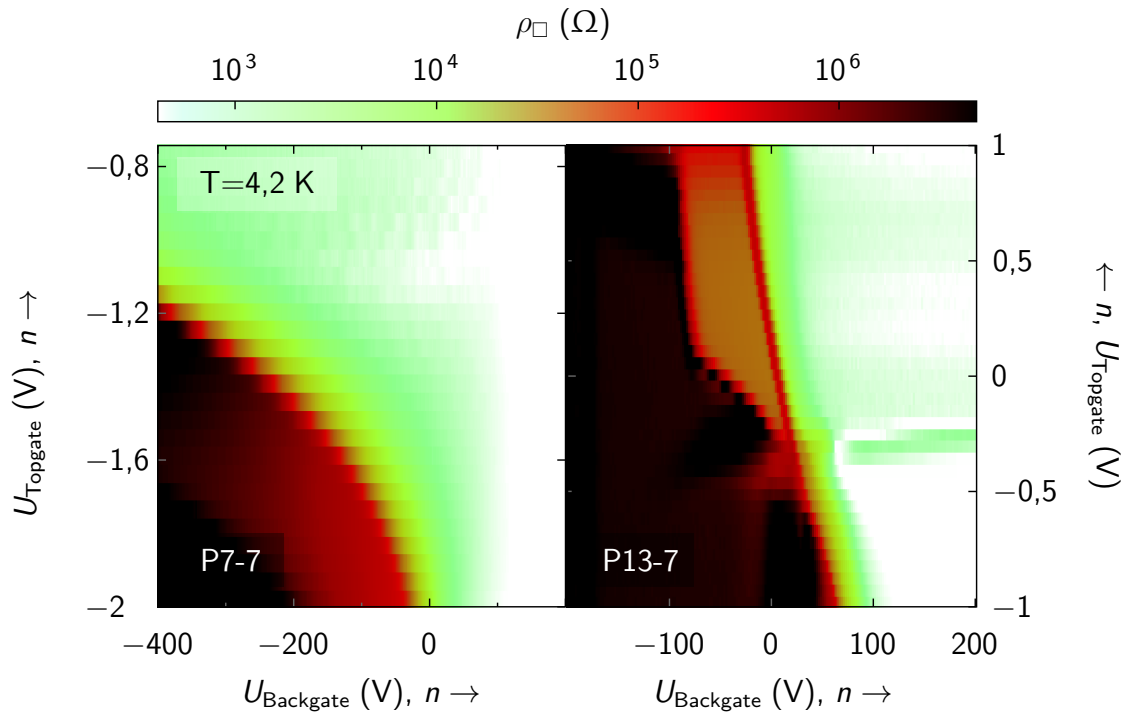
**Abbildung 6.9.:** Mittels Zweitormethode gemessene, normierte Kapazität in Abhängigkeit der anliegenden Gate-Spannungen  $U_{\text{Topgate}}$  und  $U_{\text{Backgate}}$ . Es sind für verschieden dicke Dielektrika (4, 5 und 7 Einheitszellen  $\text{LaAlO}_3$ , Tabelle 6.1) jeweils zwei Messreihen für Proben mit gleicher  $\text{LaAlO}_3$ -Fimldicke abgebildet. Die Daten wurden mit einer Messfrequenz von 19 Hz bei Heliumtemperatur aufgenommen.



**Abbildung 6.10.:** Probe P14-12: Mittels Zweitormethode gemessene Kapazität in Abhängigkeit der anliegenden Topgate-Spannung  $U_{\text{Topgate}}$  bei fester Backgate-Spannung  $U_{\text{Backgate}} = 100 \text{ V}$  für verschiedene Messfrequenzen. Man sieht, dass die Kapazitätsüberhöhung von der Frequenz abhängt und mit abnehmenden Frequenzen zunimmt.



**Abbildung 6.11.:** Auf die geometrische Kapazität normierte, maximale Kapazität der untersuchten Proben in Abhängigkeit der Dicke des Dielektrikums bei Heliumtemperatur. Die dargestellte Kapazität ist die Kapazität für Gate-Spannungsbereiche, in denen die Kapazität maximal und das 2DES gut leitfähig ist (positive  $U_{\text{Backgate}}$  und negative  $U_{\text{Topgate}}$ , Bereich (d) in Abb. 6.14).

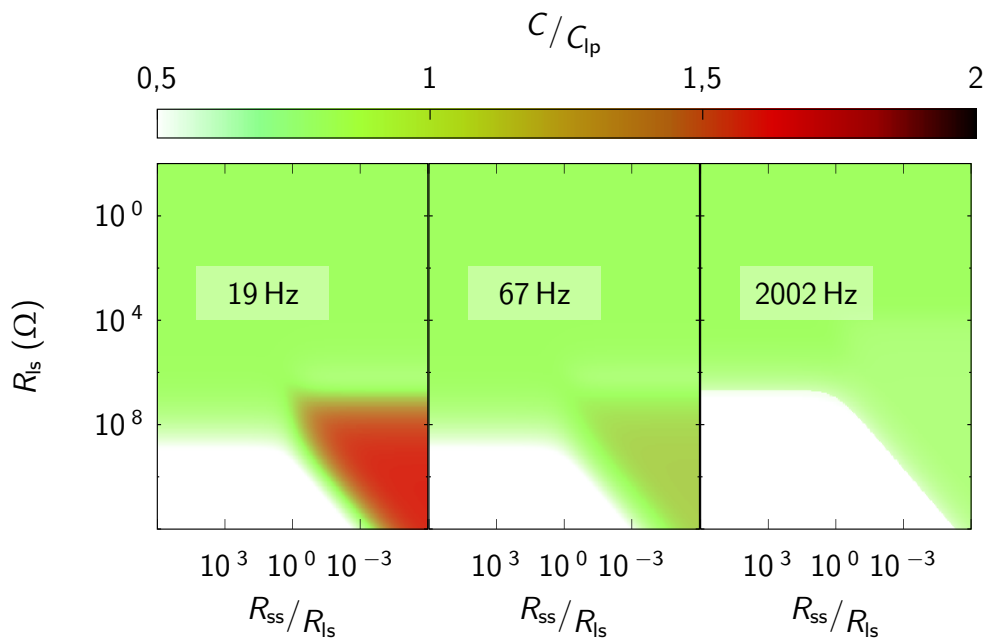


**Abbildung 6.12.:** Proben P7-7 und P13-7: Mittels Zweitormethode gemessener spezifischer Widerstand des 2DES in Abhängigkeit der anliegenden Gate-Spannungen  $U_{\text{Topgate}}$  und  $U_{\text{Backgate}}$  bei Heliumtemperatur. Wesentliche Merkmale sind der gut leitfähige Bereich für positive  $U_{\text{Backgate}}$  und negative  $U_{\text{Topgate}}$  und das – nicht immer auftretende – Plateau im Bereich positiver  $U_{\text{Topgate}}$  am Übergang vom gut leitfähigen in den isolierenden Bereich (P13-7).

schrift für Artefakte sorgen könnte, die man dann fälschlicherweise als Kapazitätserhöhung interpretiert. Deshalb wurde für ein zweilagiges Modellsystem eine einfache Simulationsrechnung durchgeführt (Abschnitt 5.2), deren Ergebnisse in Abbildung 6.13 dargestellt sind. Dargestellt ist die, mit der Zweitormethode berechnete, Kapazität in Abhängigkeit des Widerstandes in der oberen Ebene des Elektronensystems  $R_{\text{is}}$  und des Widerstandes in der unteren Ebene des Elektronensystems  $R_{\text{ss}}$ . Unter der Annahme, dass die Kapazität zwischen den  $\text{TiO}_2$ -Lagen größer ist als die Kapazität zwischen der Grenzschrift und der Topgate-Elektrode, erhält man eine Kapazitätserhöhung in dem Widerstandsbereich in dem das Elektronensystem der unteren Lage noch gut leitfähig ist, die ebenso wie die gemessenen Kapazitäten mit abnehmender Frequenz zunimmt.

#### Zusammenfassung:

- Der Einfluss von Topgate- und Backgate-Spannung auf die, mit der Zweitormethode gemessene, Kapazität der Proben ist nicht gleichartig.



**Abbildung 6.13.:** Simulationsergebnisse für ein lineares, zweilagiges Modell der Grenzschicht (Abschnitt 5.2) in Abhängigkeit verschiedener Frequenzen. Der wesentliche Faktor für das Auftreten der Kapazitätserhöhung ist, dass die Kapazität zwischen den Lagen des Elektronensystems größer ist als die Kapazität zwischen dem Elektronensystem und dem Topgate.

- Für positive Backgate-Spannungen und positive Topgate-Spannungen ist die gemessene Kapazität über weite Spannungsbereiche konstant. Die auf die Probengröße und Filmdicke normierte Kapazität nimmt mit steigender  $\text{LaAlO}_3$ -Filmdicke zu.
- In den Bereichen kritischer Gate-Spannungen bezüglich der Entvölkerung des Elektronensystems treten verschiedenartige Kapazitätserhöhungen auf.
- Es tritt eine universelle Kapazitätserhöhung im Bereich positiver Backgate-Spannungen und negativer Topgate-Spannungen auf.
- Diese Kapazitätserhöhung nimmt mit sinkender Messfrequenz zu und geht mit guter Leitfähigkeit im 2DES einher.
- Die anzuwendenden Gate-Spannungen, bezüglich denen die unterschiedlichen Charakteristika auftreten, sind für die verschiedenen Proben sehr unterschiedlich.
- Simulationen zeigen, dass Kapazitätserhöhungen, die mit guter Leitfähigkeit einhergehen, durch mehrlagige Elektronensysteme verursacht werden können,



wenn diese resistiv und kapazitiv miteinander gekoppelt sind.

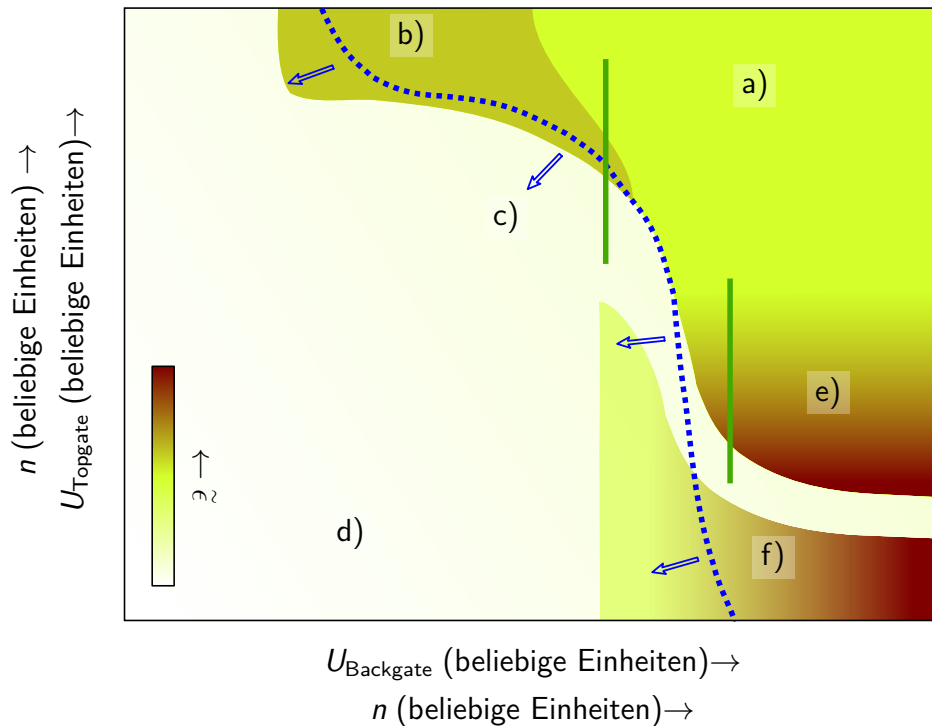
- Diese simulierten Kapazitätsüberhöhungen zeigen dieselbe Frequenzabhängigkeit wie die Messdaten.

## 6.2. Diskussion

In diesem Abschnitt werden die erzielten Mess- und Simulationsergebnisse verglichen und diskutiert. Dafür werden die topografischen Karten der Kapazität, wie sie in Abschnitt 6.1 gezeigt wurden, in verschiedene Bereiche unterteilt, wie in der schematischen Darstellung der Gate-Spannungsabhängigen Kapazität (Abb. 6.14) zu sehen ist.

Jeder dieser Bereiche wird separat erörtert. In Bereich (a), in dem die Kapazität, die mit der Zweitormethode gemessen wird, mit der Kapazität übereinstimmt, die mit einer einfachen Impedanzmessung bestimmt werden kann, ist die Kapazität über einen weiten Gate-Spannungsbereich konstant. Da außerdem die Leitfähigkeit der Proben in diesem Gate-Spannungsbereich sehr gut ist, kann davon ausgegangen werden, dass nichtlineare Effekte bei der Messung keine signifikante Rolle spielen. Die ermittelten Dielektrizitätskonstanten sind in diesem Fall allesamt kleiner als die, die man für  $\text{LaAlO}_3$  im ausgedehnten Festkörper für die verwendeten Messfrequenzen erwartet. Allerdings nähern sie sich für zunehmende Dicke des  $\text{LaAlO}_3$ -Films dem erwarteten Wert für diesen Frequenzbereich an ( $\epsilon = 15$  [213, 214]). Auch die Temperaturabhängigkeit ist im wesentlichen dieselbe, die man für dickere Filme erwartet [57]. Ein möglicher Grund für die mit abnehmender Filmdicke kleiner werdende Dielektrizitätskonstante ist, dass die Dielektrizitätskonstante im  $\text{LaAlO}_3$  mit zunehmendem, anliegenden elektrischen Feld kleiner wird [215]. Im einfachen Bild der polaren Katastrophe zur Erklärung der Grenzschichtleitfähigkeit wird durch die Ladungsverschiebung von der Grenzschicht an die Oberfläche ein elektrisches Feld erzeugt, das für den Potentialausgleich sorgt. Dieses elektrische Feld nimmt mit zunehmender Dicke des Dielektrikums ab, da unabhängig von der Dicke des  $\text{LaAlO}_3$ -Films immer die selbe Ladungsträgermenge benötigt wird, um die polare Katastrophe zu vermeiden und der Abstand zwischen den Elektroden zunimmt.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass die Dielektrizitätskonstante in den ersten  $\text{LaAlO}_3$ -Lagen an der Grenzschicht aufgrund verminderter struktureller Qualität des epitaktischen Films kleiner ist, als in einem einwandfreien Kristall. Wenn die darauf-



**Abbildung 6.14.:** Illustration des prinzipiellen Verlaufs der Kapazität in Abhängigkeit der anliegenden Gate-Spannungen  $U_{\text{Topgate}}$  und  $U_{\text{Backgate}}$  mit den typischen Charakterzügen. Für alle Proben gibt es Bereiche, in denen die geometrische Kapazität gemessen werden kann (a), Bereiche, in denen die Baugruppe eine kleine Kapazität zeigt (d) und Bereiche, in denen die Kapazität in Abhängigkeit der Messfrequenz höher ist (e) als die geometrisch gemessene Kapazität in Bereich (a). Bei den meisten Messungen folgte einem Kapazitätsabfall mit abnehmender Topgate-Spannung ein erneutes auftreten der Kapazität mit weiter abfallenden Topgate-Spannungen (f). In der Umgebung der gestrichelten blauen Linie kommen bei manchen Proben Kapazitätserhöhungen und/oder negative Kapazitäten vor (c). Bei manchen Proben trat für positive  $U_{\text{Topgate}}$  und abnehmende  $U_{\text{Backgate}}$  eine plateauartige Kapazitätserhöhung auf, die nicht von der Messfrequenz abhängt (b). Die grünen Linien stellen mögliche Topgate-Spannungsverläufe für die Topgate-Spannung der Messungen aus Referenz [88] dar.

folgenden Lagen – von besserer Qualität – eine höhere Dielektrizitätskonstante haben, dann wird mit zunehmender  $\text{LaAlO}_3$ -Filmdicke der relative Einfluss der grenzschichtnahen  $\text{LaAlO}_3$ -Lagen auf die Dielektrizitätskonstante immer geringer. Die Dielektrizitätskonstante des gesamten Films nimmt in diesem Fall mit zunehmender Filmdicke zu.

In Bereich (b) (Abb. 6.14) tritt bei manchen, tendenziell bei Proben, die zu einem späteren Zeitpunkt hergestellt wurden, eine großflächige, plateauartige Kapazitätserhöhung auf, die mit einer verringerten Leitfähigkeit im Elektronensystem, also einer reduzierten Ladungsträgerdichte einhergeht. Diese Überhöhung beträgt in allen auftretenden Fällen ungefähr 30% der Ausgangskapazität in Bereich (a) und zeigt keine

Abhängigkeit von der Messfrequenz. Weiter gibt es vor allem in Bereich (b), aber prinzipiell überall entlang des Übergangs vom gut leitfähigen Elektronensystem in den isolierenden Bereich (In Pfeilrichtung senkrecht zur blau gestrichelten Linie (c) in Abbildung 6.14), Kapazitätsüberhöhungen. Diese Überhöhungen sind typischerweise Abhängig von der Frequenz der Messung und von dem Modell, das zur Datenanalyse verwendet wird. Die Überhöhungen fallen bei der Auswertung mit dem einfachen Modell (Abb. 3.4) in jedem Fall viel ausgeprägter aus, als bei der Analyse mit dem leiterförmigen Modell. Das geht so weit, dass manche Überhöhungen nur vorkommen, wenn man das einfache Modell zur Datenanalyse verwendet. Die Abhängigkeit von der Frequenz ist derart, dass die Kapazitätsüberhöhungen zunehmen, falls die Messfrequenz zunimmt. Die bei Raumtemperatur auftretenden Kapazitätserhöhungen zeigen dieselbe Abhängigkeit von der Messfrequenz. Für diese, bei Raumtemperatur auftretenden Überhöhungen gilt genau in gleicher Weise, dass sie noch gravierender ausfallen, falls die Daten mit einem einfachen Modell anstelle des Leitermodells ausgewertet werden. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, diese Kapazitätsüberhöhungen mit den auftretenden Leckströmen durch die  $\text{LaAlO}_3$ -Barriere und dem damit verbundenen nichtlinearen Verhalten zu erklären.

Wie in den Kapiteln 3 und 5 beschrieben, können für Proben, in denen es ausgeprägte Leckströme gibt, erhebliche nichtlineare Effekte auftreten. Die selbstkonsistente Simulation (Kapitel 5) der Grenzschicht liefert folgende, mit den vorher genannten Messergebnissen konsistenten Resultate<sup>2</sup>:

- 1) Die Überhöhung der ermittelten Kapazität hängt von der Frequenz ab, sie kann für zunehmende Frequenzen sowohl zu- als auch abnehmen.
- 2) Das Modell, welches zur Datenanalyse verwendet wird, beeinflusst die Kapazitätserhöhung enorm. Für die einfache Modellierung erhält man höhere Kapazitäten als für das Leitermodell.
- 3) Die Kapazitätsüberhöhung hängt von dem Widerstand durch die  $\text{LaAlO}_3$ -Barriere ab. Das bedeutet, dass sie ausgeprägter ist, falls der Widerstand durch die Barriere kleiner ist, die Barriere also entsprechend dünner ist.
- 4) Die Stärke des Abfalls der Leitfähigkeit im Elektronensystem ist ebenfalls ausschlaggebend für die Kapazitätsüberhöhung. Das kann ebenfalls so gedeutet werden, dass eine dickere  $\text{LaAlO}_3$ -Schicht zu kleineren Kapazitätsüberhöhungen führt. Denn

---

<sup>2</sup>Die Kapazität, die für die Kapazität der Simulation vorgegeben wurde, war konstant. Die Ursache für die fälschlicherweise Interpretierte Kapazitätserhöhung ist ausschließliche die Nichtlinearität der Grenzschicht, siehe Kapitel 5

falls die  $\text{LaAlO}_3$ -Barriere dicker ist, muss eine größere Spannung angelegt werden, um dieselbe Feldstärke an der Grenzschicht und damit dieselbe Elektronendichte zu erzeugen<sup>3</sup>.

Der mit (d) markierte Bereich in Abbildung 6.14 ist der Bereich, in dem das 2DES schlecht leitfähig ist. Nicht direkt an diesem Bereich, aber an dem Verlauf seiner Abgrenzung zu den leitfähigen Bereichen erkennt man, dass der Einfluss von Topgate-Spannung und Backgate-Spannung grundsätzlich verschieden ist. Für einen gleichförmigen Einfluss – in dem Sinne, dass die elektrische Feldstärke an der Grenzschicht alleine für die Leitfähigkeit verantwortlich ist – würde man einen diagonalen Verlauf erwarten. Ein Grund hierfür könnte sein, dass die Dielektrizitätskonstanten beider Materialien von der angelegten Spannung abhängen [10, 215]. Die Auswirkung ist, dass die Karte, die über die Gate-Spannungen aufgespannt wird, gegenüber der Lage der Ladungsträgerdichte<sup>4</sup>, welche für die Charakteristik verantwortlich ist, verzerrt ist. Ein weiterer Grund wird in der folgenden Diskussion über die universelle Kapazitätserhöhung im Bereich (e) erörtert.

In Bereich (e) tritt für alle Proben eine Kapazitätsüberhöhung auf, die mit abnehmender Messfrequenz und abnehmender  $\text{LaAlO}_3$ -Filmdicke zunimmt. Im Gegensatz zu den Abhängigkeiten der voranstehend genannten Kapazitätsüberhöhungen sind diese bezüglich ihrer Frequenzabhängigkeit konsistent mit den Messergebnissen aus [88]. Allerdings nimmt in diesem Bereich die Leitfähigkeit des Elektronensystems nicht ab. Es ist im Gegensatz dazu sogar so, dass die Leitfähigkeit besser wird. Die Frage ist also, wie sich die Überhöhung der Kapazität, die mit einer abnehmenden Ladungsträgerdichte verbundene wird, mit einer sehr guten Leitfähigkeit im Elektronensystem vereinbaren lässt. Die Tatsache, dass diese robuste Überhöhung der Kapazität nur durch positive Backgate-Spannungen erzeugt werden kann, legte folgende Idee nahe [216]:

Zunächst ist das leitfähige Elektronensystem nicht ein einziges leitfähiges Elektronensystem, sondern besteht aus mehreren leitfähigen Systemen in den grenzschichtnahen  $\text{TiO}_2$ -Ebenen im  $\text{SrTiO}_3$  [67, 68]. Diese leitfähigen Ebenen sind kapazitiv und resistiv miteinander gekoppelt. Die leitfähigen Ebenen werden im Folgenden, von der Grenzschicht ausgehend, mit I. beginnend durchnummeriert (Abb. 6.15 (a)). Die I. Ebene ist also die  $\text{TiO}_2$ -Ebene, die direkt unter der untersten  $\text{LaO}$ -Ebene liegt, die II. Ebene ist die darunter liegende, also die erste gänzlich im  $\text{SrTiO}_3$ -Substrat liegende  $\text{TiO}_2$ -

---

<sup>3</sup>Unter der Annahme, dass die Dielektrizitätskonstante tatsächlich konstant ist.

<sup>4</sup>Leider suggeriert die Karte den homogenen Abfall der Ladungsträgerdichte in beide Richtungen.

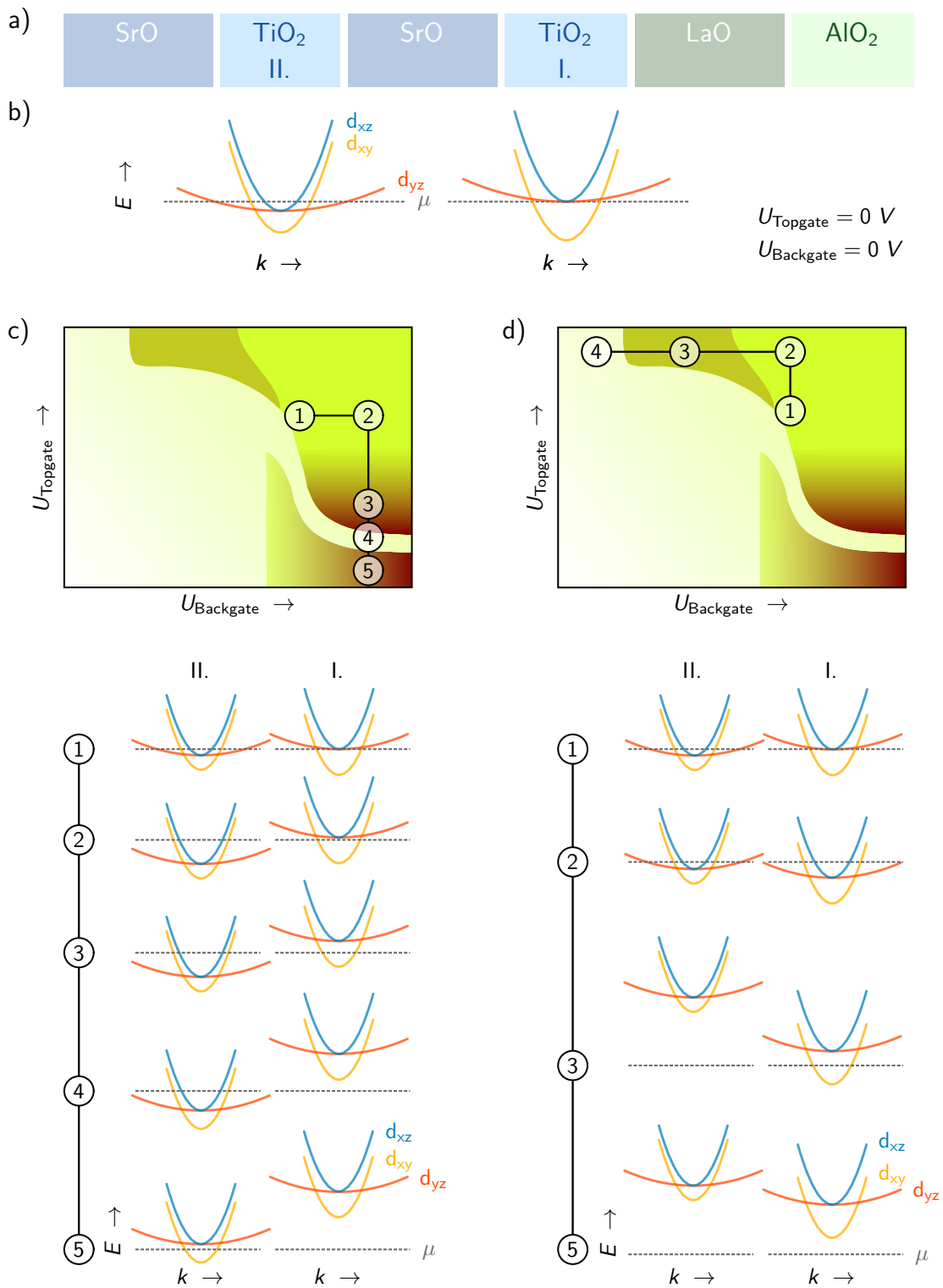
Ebene. Die räumliche Lage der 3d-Bänder der oberen  $\text{TiO}_2$ -Lagen, die an Leitfähigkeit beteiligt sind, sind in Abbildung 6.15 (a) illustriert.

In der Ausgangssituation ohne anliegende Gate-Spannungen sind alle  $3d_{t_{2g}}$  Bänder in den grenzschichtnahen  $\text{TiO}_2$ -Ebenen am Ladungstransport beteiligt (Abb. 6.15 (b)). In den grenzschichtnahen Lagen trägt hauptsächlich das  $3d_{xy}$ -Band zur Leitfähigkeit bei, während in den tiefer liegenden  $\text{TiO}_2$ -Lagen die  $3d_{xz}$  und  $3d_{yz}$ -Bänder dominierend dazu beitragen [217, 218]. Falls die Backgate-Spannung erhöht wird (Abb. 6.15 (c) 1  $\rightarrow$  2), werden zunächst die Bänder, die näher an der Backgate-Elektrode sind, also tiefer im  $\text{SrTiO}_3$  liegen, bezüglich des Elektrochemischen Potentials  $\mu$  weiter nach unten verschoben. Die Leitfähigkeit des Elektronensystems wird besser, da die tiefer liegenden  $\text{TiO}_2$ -Lagen eine höhere strukturelle Ordnung aufweisen, da der tiefer unter der Oberfläche liegende Teil des  $\text{SrTiO}_3$ -Kristalls weniger durch das  $\text{LaAlO}_3$ -Wachstum beeinträchtigt wird [219]. Der Potentialtopf, der das Elektronensystem beherbergt wird in diesem Fall weiter in Richtung Backgate verbreitert [219].

Wird in dieser Situation die Topgate-Spannung verringert (Abb. 6.15 (c) 2  $\rightarrow$  3), werden die Bänder, ausgehend von der Grenzfläche, weiter angehoben. Zunächst werden die Bänder in der I. Ebene angehoben. Die Kapazität erhöht sich damit sukzessive, weil die Ladungsträgerdichte in der I. Ebene ausreichend klein wird, dass nicht-klassische Beiträge zur Kapazität messbar werden. Die Leitfähigkeit wird in diesem Fall aber nicht schlechter, weil sie durch die tiefer liegenden  $\text{TiO}_2$ -Ebenen realisiert wird und die I. Ebene über die II. angeschlossen bleibt (Bereich (e) in Abb. 6.14). Der Potentialtopf für das Elektronensystem wird in der Nähe der Grenzschicht also weniger tief [219].

Die Kapazität bricht zusammen, sobald die Topgate-Spannung weiter verringert wird, sodass auch im  $3d_{xy}$ -Band der I. Ebene keine mobilen Ladungsträger mehr zur Verfügung stehen (Abb. 6.15 (c), 3  $\rightarrow$  4). Weiteres Verringern der Topgate-Spannung sorgt dafür, dass sich dieser Prozess – um eine Ebene nach unten verschoben – wiederholt (Abb. 6.15 (c) 4  $\rightarrow$  5), sodass nach dem Einbruch wieder eine Kapazität messbar wird (Abb. 6.14 (f)). Beide Effekte, sowohl der Zusammenbruch der Kapazität als auch das Wiederauftreten bei weiter verringerter Topgate-Spannung, können gemessen werden.

Geht man wieder von der unbelasteten Ausgangssituation aus und erhöht die Topgate-Spannung, werden zunächst die Bänder abgesenkt, die in der I. Ebene liegen (Abb. 6.15 (d) 1  $\rightarrow$  2). Wird nun zusätzlich die Backgate-Spannung verringert, so werden, vom Substrat in Richtung Grenzschicht, sukzessive die Bänder tiefer liegender  $\text{TiO}_2$ -



**Abbildung 6.15.:** Illustration der Bandschemata der grenzschnittnahen, am Ladungstransport beteiligten 3d-Bänder der TiO<sub>2</sub>-Lagen, in Abhängigkeit der anliegenden Gate-Spannungen. a) Räumliche Position der TiO<sub>2</sub>-Lagen der LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Grenzschicht, die am Ladungstransport beteiligt sind. b) Bandschemata der beiden obersten TiO<sub>2</sub>-Lagen des leitfähigen Systems an der Grenzschicht, ohne anliegende Gate-Spannungen. Die räumliche Lage der skizzierten Bänder entspricht den Positionen der TiO<sub>2</sub>-Lagen in (a). In (c) und (d) sind für zwei Wege in der Kapazitätstopografie die entsprechend veränderten Bandschemata, in Abhängigkeit der anliegenden Gate-Spannungen, skizziert.

Ebenen angehoben. Sobald die Bänder in den obersten  $\text{TiO}_2$ -Lagen nahe der Grenzschicht angehoben werden, nimmt die Leitfähigkeit im Elektronensystem ab und es kann quantenmechanisch bedingte Beiträge zur Kapazität geben, welche durch die geringe Ladungsträgerdichte verursacht werden und die Kapazität erhöhen (Abb. 6.15 (d) 2  $\rightarrow$  3). Für eine weiter abnehmende Backgatespannung (Abb. 6.15 (d) 3  $\rightarrow$  4) nimmt die Leitfähigkeit im Elektronensystem weiter ab und es kann schließlich nur noch die Kapazität des isolierenden Systems gemessen werden (Bereich (c) in Abb. 6.14). Dieser Effekt konnte ebenfalls beobachtet werden.

Allerdings zeigen Simulationsrechnungen, welche die mehrlagige Natur des 2DES berücksichtigen, dass die Ursache für die gemessenen Kapazitätsüberhöhungen nicht zwangsläufig in der quantenmechanischen Natur des Elektronensystems liegt. Als weitere, mögliche Ursache könnte die Kapazität zwischen den einzelnen  $\text{TiO}_2$ -Lagen in Frage kommen, die aufgrund der höheren Dielektrizitätskonstanten im  $\text{SrTiO}_3$  und der größeren geometrischen Nähe der beiden beteiligten Elektronensysteme wesentlich größer ausfallen könnte als die Kapazität zwischen der oberen  $\text{TiO}_2$ -Lage und dem Topgate.

Ungeachtet des tieferen Grundes der Kapazitätserhöhung ist wohl die mehrlagige Struktur des 2DES die entscheidende Ursache für das nicht-isotrope Verhalten der Kapazität bezüglich anliegender Topgate- und Backgate-Spannungen und das prinzipielle Auftreten der universellen Kapazitätsüberhöhungen der  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Kondensatoren.

### **Zusammenfassung:**

- Nichtlineare Effekte erschweren die Interpretation der gewonnenen Daten erheblich.
- Die universell auftretende Kapazitätserhöhung wird nicht durch nichtlineare Effekte erzeugt.
- Aus der Frequenzabhängigkeit der Kapazitätsüberhöhung und der gleichzeitig guten Leitfähigkeit im Elektronensystem wird geschlossen, dass die mehrlagige Natur des leitfähigen Systems an der  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Grenzschicht die prinzipielle Ursache für die Kapazitätsüberhöhung ist.
- Als intrinsische Ursache für diese Kapazitätsüberhöhung kommen sowohl quantenmechanische Effekte als auch die Kapazität zwischen einzelnen  $\text{TiO}_2$ -Lagen

des Elektronensystems in Frage.

- Die Messergebnisse und die Interpretation sind konsistent mit anderen Topgate- und Backgate-abhängigen Untersuchungen und vorangegangenen Kapazitätsmessungen.





## 7. Zusammenfassung

Dieses Kapitel soll zunächst einen zusammenfassenden Einblick in die Projekte geben, die ich während meiner Doktorarbeit durchgeführt habe und zum Abschluss einen kurzen Ausblick in zukünftige Aufgabenstellungen bieten.

Ausgangspunkt der Arbeit war die grundlegende Herausforderung, Kapazitätsüberhöhungen von Kondensatoren auf  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Basis mit sehr dünnen  $\text{LaAlO}_3$ -Barrieren zu untersuchen. Das Ziel dieser Untersuchungen war herauszufinden, welche intrinsischen, physikalischen Eigenschaften des  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Systems die Ursachen dieser Kapazitätsüberhöhungen sind. Um diese Herausforderung zu meistern war es notwendig, drei wesentliche Aufgaben zu bewältigen.

Die erste bestand darin, ausgehend von einem leeren Labor<sup>1</sup> einen stabilen Prozess zu etablieren, der es ermöglicht Feldeffekttransistoren auf  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Basis herzustellen. Die Anforderung an die Qualität der Proben war nicht geringer, als dass sie den herausragenden, früher in Augsburg produzierten  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Proben in keinerlei Hinsicht nachstehen sollten, damit vergleichbare, reproduzierbare und den Kenntnisstand erweiternde Untersuchungsergebnisse überhaupt zu erzielen sind.

Dafür habe ich zunächst den Prozess zur Herstellung einwandfreier  $\text{SrTiO}_3$ -Substrate etabliert und optimiert. Ebenso wurde der Ionenätzprozess, der zur Strukturierung der Grenzschichtkontakte der Proben erforderlich ist, von mir etabliert und optimiert. Die Herstellung der Topgate-Elektroden aus Gold wurde, im Gegensatz zu dem Herstellungsprozess in Augsburg, nicht mit einer Sputter-Anlage durchgeführt, sondern direkt in unserer PLD-Anlage. Dieser Prozess wurde von mir eingeführt und optimiert. Insgesamt konnten schließlich  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Proben hergestellt werden, die den Proben der ehemaligen Gruppe aus Augsburg in keinerlei Hinsicht nachstehen.

Der zweite wichtige Bestandteil der Arbeit bestand darin, die Kapazitäten der hergestellten Kondensatoren auf  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Basis zu messen. Dafür war es zunächst notwendig eine geeignete Messmethode zu entwickeln. Die Gründe hierfür sind, dass

---

<sup>1</sup>Unsere Arbeitsgruppe war gerade von der Universität Augsburg an das Max-Planck-Institut für Festkörperforschung in Stuttgart umgezogen.

die Feldeffekttransistoren auf  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Basis im Gegensatz zu konventionellen, halbleitenden Feldeffekttransistoren nur laterale Kontakte zum Elektronensystem zulassen und dass zudem, wegen der sehr dünnen Dielektrika, erhebliche Leckströme auftreten. Für diese messtechnische Aufgabe gab es keine adäquate Messmethode. Die für konventionelle Halbleiter verwendeten Ansätze beruhen im wesentlichen alle darauf, dass entweder hohe Messfrequenzen verwendet werden, um das Vernachlässigen von Leckstromwiderständen zu rechtfertigen oder dass Substrate verwendet werden, die es erlauben das gesamte Elektronensystem der untersuchten Proben auf einem einheitlichen Potential zu halten. Da bei meinem Vorhaben beide Voraussetzungen wegen des isolierenden Substrates und niedriger Messfrequenzen nicht erfüllt sind, habe ich die Zweitormethode zur Messung von Kapazitäten entwickelt. Diese Methode beruht im Wesentlichen auf der Betrachtung der untersuchten  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Feldeffekttransistoren als Zweitor und wurde sowohl theoretisch als auch experimentell hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit auf die  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Feldeffekttransistoren untersucht.

Für die Implementierung der Messmethode habe ich einen Messstand aufgebaut – in einem anderen leeren Labor – der es zum ersten Mal ermöglicht hat, die Kapazität sehr dünner  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Filme mit Hilfe von Transportmessungen zu untersuchen. Die Transporteigenschaften dieser  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Feldeffekttransistoren wurden von mir mit der entwickelten Methode in Abhängigkeit der Barrierendicke des  $\text{LaAlO}_3$ -Films, der Messfrequenz, der anliegenden Topgate- und Backgate-Spannungen und der Temperatur untersucht.

Die dritte Aufgabe bestand darin, die gewonnenen Messdaten zu interpretieren und zu verstehen. Dafür habe ich zwei Simulationsprogramme geschrieben. Zum einen entstand ein Simulationsprogramm, das die nichtlinearen Effekte, die aufgrund der Leckströme in den  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Kondensatoren auftreten, berücksichtigt und sie als mögliche Fehlerquellen bei der Interpretation der Messdaten identifiziert. Dies hat zu den folgenden Erkenntnissen geführt. Einerseits entstehen einige Kapazitätserhöhungen, die in den gemessenen Daten vorkommen, durch solche Nichtlinearitäten. Andererseits konnte gezeigt werden, dass die wesentlichen Kapazitätserhöhungen, die für alle Proben auftreten und mit guter Grenzschichtleitfähigkeit einhergehen, mit Sicherheit nicht durch solche Nichtlinearitäten erzeugt werden.

Zum anderen habe ich ein Simulationsprogramm geschrieben, das die mehrlagige Natur der leitfähigen Schicht im  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -System berücksichtigt. Damit wur-

de gezeigt, dass die mehrlagige Natur des Elektronensystems an sich ein ausreichender Grund für das Auftreten der universellen Kapazitätsüberhöhung ist. Ob die tieferliegende, physikalische Ursache für die Kapazitätsüberhöhung nun in der Kapazität zwischen den einzelnen Lagen des Elektronensystems oder in Beiträgen der Austausch- und Korrelationsenergien der obersten  $\text{TiO}_2$ -Lagen zu suchen ist konnte dagegen nicht geklärt werden. Der Grund hierfür besteht vor allem darin, dass wegen des zeitlichen Aufwandes der Prozessentwicklung schließlich darauf verzichtet wurde die Prozessschritte zur Herstellung strukturierter Proben zu optimieren. Deshalb war es nicht möglich die Ladungsträgerdichte in den untersuchten Proben zu bestimmen und aus dieser Information Kenntnis darüber zu erlangen, in welchem funktionalen Zusammenhang diese mit der Kapazitätsüberhöhung steht. Um dieses Problem zu lösen sollten in Zukunft strukturierte Proben hergestellt werden, die es ermöglichen die Ladungsträgerdichte und die Kapazität in Abhängigkeit anliegender Topgate- und Backgate-Spannungen zu messen.

Deshalb böten strukturierte Proben, bei denen die Ladungsträgerdichte sehr gut bestimmt werden kann, die Möglichkeit eine quantitative Analyse der gewonnenen Messdaten durchzuführen und so dem Ursprung der Kapazitätserhöhung näher zu kommen. Weitere interessante Untersuchungen könnten darin bestehen, den Einfluss der Barriere auf die Kapazitätsüberhöhungen zu untersuchen. Zum einen könnte man Kapazitäten von Kondensatoren auf  $\text{SrTiO}_3$ -Isolator-Basis untersuchen, die andere Isolatoren als  $\text{LaAlO}_3$  verwenden und deren Elektronensysteme zum Beispiel durch Sauerstofffehlstellen erzeugt werden. Derart könnte der Einfluss des  $\text{SrTiO}_3$ -Substrats von dem Einfluss der isolierenden Barriere unterschieden und der Fragestellung nachgegangen werden, ob die kapazitive Kopplung der einzelnen  $\text{TiO}_2$ -Lagen des leitfähigen Systems aufgrund der großen Dielektrizitätskonstante des  $\text{SrTiO}_3$  für die Kapazitätserhöhung verantwortlich ist oder ob andere Effekte eine wesentliche Rolle spielen, die auf der geringen Ladungsträgerdichte im Elektronensystem beruhen.

Zum anderen könnten Proben hergestellt werden, die weniger an den auftretenden Leckströmen leiden, indem zum Beispiel zusätzliche  $\text{BaTiO}_3$ -Lagen auf das  $\text{LaAlO}_3$  gewachsen werden. Damit könnte der Einfluss der nichtlinearen Effekte auf alle Kapazitätserhöhungen untersucht werden.

Hinsichtlich der praktischen Anwendbarkeit der gewonnenen Erkenntnisse gibt es prinzipiell die Möglichkeit, einen variablen Kondensator zu bauen und ihn in elektronischen Schaltkreisen zu verwenden beziehungsweise die  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -Struktur als

Sensor für elektrische Felder zu verwenden, da die Kapazität in sehr großem Maße durch anliegende elektrische Felder variiert werden kann.

Allerdings scheint das eher von theoretischem Nutzen zu sein, da erstens die Lage der Kapazitätsmaxima für jede Probe sehr unterschiedlich ausfällt und es zweitens erheblicher Gate-Spannungen bedarf um das Elektronensystem in diesen – für den Sensor sensiblen – Bereich zu treiben. Ein weiteres Manko ist natürlich, dass die Überhöhungen nur bei tiefen Temperaturen in flüssigem Helium zu erreichen sind, da dort die hohe Dielektrizitätskonstante des Substrats ausgenutzt werden kann. Bei Zimmertemperatur dürfte das Substrat anstatt einem Millimeter nur noch einige hundert Nanometer dick sein, um bei Gate-Spannungen von einigen hundert Volt die gewünschten Kapazitätserhöhungen zu zeigen.

## 8. Summary

This chapter is a short summary of all the projects I conducted during my PhD work and it additionally gives a short outlook to future work at its end. The starting point for this work was the task to investigate capacitance enhancements displayed by capacitors based on the  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$ -heterostructure. The goal of this work was to identify the intrinsic, physical origin of these capacitance enhancements. To master this challenge, it was necessary to fulfill three major tasks.

This experimental research initially started in a literally empty laboratory in Stuttgart, as our group just moved in. The first task was to introduce and optimize a stable process that provides highly reproducible  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$  based field effect transistors of first class quality. For obtaining scientifically comparable results, the quality of the samples had to at least match the quality of the samples previously fabricated by our group in Augsburg.

To fulfill this task, I started with establishing the process of substrate termination to have a good source of perfect atomically flat  $\text{TiO}_2$  terminated  $\text{SrTiO}_3$  substrates. For that, I set up and optimized our tube furnace annealing process and the termination procedure itself. The next step was to establish the  $\text{LaAlO}_3$  growth in our pulsed laser deposition system. For this purpose I put effort into optimizing the growth procedure for the  $\text{LaAlO}_3$  growth. Additionally, I established and optimized the process of gold deposition by pulsed laser deposition in our group which is in contrast to the process in Augsburg, where the top-gate electrodes were not produced by sputtering<sup>1</sup>. For the fabrication of the interface contacts of the  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$  capacitors, I set up the ion milling machine and established and optimized the ion milling process accordingly. Another minor task was to get the electron beam evaporation process running to grow the metal films for the interface contacts. Finally, we were able to produce  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$  heterostructure-based field-effect devices that are at least of the quality of the former Augsburg samples.

---

<sup>1</sup>For lack of an operational sputter chamber.

The second main challenge was to measure the capacitance of these heterostructures. For the lack of adequate measurement methods, I had to develop a measurement method that is capable of measuring the capacitance of laterally contacted ultrathin capacitors with severe leakage currents at low frequencies. The reasons are the following. First, it is only possible to contact the electron system at the  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$  interface with lateral contacts, because the substrate is an almost perfect insulator. Second, it is not possible to neglect leakage currents because the  $\text{LaAlO}_3$  barriers are very thin and thus leakage currents cause a potential drop along the electron system which is not negligible. Hence, I developed the two port measurement method and analyzed its applicability in theoretical and experimental investigations to verify that it is suitable to measure the capacitance of our devices.

For the implementation of this method, I built a measurement setup – in another empty laboratory – that made it possible for the first time to measure the capacitance of ultrathin  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$  devices with transport measurements. With this setup, I investigated the capacitance of the  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$  devices with respect to a variety of parameters, such as temperature, film thickness, top-gate and back-gate voltages and the measurement frequency.

To improve our understanding of the obtained measurement data, the third project was to investigate the influence of non-linear effects due to leakage currents and the influence of the multi-layered structure of the electron device itself within the scope of computer simulations. For that purpose I designed and programmed a simulation tool, that takes into account the non-linear behavior of the interface electron system caused by occurring leakage currents. This led to two important insights. First, some of the apparent capacitance enhancements appear due to non-linear behavior of the system and are not necessarily caused by quantum mechanical effects or other reasons. Second, the universal capacitance enhancement that emerges for negative top-gate voltages and positive back-gate voltages for every sample is not a result of such non-linear effects. Another simulation I performed aimed to understand the influence of the multi-layered nature of the electron system at the  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$  interface. With this investigation it was possible to show that this multi-layered structure of the interface electron system is the cause of the universal capacitance enhancements in the  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$  system.

In contrast, it was not possible to figure out if the profound origin of the enhanced capacitance is a quantum mechanical effect or the high capacitance between the in-

volved  $\text{TiO}_2$  layers of the electron system itself. The reason is that we – due to the very time consuming optimization process for the samples – decided to stop optimizing the process for fully structured samples of excellent quality. Therefore it was not possible to measure the charge carrier density of the samples and gain knowledge about the functional correlation between the charge carrier density and the measured capacitance.

To resolve this issue, the capacitance measurements in the future should be conducted on samples with structured electron systems to point out the profound origin of the capacitance enhancement. Further interesting investigations could be to study the influence of the barrier itself on the capacitance enhancement. One could fabricate other conducting oxide interfaces with a  $\text{SrTiO}_3$ -basis, the simplest being an oxidized metal film on the substrate. Another option could be to minimize the leakage currents through the barrier with another layer between the  $\text{LaAlO}_3$  barrier and the top-gate, such as  $\text{BaTiO}_3$ . This would offer the opportunity to rule out non-linear influences on the measurements.

Concerning the applicability of the findings, the capacitance enhancements could be used as variable capacitors in electrical circuits or sensors for electrical fields as the capacitance of the  $\text{LaAlO}_3$ - $\text{SrTiO}_3$  based devices can be varied in a very wide range. However it seems to me to be more of theoretical nature because the position of the capacitance enhanced area with respect to the applied gate voltages varies wildly from sample to sample. Additionally the enhancements are only obtained at very low temperatures where the enormous dielectric constant of the  $\text{SrTiO}_3$  substrate can be exploited. Translated to room temperature this means that applications would require several hundred volts to be applied across thin  $\text{SrTiO}_3$  substrates with thicknesses of only a few hundred nanometers.





# Anhang

## A. Herleitung der bestimmenden Gleichungen für $A$ und $Z$

In diesem Anhang werden die Gleichungen für die Transferfunktion  $A$  und die Impedanz  $Z$  eines Ersatzschaltkreises mit  $N$  Schlaufen, im Grenzfall unendlich vieler Schlaufen  $N \rightarrow \infty$  hergeleitet. Für die Herleitung wird die Notation verwendet, die dem Hauptteil der Arbeit entspricht. Die Herleitung ist im Wesentlichen in [91, 179, 180, 192] zu finden. Für das leiterförmige Modell (Abb. 3.5) ergeben sich für den Grenzwert unendlich vieler Schlaufen die Differentialgleichungen

$$\partial_x I(x) = \frac{U(x)}{\zeta_p}, \quad (1)$$

$$\partial_x U(x) = \zeta_s I(x), \quad (2)$$

wobei die Spannung  $U(x)$  die Spannung im 2DES bezüglich des Potentials der Topgate-Elektrode ist, in Abhängigkeit des Abstands  $x$  vom Eingangskontakt. Der Strom  $I(x)$  ist der Strom entlang des Elektronensystems. Anschaulich betrachtet ändert die Spannung, die zwischen Topgate und Grenzschicht anliegt, den Strom in der Grenzschicht dadurch, dass sie etwas davon abzweigt (1). Der Spannungsabfall entlang des 2DES wird durch den Strom erzeugt, der entlang des Elektronensystems fließt und stetig abnimmt (2). Für den Impedanzbelag entlang des Elektronensystems  $\zeta_s$  und den Impedanzbelag senkrecht zum Elektronensystem  $\zeta_p$  gilt:

$$\zeta_s = \frac{R_s}{l} \quad (3)$$

$$\zeta_p = \frac{l}{\left(\frac{1}{R_p} + i\omega C_p\right)} \quad (4)$$

Hier ist  $l$  die Länge des Bauteils und  $R_p$ ,  $R_s$  und  $C_p$  sind die charakteristischen elektrischen Größen, bezogen auf das gesamte Bauteil. Zur Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen (1) und (2) werden folgende Randbedingungen verwendet:

$$I(l) = 0, \quad (5)$$

$$U(0) = U_0. \quad (6)$$

Das bedeutet, dass eine Eingangsspannung vorgegeben ist und dass kein Strom am Ende des Bauteils abfließen darf. Aus den beiden gekoppelten Differentialgleichungen (1) und (2) folgt

$$\partial_x^2 U(x) = \frac{\zeta_s}{\zeta_p} U(x). \quad (7)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist

$$U(x) = B_+ e^{kx} + B_- e^{-kx}, \quad (8)$$

wobei die Abkürzung  $k = \sqrt{\frac{\zeta_s}{\zeta_p}}$  verwendet wird und  $B_+$  und  $B_-$  zwei noch zu bestimmende Konstanten sind. Mit Randbedingung (6) ergibt sich

$$B_+ + B_- = U_0. \quad (9)$$

Aus (2) folgt

$$I(x) = \frac{k}{\zeta_p} (B_+ e^{kx} - B_- e^{-kx}). \quad (10)$$

Mit der zweiten Randbedingung (5) erhält man schließlich

$$B_+ e^{kl} - B_- e^{-kl} = 0. \quad (11)$$

Einsetzen von (9) liefert

$$B_+ k (e^{kl} + e^{-kl}) - U_0 k e^{-kl} = 0. \quad (12)$$

Für die beiden Konstanten  $B_+$  und  $B_-$  heißt das

$$B_+ = U_0 \frac{e^{-kl}}{e^{kl} + e^{-kl}} \quad (13)$$

$$B_- = U_0 \left( 1 - \frac{e^{-kl}}{e^{kl} + e^{-kl}} \right) = U_0 \frac{e^{kl}}{e^{kl} + e^{-kl}}. \quad (14)$$

Damit ist die Lösung der Gleichungen

$$U(x) = U_0 \left( \frac{e^{-kl} e^{kx}}{e^{kl} + e^{-kl}} + \frac{e^{kl} e^{-kx}}{e^{kl} + e^{-kl}} \right), \quad (15)$$

die offensichtlich die Randbedingung (6) erfüllt. Für den Strom gilt nach (2)

$$I(x) = \frac{U_0 k}{\zeta_s} \left( \frac{e^{-kl} e^{kx}}{e^{kl} + e^{-kl}} - \frac{e^{kl} e^{-kx}}{e^{kl} + e^{-kl}} \right), \quad (16)$$

die ebenso offensichtlich die Randbedingung (5) erfüllt. Die Impedanz (3.12) ergibt sich aus dem Quotienten der Spannung und des Stroms am Eingang des Netzwerks:

$$Z = \frac{U(0)}{I(0)} = \frac{U_0 \zeta_s (e^{kl} - e^{-kl})}{U_0 k (e^{-kl} - e^{kl})} = \sqrt{\zeta_s \zeta_p} \coth \sqrt{\frac{\zeta_s}{\zeta_p}} l \quad (17)$$

Die Transferfunktion (3.22) ergibt sich aus dem Quotienten der Spannungen am Eingang und am Ausgang des Netzwerks:

$$A = \frac{U(l)}{U(0)} = \frac{2}{e^{kl} + e^{-kl}} = \left( \cosh \sqrt{\frac{\zeta_s}{\zeta_p}} l \right)^{-1} \quad (18)$$



haben, wobei  $\alpha_1 = y_{s1}$  und  $\gamma_n = 0$  sind. Zunächst wird Gleichung (24) nach  $u_n$  aufgelöst

$$u_n = -\frac{\alpha_n u_{n-1}}{\beta_n}, \quad (26)$$

damit kann in Gleichung (23) ebenfalls eine Variable eliminiert und nach  $u_{n-1}$  aufgelöst werden:

$$u_{n-1} = -\frac{\alpha_{n-1}}{\beta_{n-1} + \gamma_{n-1} f_{n-1}} u_{n-2}, \quad (27)$$

wobei die  $f_m$  rekursiv definiert sind:

$$f_m := \frac{\alpha_{m+1}}{\beta_{m+1} + \gamma_{m+1} f_{m+1}}, \quad (28)$$

$$f_n := 0. \quad (29)$$

Hierbei ist die Festlegung des Startwertes  $f_n$  unerheblich, da  $\gamma_n = 0$  gesetzt wurde, was der Randbedingung entspricht, dass kein Strom aus dem System abfließen darf (5). Für die Lösung des linearen Gleichungssystems werden nun rekursiv alle  $f_n$  berechnet und mit diesen anschließend alle  $u_n$ , da  $u_0$  vorgegeben ist:

$$u_n = f_{n-1} u_{n-1}. \quad (30)$$

An Gleichungen (28) und (30) sieht man, dass tatsächlich  $\mathcal{O}((3+1)n)$  arithmetische Operationen zur Lösung notwendig sind, wie anfangs erwähnt wurde. Sowohl die Implementierung dieser Methode (C++) als auch der gesamte Simulationscode sind sowohl in Anhang F als auch in einem entsprechenden git-repository auf dem gruppeninternen Server der Abteilung Mannhart am Max-Planck Institut für Festkörperforschung zu finden.

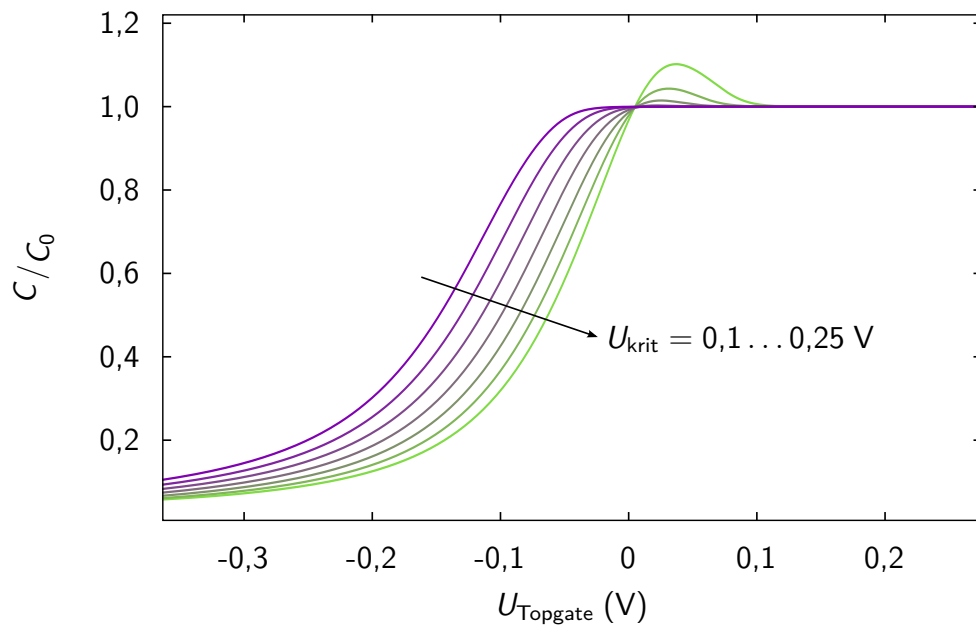
## C. Weitere Ergebnisse der selbstkonsistenten Simulation

Hier werden noch einige Ergebnisse der selbstkonsistenten Simulation wiedergegeben. Aufgrund des Umfangs des Python-Codes, der für die Simulation geschrieben wurde – zum Beispiel basiert die Datenverarbeitung für die Simulation auf dem selben XML-Format, das verwendet wurde um die Messdaten mit LabVIEW™ zu erheben und sie mit pandas und SciPy weiterzuverarbeiten – wird er hier nicht in Textform wiedergegeben. Zudem wurde – im Gegensatz zur zeitlich kritischen Matrixdiagonalisierung (Anhang B) und der Kettenmatrixmethode zur Berechnung linearer Netzwerke (Anhang E) – für die Berechnung der Wechsellspannungsverteilung in den Baugruppen keine der verwendeten Methoden implementiert, sondern auf schon vorhandene Standardmethoden der SciPy-Bibliothek zurückgegriffen. Abgesehen von der Nennung der Nomenklatur, die in dieser Bibliothek verwendet wird, scheint der Nutzen der expliziten Wiedergabe des Quellcodes an dieser Stelle von marginaler Natur zu sein. Damit die Simulation dennoch nachvollzogen werden kann, ist der vollständige Code komprimiert in Anhang F oder einem entsprechenden git-repository auf dem gruppeninternen Server der Abteilung Mannhart am Max-Planck Institut für Festkörperforschung zu finden. Im Folgenden werden noch einige Ergebnisse dargestellt, die mit der selbstkonsistenten Rechnung erzielt und im Hauptteil erwähnt wurden.

### C.1. Kritische Spannungen

Um zusätzlich zur anliegenden Topgate-Spannung den Einfluss einer anliegenden Backgate-Spannung zu simulieren, wurde die kritische Spannung, bei der die Leitfähigkeit in der Grenzschicht zusammenbricht, variiert. Die wesentliche Annahme ist, dass durch das Anlegen einer Backgate-Spannung das Elektronensystem homogen moduliert wird. In Abbildung 1 ist die berechnete Kapazität gegen die angelegte Topgate-Spannung aufgetragen. Die Parameter, die zur Berechnung verwendet wurden, sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Es ist zu erkennen, dass die (vermeintliche) Überhöhung der Kapazität mit zunehmender kritischer Spannung (entspricht abnehmender Backgate-Spannung) zunimmt. Hier sei noch einmal erwähnt, dass bei den Simulationsrechnungen stets von einer Kapazität ausgegangen wird, die nicht von der Topgate-Spannung abhängt. Das spannungsabhängige Verhalten der Baugruppe wird ausschließlich durch nichtlineare Effekte verursacht, die auf dem Spannungsabfall





**Abbildung 1.:** Ergebnis der selbstkonsistenten Berechnung der Kapazität für verschiedene kritische Spannungen, bei denen die Leitfähigkeit im Elektronensystem zusammenbricht. Es ist zu erkennen, dass die auftretende Überhöhung für zunehmende kritische Spannungen zunimmt.

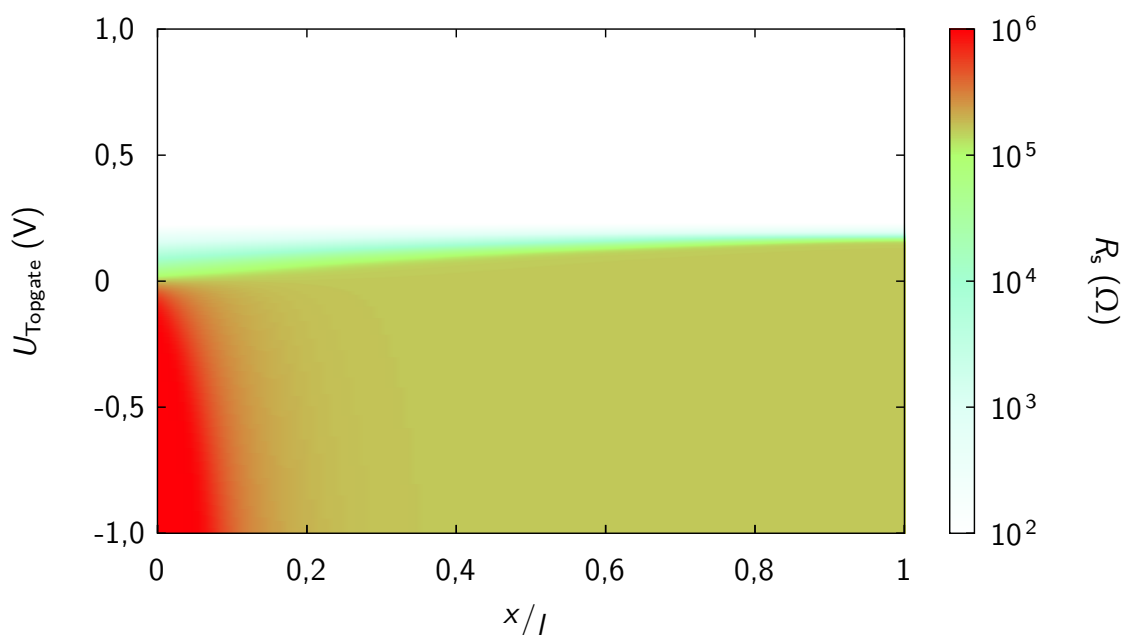
entlang des Elektronensystems und der Spannungsabhängigkeit der Grenzschichtleitfähigkeit beruhen.

## C.2. Widerstandsverteilung und Phasenverschiebung in der Baugruppe

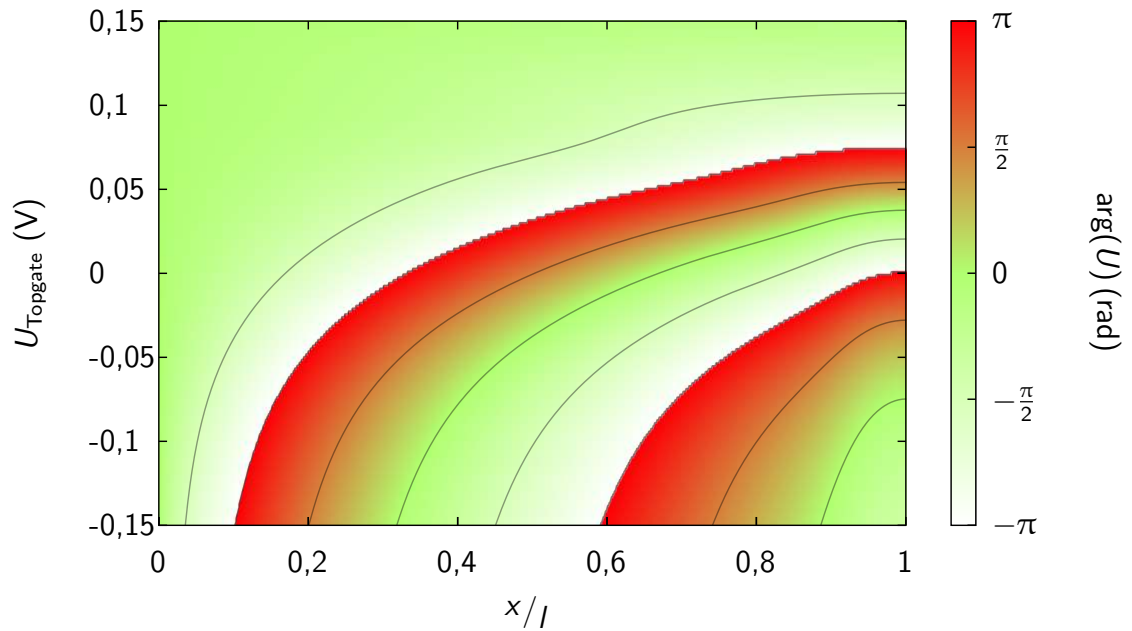
In diesem Abschnitt soll der Einfluss des nichtlinearen Verhaltens des Widerstandes im Elektronensystem bezüglich anliegender Topgate-Spannungen illustriert werden. In [Abbildung 2](#) ist die Widerstandsverteilung abgebildet, die den in [Kapitel 5](#) gezeigten Kapazitätsdaten und der Argumentation in den Unterabschnitten [3.3.6](#) und [5.1.3](#) zu Grunde liegen. Es ist der Widerstand im Elektronensystem  $R_s$  in Abhängigkeit der anliegenden Bias-Spannung und der relativen Position  $\frac{x}{l}$  in der Baugruppe abgebildet. Die Parameter, die für die Simulation verwendet wurden, sind in [Tabelle 5.1](#) in [Kapitel 5](#) zu finden. Es ist zu erkennen, dass es zu einer Art Abschnüreffekt kommt, falls die angelegte Bias-Spannung über den kritischen Wert ansteigt. Im Bereich um  $U_{\text{Topgate}} = 0 \text{ V}$  entsteht die Situation, dass der Widerstand für größere Spannungen entlang der Baugruppe zunimmt, während er für etwas niedrigere Spannungen entlang der Baugruppe – mit dem Abfall des Betrags der bei  $x$  anliegenden Spannung –

**Tabelle 1.:** Annahmen, die für die selbstkonsistente Berechnung der Kapazität verwendet wurden, deren Ergebnisse in Abbildung 1 dargestellt sind. Es sind immer Werte für die Gesamte Baugruppe angegeben, für die einzelnen Schlaufen der Simulation wurden sie entsprechend der Anzahl der Schlaufen skaliert. Falls keine funktionale Abhängigkeit angegeben ist, war der entsprechende Wert in der jeweiligen Berechnung konstant.

Parameter	Bereich	Abhängigkeit $f(U)$
$f$	500 Hz	-
$N$	100	-
$C_p$	100 nF	-
$R_p$	100 k $\Omega$	-
$R_s$	100 $\Omega$ ... 100 M $\Omega$	$\sim \tanh(U)$
$U_{\text{krit}}$	0,1 ... 0,25	-
$\Delta = 3\%$	3%	-
$U - U_\Delta$	0,1	-

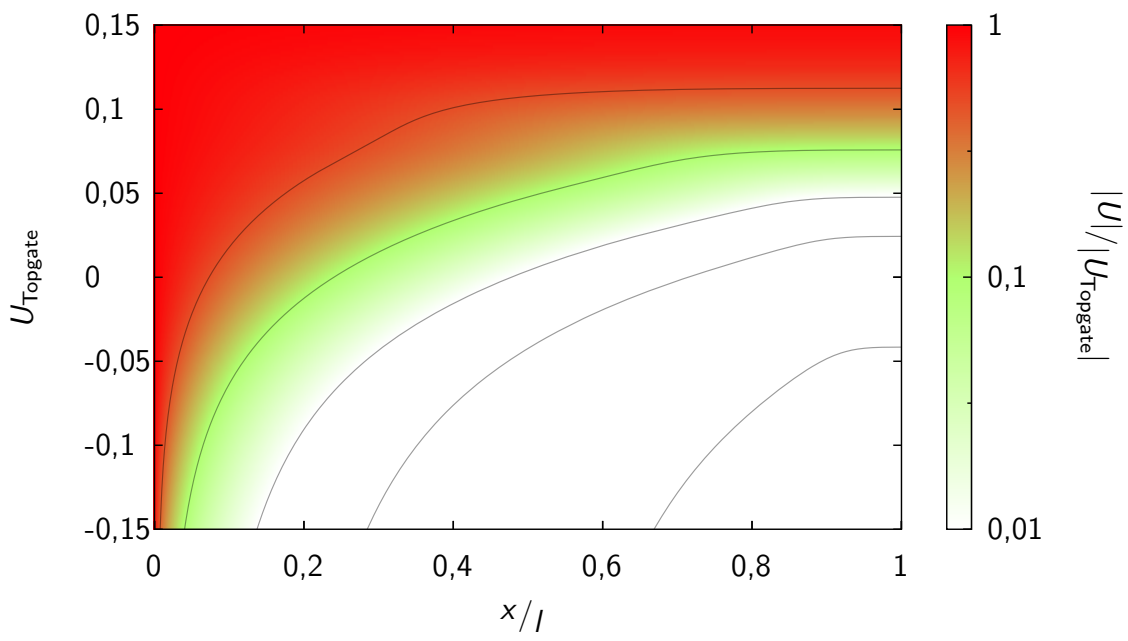


**Abbildung 2.:** Widerstand  $R_s$  entlang der Baugruppe in Abhängigkeit der angelegten Topgate-Spannung  $U_{\text{Topgate}}$ . Es handelt sich um Daten, die mit der selbstkonsistenten Simulation berechnet wurden.



**Abbildung 3.:** Karte der Phasenverschiebung der anliegenden Spannung  $\arg(U(x))$  entlang der Baugruppe in Abhängigkeit der angelegten Topgate-Spannung  $U_{\text{Topgate}}$ . Es ist zu erkennen, dass es über die Baugruppe hinweg zu Phasensprüngen kommt und dass Verzerrungen darin auftreten. Bei den Daten handelt es sich um ein Ergebnis der selbstkonsistenten Simulationsrechnung.

abfällt. Diese Auswirkung der Nichtlinearität der Baugruppe ist die Ursache für eine verzerrte Phasenverschiebung in der AC-Spannung, die entlang der Baugruppe auftritt und schließlich für die Fehlinterpretation der Kapazität sorgt (Abb. 3, Kapitel 5). In Abbildung 4 ist die zugehörige Spannungsverteilung in der Baugruppe dargestellt.



**Abbildung 4.:** Karte der Spannungsverteilung  $|U(x)|$  entlang der Baugruppe in Abhängigkeit der angelegten Topgate-Spannung  $U_{\text{Topgate}}$ . Es ist zu erkennen, dass es für negative Bias-Spannungen zu einem stärkeren Spannungsabfall am Eingang der Baugruppe kommt. Bei den Daten handelt es sich um ein Ergebnis der selbstkonsistenten Simulationsrechnung.

## D. Heuristik zur Auswertung des $\operatorname{arcosh}()$

In diesem Kapitel wird die Heuristik beschrieben, die verwendet wurde, um die Parameter  $R_s$ ,  $L_s$ ,  $R_p$  und  $C_p$  zu bestimmen. Das grundlegende Problem besteht darin, dass in den Gleichungen zur Auswertung der gemessenen Daten der Zweitormethode für das leiterförmige Modell im Grenzwert für unendlich viele Schlaufen (Abb. 3.5) die Umkehrfunktion des Kosinus Hyperbolicus verwendet werden muss. Diese Funktion ist im Prinzip nicht eindeutig, typischerweise wird der Hauptwert der Funktion als Funktionswert angegeben. Dadurch kann es passieren, dass sich die gemessenen Größen zwar stetig ändern, der Funktionswert des  $\operatorname{arcosh}()$  in Abhängigkeit dieser gemessenen Größen trotzdem einen Sprung macht, weil der Wert des anschließenden Zweiges zurückgegeben werden müsste, um ein physikalisch sinnvolles Resultat zu erhalten. Um dieses Problem zu entschärfen und damit den Bereich, in dem die Methode anwendbar bleibt, zu erweitern, wurde folgende Heuristik verwendet, um den am besten geeigneten Zweig des Areakosinus Hyperbolicus für die Datenanalyse zu finden. Zunächst wird der Hauptwert des Areakosinus Hyperbolicus verwendet, um die Parameter zu bestimmen. Vor allem wird die Induktivität der Baugruppe bestimmt.

$$\operatorname{arcosh}\left(Re^{i\Phi}\right) = \ln\left(R + \sqrt{1 - R^2}\right) \quad (31)$$

Ist der Wert der bestimmten Induktivität kleiner als ein vorher festgelegter Grenzwert,

$$L_s > L_{\text{krit.}}, \quad (32)$$

so wird nicht mehr der Hauptwert des Areakosinus Hyperbolicus verwendet, sondern der Funktionswert, der im angrenzenden Zweig ( $m = 1$ ) bei größeren  $\Phi$  liegt:

$$\operatorname{arcosh}\left(Re^{i\Phi}\right) = \ln\left(R + \sqrt{1 - R^2}\right) + mi\Phi. \quad (33)$$

Wird die Grenzbedingung (32) für diesen Funktionswert immer noch nicht erfüllt, so wird der wiederum angrenzende Zweig betrachtet ( $m = 2$ ). Der Zweig wird nun so lange verschoben ( $m \rightarrow m + 1$ ) bis Bedingung (32) erfüllt ist. Von den Werten, die auf diese Weise bestimmt wurden, wird angenommen, dass sie die physikalisch korrekten Werte sind. Es sei darauf hingewiesen, dass diese Heuristik tatsächlich nur für die Betrachtungen der Gültigkeitsbereiche der Zweitormethode in Kapitel 3, beziehungs-

weise bei der Auswertung der Simulationsergebnisse in Kapitel 5 zu Anwendung kam. Die Messergebnisse in Kapitel 6 ließen sich allesamt ohne die beschriebene Heuristik gewinnen.

## E. Zweitorberechnungsschema

Hier wird die Berechnungsmethode vorgestellt, die verwendet wurde, um die Transferfunktion  $A$  und die Impedanz  $Z$  der hypothetischen, linearen Baugruppe zu berechnen, die angenommen wurde um die Gültigkeitsbereiche der konventionellen Methoden zur Kapazitätsmessung, der Methode nach [181] und der Zweitormethode zu illustrieren (Kapitel 3). Zur Berechnung des Frequenzganges  $A$ , der Impedanz  $Z$  und des Korrekturfaktors für die Kapazität nach [181] wurde für einen Ersatzschaltkreis aus  $N$  Schlaufen, wie er in Abbildung 3.5 zu sehen ist, zunächst für jede einzelne Schlaufe die Kettenmatrix aufgestellt. Anschließend wurde die Gesamtkettenmatrix des Ersatzschaltkreises bestimmt. Aus dieser Gesamtkettenmatrix für das Ersatzschaltbild aus  $N$  Schlaufen wurde dann für vorgegebene Eingangsspannungen  $U_{in}$  und Ausgangsströme  $I_{out}$  die entsprechenden  $U_{out}$  und  $I_{in}$  berechnet.

Die gesamte Methodik ist in [192] zu finden. Im Folgenden wird die Implementierung, wie sie tatsächlich verwendet wurde mit wenigen Kommentaren wiedergegeben.

Zunächst wird ein Zweitor-Objekt mit entsprechenden Attributen definiert.

```
1 import numpy
class Zweitor(object):
    number = 0
    def __init__(
6         self, id = 0, uin = 1., iout = 0., n = 1.,
            rs = 100., rp = 1.e6, cp = 1.e-7, frequenz = 20.):
        type(self).number += 1
        self.id = id
        self.uin = uin
11        self.uout = 0.
        self.iin = 0.
        self.iout = iout
        self.n = n
        self.frq = frequenz
16        self.rs = rs
        self.rp = rp
        self.cp = cp
        self.Mx = numpy.matrix(((1.,0.), (0.,1.)))
        self.berechne_Mx()
21
    def __del__(self):
```

```
type(self).number -= 1
```

```
def berechne_Mx(self):
```

Die Klassenattribute sind wie folgt. Die Gesamtwiderstände und Kapazitäten des Ersatzschaltkreises sind  $rs$ ,  $rp$  und  $cp$ . Die anliegenden Spannungen und Ströme sind  $uin$ ,  $uout$ ,  $iin$  und  $iout$ . Die Anzahl der verwendeten Schlaufen ist  $n$ , Die Frequenz des AC-Signals ist  $frq$ . Weiter gibt es einen Bezeichner für jedes Exemplar der Zweitorklasse  $id$  und  $Mx$  ist die Kettenmatrix des einzelnen Zweitors. Die Kettenmatrix und die unbekanntenen Ströme und Spannungen werden mit den entsprechenden Methoden `berechne_uout`, `berechne_iin` und `berechne_Mx` bestimmt:

```
yp = complex((1./self.rp + 1.j* self.frq*2.  
             *numpy.pi*self.cp)/self.n)
```

```
rs = complex(self.rs/self.n)
```

```
self.Mx= numpy.matrix(((rs*yp+1., rs),(yp, 1.)))
```

```
return self.Mx
```

```
def berechne_uout(self):
```

```
self.uout = ((self.uin - self.Mx.A[0][1]*self.iout)  
            /self.Mx.A[0][0])
```

```
return self.uout
```

```
def berechne_iin(self):
```

```
self.iin = (self.Mx.A[1][0]*self.uout+self.Mx.A[1][1]  
           *self.iout)
```

```
return self.iin
```

```
class ZweitorKette(object):
```

```
number = 0
```

```
def __init__(
```

```
    self, id = 0, anzahl_zweitore = 2, frequenz = 20.,
```

```
    rs = 100., rp = 1.e6, cp = 1.e-7, uin = 1., iout = 0.):
```

```
type(self).number+=1
```

```
self.id = id
```

```
self.n = float(anzahl_zweitore)
```

```
self.frq = float(frequenz)
```

```
self.ztk = numpy.array([Zweitor(
```

Nun wird eine Klasse `ZweitorKette` definiert, die  $N$  dieser Zweitore enthält, was der Anzahl der Schlaufen im betrachteten Modell entspricht.



```

class ZweitorKette(object):
2   number = 0
   def __init__(
       self, id = 0, anzahl_zweitore = 2, frequenz = 20.,
       rs = 100., rp = 1.e6, cp = 1.e-7, uin = 1., iout = 0.):
       type(self).number+=1
7       self.id = id
       self.n = float(anzahl_zweitore)
       self.frq = float(frequenz)
       self.ztk = numpy.array([Zweitor(
           id = x, frequenz = self.frq,
12          n = self.n, rs = rs,
           rp = rp, cp = cp
           ) for x in range(int(self.n))])
       self.ztkDC = numpy.array([Zweitor(
           id = x, frequenz = 0.,
17          n = self.n, rs = rs,
           rp = rp, cp = 0.
           ) for x in range(int(self.n))])

       self.uin = complex(uin)
       self.iout = complex(iout)
22      self.K = numpy.matrix(((1.,0.),(0.,1.)))
       self.Y = numpy.matrix(((1.,0.),(0.,1.)))
       self.KmxDC = numpy.matrix(((1.,0.),(0.,1.)))
       self.YmxDC = numpy.matrix(((1.,0.),(0.,1.)))
       self.A = 1.
27      self.Z= 0.
       self.ZDC = 0.
       self.YDC = 0.
       self.ROOT = 1.
       self.NACOSH = 1.
32      self.RS = 1.
       self.RT = 1.
       self.SQRT = 1.
       self.BARL_CORR = 1.
       self.berechne_K()
37      self.berechne_KmxDC()

   def __del__(self):
       type(self).number -=1

```

Zusätzlich zu den Attributen des einzelnen Zweitors<sup>3</sup> enthält sie zwei Felder, welche die entsprechenden Zweitore einmal für den DC-Fall und einmal für den AC-Fall enthalten, `ztk` und `ztkDC`. Zu den Kettenmatrizen `K` und `KmxDC` kommen noch die, für die Berechnung des Korrekturfaktors `BARL_CORR` nach Barlage et al. [181] benötigten, Admittanzmatrizen `Y` und `YmxDC`. Die Attribute `ZDC`, `YDC`, `ROOT`, `NACOSH`, `RS`, `RT` und `SQRT` sind im wesentlichen Abkürzungen, die die Übersichtlichkeit der entsprechenden Gleichungen (3.16)-(3.18) im Quelltext erhöhen sollen.

Zunächst werden die Methoden `berechne_Y`, `berechne_YmxDC` und `berechne_KmxDC` zum Berechnen der Admittanz- und Kettenmatrix für den gesamten Ersatzschaltkreis verwendet.

```

2   def berechne_K(self):
      self.K = self.ztk[0].Mx
      for zt in self.ztk[1:]:
          self.K = self.K*zt.Mx
      return self.K

7   def berechne_KmxDC(self):
      self.KmxDC = self.ztkDC[0].Mx
      for ztDC in self.ztkDC[1:]:
          self.KmxDC = self.KmxDC*ztDC.Mx
      return self.KmxDC

12  def berechne_YmxDC(self):
      K=self.KmxDC.A
      self.YmxDC.A[0][0] = K[1][1]/K[0][1]
      self.YmxDC.A[0][1] = -1./K[0][1]
17  self.YmxDC.A[1][0] = -1./K[0][1]
      self.YmxDC.A[1][1] = K[0][0]/K[0][1]
      return self.YmxDC

```

Mit der Admittanzmatrix können prinzipiell aus zwei vorgegebenen Spannungen `uin` und `uout` die Ströme `iin` und `iout` bestimmt werden:

```

2   def __berechne_I1_I2(self,U1,U2):
      [[I1,I2]] = numpy.dot(self.YmxDC,[U1,U2]).A
      return I1,I2

```

Damit ist es möglich, die zur Bestimmung des Korrekturparameters benötigten Größen `ZDC` und `YDC` zu bestimmen:

<sup>3</sup>Die Kette soll hier aus identischen Zweitoren bestehen

```

def berechne_ZDC_YDC(self, USD, DUSD, USG, DUSG):
    U1 = USG
    U2MIN = USG - (USD + DUSD)
    U2MAX = USG - (USD - DUSD)
    I1MIN, I2MIN = self.__berechne_I1_I2(U1, U2MIN)
    I1MAX, I2MAX = self.__berechne_I1_I2(U1, U2MAX)
    self.ZDC = (-2. * DUSD) / (I2MAX - I2MIN)
    U1MIN = USG - DUSG
    U1MAX = USG + DUSG
    U2MIN = (USG - DUSG) - USD
    U2MAX = (USG + DUSG) - USD
    I1MIN, I2MIN = self.__berechne_I1_I2(U1MIN, U2MIN)
    I1MAX, I2MAX = self.__berechne_I1_I2(U1MAX, U2MAX)
    ISGMAX = I1MAX + I2MAX
    ISGMIN = I1MIN + I2MIN
    self.YDC = (ISGMAX - ISGMIN) / (-2. * DUSG)
    return self.ZDC, self.YDC

```

Wobei DUSD und DUSG die Source-Drain- beziehungsweise Source-Gate-Spannungs Modulation um die Werte der entsprechenden Spannungen darstellen, sodass sie der Methode in [181] entsprechen. Schließlich wird aus diesen Größen der Korrekturfaktor für die gemessene Kapazität berechnet:

```

def berechne_barl_correction(self, W=1., L=2.):
    self.ROOT = numpy.sqrt(
        self.ZDC/self.YDC*(4./(4.-self.ZDC*self.YDC))
    )
    self.NACOSH = numpy.arccosh((2./(2.-self.ZDC*self.YDC)))
    self.RS = W/L*self.ROOT*self.NACOSH
    self.RT = W*L*self.ROOT/self.NACOSH
    self.SQRT = numpy.sqrt(self.RS/self.RT*L*L)
    self.BARL_CORR = ((numpy.cosh(self.SQRT)+1.)*self.ROOT
        /(numpy.sinh(self.SQRT)+self.ROOT)/L/W)
    return self.BARL_CORR

```

Zur Bestimmung der Kapazität des Ersatzschaltkreises mit  $N$  Schlaufen mit den anderen in Kapitel 3 vorgestellten Methoden ist es noch notwendig, die Impedanz  $Z$  und den Frequenzgang  $A$  zu bestimmen. Dies wird durch die Berechnung des Eingangstromes  $i_{in}$  und der Ausgangsspannung mit den Methoden `berechne_iin`, `berechne_uout` und `berechne_AZ` bewerkstelligt.

```

def berechne_uout(self):

```

```

3      self.uout = ((self.uin - self.K.A[0][1]*self.iout)
              /self.K.A[0][0])
      return self.uout

      def berechne_iin(self):
8          self.iin = self.K.A[1][0]*self.uout+self.K.A[1][1]*self.iout
          return self.iin

      def berechne_AZ(self):
13         self.berechne_uout()
         self.berechne_iin()
         self.A = self.uout/self.uin
         self.Z = self.uin/self.iin
         return self.Z, self.A, self.frq

```

Die entsprechend gewonnen Daten für die Impedanz und die Transferfunktion für die Zweitorkette wurden mit den Gleichungen der Zweitormethode ausgewertet, um beurteilen zu können, in welchen Fällen es notwendig ist, die Zweitormethode zu verwenden und in welchen Fällen konventionelle Methoden zur Kapazitätsbestimmung ausreichend sind (Kapitel 3).

## F. Simulationscode

Hier sind der Vollständigkeit halber alle verwendeten Klassen, die für die selbstkonsistente Simulation verwendet wurden und der komplette C++- und Python-Quellcode der Simulation zu finden. Sie werden hier offline gespeichert, um zu ermöglichen, dass die Simulationsergebnisse von jedermann im Detail nachvollzogen werden können. Während `mystring_40.cpp` und `measdata_40.cpp` im wesentlichen die Schnittstellen zur Datenkommunikation zwischen den einzelnen Programmteilen, die in Python und C++ geschrieben sind, bereitstellen, enthält `myvector_40.cpp` die verwendete `myvector`-Klasse, die in der Simulation verwendet wurde. Diese Klasse basiert auf der `vector`-Klasse und den CLN-Datentypen [222], die beliebig genaue Gleitkommaarithmetik zur Verfügung stellen und enthält im Grunde überladene Operatoren und Funktionen, dass sie entsprechend den NumPy-Funktionen [223] und -Operatoren elementweise auf Vektoren angewendet werden.

`sim.cpp` enthält die selbstkonsistente Simulationsroutine für einen einzelnen Eingangsspannungswert, ergo die Routine, die in Kapitel 5 beschrieben wird. In `class.py` sind alle Klassen und Funktionen für die Simulation in Python implementiert. `sim40.py` ist schließlich die Hauptroutine, mit der die Simulation ausgeführt werden kann – in diesem Fall dann für einen ganzen Bereich von Gate-Spannungen.

Weiter finden sich in den Programmteilen Methoden und Routinen, die auf der Softwareumgebung SciPy [224, 225] und den Bibliotheken pandas [226], Matplotlib [227] und iPython [228] basieren, die stets zur Datenverarbeitung und -analyse verwendet wurden.

### Bearbeitungshinweise

Die Dateien sind, um sie möglichst kompakt wiederzugeben komprimiert und `base64`-kodiert [126]. Das bedeutet, dass folgendes durchgeführt werden muss um die ursprünglichen Dateien wiederherzustellen:

- Der gesamte Text muss ohne Kopfzeilen, Fußzeilen und Zeilenumbrüche<sup>4</sup> in eine Textdatei `foo.bz2.b64` eingefügt werden.
- Die Datei wird nun mit `base64 -id` in eine reguläre Datei `foo.bz2` enkodiert.

---

<sup>4</sup>benutzt man die `-i`-Option von `base64`, dann werden Leerzeichen und Zeilenumbrüche ignoriert. Dann sollte es ausreichen den Text so wie er ist zu verarbeiten.

- Diese wird schließlich mit `bzip2` entpackt.

In einem Standardterminal unter Linux wird das mit

```
base64 -d foo.bz2.b64 | bunzip2 -dc > foo.cpp
```

erledigt.

### mystring.cpp

```
Qlpo0TFBWSZTWSv0WlUAAANFfgEQS+X/t3zogGg6/7966QAKdhrZAASJIUepgINA0wgeoNHqaHqaDQwNNCjTUZ
T9TJNPU9NQ09QABoBk00A5piYAEwATAACYAAmCRSYpiYjRppMSeU9NQABoGmmnqeUkkjrolBbt76poboTCDG9
IYzmxUoBDSEIOaSmol7B6TKsJ32n1oF+L3hP8EayIsCoDxVg71DqdEx7MKWY8W7LNQCmgh8mGvE+2xmftapLH
IiorqQTCMgohXFIMYjJ1BEA8hzIlgSkHKDaIoFFs1P0Vzsqt+regi5tuDaiB131UyyQGFSRHAFqFMRScZpx/
xbmeMmh09FyWPD+d/TOXB1wEq7uIvI0pIfJxPcVZ+92AZYsvjvDTmExIhdQmcgCYp4WKhKTG+vjNyLay40jRO
GcZ0or8XkrCbg+CDgwG+7CxxEA1179JdGfFr/9J02t1FUGiyUqqKtbENiJr5WUqhWUjsoLZfEQlaNEHh18DN
mIgzN0IkzLHLJE7bI0yULLTxDqliWWEjhueUsYoiC8vNCKw8UdQ7CaEakh1Gj0oIUmxo9BHdVx5L0bUjvKEVG
6QBDIEegopAmoT2YDNZhji1Lj5hY1ESPFqUK47WQBzG1zo2F0TmdpBKgaAyhRcvsVpElEpAyzRIuKtMEjzmnU
bjUW71bnP8uwaaGxky8ma+me9SrragOmwiWgKJkY7Gje+bbXfvCExBltF0GgkGRxsMhL1PXV88z0IMEiegPeZ
QLWZWhjC3ff0UnEDutsArzQt2iY0dSVBJE1JWjb5WHaUCL8APZ6tWQxA00gFA01VCwVFNpmoFC7WLVmApMa1Y
i+AySN+hrW1h/RdX/xdyRThQkCv0WIUA==
```

### myvector.cpp

```
Qlpo0TFBWSZTWXhmtiEAA5DfgER0eH/t3wEICA6//+6YAZcPq9G2dd1gFfQG1hYhpFND0jQ0xNMJoDE00wJp
hqA0YAAAAAAAAAAAEqehJGp6Bgho0w0jEDTRoA0wEmpICnqammj1D000TTT0gNAGQD1BFRT1Jib0keptNI9TZR
pkNB0AAARKEIONE0YTUCU9CemhNNGjRo00wL2AAN4gFmc0cA72xbz2KhG3RbhdUiQqCRIioVAqmbV5U2qykF
ggyFAhVUNUjKrZiTY6Z4sDRJtmSAGbJIAUSAH67g1HX17aKgW9Ju593LVWt8sCBdddcUpWlk0xP5geH70HbqV
1uJEuk2B9EZmGBmtdJFr6gfbDjKMSqy46x0Y1zVrDAELG5tp6WBp3GSYkMtqMFisL66dNyXESjhQ0Sbftfrnk
0hISE6QrruVduEwaiiAlLhIrlSmJaKV1bc+GjOJYS1LH8azdhkceHf244dnZmmRTj/MK1R5Aaj6zEinC8oGbc
XcYwWn7C8gXX3mcpa+h0DeXAayVMxcoVVixwEoIBdMj17h0d0E5mQyqpL4aFUDWGriuc+8WTJ0dtglyVQ7Z
XLKeAYU6ogkF1yTpwHFIF9MNE0VlHsm6Iy+obDvoXv5+XkYFwZ5EDLkYprlbbymJqvNpUoXrR7vsY9k2nw31
3BfwrRCbtCU411AgEEKGVA4rkJDPTshok09Kdh1SBjEC8H0ecTwhd+/v09R5SX5BwsoSAeiAXiHyMMdtiVsQk
sx0i20lwbhdqxvudNhc3jgFF1bdddqqlFYiR7xDySIQ/xS6hApsDFX70sFe1VDfa2eTyB8yH1QYwEVYE3pDGM
D7kVzzTdd0M88huA4D3GJ4BiW0ho0Xz4H7Gop91Shj409vXkxhdevtA3qlCEPezA956wqHKYmHQ6vyn3YgCGM
HiaXjnmR2u4D2fHfROE/WYBm+cuNKpoTQDjx9NOAS1rXGpz/c+XM1hr7mGkT6fM+ugsT6+j8jCjkXVmg5AbD2
HeB9JZ2CCR4HE6UoVdwH0hubUQ39APXmpT2fgtAChFwiY8yspLoW03F2ID4oCXetOPVd/T2F41Bi01mfs+uYw
LgSPk0kvF1lgM61VTsHIDuNU3NGQtBY7tgWE5Tab+obF55MBVVVSQvK+o3urVJ6r3mjYi9WL3IEIfimhRyUII
/kYAZy/Ou+v1CniJDthqggBxh9wMhpgtPEK3SdCj7tWOGehQ6QsEKVbZnmxwz8uGmMkhz7zzcF2GTQCPwDnY
00IC4GGnW8+NB6hGBeg+U/1PF9SuLsjRTzNAGAHGpChmWAamuVfhCQZD4UN+awFzS7gqmY1By93UTqFQ0o0Cm
3MU4zMFgvcKA5ousHzyKKf86jc2ZjQMDu0IFWheNi8Da1e1qUQgJAiHx8THCyZ2AheQaoR7XQ0VE7PLm95tci
GfZce/kLjYKoqiqLpqlkCgIHERADYauKXyGKJiYsxsAMkqVKt7UQr2Ry07FFzgv5vDcTnNBkgLIQ8QogUkAQj
CbSipQyb8TowQNrbQ+0TxAoRiwlL1C4c2deipseA6h/EM2z88E4nfiQalWobDgHZB9wVrBJIGw1ShNe8pulg0
YRNpBjj25w3JQfLEyTWJDGqgahSptK06VvjLyizaIkKCO7MDg3IF84zt5dZXR2+5hm/7PrYPRmHkCYJeAjJIO
EpZSpmX0uIJNIMAU0BEw6IiFboVLAuUnJCNrNUxp1FymFJlmdFDKXrpldsiBMxa0ULAR9UfTBENZGUgTh/ERR
iITcySvj02ku/4u5IpowSDjzWxC
```

### measdata.cpp

Q1po0TFBWSZTWX8Q+hMABZF/gFV2z0V5f//fP+/e7r/v3/5gC/w+VQCgGjEApVQBKABVKpBEU9QAAAD1A9Q  
APUAAAHAqAAAAA5k00MgAYjIMgBpggYgGjTQAZA0AHMmmhkaDEZBKANMEDEA0aaADIGgASaUSIaaBCaBmp6jT1  
MmJEADIAaMgANAAcyaaGQAMRkGQA0wQMQRpoAMgaABIkETAgJhIxGQNTTRkK6JiMmQAGmhvVPTUwnISBDWk7  
HL/xU0mhWf7SiLFkqUQKI9nGMLFGRiClSoltYyktEmrNhWGIIDmWMSgN1qjRoVXH1oZ6g5Q0q3PMxuc0XTT0B  
5dUmXVJp1t7tybXpGLQYxiGAIvNvXWL2MVB1Q1UQBuaEBmxJBL837JHqGK6p/xu4IVdpRJdxJtb8m6G86IR1j  
W0mhH8ZDSWxQFgfme13yhkyoxiy+7CPvMiOLiv5p7bu5xsRCGtSaa0IPw4NuF1LaJLQEzbpgqhsJn0ZQ/Q1Es  
kTmQpSwPqXxDO/drr9ePdKiWOBsX5FxHLCBEDj4yDRvwj0/GWPWhorILi2yC3Rfa0Q5C6mNa515F9U2jgWxj1  
Y1YWK41KRLxNXz031JCwxybE91DiRU1DLcwxKHx2kyIQFNGbJ1A0EDhtjLaJHVKN1wQ1qvY11AwkoSqaEYVpR  
wYK9GmVbB6iwWzSduaFvazYgbJipOYTTGVU1pc2gv9pqltjRjbi1JUFCq471ITxIQ083YV/jbrtbfM19j+0qz  
0VUG1liDvr+u5R5zUiIgiUtX3cSgm5ZYZQ/Xb1+HhZp1yHKSsk6seM6T0g8JcdfTL0HE0doi6rflMEF6KQWUG  
KolLEJimeMcytaAQMT0Iokp2ikigUKESqWtMnOc2KAWPmiCQZF028A6M0X2W1kwn+UD0hdd9CFxnKH2wS83o  
Ir9MedGRgg4jRlJcJhY0UsWC1o1o1HGy8kQ+yySzvjJq1jns1NqUEK4pJ3FN0myVsdJzLoOYTLUWbn107Np6  
XpSGIkyqkcJGbfSfoFcYcismwCCBTSqtA0J/s+rUX1s13XHk57EBNiv7TKT4GZ0G/McuCoVEbGDdR6GPbhyAg  
CaEUjXBNMnEF1RCQ1GBQkkQCGZw7CFmKY6sD1MNJ3BerOH0Y/y497xEcUboKSOyOhDYNJh+hv6+qIchIHP5tB  
5q2HuzilgSPenMu08Z1JLyjINAeWShOqyG+xmKkSJRDE2eiUVyxxp0zGgdezdc5fz1Du0t4abmNMHGmNhhp  
t31ExmtbU15yG97EgCqWxupDwblwvgTR+U+d+bGoTft3JB6LD1DgUs8MiB2ZFKFLY14IMj17JUkkOkTjvyt  
vgFrlyh7ej4zKwD3xK3zpENHwPg+ckj6PsX2D/57xpuEz/pdCa9mkW441EdcxKzPtPxGJFowJChav9w1C+F  
EI9iP3VJlhoDQZBCPMdwYVzMHXKCEsTSsdx+1G4DjoLX3bAKo9oFP8VIbbbbbR9jCDANwvYrUUA5kLpMFZAae  
jiesLDL41dyOrt52dQzJ8jPaQvhF0utbu9COGgx8mBoFf0GYt+Js74tzFGQLSw6Uz9RICiXMLAJL9mli9aWi  
XZGxGJwFHaYJGS6mI+1/Wz10ehVuSJ3gQimpt8J40/zaByJIdrfFL3N/+jZmTmq/5AD9eQQq84ALS7CwOYE  
fgFQ1TqmXgUAXqFn2iSP63D8IJd3RCmZ/Lmhe6V/ED+x75yHVyd7aQ4ytFDdk0waOUUuf0gWYMPcWmhP814  
j2M2HSW6AjpUgYbAg/iaVgZI2Gytx0iNmWpLhYhdYh2wH3/ftMaFEXAHibdQYLHBo3S4krdA2vbEZAjSwbq  
FEGRCyHmZKdJpDgmN8gC42XqRzElvEmg63ZlgyDBI8J6Wdadq9LmIs0e4ISNZkK81y1S0SNPHJnXp8PEVn  
IbsSExhKQaIDMGZSj04U6qAVNv52vAICqVRSKNo7WmDRchgSsZbGKgwshqychvaarQ3NYYziWmYZNB0KhJJh  
Q69BIPnAXiCSkKAQyEl7jSLJjbbGwbA8gfht7+/o6mTb6tReFwiEeDiIgfzING0mNKgrWbWcFJBupvFJCmiR  
AS0c4xoQ2Ibq3U3pe1K5ImDAMBXYnQB+aDIxSS8AhjHmQVDQ0ofD8fHTmAfKXGOVnLzhM+1UOBsAEdnNALkbe  
LIqSF6Bgv1GA1QmG3d+GQ5XkxZyakeHZzeE3UnhBsRKHFh0c5V66cyX1h8CMM0Hb9wiYWHhEbmkaedL0atVW  
k6I7yQzstWJoSuAs0AuS7/ir1e/AYWWM62Hzbt0AKTYIabbrLxAgJywqFsVVCk00uI1kuDIMIX05DsPPJ2o  
Iie+MNgLyYmp67nbegt85ngjMDtpsBxBQQ1PYROeblzmfVSEGREqGwaD4kCnS/40m6+WOX5I/PfJv81mbtPI  
CaNw5VGZozQ/gJiqH60ixtsB5tEnI+QIRIaGOSGlykrJgUyibPECJYiK7zEUgtZMRfEWcmJIMygK3sAF6K+c9  
3ciSDRjthwLIh0LAS1hJggSwm0eiHMHrGJg2a19Qu0SOLEKEmIuBaim8QYIOAsEZ9ckhfAk0hemX8FQP1HQ  
X7PKEJs+EGMQ9+PqgGtBM5g51YZAu01B4TqF6I3s11W/HoxIPB5YD6X/RAi0Wog0jrtuiwTAGJgxeK1GMj+Qt  
i50hk5lyqEF1xAF1fkJU9eqS9TS08/kCEcAJGLDwY+xx2kFawEDmxkUhSprIggSmSUDKntqsxWkCqCEWBx0ks  
NCRMKiPBbxWAcMftF6zmJIYeAIqkcPo9TP1fp0dosEJB9KLTNSWlgtwBI2CCZ+5BAQI4AQVC1EHZM9ySfVgC  
mLypTBT07DgCsEwmBLWauoUzx+Adr5GwiTcZKwkj/yG8sWfJfpBpTEKPN4p25msgILSwESkPxI2jNXZz6EbBv  
7ftuCYQ3gNIUrJqs3yc9Hs6QxDSHskWgJQPotkS1jsDgkMXfHIIUDaBry7ZJq15VKYwjCeTEpQSh3rJuVpAVj  
StZu4kPNYqoauGoGq3JSSJVLRC+eqUExAyEhF4VBqEhgzx+kFLb012JcAu8XttAQWXMNecLgYntXKuJJD6mQR  
IJHpTpnEAUqTXYqEVRIG0aoQZbtSnInAXkBut984i6zu4AJ6IBunW0J0bBsgmxhRUGFVLCn3+3ScQRsFB0p  
t5AdQEjMPAfMa0m0zFBcvJyKDC4HEB1IkdtrHI6QhDE2+QziJQ6vkIQ8Yk3ST7VEjBILBZFUkwciXx/F20BAY  
5Eq19PBKqC+LQmcmUSCyf+LuSKcKEg/iH0Jg=

## sim.cpp

Q1po0TFBWSZTWcjUZgMABdd/1ERUFTF4f//PWdbir//3/oEAAGAYaQ8fckWg0tLVzjBk400y0nQ6AWrbZqeE  
kiJqZqaeoPFNBhGTIOMQaDRoAAaAAkSEaaag1JqP9UnpH1D9Seo9QZ1DQANMTT0no0gOMjTJiaDJkwmQMho  
DQGMtQwAmgMJNKKYkEOjOyj1NB6ZNIHpAAAAANA4yNMmJoMmTcaZayGgNaAZNDACAawKRETEyaJoMTQJiaap  
k9R5Q2pp6T0QNA9T1DeqOGSEJ5Dr8XRt0xc71URbbJDWyzgVDyKMIpByyhMQUZM2qApHNKyc5p0jU3aMpoVS  
1FSWhReHWyMIICjTYRMxYJDZLE4gA6b9K5v84/fVILhJLLOwSSAQF7vZiJIXysQvG0kksAA2sC1iMDP08xxxz  
Icmp+RYHwK5Z16n1MD4jZhmIr5nrhCY3/C87bQ/77NA9Pb0G6McmVpvpjPIPQt2RVZL0YwC4kSXxjdjx5vV7M5  
OriIorWiXEQSppsNLFydqYdHyCcG9v0iU2NjY+2owsJb6eMjTVWEjGEBW71qdrQ58SvrvDsHKPgg3CaQwygg  
wrGU1CazopG3GLVtsnMLBCY6QQmDMat1zizupd8dBUwK88pHVcVnYyWxcjKTRzWIAy0bryWmKq+XbS31NhnAG  
juyIb8hscGMkwUCG7NF/IUoU4GpoY23gHTYbo4567ts6+p096wGDaN4veC1i70ash8+GKmaYIwTbZQXU7EF41

wZM6eMB4KoCNG0FS+tUpY19DLc3YLUnIWtME5cWWWvraWTIaCmgkoEsHgeHct9svKJH6qxCjw8y7kNJG+64vZ  
/LhM1B8cipsytdkCohTK10ImNtF64voZZ6HMMIj9kRoVZLXRkTa7zQ61JJrsanFVHEDK2Wabi527x6mXWDr1  
W6sT/WEglujNH0imSuMp8JfzVZtAe9WFSfFK9yewpI1hjvtw+7QZWo0jobQ2u7EqpQ0DxcjZZxIn0wu07WUDw  
h1nmKQqYHKYEWJiGL1Ib9Wvhv0NihvD4NEHEmMVS00LPI5P1QdWi72s5piHf3ohZpmo5/0mdWT29+VinYWBcx9  
/NQZcxwRBCFzDY4mcA4hlcFyTATdnBHg0jnwaaag1bdqBHcr17Iq2/aT1QFEZZdTinLTOWBi8M/Fu5k8ULRM5w  
oLfn20nxKsWRyOkQnlhqz28mdjKGGPejAZ48+KDhqPTqlgSNQWEEpkprNS7A7XJx51rSvC/T01VtaW9rgWvZY  
TwwswmLdE6VoGxUD1Z0sMX0bfBvOK+BVjGPwepfP57L80G9qTKtLuNtex2gb1yLUQHfNK0kt/hZXXk0+mhirq  
hfWRN10hu+DxF8DEF+dpeBWErWJLjQj5MAGWwHKNMHVhapGXs3F32hYtSbOHYe01eIJUrSi+z54zbyRyRi7eY  
MiCAhpe0J9CqrBU77FvZ8IS5eBLAqQMmjoS3E2HItoYAFhw5YIIE3iCMLCOCVogPGep0QGGvcJp0EMXgBVWKK  
KjEMBkoWlR7nCL1XjR6pjCuKqwl69M0FiBK2U8VnyHRYPx0oCmmZDZcubaWF7+ye01SeW4Fkjo+lgNAmmJD  
BpdZcA7agbOLIEfPERC5FcLP80+TDFpdKPZ/UHw1JGSyd6DYmtILp6jRS61s/IyUeZRCMQ+Gu4CGiw+LhskEX  
VojsH9ZbhIGSGws6vicpp2VA5wzAAZv7xARGRgMEkhRgQ8BGEry56ITqfN05G/WaQYz41SF2VhqQRw3kUNjXQ  
+Zc9Hd1mxgw9TjNEL8ktjAiWHIQQKMa/Vz1CyqQpAPX1mMafWDEjqAA5zzit26CACH30+mM2AqXPHsS587DxQ  
rYX1ZVH02whfYKOCUswnqFKFPFUEWBasODSRiRq4Gsp3WeY4IILtMYxgZcDS1KwMUEBQYYMCKK+fgilMkwjc5  
G3CF5uXOK4wpQ8GTIA7A8C/w7dNgIoZMYxjPwKqMNewJgqHr1GpC26LzCOPmxvEXN+5eSuFu4BpS8D8h8z  
rgChMMhGthCBpEpqJ20fmUB1D7NSX5HVEAEmpkOylkwUAZgWSuAQFZWhXnGs3UiW4GbTrDoBSesEsFsA4RDQd  
JUuUjJamrz8ZCWidALLcAeOxClOJeDQjLvPqXgD1Zb4mWSUCmhpURsp3vhAxVrg1DBDpa7pkZ3jcrxABsR1g  
xDYcdhS8EuW2cRI2gjiVEMaSoicNh0OGaisjX0AF036cNBQhnrtAHgJVrZ7i3JBzX9ICU7hY3HEExtHvHca  
SCRwSMIAltQKFZq4a7tAUrsLLStWbTYXAUvLuksDfZThVRkd+TYwFdzhiw7CkbbIskVrenTpB4VjQRmYC5DJK  
ZB+kRCLBLhpt4sb6SRzCwCG2NpRj0hZzwxplergA9Fip1LFiXW9oIx56BvWGd1L0K25JGrCCp6dgvaw4IWXb  
AgBmeQ9QsuPuT03bnwNoghiDiMBFDUCGg5PGUIvQtSVeWgJQK+3oZ1bARerULjXAxJgeBAkNiESNCh4inyt2  
lm9JNF1ihuLi7TmBbYhFcgZoIC1KzmQWqbRakLD7deVwYe00rOVMMWjJC5Yuhw3wVoVNTmBGiogpm+bbTu8V  
m+SGhAPc6dwHma0e5CNUtoHIL3A3rHE42Lkco4UCYX6dpr3ttNqk7vhrQ0clzGnCh2pqueLQMzi4mwd4rBjIk  
75RK5hjiUprWkSluNnSEagtQmcdben44m1B5hULOX9eFhiADaQABDbQ4mRoAiCceRBhFEe+E7d0DEDTSCGXF  
fcHf68Z+LIEpfbGfONjGJ5xds4jtgvsZEEDvImSBzERET1EnBRU8qHWNGB2AAMxwA/D1QvZnQ5U1RCenuMBh6  
eolS+2Ba5zGteKIW85SqUiD7vfhjm5/evFDMMQT/C7YKPHq2asOgv2/DdX77ULP2C6wAMDZgM3C5BmAwXlzo  
MRHQ+UfVYG7AYwPR8YAHXJNe0BFVJrSoUoVjOk5EU/tQ5LCosA/7mnF3JF0FCQyNRmAw

## class.py

Qlpo0TFBWSZTWRz5es4AFH7//H/ORGB///9fv//f//7////sEAAEAhCABBAgAYDt+T33mGjb08W5njQv1usgWY  
09Ho7e9ee00HofXB99rUFMLub3jerr73Pfffc61q4ut5d29uFrm6Nymmrzbt7m5NuwxHSM7jttbb02eI+nfT7  
N3zMdq9auXZw6MajazN23Nu70rNww2jHYBQ5TsUi2ducEUE2mq23k6Rz3vb2xuk6nu572IJ5RYUmuwSmpogE  
xMhkFPIU8TQjSep6eopnN1PjQDINA0ybsZB6gABpoeBBATRNGmgp4VAPUNMT1NAPRNAANAGMQMSpmiJKaH6  
UeSaPSaADQ0A0BoAAAAAASaSJcABamaEBMBMJTanqPUPUzUeo9T0agDQAAAGmgRKECTAjJgk8jSZMJpq  
ZqntUe9U9U/VPU80SaaGjagAGeAiIQCACAJMmNTJk00m1T1PKbRPU/VNpogBoNDROBpoyNaof5xFEHOGcjIS  
AsIkgQjJAhEYSJ5Hmfj+uoB4b5S6clK/l/LTN+TQuzFMams7zh86+dXo9WzAxUfmNX7MNPtKaap/rqhVNPqh  
+4TaxEvD1TVL6Pr+p5hEvHc/2YQnk8FJUbw1qEirg3Emjta9g6o0gwRgiK0J0g5Mte/r4cjQp2+98e3cqQG  
pdPmpR8x+m3dYuKibMC8jU98xV2/5gs08muu2rITZEAsLmFppLVNGZCj06a0Aj2q5c1B81WziaLhbsTQkKizT  
MuN9LCHSLrFmZlWciAx2XM6ped72UR0pu9KYY9NazW4sKjTLjBimcnOnhNmMKXqYUtw2nLR361N2XpaA9bU0  
RajaViXuMhd3XK1CCw0lFE1N/xXpsu/UmpJIIsrDyRQq5vCWZtbJ0qUWclgcKM4bW05xoU29d1aurI1TgaBFOf  
h461DvYVnL25j2MPSM0mqsxDNe7t1wL4+FmK80t8b+rR0c2mDzdSIh1ZViqIooizaLC+5ogrPDusWRDntdXXj  
LNxXVlZaghtVEFPAlH31VP9abEnwjrpmDU0iLXzDlzs5/n81NdywcPJKUZ4mpTGab4CdziXvT1b7/Ty3x/tyh  
vYgGLPveaYqFZe90mBQRz5b0mirFPdao7HEDzkgfUSe442Yv1MBpTMENYjdq6NEX+ue+qJvZmYYAZNPqtX04  
XZ7a62vywnR3fr390nG+3BkXqqIBfFFHfNkAbWKCcIwCRQDyxGRWRUocfTQE5oCANC6gcOREXIG8TL7ag8RSg  
lJ/g4XSacR1dXLhliTB5ijXjvgWkL4b9+yJTioKtktIKDDMLUqRYiQZ7TfqbhPP2zkeZNCdKhq516JRPHPqu  
PScCKqpL/3/JpiWr8mCwwMu38ftTsS3wXhBmxUKQRmZfy9A4Kos0obXKsEXY/N31YnEzISSIWRRDH8dr12/  
H0cJZf0lyMre7bwEwc+zohNp5evCi6G2aA4dJQwPWzNTL3Zc3XsIsZ1S+NU67vq0a62/jbY6j4/H7QrA+vr1S  
0Yi/XRBPDrRz4yGgKwZFRvZp01f4K9UHBBYyUBH6b98DqmwYU48MLJaQHAA6+5xvwJyIHMbidRoNjdOX/Lf  
PbeubLK9eiUkCikLEBDbTZuCCGu47KVuueIPDe13ZARptKLPqrKJNh4t2wPKRz2fyCo0IBb4ebM2ynNo4iHL  
zQYCo9IJKLf4Mz3dMC3veHS0V7GrrZRNchktZ6UKpc+hfEEVrYBmQaX62c0GFRhqZ0cNDJIhUgWS1vpo6VrQ  
DyYXxiBUQIQD1V2Aq62pN60zNgrIJ66F3ZWr85rUHR0mSDC8wlcNSmjhUmazSoNqkKTYILEw2GqTtSBsUY0/o



rKIT2GTA98BqA0HoVi8Ys1rmcdDkqjtFMbqudbLIkuykHazTBitvQrmwbG2t5UZbt18ecl+Shw7icyJ5U14Wu  
4qaaUgNgV1/qcQc+fF/6a37D3iz++m4cb6uToH6FfZaRDrqvwq2T8unDRnceEdYXzW5k8b1F/Wie0QyHs1R6  
JU6wjXna/XpptutdlFA8m+3G3Lmp9apVdqBfZhiTUEUWGo9J1NxdK5juupZDR7IDfhByfCNL8440t4meCuNUk  
FOCOXWMq9qytcoUwQpZCeLL/h4dGzwjGmEipXagY07cUo3c8ysYm2bKzonwa1Kt6macx0tkMuCJrneSWgBhsq  
wK7u9x0lroRdFqdkIHeLTbHb13i+3kLYifSaJvhQG7pDHW0z24cZxezWISvAR7eWGlq4HqKBIw0m9X2WdcC8  
xtxplrvt+nKkJitAFGM+GwxEfJV8L264FeoyTHK+9qAp9u15oTduSvTlJbtFfRn3Xjelgosys1NBJHEYREfh  
9n1XtA68GxqWbD8Y52vsMfVW8gi/kF1Cu63IxmTZ1Cx7ELfk6et56MyYVTUJ5tLwLTTXA64R1333a83q0nszv  
EytNomEnrwiHdWmbLfk4iyG5qyu1F7D8NN7T8JyAkK1R5ikkXGsAaUHnAs+iesCVAHmU3wApznRqE1dYAnQFQ  
Bj+VFCj30gsULpX2sB1pwWhm/I24z11b7+KtaozaT64GWRHPRwCOWjYn/J/prrDrTu7bxtPanwEetqChT6I1p  
m/cjUxQxBczQQNa2sDowFCvTs8Me5rKqKN9NTXAX3GdVKAh+V3MWBkzdwFAN4jOS8kitR64REalb1qjVv18Lv  
GkXJrNb70HAspB5SGQfkDXPOXXp5rmtczs7ydaQfc2TFQGGKwKUAVAFFUXvdZ5972PFale0Z2HsrIPI4J1IDs  
wYkaBQ1VlthBKApstvPqtq2z0ZH84XayDscvRg3NddVJGBFLKKD401tSLWSjQGODC1E9aIx8+NMWCwq+LgBDNrs  
UqbXmyXzLtkSMzKzr61jLnPMk6Re/pqFxxsi1AtlMFOm+ncq7hrIvQrvAPpWmu/PJwEFUAoPztfZm3p4lfHg  
uVGTys2pS09DAhUc+PzrmgemcLWwKN45bp7qtX8rlmgQJilPLIWX8t/Co5/FfnHu9S8L2JOHx5tznTY2E6Xz0  
Rjdqrtx9s7kdPsk2ZeL0kmjEwhpGoxDtL0LKTxm70QVQgKwLnnW0i86qCgoH9Z3DnsHketzMhMeBbYhbqb3R  
5woYNiN61ZK4J/Ny/h7fS+nu8s9KexMPdd/tJ/ZT9iMYr3nHaGI4AkJ81RStEERolndhhyjRjHqmSh410+NEY  
OyLEfKIHLbsDYmPtN9irMovMpiy12WcyR3/PkEuudfkUpC8GqBUP5zEkXEf0Fn14Sa59b+j7047BeU7hz1ly  
PMNYyvlZwNtYQ2osDbImUVMa1Aa78Neu9nEn32kBdbEiUa5tSo+6TsQHh9rhm+6PkS0/xHdMbzMDTI+L9/1c  
eTYdxEI7mvyA0WCdHzicOBwG+a7fg5fi8a6VTPHKDtJ11/4hL1NRIUZI2K4GBUqQIIKwi4gaqcqDgKSUR6XsT  
eZ090tnbT0K1qmgGeTbDYTJs/MUrrKjigpCzVmlIHFD/wYBxm/K1cIgaEs5t0DRhTeBmZNNHNGENhwF0M0c3  
NRRY7AsJo85S62SmQ5xn8s6fyfyn+D10Gq1VbNpg5asaWpjCyTRs2qsqXLXLRH11gWhVwTlVjDDvLjJ0qJMI  
oIYORjRjNt8opHy/S+WeE9fr0aT8ocylKF96RNtWEUgMKG78eiFiosVkfVGLGEGiWslBRyIip7gNfIq/LE7k0fX  
le4pfmt/Av/LN0J2va8gebZi3UerU5M+4GM7HMymXWfUyseDw2WqJ7yImvoMisCRkCQhrDXiD1+3jvg6PDx4T  
Nd/oG/h08NDooKkrG8zeUC1oMRKqaDmzAibivmxCKARGRaR69LLQvYbpN3oPA9q23ILtkmry0dTTNDIj6TkZk  
mjQdbDns2SYFwbDExIIKng2Ld5thbSGLY4aK5pljertyxOPGNrvDcaQj79DtdL39xSrrjHIGyOZjKsrzkbV  
jZ/liKUYyu2+CMDYVve266WtVw5fkeM408SkPR+keBgdQw/4olhK2CspJgTKyiUL2Iwtd0KWuEmbMeNdGZx8S  
TkkhdGJVvFDGx6TMnU9yNqC62wNihVmvC+JNJdlgMEIQZ7MZCWJEZ1AVhBISECEFYUqz73bj0PuKyD03+50Wq  
gWj0jX3riK6rBr0lqcprTAnDP9RYeEFemfVXcknJreL7I4G/OTeYnovdK2WaLJXddT61NUPvODMEclDBJajiR  
4cwoB0pQEk9FpXWyzBPLutFX66fA0iQQBtdReQw686YeF51QwFAuWWjhwPFw7R3PLcJwPqIV1EWcUBPcZZm  
Tg/pPm+jJ2q5D4bBwTxZFjmPGYvyYSW2CjAMWWhTnCQ76Y5ejVLcuK1xqccIapIeeJD8jxsrhuNIHCP7cdpsI  
u0bGNMhW8Hmuv3T3R2TtUZqZU4LzvPwNLmC27MLenATT+rRegpu2yeekN35RUxxPYNTzjpTRCiEgLSe+ujYae  
jBxN7pnos7imH23IsjPncIE5Ig7E1B++QDUa33EAAbmIzzotZfXStPV1fzFA6EzYpKITniYQtsc1maG/Ada1Y  
YetyQiuKniokWkYHHhnZmfCB8/Za/YLRqcB1VhdqHbss0CwCImXd+81o8DqApOKBakUVUxwojRnLswNAU5  
GBRb6dIV0TGBFJ1xOLARHWMKj03LLO1+OmLnFMGFdV16TDank4xI2kjjyCZCY9BwbyOmARqbSmFops8vZYGfE  
zv+AU5Tgh2EPDjGveezRQ/H12HiiCsVGPwTxfelSGLEfCtIwChkr2GapdowF3fTra2i4NHMgg6CdmTyriryqGa  
w+KcUI0LmoVKukxoFiIYxHphh1WLENBdcQSHmFDggDwo59F9Wft188VXA1dMWV1VmKiwpjBrbVcdUB93VaoML  
7QUnRUT3kVytC9/J7DeGoDfZaxsgoLOB1AHAcUBS3B7riMo2PffDzQeI2w/Nq2dmw1qmLV5mW0gGEXUI/jsGp  
pMTEGo7HdcV+BAGwNznx2VNxHtIOg9bMEjBkljtI6ictEw5frzebW4cFi5aJttMFFVzXOFXTZKXVcJgm91gk  
M3xtjbSmIntiVCbGblNaMgKC2GpGelhJEtG7zeeybtzJRYhbklvcaYT93SUw8Xs2/bhCSNGRyn0vHD7N7Dhh  
H24H2eB+52HN72Pge5juR+9E2a+x93Lq9j2Hbp4iifn1TxFYc80a9nqYcEi342ZXBcVcTE5RBtFr7t5wcRoix  
7fKIvmVHPSg+a513pwZXRag73A5cVREUIVWIsiJVML8Dc68gI4BBMKg9link/vw2gpsYurXrk09HhAurdfS8G  
qLcJSi0a1L7Lw/zuLWGFpmWDTUE7KLNCrDFehmBEwrrvVJKjz85qtWmiBNGvZs6EmI04W1Djo1jZMTUZ7c40z  
BXWkytYsAxAOBWNydzFfDSBwGEE3ng0hB17+rPmxe245i5sLNWkmMCTW68VHBGWl1xZ0uoitoTPeT2RdbEwAF  
SDda4HIYDrLhImwF8EXHI5bnsPKo23sup/ulRNs2jrg9kKR5Upw7ovshxRHkjWF4ZJmV0sMs2mLjx39ES+AlS  
DhwnWh021haSLMJTa79nirQePEc12h1x4+XI381h8UZSUhI9vtK7ogp90jUfKwVdkeovKEBeUZ6H8YqQUYfQ1  
66oYuJ3ak8r6QMMT1+4DMAyuEakG1QKlxiFo0bI5L42bAqMnq+E1U68C2FJKqDak4G6IZxIHpG9kHa+pDghr  
iEMeOmIbbATKIOCKzEDMKVQceXNeL+IZvZ7QnE9AczqU4UxhVpa1iz4fE+g9VvjTr7SVxcC3ES012FPpFpmY1  
aBAfL1FPlyC+20JBBsMBua2a4UFTt1AONERS8YDoBQWmWrtI+Gu1zG4o6+qAU6xdQMwXg+oICmXa/Rh5EErzi  
R/IwrsTBmkrP90UPosp/A8ZmBKwh9qLLOB9C2Qh/rKlLqhpAqGiGcKYVIIDeQutIhy4ejLcQVooc8xelSC+7  
JwYORdVuQxJAuRbi9X4a8i6Tzuk323rxe7ny1y3j0tYJ86ff8AQSqo2m43COAJiWcqnacQIQw2WFib6dPqLCJ  
QRA/wFYZ5xQTJtFBeU8udEXtB5vuuAYwcRJRYSVAPULRPSBL5Kwn+NMVv16aFSJ0yRLQEYihdAE6Yjz9VCsTG  
+UFHa8dkL0vgSZSgxaWLEYyUE6uEgh5o9sExhwFADji+UJSYvS7Qq8tWwxIIQIRfwn1nGuGLb20K0ZmrEgfgzQ

G+Ewfrroe10PSyx0hHPw6Lpuu7XwRY3Hze/KjznNdM3cvv03ZlGGqpnNTPaxeijBrceEsVGiHwRKGsr42cypr  
RdZC9voRsz0j/5+f3H0XwnjQg6WEVA+YQ/nGkQkWrYak+krYor09lWtAgu+JQNpfsPpkpD1/DxH7N4vW5FYyT  
3GqvzwxInf+Y0Z+aJh0WDSuYFw0jZcfaGbzIgbQxm2rEkX9v/tuzpxL0X1hs/zoHacJHZxJL9ic5P4PkX6Vp  
VstWhbrzFN9DUeYd0yfBs7hbDySIGG0J1Ltq+k2ZH6t7ezWcIBCeZ31py8uw/n9PemGaoG9Hkzj8oItXPC/sj  
jCAHSjoINAAqt/pGhCT25wbd+w6q0wjmIUECEgfD+JqJUTDZhy2X2uFBN8g4z6iCG9+0Q8EflwLtMaf81LHzV  
pEgU7aJvTfMT1AXGB1fpwwhu7TZUoe5GIddJ8QnYd5PRM+JJ8X1Pq+h8m22H4fBdaaCoXG0QaeujXctilY7IT  
+Mz/VT4KEPJmGj0yfoS/LvyVzBjGmDDxpP72EDr2/FlxOht18mX0k464Co71Z8E0fRjmtxZQUxKJyOwyk19D  
KihguDUs5TAWenEjv8vj30+n5sUEgdyY++FCbb2R2Pv2wepL1QHLwggHLQji8/UDBg0clIaTu0p5SgmtQK10F  
oJR0p9YfRPTE7SDRke3iT8X1zsqjIX5RpHxnvwZnfkzCmMR81B1S1SmUjOLsI7/tz05bmiEtSaaxbQ2m9L300  
igyWr0pk7+z5TzmCJ3D38W1b3qFqHidDPk7zjHvEf3nMjg9ziT1nX5JCWjNkL9Cg5SRqgUKSJD+reRkk/j/j/  
cittF0WPxz1/AZr2bXj92w06AiPxf4itgZGFhaBvtnqrqHePu0F8fVpeolWg2XaZocCnKYWtacZ8rrCLYU1S2  
U+6nxIMEAUa4ZJSIh57FvJTCsVcPealcnYrxurc3DH9BJVfptwFukQf6UkofP3fJ5vUfBpmTQwFE+Y2a3baW  
soBVlGxc0TCJRi1DtPGuk8LnHfA1gdiA1s16rLQ00/3FwWfAFulbFos3+H20CXh+Tj2aTQH3h7onaNmunRFX  
r1BVWPr0/tYHrDg5WNFP62E8/mDtnfHZLy5CtLoIKnRLnLedKGYMKKvPASM19FiWLJMOQY1WmIsEhb1ScpN  
dxAMu+xhmYrVM0mhGsExjEBOSTXjP8r2U8+n024asdHs/izjIpyjyELMu+exh9VxU9VKU7yIioPNXUJKQJF  
Kx+JyMtYiZcDGL3H54+QPcRbw6o3E4nwoaqHfgZYHvM7ZvmbaxRpp1lyx9yXklybiJjhuZA0GAs3MGCumKGF  
PsXHaJwVKBERqSvjsVr+pPjx7E+PXglot0X33Z99fNJCBOUQoS4qV5hKjCKbPyvVwCygCE9yGbJ8sg2d3P0  
Er8GIX3tpFFoUCE9XQnxEJgfrEBZMSUYjCJBQwIpiIyQkAqWJCWEA+x9ZCn5QuN+LgH4ryU7IOrzYkBUbQ0c  
Q6CZFKS1eovk2qh4LWgzkyLxARgrj/rVYL3Vh+qPlyQ0T1erU0PUBEQNI0iCyMIyN5a1H5oCigwnXnNH7gJ5  
DNa9jyhJkT7bD7bSEebwHjAtAuZDZLH0Cb/HGSGQ1Zeg7V37Wd0ghKyUILtM26Dx/wI7iY6iyZBkNMXYgrGmK  
+ovGA9YERrFa6JIIyCXQho6z77WnjYoDUC4KFnPVUqhgwdBwkAkRxE MELBOEpIFAdsW0A+TVfN85u/oa5JAZq  
j95AovnnYh1mZQ0KdtkiLrMbbfbWuwWU1vAU6XUirTPTnbiqhrLJbxAldGG6TwtJW/a0jJPiPn9oQHNrgz  
zRsJXAx+6WBRKL8WmpPpPCpuw7j7kpx24FSh9nAvXTEiYpHZQNm5DIwUBsomuWia5C08sIgwM1YrEd+DjdElig  
bez1UPbhZ1ITZ3d8fAGRZXPDI5s1fFCj9LkixUpfvTzFGhmCaMJLKe9fsskqjiiixbbYSx+IFUN4s12XWAYQQ0  
/0o7jgGmx4AYzpfQaaloXil2U1qSoTNJoPLWDGNurZ/c0z0v0WtiuhZ2xHDbPGdf6Z3+ldSGAQDSvDNa18g  
ruffEaSFBeTY7ZL800pv2023agZyTvaEWq3VpdaihRRwMU3I3AzPzcdQIEmECGD1Q5EeXANI9dK8hBuwwfH  
8LbxALCaq1nNqGZTXIsi7dBuya2U123LTE2JVy3LWULSo0h3BMSAxJGcWayA2sBSosSmhhLEOMEZEtkLxYabq  
zQmJQBSrly0jktLAWhAijKF95KB3oqjgcNwjfewLohd6hGcnBZCpEM94RGDFLaGxjDmLS0UuQCDoMNLBYln05  
j7wPsMONfC5XePfyqYMQsQ+qNn1gAf2FNyC+w00gBlV4zyCHigjGMJAKCEvtIy0z9Zp4/1xTkZd5KvK0gudEU  
dDRGi6yyIZ4VbIsz1WaRRVQPN80Dm8A8yQOGHxMelrFo7cDiWTQ9B5ySOBBfBgfr3xgdMhxmG1pviedik+X08  
6Ryox3iL7zZKE0C5sBmLSQt6kqFzUJLA/GL+Ir8WHkNcw4oZySs6rPL7c0X0zPpSsW/RnUwOBnue2WVD8tps  
pbzDsReQo4wb5d5rvn8YTjtvt2401mzJWPdxxLVt18VC20NtTgWi1vnK6ZxRM/SKsGg0/cceFltQFwNrlJcLxy  
4knBuJJRqBlJignGstAUj/E8jQ8Rbe1RnTreDULFBI1+9XaAbFUFpDiHYoRa8g1N8U6DK4xNsuSGQ5HIpdsdt  
MNgZqMtCmF1Nptk3xNFF5r3VygNrtlmN52qip4s31U8COMLYjKJOEKKw48ORMwSRKo6RBDZGFpitsdio2RU7  
tx2cBKSpQGHatR2ExIdicIRQWRQrxayqQ663idyR561w01RmE33Q1D09BAjBK53VGHBohVGYKqkCMF7+LfgAU  
Cun3kRA4oZiwLxbHhnK2KfoKK5odkM6HHVktwnabk1Y4wQ0jU0ZNdtiqgvEGCvMQM81nkCEUKm3XoZwUVyNtp  
rq6lrxwZcvxYyztGWGJfT8XyHyPFdW6UhAr74ViAUCLhiq2Vo0MxryXv3y61+it7dM5wCG740BUIEVLgOnsc  
KmCKrj83uT1ATdm0Gnh16egDFB+kH6vWeyoatEYtGTZGySAiV5YBHcLaUS0d074tU2v36pbey3MMD8mtDjPq  
g5mDhHpnefBtwpIogghziS5WmvoLN1Ymq0CrAJ0Z+RY1UqDa+rLmNPewCEEIBUR0oNdIi1mMXajGELBhaA2we  
yASHhawHZru0QLNpifeFMv4VktUyLWZ43eZiNYxiTGS9F0k0vKywPKZnfsjWZB2dWCJBkYIL0vUoSxnCGT+2  
+hh45YGasDSG3hnnC38hnK2LkEqeHjrj0bLnDkoapgr0gHqjIYqk6JIsYyIxfBriU1o2aliuMA1xbJub1GxD  
gBRhct4Njav54K4VtM19mSKBW9DWe0MC6GkDyQubooQXezhkhJ1K1S1CtS8Y4NBMHUzdGABEPZsvztXA5MjK  
huFaMIhR7EHS1IdIas5z2mLdES09ie0aZMtie2+UMezZQaseMbQaSZMaArWsx0MSdTqLsEjgAK5oR7z0tY9  
eNi1mjsDYIrbAqfF0gPuz4XLHh4m3AhN0UDmxagMSb0xn1J7dwnnJc49x8PhMMn6onzxWwI9kE6fSCfeQADf+  
TifrIhNjrxUGtuGtCEio8MGz+tvQGKMZEDSSqjGaktXUxJjxyAGf1ECsA+JpGBF07x+jCIh3gQCpleJ0rbciU  
IMylEb88yFPudrWgmRfUmnsIvSMxf4o+jz39FrWVJQIak/kUJQj5e+/vzjib/NS5GBRQbeeatbIGUmU7rmLfX  
JDkwUFDPT+rLmerZp55aws2tzHLWZEjCr5EGQdABA1Q1sf4fJ1soNHvfttRfCYquRNY8v1bb8wKixVigxwS9u  
KiRMLioxjGMhbV13/IciNM9CPw0V3w1BqiWwJmKRBJ9Xk0AvFxnIP4A10naLjlpwuA58IIQwVIF4o6R1UBM5  
tjIkV1wUvhWilo9jELWKAwYvhmCUIVwyxozIfRruQT8Xcxhh9uY+53EaKEC0t+x0x9eU3f0Vjgzo7YDTGG087  
kYLSs81zt0x9/G7oV1VjeQHZZKD9ufVgK4vQi5JGrEOHry4bzdps9afMd3ootRatLwgWgQZIGKRHqDISiMIjJ  
7CKTkiHhpFnAXLYdGT0/vkOPIpJoZsvVyHY9kBOyMfCnyU1JGZFKZ7C1oay5Wh5w1IbflTDxepT+rXAFbQ0  
Z4prw+FifT7zsMBNwSRurxDShvT3+Iwr2SBhyWxXszmfEMyiaenVR60D7BpYjNn7x7C1vaFltUk0iVYN3hCwb

HtTXhgV405nqL9jjju7wkkXIOXUX3RCQSXS+K1NFzp1FTX73yd/tQgFNhfWnHxIePhr56LWVPH2+r5vjn4u  
An593bs/Pxt0T9lZj27hoQ5VZUYpI5TRJBAXMk5EJhlt9zh1/Y6erLLCNhfcv08j4AhPg+SrSXWagSJECKG5  
iodVUMk1RIdJ5xSHlF6NCh38IgUMbE3zYFBnOFLB/SiL72B1D5P180P0GkdN85vah6NUMQFAbsAKE+9nGtE5W  
pyDiG9T7zIejXrVwJ4mHAC1VvoDAQMSOBQo9enl0a6oCFjnVlnGMOYxXBNEYi08Xb9bBX0Gv4roee92sHRsxEP  
s1DlWdsAmMgfmAP3nvNntKFKUKJRkEEFchBc0JOGj6mC2razijZTWJVPVUR4EIRSMipCABw53whRIh2B6YpXb  
0hxaGR0bNgBvumk5tm7fTJNOKAEinSJD8zPSft9TJ07DnZ0qVmyvlzC4KJ7QqMC9SOU2HWFC8QGAYlVCXYu+  
GPV7SM0GWwzNS6LAeOS3z40QY0IUFp8N3i6SAXCGq00o0yo0iSiURK1XaJD0bpwF7ugcfo1/2yymdkkPFA5nm  
lvoBOJcUgUkhrPAIX3MkD1G4GPedbJBR6+VHUIEEByON2mMe9A0pWqFZC+HOL2dFCYpZDyK8U4e0D9JssdYG  
5IjVg6U1NpUCkEIJltuyr3V7fkC45CFn51wzaPg82NRiTIU1qip6vNPLofIdfr3iAXQWEwA9CSCZBBUIEFKEi  
7RkYRjugUg02DCKHwgbUKhQPXgGFj6zvyll0MuPUjHApDNvPIbE+1b1Ljua1qXJ0wSChvwxNqWaLVFV6VdA  
/Cuovu5qw5U4s5w7jIBM+bnA857GpDecVJQZQ0wGjChUaIJGQj1CZzn/P4smwQNG399JS0so5H6cKrvr1+3Yd  
/s86gnupn5GFge1gWOB3MNVx/iQh4UHxP0eY8QLES0fB5+mIj0hZpBbSYiREAxMXQosML5Nwdv5wvKSmz4q  
jREcw5xTq0v1cU+bicuy1d0/cxHRPgtB78xiZ1dJAcUk+Wli1IATBTBZT5QKIPr+HuVwlkPQNA0x+Y0+TVoe  
0y95CIaKchEZBYTtaix+r+0YAYrFhIoSCogJ4haskWT2jh10Rjy7SpA7KzUhA4hTsiP0tCgdGWi4NODGBoEda  
TA/T+YV5oG9j7oJTSYyNEROnq2Act0YRtCfCiJxsGSK1ixCY5FFoKRLXghZpkCKbS/WRsEwa80vazQuZtiTI  
79Ea6SgeUvmF0W728XEPJ6VFRt4eZtIMt0gUZIYZAUexB8AyEzYgWzjCdU5Mw6cb0HAbppJ1DK3z61qXSZach  
0/W3Y/e7hnBZsZmrVKKDLpbnlutt17ZZs45GFw9nEhy3p4TUy8ZQbCYZmTdcKYGocmbbthmRYN+rL1RQa2D  
aV63tDrrro8++nF0zJoHiERJEYaXjsV8QzZZfRJTvtJ6hnZ9J38+qdLZBkOrnXn6XruTAvuBnJ5BoQTGKHyI6  
JRsb2XsLONkVpC+2DPCc5TXPvyM3KGReejx18d+dX1c/DxDSGbtHMK/o50wauuuuZXSpS1B1bpm3rlwG/czHS  
d1vBxKb+T2c1VNeuT1Yef3AeiBkQaEmzWgyUaizSGmTKJzCsYoYeyBNazV4nRkoYcfSySxCi7yyFBFw1SqEQ  
aMcqGmAgxWJj1QDDdAXSyjvoJUTBkIPgd+3bw6Z00GDzA2CDBRkerQWCxEQTwwyEwiQNPrcUgFHSUwkhjAYi  
lixmFocDNq8LgJEeDE8IkQQXgxrVORUEehiWPQRxiAcJ+d5YjVKWA3nedUI01JazYipCp202AZMcf7gSAUY  
ixBBNFbFKhWVWQ1ESAwAsZQ1nd7Lwan8MYgQ+s4jPu5E28QTQ6ChScpYdfs6bnXydUaAfQEYMOYGHRIQGSJH  
0QEYBh9Muow+v8qqSoUYjEiCQZChwRNppJ+RBRZFALDw7qf0RjPMqr1pWpNvdQuI9LDuMzVnRm+uwd0Ad6Fe5  
RLHzcdLHuuKpvHzt/QSI96cSf0RelUycqn2m+/dAgGASJ8oJqD1rxrhci0rNUPRZedQeE8oe5HkkBnsDjpsQ  
S0rIqrJPtGSSMrVhk+IqBvQ0FaCPSRaiNwhVAY2WSg7PMutTPwB+PEc5g0Ib0IURACQqN415Hh5778NhKWshi  
KXSpAD+Qy9X19pUPJTcMIJnCBibTWDBUW8m38uIBwiBBmD0x3b4N8+xjNLvn0s7QKLFfMeOMi9D67hZNPiZeQ  
wZ9vd47+td5dnPj1XzXa9JaJdQ1HcN7N1rQc18vtprg0AYEvFKhMKe/U2ZqiK0kyXocM5/crbQySgkZGRgkmx+  
m/wmnilQ12o0G4b0u4vCxeRCwWtYqXNbFAtLm068t21zn/zm6mQFFyUYFcDHmN1ETH1p5y82oH2IBtoIcJ2A  
t0fQ3C10C5NAPrWt+5NGk2I5nndOFFzrBTmCFiEJGonhFNnSCYhesPiRP0yjIevpyCTqHj1mr7faU15e1ivn  
pRilEH+GnvQxTWB1oFfBLGTu+2de02T6/cPb8IowRFW+j55islwYepkhCjJBPY3CDi7YSPDJFPBzCQqARQPiv  
o4NW0W0xKxMtEGSxskZ9yXTJ9eUYsFSZYiFtF6aGJwJOUQCoI9SkjLLJEUFNMNHFOiDCKSTozYYVGIZTDEgBA  
Z2IbQwBGEkoIH2/ubCAfd+094YnqZKn0fB1JSf0e/Z5Bhco9aA1KBQEp9RFTYx0BB1LhIQzJJjSyVrySMDx1A  
TmTziQSqsdbiLQ8y5gdh5U/n52RcVNLToLoFqC4ounSWLyc0vAPnuCnzsSwspofcqaBYlRYqGAOFI390DiAJ  
bv7u0UVPVUqvkynwPfl1ravJyGJQidvcy08A33wq1hCKIQHu7X3+xIqWRc1IhGyKyKhIBNOSjmYlPncYtWdieUF  
HPr5VwXhu6BRk+888fHE1CtYKdNEAbTmxtHEGSRgwkFeEreshNsXHIypVrXGc3cDjscktZ3yZA02wTEji/Fm  
oQDZ1qnseLBSVixf5wCMNa1oTUT9ZSaG7vK3LCKWNBtFLZyyNCwEBxvM5cdMvTsTKKvW9fpxk5Fq/NOVrVi5T  
uZDbGNKjQ8J9QcKLwt1SRVipYrLqgY1DKQyWS+BH14Hyb21uRgByMQWdzQ3+d/0cPNajjXW50BwrZNFgcTfZZ  
rEPB7IoTYibe8idbigzBayT0qKuSjbPPBC3rMisEklBuusWbvvsUudtL1Wos0FyWnu2wdm+3xTh6zHmNTk8D6  
oSJzOHR2aUGKPHMPkcVLXMAwSvWgFlYwKbYKWTvbbE3Cs7wowu4VbG1Qxq0eKLiQsiTKZyODBSXNNkJGh05Ww  
H60/rosITPz/QH04z8Lq1NjNjPkiXzhUz+Z5JvfHlf0jL/ToBWGdm0Zy7EynHUHeryKU5b1xuBxxmFEqTMoNY  
mEAstbStWQ7+3inVbvpxHYy7gabUaMIPna5w7mdcrgc3NRkU0jE0485pijEYU9matfJ17ffNe6xiQW4DhgDHM  
hFpCjJp7wMh+cgApzo2+VnK1m115D0UJWiInKH9GbhnrFBjNBb7H7sc0tV7RgEY6Fu4nvjx3jAAXYcsdvji0  
Rw+9CC3nJs84Kh8ikMwr1alTy+505s0U7BSvb5st6jCun2TGoYmk1p7Tw6V8uZzh7+lnzP7GafnT0IwRYAYXA  
BCXevrYtTnrFRd927Zd3/tyMgtYKviWVSrlyNmW1Lr1XU1gNeVi4gdJT2UCBb1BQdx0JkhJIVnoB5CZzWtC8M  
PMHdiRVZmXM1+ybLb+CNBK0zIHUxzntISUAhBbRQ0BI6+ruu07vWF2d7Uvj8wUKfQ3vZ+G70Dyp0wGHtjU8rw  
ft/XnXldHSwZzx0u4efvCw6DVXUhiQwC4Ae9tM2g2wmanXPnXr+B0/HpU83B390uwYWRp07Ehrb0+le+6MNE  
I2Us30W0DxEixuv5hfT0mhs2oYS04IKmEaQ7sMyMNHGGGu3VQ2kxIMSAjBYgIoIKQSaeguHMDJgE0WIhGcRmo  
MnopSTSCCREibV5G+Pa4sqEhVCiXBgEaOHMZJ3pLJfizCm8EKpULcCEQjE7oWb808zvNR0A6ggIICCCkMHFrn  
bSqvC7WpSYDpAXq4AoIqYKk6Ehz5jqMRRECKonFk+U9fv+37KGJZmVLbkhMg2T/7BBQIGm1urmC68UgfKAlUu  
T3m3WXVr3zAdDCHRkRoZX1VcwsRJSu28sCXJBXTKsI3xL6UqhKAW/MVb30D1Q02NUXD64UtM5uupGkOKM4Mq  
ASB2gVDKENr70Q7Qco2UTm4Gh/VuoIrNAVgKkKsQVAYDD3iEODCdu5AKAJjCwbHAo4U497eCn2uA/1h4kbbm0

zsnuqDYw191EBdbTaBEIDobB01JHA9C4ovY+GTPa56jEe/2c30Gth9vGfRz7+mrLBJPnRU+01qsnmWA5DmhaF  
EZTfmPPraB6fcccAHzd3UFWPrLXzfCFHSrTbtFH4fdyfxT9mVxpl47iMn7N4RmtgE8LcdSQDgKpJub+Pb56G  
a89wSrr0KjFmQUXJUNUqWf9ix2XBVrbEMMNY+mFiGOHEdLAVFJeOG6MS+5VGELlcCEqjzWZZbvat3NozVVdv  
bbhBmxHUyneaMYGhf4boG4IIgIcHRgcPdp5dtaj3DvR3rcFKjaIVa5atvp9vgeTPE+48p8zGAPFViQwEURij  
I936sCbh87Ne38fN4/s1NQMSiGnx9fz1Pp248Us4RXOPg0cONL/k5vAdhCEIQhkKdYfD0A4p4IccxdXj3z6NW  
aHzRxTLJ1Yu07oRHFISHLvCBOA9rIHw8S8cnkIKnS4syxkhTtohWL5CAJqIHJE/06ZIfZpXR9nR43QH0052  
21Ma773vVklCL834mTxHhWE3SghrMysKHv9V/j6rGvds5WVYKebbn4KBPZ3Sek5JLL3FHA+T8f53YaNV7Pr1+f  
d9B8/3XvNT2fTOnPnSwR1N1GMRQGI+9fh000IomHagZCGPLx6hbiDemIOYKRMLCo2F5KF5Kh1YtgevvarWR4w  
FbyGW0FiolxgcgkAhGdWg3cc/T9XsuWCq0lgB1DM0kGufc7ipq3jRQnkIvEw1HFHOIKtGICH7NZZCetPXs1g0  
DghKenPsm5upKpG0aPOT5uq8Ja/AORriuUGmYAadRm+wtfhNeN6GxjAY02Jctpc8jXXWF19NpZ4HC8oI3v17f  
fr8g8k4kkonJiwoh5hTIFQWQ02LFA55JAKCAkQIZGBGnSJUCxH7TC5GoFEtBnkR0c5qghjTB7/beRuPWceg  
32eJC+19dVXiFhs/EiZ0KhrLt3UawYhU47u7u70c+s1AUtuTMZodhARRzGTr/aeQ6QLkug//CifR6cufVxJ  
6fW1ef8N1rH4YPAVrUr5X1mGOFNhgPufJFCf/i7kinChIDny9ZwA==

## sim.py

Q1po0TFBWSZTWdy7JkgAAIdfnHQqEH/kUj8vWE6/79/gBAABBAgAUANavZLadhu27QSiIaaU9Mk02k8QBoQxA  
A9IOGgEokp7VM8U9T0mhqNpPSDIMgaAAMASRDUCp+U0T9Uwg9GhGQGQ9IeiGg0aYmAjTAjCMAAAATCMBKahM  
gmCFPaFPBTxGkDyQOGj0hoKIDeGrfXhdKTGjL4Mn27fL+9LtoNtJH03a+14lPySrmIgjBAmzCW56657fco05b  
v3fhFfzXHyEA3BvsFjwfeU29F7T476wOPMtwZuljA5ZYzs7hJhy0+R/ef540XS2ruqNVGGbrbHGcicX4dke0S  
NoFRlycYinI8fpymdsEmpPgZYTcn7GzrsqgreyPK0qFNCKqm4nGFiuVZ002mY6uS8oqn0hDSUtaQqGrWTajFF  
YpHkH7YyJzlCg9C08ZB3keusUKrqysz2b9GXWbbwMqME3HsdRi6c14zbEkR7TwbwExMOHMKGwpi4kaSlj749G  
KmRTTLurx+i2x8uKmk4X6qGSvYkFzjh06M+M0y3ZwUJeJxXULCNUDrNPLQGTcpUV90h1vlhPaXGJ1TNmu3KZy  
us6m40qYlKCLfi9kw1MccuM5w48GNGcY841VQjMN4ztye70Wo8VDFwrS5zInJVHKhnrC01jpDjZRhVcHJvYdc  
1UjK1TZnQe4I1S852KjARcJ8cKhEWmCoWEz1e+GSGq205P+95LB10Kq/bkqE1DGRTCiohJ807gsHCN771iEEEx  
pu4W569Ds314XfrC40CuMQ6U43iIa/A1Mp0R+3tfbfsHQhWfY7RV0JTL1UQyIc81rGqA1GfsT7aThPZKKY5ahq  
YIKQUTt3R2xaRIVgWkDmQ0jwCaIzmSZCL6T4PqnHRTFaGf3TWwUkMw6jTTfTLi0jj10KZq9QzrscqnsScSSw1  
ecTKIKHgo4q1pk0o9WbGw33w/WqKJES0XLBeke5uYMORLre9mnUC80ji+6t+scUZI2m+AqZwbcoGfS4qLCexj  
qsBcxCS1VK0aU+vAiAjTppz2VknItZuB9BckfxGns5pbd160ctA8qNU0EtLijXdMioJ8YKgcjL9qg9rm3vaA8  
afm61Whg5A41mqawoMBedo4pPaS12E7V00DoiWBTKYrvGFtwhj6GxuVx4KBDjsFkYIMZ90pgDJw3A/bus3i7k  
inChIb12TJAA==



# Literaturverzeichnis

- [1] O. N. TUFTE, P. W. CHAPMAN, *Electron Mobility in Semiconducting Strontium Titanate*, Physical Review, **155**, 796 [1967], doi:[10.1103/PhysRev.155.796](https://doi.org/10.1103/PhysRev.155.796).
- [2] A. SLEIGHT, J. GILLSON, P. BIERSTEDT, *High-temperature superconductivity in the  $BaPb_{1-x}Bi_xO_3$  systems*, Solid State Communications, **17**(1), 27 [1975], doi:[10.1016/0038-1098\(75\)90327-0](https://doi.org/10.1016/0038-1098(75)90327-0).
- [3] G. BINNIG, A. BARATOFF, H. E. HOENIG, J. G. BEDNORZ, *Two-Band Superconductivity in Nb-Doped  $SrTiO_3$* , Physical Review Letters, **45**, 1352 [1980], doi:[10.1103/PhysRevLett.45.1352](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.1352).
- [4] J. G. BEDNORZ, K. A. MÜLLER, *Possible high- $T_c$  superconductivity in the Ba-La-Cu-O system*, Zeitschrift für Physik B Condensed Matter, **64**(2), 189 [1986], doi:[10.1007/BF01303701](https://doi.org/10.1007/BF01303701).
- [5] H. P. R. FREDERIKSE, W. R. THURBER, W. R. HOSLER, *Electronic Transport in Strontium Titanate*, Phys. Rev., **134**, A442 [1964], doi:[10.1103/PhysRev.134.A442](https://doi.org/10.1103/PhysRev.134.A442).
- [6] J. WANG, *Epitaxial  $BiFeO_3$  Multiferroic Thin Film Heterostructures*, Science, **299**(5613), 1719 [2003], doi:[10.1126/science.1080615](https://doi.org/10.1126/science.1080615).
- [7] K. IJIMA, T. TERASHIMA, Y. BANDO, K. KAMIGAKI, H. TERAUCHI, *Atomic layer growth of oxide thin films with perovskite type structure by reactive evaporation*, Journal of Applied Physics, **72**(7), 2840 [1992], doi:[10.1063/1.351536](https://doi.org/10.1063/1.351536).
- [8] S.-E. PARK, T. R. SHROUT, *Ultrahigh strain and piezoelectric behavior in relaxor based ferroelectric single crystals*, J. Appl. Phys., **82**(4), 1804 [1997], doi:[10.1063/1.365983](https://doi.org/10.1063/1.365983).

- [9] H. WEAVER, *Dielectric properties of single crystals of SrTiO<sub>3</sub> at low temperatures*, Journal of Physics and Chemistry of Solids, **11**(3–4), 274 [1959], doi:[10.1016/0022-3697\(59\)90226-4](https://doi.org/10.1016/0022-3697(59)90226-4).
- [10] E. SAWAGUCHI, A. KIKUCHI, Y. KODERA, *Dielectric Constant of Strontium Titanate at Low Temperatures*, Journal of the Physical Society of Japan, **17**(10), 1666 [1962], doi:[10.1143/JPSJ.17.1666](https://doi.org/10.1143/JPSJ.17.1666).
- [11] M. A. SAIFI, L. E. CROSS, *Dielectric Properties of Strontium Titanate at Low Temperature*, Physical Review B, **2**, 677 [1970], doi:[10.1103/PhysRevB.2.677](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.2.677).
- [12] J. ROBERTSON, *High dielectric constant gate oxides for metal oxide Si transistors*, Reports on Progress in Physics, **69**(2), 327 [2005], doi:[10.1088/0034-4885/69/2/r02](https://doi.org/10.1088/0034-4885/69/2/r02).
- [13] M. BOHR, R. CHAU, T. GHANI, K. MISTRY, *The High-k Solution*, IEEE Spectrum, **44**(10), 29 [2007], doi:[10.1109/MSPEC.2007.4337663](https://doi.org/10.1109/MSPEC.2007.4337663).
- [14] N. F. MOTT, *Metal-Insulator Transition*, Reviews of Modern Physics, **40**(4), 677 [1968], doi:[10.1103/RevModPhys.40.677](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.40.677).
- [15] Z. YANG, C. KO, S. RAMANATHAN, *Oxide Electronics Utilizing Ultrafast Metal-Insulator Transitions*, Annu. Rev. Mater. Res., **41**(1), 337 [2011], doi:[10.1146/annurev-matsci-062910-100347](https://doi.org/10.1146/annurev-matsci-062910-100347).
- [16] K. S. TAKAHASHI, M. KAWASAKI, Y. TOKURA, *Interface ferromagnetism in oxide superlattices of CaMnO<sub>3</sub>/CaRuO<sub>3</sub>*, Appl. Phys. Lett., **79**(9), 1324 [2001], doi:[10.1063/1.1398331](https://doi.org/10.1063/1.1398331).
- [17] H. N. LEE, H. M. CHRISTEN, M. F. CHISHOLM, C. M. ROULEAU, D. H. LOWNDES, *Strong polarization enhancement in asymmetric three-component ferroelectric superlattices*, Nature, **433**(7024), 395 [2005], doi:[10.1038/nature03261](https://doi.org/10.1038/nature03261).
- [18] A. OHTOMO, H. Y. HWANG, *A high-mobility electron gas at the LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub> heterointerface*, Nature, **427**(6973), 423 [2004], doi:[10.1038/nature02308](https://doi.org/10.1038/nature02308).
- [19] F. M. GRANOZIO, G. KOSTER, G. RIJNDERS, *Functional oxide interfaces*, MRS Bull., **38**(12), 1017 [2013], doi:[10.1557/mrs.2013.282](https://doi.org/10.1557/mrs.2013.282).

- [20] R. A. MCKEE, F. J. WALKER, M. F. CHISHOLM, *Crystalline Oxides on Silicon: The First Five Monolayers*, Phys. Rev. Lett., **81**(14), 3014 [1998], doi:[10.1103/PhysRevLett.81.3014](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.3014).
- [21] C. CEN, S. THIEL, J. MANNHART, J. LEVY, *Oxide Nanoelectronics on Demand*, Science, **323**(5917), 1026 [2009], doi:[10.1126/science.1168294](https://doi.org/10.1126/science.1168294).
- [22] C. STEPHANOS, M. BREITSCHAFT, R. JANY, B. KIESSIG, S. PAETEL, C. RICHTER, J. MANNHART, *Writing Nanowires with Large Conductivity Ratios in LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> Interfaces*, Journal of the Physical Society of Japan, **81**(6), 064703 [2012], doi:[10.1143/JPSJ.81.064703](https://doi.org/10.1143/JPSJ.81.064703).
- [23] R. JANY, *Herstellung und Charakterisierung oxidischer Feld-Effekt-Transistoren und integrierter Schaltkreise*, Dissertation, Universität Augsburg [2013], <https://opus.bibliothek.uni-augsburg.de/opus4/frontdoor/index/index/docId/2367>.
- [24] M. HUANG, G. JNAWALI, J.-F. HSU, S. DHINGRA, H. LEE, S. RYU, F. BI, F. GHAHARI, J. RAVICHANDRAN, L. CHEN, P. KIM, C.-B. EOM, B. D'URSO, P. IRVIN, J. LEVY, *Electric field effects in graphene/LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> heterostructures and nanostructures*, APL Mater., **3**(6), 062502 [2015], doi:[10.1063/1.4916098](https://doi.org/10.1063/1.4916098).
- [25] C. WOLTMANN, T. HARADA, H. BOSCHKER, V. SROT, P. A. VAN AKEN, H. KLAUK, J. MANNHART, *Field-Effect Transistors with Submicrometer Gate Lengths Fabricated from LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Based Heterostructures*, Phys. Rev. Applied, **4**(6) [2015], doi:[10.1103/PhysRevApplied.4.064003](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.4.064003).
- [26] J. NGAI, F. WALKER, C. AHN, *Correlated Oxide Physics and Electronics*, Annual Review of Materials Research, **44**(1), 1 [2014], doi:[10.1146/annurev-matsci-070813-113248](https://doi.org/10.1146/annurev-matsci-070813-113248).
- [27] J. MANNHART, H. BOSCHKER, T. KOPP, R. VALENTÍ, *Artificial atoms based on correlated materials*, Reports on Progress in Physics, **79**(8), 084508 [2016].
- [28] S. THIEL, C. W. SCHNEIDER, L. F. KOURKOUTIS, D. A. MULLER, N. REYREN, A. D. CAVIGLIA, S. GARIGLIO, J.-M. TRISCONE, J. MANNHART, *Electron Scattering at Dislocations in LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> Interfaces*, Physical Review Letters, **102**(4), 046809 [2009].



- [29] C. RICHTER, *Experimental Investigation of Electronic and Magnetic Properties of LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub> Interfaces*, Dissertation, Universität Augsburg [2012], <https://opus.bibliothek.uni-augsburg.de/opus4/frontdoor/index/index/docId/2281>.
- [30] S. B. LEVIN, N. J. FIELD, F. M. PLOCK, L. MERKER, *Some Optical Properties of Strontium Titanate Crystal*, Journal of the Optical Society of America, **45**(9), 737 [1955], doi:[10.1364/JOSA.45.000737](https://doi.org/10.1364/JOSA.45.000737).
- [31] D. RYTZ, B. WECHSLER, C. NELSON, K. KIRBY, *Top-seeded solution growth of BaTiO<sub>3</sub>, KNbO<sub>3</sub>, SrTiO<sub>3</sub>, Bi<sub>12</sub>TiO<sub>20</sub> and La<sub>2-x</sub>Ba<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>*, Journal of Crystal Growth, **99**(1-4, Part 2), 864 [1990], doi:[10.1016/S0022-0248\(08\)80042-5](https://doi.org/10.1016/S0022-0248(08)80042-5).
- [32] C. GUGUSCHEV, D. J. KOK, Z. GALAZKA, D. KLIMM, R. UECKER, R. BERTRAM, M. NAUMANN, U. JUDA, A. KWASNIEWSKI, M. BICKERMANN, *Influence of oxygen partial pressure on SrTiO<sub>3</sub> bulk crystal growth from non-stoichiometric melts*, CrystEngComm, **17**, 3224 [2015], doi:[10.1039/C5CE00095E](https://doi.org/10.1039/C5CE00095E).
- [33] S. M. SZE, M.-K. LEE, *Semiconductor Devices: Physics and Technology*, Wiley [2012], ISBN 0470537949.
- [34] E. BURZO, *Perovskites I (part a)*, Band 27F1a aus *Condensed Matter, Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology - New Series*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1 Auflage [1996], ISBN 978-3-540-46420-4, doi:[10.1007/b42332](https://doi.org/10.1007/b42332).
- [35] Y. A. ABRAMOV, V. G. TSIRELSON, V. E. ZAVODNIK, S. A. IVANOV, B. I. D., *The chemical bond and atomic displacements in SrTiO<sub>3</sub> from X-ray diffraction analysis*, Acta Crystallographica Section B, **51**(6), 942 [1995], doi:[10.1107/S0108768195003752](https://doi.org/10.1107/S0108768195003752).
- [36] B. ALEFELD, *Die Messung der Gitterparameteränderung von Strontiumtitanat am Phasenübergang bei 108 °K*, Zeitschrift für Physik, **222**, 155 [1969], doi:[10.1007/BF01392293](https://doi.org/10.1007/BF01392293).
- [37] K. A. MÜLLER, W. BERLINGER, F. WALDNER, *Characteristic Structural Phase Transition in Perovskite-Type Compounds*, Physical Review Letters, **21**, 814 [1968], doi:[10.1103/PhysRevLett.21.814](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.21.814).

- [38] K. VAN BENTHEM, C. ELSASSER, R. H. FRENCH, *Bulk electronic structure of SrTiO<sub>3</sub>: Experiment and theory*, Journal of Applied Physics, **90**(12), 6156 [2001], doi:[10.1063/1.1415766](https://doi.org/10.1063/1.1415766).
- [39] J. F. SCHOOLEY, W. R. HOSLER, M. L. COHEN, *Superconductivity in Semiconducting SrTiO<sub>3</sub>*, Physical Review Letters, **12**, 474 [1964], doi:[10.1103/PhysRevLett.12.474](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.474).
- [40] J. F. SCHOOLEY, W. R. HOSLER, E. AMBLER, J. H. BECKER, M. L. COHEN, C. S. KOONCE, *Dependence of the Superconducting Transition Temperature on Carrier Concentration in Semiconducting SrTiO<sub>3</sub>*, Physical Review Letters, **14**, 305 [1965], doi:[10.1103/PhysRevLett.14.305](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.14.305).
- [41] J. SCHOOLEY, R. S. JR., C. KOONCE, *Surface potential barrier in SrTiO<sub>3</sub>*, Solid State Communications, **7**(15), 1077 [1969], doi:[10.1016/0038-1098\(69\)90475-X](https://doi.org/10.1016/0038-1098(69)90475-X).
- [42] Shinkosha CO., LTD., 2-4-1 Kosugaya, Sakae-ku, Yokohama, Kanagawa 247-0007 Japan, *Strontium Titanate (SrTiO<sub>3</sub>) substrate* [2007], [http://www.shinkosha.com/english/sehin/2\\_01.html](http://www.shinkosha.com/english/sehin/2_01.html), letzter Zugriff: 27.9.2016.
- [43] S. P. THIEL, *Study of interface properties in LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> heterostructures*, Dissertation, University of Augsburg [2009], <https://opus.bibliothek.uni-augsburg.de/opus4/frontdoor/index/index/docId/1264>.
- [44] J. MANNHART, D. G. SCHLOM, *Semiconductor physics: The value of seeing nothing*, Nature, **430**(7000), 620 [2004], doi:[10.1038/430620a](https://doi.org/10.1038/430620a).
- [45] D. A. MULLER, N. NAKAGAWA, A. OHTOMO, J. L. GRAZUL, H. Y. HWANG, *Atomic-scale imaging of nanoengineered oxygen vacancy profiles in SrTiO<sub>3</sub>*, Nature, **430**(7000), 657 [2004], doi:[10.1038/nature02756](https://doi.org/10.1038/nature02756).
- [46] T. SAKUDO, H. UNOKI, *Dielectric Properties of SrTiO<sub>3</sub> at Low Temperatures*, Physical Review Letters, **26**, 851 [1971], doi:[10.1103/PhysRevLett.26.851](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.26.851).
- [47] A. BHATTACHARYA, M. EBLEN-ZAYAS, N. E. STALEY, W. H. HUBER, A. M. GOLDMAN, *Micromachined SrTiO<sub>3</sub> single crystals as dielectrics for electrostatic doping of thin films*, Applied Physics Letters, **85**(6), 997 [2004], doi:[10.1063/1.1777415](https://doi.org/10.1063/1.1777415).

- [48] K. A. MÜLLER, H. BURKARD, *SrTiO<sub>3</sub>: An intrinsic quantum paraelectric below 4 K*, Physical Review B, **19**, 3593 [1979], doi:[10.1103/PhysRevB.19.3593](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.19.3593).
- [49] HAENI J. H., IRVIN P., CHANG W., UECKER R., REICHE P., LI Y. L., CHOUDHURY S., TIAN W., HAWLEY M. E., CRAIGO B., TAGANTSEV A. K., PAN X. Q., STREIFFER S. K., CHEN L. Q., KIRCHOEFER S. W., LEVY J., SCHLOM D. G., *Room-temperature ferroelectricity in strained SrTiO<sub>3</sub>*, Nature, **430**(7001), 758 [2004], doi:[10.1038/nature02773](https://doi.org/10.1038/nature02773), 10.1038/nature02773.
- [50] S. BUEBLE, K. KNORR, E. BRECHT, W. W. SCHMAHL, *Influence of the ferroelastic twin domain structure on the (100) surface morphology of LaAlO<sub>3</sub>HTSC substrates*, Surface Science, **400**(1-3), 345 [1998], doi:[10.1016/S0039-6028\(97\)00891-1](https://doi.org/10.1016/S0039-6028(97)00891-1).
- [51] H. LEHNERT, H. BOYSEN, J. SCHNEIDER, F. FREY, D. HOHLWEIN, P. RADAELLI, H. EHRENBERG, *A powder diffraction study of the phase transition in LaAlO<sub>3</sub>*, Zeitschrift für Kristallographie, **215**(9), 536 [2000], doi:[10.1524/zkri.2000.215.9.536](https://doi.org/10.1524/zkri.2000.215.9.536).
- [52] S. HAYWARD, F. MORRISON, S. REDFERN, E. SALJE, J. SCOTT, K. KNIGHT, S. TARANTINO, A. GLAZER, V. SHUVAEVA, P. DANIEL, M. ZHANG, M. CARPENTER, *Transformation processes in LaAlO<sub>3</sub>: Neutron diffraction, dielectric, thermal, optical, and Raman studies*, Physical Review B, **72**(5) [2005], doi:[10.1103/PhysRevB.72.054110](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.054110).
- [53] S. GELLER, V. B. BALA, *Crystallographic studies of perovskite-like compounds. II. Rare earth alluminates*, Acta Crystallographica, **9**(12), 1019 [1956], doi:[10.1107/S0365110X56002965](https://doi.org/10.1107/S0365110X56002965).
- [54] N. NAKAGAWA, H. Y. HWANG, D. A. MULLER, *Why some interfaces cannot be sharp*, Nature Materials, **5**(3), 204 [2006], doi:[10.1038/nmat1569](https://doi.org/10.1038/nmat1569).
- [55] S.-G. LIM, S. KRIVENTSOV, T. N. JACKSON, J. H. HAENI, D. G. SCHLOM, A. M. BALBASHOV, R. UECKER, P. REICHE, J. L. FREEOUF, G. LUCOVSKY, *Dielectric functions and optical bandgaps of high-K dielectrics for metal-oxide-semiconductor field-effect transistors by far ultraviolet spectroscopic ellipsometry*, Journal of Applied Physics, **91**(7), 4500 [2002], doi:[10.1063/1.1456246](https://doi.org/10.1063/1.1456246).

- [56] R. W. SIMON, C. E. PLATT, A. E. LEE, G. S. LEE, K. P. DALY, M. S. WIRE, J. A. LUINE, M. URBANIK, *Low-loss substrate for epitaxial growth of high-temperature superconductor thin films*, Applied Physics Letters, **53**(26), 2677 [1988], doi:[10.1063/1.100543](https://doi.org/10.1063/1.100543).
- [57] J. KRUPKA, R. GEYER, M. KUHN, J. HINKEN, *Dielectric properties of single crystals of  $Al_2O_3$ ,  $LaAlO_3$ ,  $NdGaO_3$ ,  $SrTiO_3$ , and  $MgO$  at cryogenic temperatures*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, **42**(10), 1886 [1994], doi:[10.1109/22.320769](https://doi.org/10.1109/22.320769).
- [58] P. DELUGAS, V. FIORENTINI, A. FILIPPETTI, *Dielectric properties and long-wavelength optical modes of the high- $\kappa$  oxide  $LaAlO_3$* , Phys. Rev. B, **71**(13) [2005], doi:[10.1103/PhysRevB.71.134302](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.134302).
- [59] B. C. CHAKOUMAKOS, D. G. SCHLOM, M. URBANIK, J. LUINE, *Thermal expansion of  $LaAlO_3$  and  $(La,Sr)(Al,Ta)O_3$ , substrate materials for superconducting thin-film device applications*, Journal of Applied Physics, **83**, 1979 [1998], doi:[10.1063/1.366925](https://doi.org/10.1063/1.366925).
- [60] D. DE LIGNY, P. RICHET, *High-temperature heat capacity and thermal expansion of  $SrTiO_3$  and  $SrZrO_3$  perovskites*, Physical Review B, **53**, 3013 [1996], doi:[10.1103/PhysRevB.53.3013](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.3013).
- [61] G. A. BARAFF, J. A. APPELBAUM, D. R. HAMANN, *Self-Consistent Calculation of the Electronic Structure at an Abrupt GaAs-Ge Interface*, Physical Review Letters, **38**, 237 [1977], doi:[10.1103/PhysRevLett.38.237](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.237).
- [62] W. A. HARRISON, E. A. KRAUT, J. R. WALDROP, R. W. GRANT, *Polar heterojunction interfaces*, Physical Review B, **18**, 4402 [1978], doi:[10.1103/PhysRevB.18.4402](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.18.4402).
- [63] J. NISHIMURA, A. OHTOMO, A. OHKUBO, Y. MURAKAMI, M. KAWASAKI, *Controlled Carrier Generation at a Polarity-Discontinued Perovskite Heterointerface*, Japanese Journal of Applied Physics, **43**(8A), L1032 [2004].
- [64] S. THIEL, G. HAMMERL, A. SCHMEHL, C. W. SCHNEIDER, J. MANNHART, *Tunable Quasi-Two-Dimensional Electron Gases in Oxide Heterostructures*, Science, **313**(5795), 1942 [2006], doi:[10.1126/science.1131091](https://doi.org/10.1126/science.1131091).

- [65] C. CEN, S. THIEL, G. HAMMERL, C. W. SCHNEIDER, K. E. ANDERSEN, C. S. HELLBERG, J. MANNHART, J. LEVY, *Nanoscale control of an interfacial metal-insulator transition at room temperature*, Nature Materials, **7**(4), 298 [2008], doi:[10.1038/nmat2136](https://doi.org/10.1038/nmat2136).
- [66] M. BASLETIC, J. L MAURICE, C. CARRETERO, G. HERRANZ, O. COPIE, M. BIBES, E. JACQUET, K. BOUZEHOANE, S. FUSIL, A. BARTHELEMY, *Mapping the spatial distribution of charge carriers in LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> heterostructures*, Nature Materials, **7**(8), 621 [2008], doi:[10.1038/nmat2223](https://doi.org/10.1038/nmat2223).
- [67] M. BREITSCHAFT, V. TINKL, N. PAVLENKO, S. PAETEL, C. RICHTER, J. R. KIRTLEY, Y. C. LIAO, G. HAMMERL, V. EYERT, T. KOPP, J. MANNHART, *Two-dimensional electron liquid state at LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub> interfaces*, Physical Review B, **81**, 153414 [2010], doi:[10.1103/PhysRevB.81.153414](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.153414).
- [68] M. BREITSCHAFT, *Elektronische Charakterisierung von LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Grenzflächen mittels Rastertunnelspektroskopie*, Dissertation, Universität Augsburg [2010], <https://opus.bibliothek.uni-augsburg.de/opus4/frontdoor/index/index/docId/1474>.
- [69] A. D. CAVIGLIA, S. GARIGLIO, C. CANCELLIERI, B. SACEPE, A. FETTE, N. REYREN, M. GABAY, A. F. MORPURGO, J. . M. TRISCONE, *Two-Dimensional Quantum Oscillations of the Conductance at LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> Interfaces*, Physical Review Letters, **105**(23), 236802 [2010], doi:[10.1103/PhysRevLett.105.236802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.236802).
- [70] A. BRINKMAN, M. HUIJBEN, M. VAN ZALK, J. HUIJBEN, U. ZEITLER, J. C. MAAN, W. G. VAN DER WIEL, G. J. H. M. RIJNDERS, D. H. A. BLANK, H. HILGENKAMP, *Magnetic effects at the interface between non-magnetic oxides*, Nature Materials, **6**(7), 493 [2007], doi:[10.1038/nmat1931](https://doi.org/10.1038/nmat1931).
- [71] N. REYREN, S. THIEL, A. D. CAVIGLIA, L. F. KOURKOUTIS, G. HAMMERL, C. RICHTER, C. W. SCHNEIDER, T. KOPP, A.-S. RÄTSCHE, D. JACCARD, M. GABAY, D. A. MULLER, J.-M. TRISCONE, J. MANNHART, *Superconducting Interfaces Between Insulating Oxides*, Science, **317**(5842), 1196 [2007], doi:[10.1126/science.1146006](https://doi.org/10.1126/science.1146006).

- [72] J. A. BERT, B. KALISKY, C. BELL, M. KIM, Y. HIKITA, H. Y. HWANG, K. A. MOLER, *Direct imaging of the coexistence of ferromagnetism and superconductivity at the  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  interface*, Nature Physics, **7**(10), 767 [2011], doi:[10.1038/nphys2079](https://doi.org/10.1038/nphys2079).
- [73] D. A. DIKIN, M. MEHTA, C. W. BARK, C. M. FOLKMAN, C. B. EOM, V. CHANDRASEKHAR, *Coexistence of Superconductivity and Ferromagnetism in Two Dimensions*, Physical Review Letters, **107**, 056802 [2011], doi:[10.1103/PhysRevLett.107.056802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.056802).
- [74] L. LI, C. RICHTER, J. MANNHART, R. C. ASHOORI, *Coexistence of magnetic order and two-dimensional superconductivity at  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  interfaces*, Nature Physics, **7**, 762 [2011], doi:[10.1038/nphys2080](https://doi.org/10.1038/nphys2080).
- [75] H. BOSCHKER, C. RICHTER, E. FILLIS-TSIRAKIS, C. W. SCHNEIDER, J. MANNHART, *Electron—phonon Coupling and the Superconducting Phase Diagram of the  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$  Interface*, Sci. Rep., **5**, 12309 [2015], doi:[10.1038/srep12309](https://doi.org/10.1038/srep12309).
- [76] E. FILLIS-TSIRAKIS, C. RICHTER, J. MANNHART, H. BOSCHKER, *Evidence for superconducting phase coherence in the metallic/insulating regime of the  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$  interface electron system*, New Journal of Physics, **18**(1), 013046 [2016], doi:[10.1088/1367-2630/18/1/013046](https://doi.org/10.1088/1367-2630/18/1/013046).
- [77] GOOGLE INC.LE, *Google scholar Suche nach Publikationen, die [18] zitieren*. [2016], <http://scholar.google.de/scholar?cites=6529374616583591416>, letzter Zugriff: 21.9.2016.
- [78] G. HERRANZ, M. BASLETIĆ, M. BIBES, C. CARRÉTERO, E. TAFRA, E. JACQUET, K. BOUZEHOUE, C. DERANLOT, A. HAMZIĆ, J.-M. BROTO, A. BARTHÉLÉMY, A. FERT, *High Mobility in  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  Heterostructures: Origin, Dimensionality, and Perspectives*, Physical Review Letters, **98**, 216803 [2007], doi:[10.1103/PhysRevLett.98.216803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.216803).

- [79] A. S. KALABUKHOV, Y. A. BOIKOV, I. T. SERENKOV, V. I. SAKHAROV, V. N. POPOK, R. GUNNARSSON, J. BÖRJESSON, N. LJUSTINA, E. OLSSON, D. WINKLER, T. CLAESON, *Cationic Disorder and Phase Segregation in  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  Heterointerfaces Evidenced by Medium-Energy Ion Spectroscopy*, Physical Review Letters, **103**, 146101 [2009], doi:[10.1103/PhysRevLett.103.146101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.146101).
- [80] V. POPOK, A. KALABOUKHOV, R. GUNNARSSON, S. LEMESHKO, T. CLAESON, D. WINKLER, *Kelvin Probe Force Microscopy Study of  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  Heterointerfaces*, Journal of Advanced Microscopy Research, **5**, 26 [2010].
- [81] C. W. SCHNEIDER, S. THIEL, G. HAMMERL, C. RICHTER, J. MANNHART, *Microlithography of electron gases formed at interfaces in oxide heterostructures*, Applied Physics Letters, **89**(12), 122101 [2006], doi:[10.1063/1.2354422](https://doi.org/10.1063/1.2354422).
- [82] G. SINGH-BHALLA, C. BELL, J. RAVICHANDRAN, W. SIEMONS, Y. HIKITA, S. SALAHUDDIN, A. F. HEBARD, H. Y. HWANG, R. RAMESH, *Built-in and induced polarization across  $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$  heterojunctions*, Nature Physics, **7**(1), 80 [2011], doi:[10.1038/nphys1814](https://doi.org/10.1038/nphys1814).
- [83] D. G. SCHLOM, J. MANNHART, *Oxide electronics: Interface takes charge over Si*, Nature Materials, **10**(3), 168 [2011], doi:[10.1038/nmat2965](https://doi.org/10.1038/nmat2965).
- [84] C. CANTONI, J. GAZQUEZ, F. M. GRANOZIO, M. P. OXLEY, M. VARELA, A. R. LUPINI, S. J. PENNYCOOK, C. ARUTA, U. S. DI UCCIO, P. PERNA, D. MACCARIELLO, *Electron Transfer and Ionic Displacements at the Origin of the 2D Electron Gas at the LAO/STO Interface: Direct Measurements with Atomic-Column Spatial Resolution*, Adv. Mater., **24**(29), 3952 [2012], doi:[10.1002/adma.201200667](https://doi.org/10.1002/adma.201200667).
- [85] M. P. WARUSAWITHANA, C. RICHTER, J. A. MUNDY, P. ROY, J. LUDWIG, S. PAETEL, T. HEEG, A. A. PAWLICKI, L. F. KOURKOUTIS, M. ZHENG, M. LEE, B. MULCAHY, W. ZANDER, Y. ZHU, J. SCHUBERT, J. N. ECKSTEIN, D. A. MULLER, C. S. HELLBERG, J. MANNHART, D. G. SCHLOM,  *$\text{LaAlO}_3$  stoichiometry is key to electron liquid formation at  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  interfaces*, Nat Commun, **4** [2013].



- [86] Z. Q. LIU, C. J. LI, W. M. LÜ, X. H. HUANG, Z. HUANG, S. W. ZENG, X. P. QIU, L. S. HUANG, A. ANNADI, J. S. CHEN, J. M. D. COEY, T. VENKATESAN, ARIANDO, *Origin of the Two-Dimensional Electron Gas at LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> Interfaces: The Role of Oxygen Vacancies and Electronic Reconstruction*, Physical Review X, **3**, 021010 [2013], doi:[10.1103/PhysRevX.3.021010](https://doi.org/10.1103/PhysRevX.3.021010).
- [87] H. W. JANG, D. A. FELKER, C. W. BARK, Y. WANG, M. K. NIRANJAN, C. T. NELSON, Y. ZHANG, D. SU, C. M. FOLKMAN, S. H. BAEK, S. LEE, K. JANICKA, Y. ZHU, X. Q. PAN, D. D. FONG, E. Y. TSYMBAL, M. S. RZCHOWSKI, C. B. EOM, *Metallic and insulating oxide interfaces controlled by electronic correlations.*, Science, **331**(6019), 886 [2011], doi:[10.1126/science.1198781](https://doi.org/10.1126/science.1198781).
- [88] L. LI, C. RICHTER, S. PAETEL, T. KOPP, J. MANNHART, R. C. ASHOORI, *Very Large Capacitance Enhancement in a Two-Dimensional Electron System*, Science, **332**(6031), 825 [2011], doi:[10.1126/science.1204168](https://doi.org/10.1126/science.1204168).
- [89] S. LURYI, *Quantum capacitance devices*, Applied Physics Letters, **52**(6), 501 [1988], doi:[10.1063/1.99649](https://doi.org/10.1063/1.99649).
- [90] T. KOPP, J. MANNHART, *Calculation of the capacitances of conductors: Perspectives for the optimization of electronic devices*, Journal of Applied Physics, **106**(6), 064504 [2009], doi:[10.1063/1.3197246](https://doi.org/10.1063/1.3197246).
- [91] W. D. JACKSON, *Klassische Elektrodynamik.*, Gruyter, Walter de GmbH, 2. verbesserte auflage Auflage [1982], ISBN 3110095793.
- [92] K. STEFFEN, *Quantum Capacitance of Macroscopic Capacitors*, mathesis, Universität Augsburg [2010].
- [93] K. STEFFEN, F. LODER, T. KOPP, *Spin-orbit controlled quantum capacitance of a polar heterostructure*, Physical Review B, **91**, 075415 [2015], doi:[10.1103/PhysRevB.91.075415](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.91.075415).
- [94] E. H. NICOLLIAN, J. R. BREWS, *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*, Wiley-Interscience [2002], ISBN 047143079X.



- [95] J. P. EISENSTEIN, L. N. PFEIFFER, K. W. WEST, *Negative compressibility of interacting two-dimensional electron and quasiparticle gases*, Physical Review Letters, **68**, 674 [1992], doi:[10.1103/PhysRevLett.68.674](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.674).
- [96] S. M. SZE, K. K. NG, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley-Interscience, 3 Auflage [2006], ISBN 0471143235.
- [97] Y. HANLUMYUANG, P. SHARMA, *Quantum Capacitance: A Perspective from Physics to Nanoelectronics*, JOM Journal of the Minerals Metals and Materials Society, **66**(4), 660 [2014], doi:[10.1007/s11837-014-0934-y](https://doi.org/10.1007/s11837-014-0934-y).
- [98] H. GROBE, *Plattenkondensator*, *Schulhistorische Sammlung, Bremerhaven*, Wikimedia, Commons [2008], [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Plattenkondensator\\_hg.jpg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Plattenkondensator_hg.jpg), letzter Zugriff: 25.9.2016.
- [99] B. TANATAR, D. M. CEPERLEY, *Ground state of the two-dimensional electron gas*, Physical Review B, **39**, 5005 [1989], doi:[10.1103/PhysRevB.39.5005](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.5005).
- [100] V. GEORGE, S. JAHAGIRDAR, C. TONG, K. SMITS, S. DAMARAJU, S. SIERS, V. NAYDENOV, T. KHONDKER, S. SARKAR, P. SINGH, *Penryn: 45-nm next generation Intel(R) core(TM) 2 processor, 2007 IEEE Asian Solid-State Circuits Conference*, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE) [2007], doi:[10.1109/asscc.2007.4425784](https://doi.org/10.1109/asscc.2007.4425784).
- [101] P. PACKAN, S. AKBAR, M. ARMSTRONG, D. BERGSTROM, M. BRAZIER, H. DESHPANDE, K. DEV, G. DING, T. GHANI, O. GOLONZKA, W. HAN, J. HE, R. HEUSSNER, R. JAMES, J. JOPLING, C. KENYON, S.-H. LEE, M. LIU, S. LODHA, B. MATTIS, A. MURTHY, L. NEIBERG, J. NEIRYNCK, S. PAE, C. PARKER, L. PIPES, J. SEBASTIAN, J. SEIPLE, B. SELL, A. SHARMA, S. SIVAKUMAR, B. SONG, A. S. AMOUR, K. TONE, T. TROEGER, C. WEBER, K. ZHANG, Y. LUO, S. NATARAJAN, *High performance 32nm logic technology featuring 2nd generation high-k + metal gate transistors, 2009 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE) [2009], doi:[10.1109/iedm.2009.5424253](https://doi.org/10.1109/iedm.2009.5424253).

- [102] J. P. EISENSTEIN, L. N. PFEIFFER, K. W. WEST, *Compressibility of the two-dimensional electron gas: Measurements of the zero-field exchange energy and fractional quantum Hall gap*, Physical Review B, **50**, 1760 [1994], doi:[10.1103/PhysRevB.50.1760](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.1760).
- [103] G. ALLISON, E. A. GALAKTIONOV, A. K. SAVCHENKO, S. S. SAFO-NOV, M. M. FOGLER, M. Y. SIMMONS, D. A. RITCHIE, *Thermodynamic Density of States of Two-Dimensional GaAs Systems near the Apparent Metal-Insulator Transition*, Physical Review Letters, **96**, 216407 [2006], doi:[10.1103/PhysRevLett.96.216407](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.216407).
- [104] J. GABELLI, *Violation of Kirchhoff's Laws for a Coherent RC Circuit*, Science, **313**(5786), 499 [2006], doi:[10.1126/science.1126940](https://doi.org/10.1126/science.1126940).
- [105] J. WANG, B. WANG, H. GUO, *Quantum inductance and negative electrochemical capacitance at finite frequency in a two-plate quantum capacitor*, Physical Review B, **75**, 155336 [2007], doi:[10.1103/PhysRevB.75.155336](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.155336).
- [106] S. SALAHUDDIN, S. DATTA, *Use of Negative Capacitance to Provide Voltage Amplification for Low Power Nanoscale Devices*, Nano Letters, **8**(2), 405 [2008], doi:[10.1021/nl071804g](https://doi.org/10.1021/nl071804g).
- [107] D. J. FRANK, P. M. SOLOMON, C. DUBOURDIEU, M. M. FRANK, V. NARAYANAN, T. N. THEIS, *The Quantum Metal Ferroelectric Field-Effect Transistor*, IEEE Transactions on Electron Devices, **61**(6, SI), 2145 [2014], doi:[10.1109/TED.2014.2314652](https://doi.org/10.1109/TED.2014.2314652).
- [108] A. I. KHAN, K. CHATTERJEE, B. WANG, S. DRAPCHO, L. YOU, C. SERRAO, S. R. BAKAUL, R. RAMESH, S. SALAHUDDIN, *Negative capacitance in a ferroelectric capacitor*, Nature Materials, **14**(2), 182 [2015], doi:[10.1038/NMAT4148](https://doi.org/10.1038/NMAT4148).
- [109] F. A. MCGUIRE, Z. CHENG, K. PRICE, A. D. FRANKLIN, *Sub-60 mV/decade switching in 2D negative capacitance field-effect transistors with integrated ferroelectric polymer*, Appl. Phys. Lett., **109**(9), 093101 [2016], doi:[10.1063/1.4961108](https://doi.org/10.1063/1.4961108).

- [110] Z. LIU, Y. ZHAN, G. SHI, S. MOLDOVAN, M. GHARBI, L. SONG, L. MA, W. GAO, J. HUANG, R. VAJTAI, F. BANHART, P. SHARMA, J. LOU, P. M. AJAYAN, *Anomalous high capacitance in a coaxial single nanowire capacitor*, Nature Communications, **3**, 879 [2012], doi:[10.1038/ncomms1833](https://doi.org/10.1038/ncomms1833).
- [111] V. TINKL, M. BREITSCHAFT, C. RICHTER, J. MANNHART, *Large negative electronic compressibility of LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub> interfaces with ultrathin LaAlO<sub>3</sub> layers*, Physical Review B, **86**, 075116 [2012], doi:[10.1103/PhysRevB.86.075116](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.075116).
- [112] V. V. TINKL, *Untersuchungen an LaAlO<sub>3</sub>-SrTiO<sub>3</sub>-Heterostrukturen mittels Kelvin-Sonden Kraftmikroskopie*, Dissertation, Universität Augsburg [2012], <https://opus.bibliothek.uni-augsburg.de/opus4/frontdoor/index/index/docId/2167>.
- [113] S. WU, G. WU, J. QING, X. ZHOU, D. BAO, G. YANG, S. LI, *Electrically induced colossal capacitance enhancement in LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> heterostructures*, NPG ASIA MATERIALS, **5** [2013], doi:[10.1038/am.2013.48](https://doi.org/10.1038/am.2013.48).
- [114] CrySTec GmbH, Köpenicker Straße 325, 12555 Berlin, *Strontium Titanate*, <http://www.crystec.de/datenblaetter-d.html>, letzter Zugriff 7.7.2016.
- [115] V. LECA, G. J. H. M. RIJNDERS, G. KOSTER, D. H. A. BLANK, H. ROGALLA, *Wet Etching Methods for Perovskite Substrates*, MRS Proceedings, **587**, O3.6.1 [2000], doi:[10.1557/PROC-587-O3.6](https://doi.org/10.1557/PROC-587-O3.6).
- [116] BASF Aktiengesellschaft, Global Business Management, Electronic Materials, G-CAE/WO, 67056 Ludwigshafen, *Electronic Materials* [2009], [www.inorganics.basf.com/cm/semiconductors/CEP](http://www.inorganics.basf.com/cm/semiconductors/CEP), letzter Zugriff: 7.7.2016.
- [117] VWR International bvba/sprl, Researchpark Haasrode 2020, Geldenaaksebaan 464, 3001 Leuven, Belgien, *VWR Lens Cleaning Tissues, Grade 541*, 3.1 Auflage [2015], [www.vwr.com](http://www.vwr.com), letzter Zugriff: 7.7.2016.
- [118] Elma Schmidbauer GmbH, Gottlieb-Daimler-Straße 17, 78224 Singen, *Elmasonic P 60 H Ultrasonic cleaning unit*, elma ch 01/10 Auflage, [www.elma-ultrasonic.com/en/products/ultrasonic-cleaners/elmasonic-p/](http://www.elma-ultrasonic.com/en/products/ultrasonic-cleaners/elmasonic-p/).

- [119] M. KAREEV, S. PROSANDEEV, J. LIU, C. GAN, A. KAREEV, J. FREELAND, M. XIAO, J. CHAKHALIAN, *Atomic control and characterization of surface defect states of  $TiO_2$  terminated  $SrTiO_3$  single crystals*, Applied Physics Letters, **93**(6), 061909 [2008], doi:[10.1063/1.2971035](https://doi.org/10.1063/1.2971035).
- [120] G. KOSTER, B. L. KROPMAN, G. J. RIJNDERS, D. H. BLANK, H. ROGALLA, *Quasi-ideal strontium titanate crystal surfaces through formation of stontium hydroxide*, Applied Physics Letters, **73**(20), 2920 [1998], doi:[10.1063/1.122630](https://doi.org/10.1063/1.122630).
- [121] M. KAWASAKI, K. TAKAHASHI, T. MAEDA, R. TSUCHIYA, M. SHINOHARA, O. ISHIYAMA, T. YONEZAWA, M. YOSHIMOTO, H. KOINUMA, *Atomic Control of the  $SrTiO_3$  Crystal Surface*, Science, **266**(5190), 1540 [1994], doi:[10.1126/science.266.5190.1540](https://doi.org/10.1126/science.266.5190.1540).
- [122] GERO Hochtemperaturöfen GmbH & Co.KG, Hesselbachstraße 15, 75242 Neuhausen, *Betriebsanleitung Standardofen HTSS*, [www.gero-gmbh.de](http://www.gero-gmbh.de), letzter Zugriff: 3.9.2015.
- [123] T. OHNISHI, K. SHIBUYA, M. LIPPMAN, D. KOBAYASHI, H. KUMIGASHIRA, M. OSHIMA, H. KOINUMA, *Preparation of thermally stable  $TiO_2$ -terminated  $SrTiO_3$  (100) substrate surfaces*, Applied Physics Letters, **85**(2), 272 [2004], doi:[10.1063/1.1771461](https://doi.org/10.1063/1.1771461).
- [124] Y. CHEN, N. PRYDS, J. SCHOU, S. LINDEROTH, *Epitaxial growth of atomically flat gadolinia-doped ceria thin films by pulsed laser deposition*, Applied Physics A, **105**(3), 697 [2011], doi:[10.1007/s00339-011-6532-8](https://doi.org/10.1007/s00339-011-6532-8).
- [125] J. G. CONNELL, B. J. ISAAC, G. B. EKANAYAKE, D. R. STRACHAN, S. S. A. SEO, *Preparation of atomically flat  $SrTiO_3$  surfaces using a deionized-water leaching and thermal annealing procedure*, Applied Physics Letters, **101**(25), 251607 [2012], doi:[10.1063/1.4773052](https://doi.org/10.1063/1.4773052).
- [126] C. WOLTMANN, *Oxidische FETs mit sub-100 nm Gatelänge*, Dissertation, Universität Stuttgart, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung Stuttgart [2016].
- [127] H. M. SMITH, A. F. TURNER, *Vacuum Deposited Thin Films Using a Ruby Laser*, Applied Optics, **4**(1), 147 [1965], doi:[10.1364/AO.4.000147](https://doi.org/10.1364/AO.4.000147).

- [128] D. DIJKKAMP, T. VENKATESAN, X. D. WU, S. A. SHAHEEN, N. JISRAWI, Y. H. MIN-LEE, W. L. MCLEAN, M. CROFT, *Preparation of Y-Ba-Cu oxide superconductor thin films using pulsed laser evaporation from high  $T_c$  bulk material*, Applied Physics Letters, **51**(8), 619 [1987], doi:[10.1063/1.98366](https://doi.org/10.1063/1.98366).
- [129] M. LORENZ, M. S. R. RAO, *25 years of pulsed laser deposition*, Journal of Physics D: Applied Physics, **47**(3), 030301 [2014], doi:[10.1088/0022-3727/47/3/030301](https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/3/030301).
- [130] C. W. SCHNEIDER, T. LIPPERT, *Laser Processing of Materials: Fundamentals, Applications and Developments*, Band 139 aus *Springer Series in Material Science*, Kapitel Laser Ablation and Thin Film Deposition, 89–112, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg [2010], ISBN 978-3-642-13281-0, doi:[10.1007/978-3-642-13281-0\\_5](https://doi.org/10.1007/978-3-642-13281-0_5).
- [131] W. BRAUN, T. HARADA, *4C11 deposition system manual*, Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstraße 1 70569 Stuttgart, [/home/common/PLD-internaluseonly/201604\\_pld\\_manual/pld\\_manual/](http://home/common/PLD-internaluseonly/201604_pld_manual/pld_manual/).
- [132] Coherent Inc., 5100 Patrick Henry Drive, Santa Clara, CA 95054, *LPXpro Series - High Duty Excimer Lasers*, mc-007-05-0m08128rev.d Auflage [2012], <http://www.coherent.com/products/?1028/LPXpro>, letzter Zugriff: 7.7.2016.
- [133] M. STAFE, A. MARCU, N. PUSCAS, *Pulsed Laser Ablation of Solids: Basics, Theory and Applications*, Band 53 aus *Springer Series in Surface Sciences*, Springer Berlin Heidelberg [2013], ISBN 978-3-642-40978-3, doi:[10.1007/978-3-642-40978-3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-40978-3).
- [134] S. AMORUSO, R. BRUZZESE, N. SPINELLI, R. VELOTTA, *Characterization of laser-ablation plasmas*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, **32**(14), R131 [1999], doi:[10.1088/0953-4075/32/14/201](https://doi.org/10.1088/0953-4075/32/14/201).
- [135] W. NOLTING, *Grundkurs Theoretische Physik 4/2*, Springer Berlin Heidelberg [2016], doi:[10.1007/978-3-662-49033-4](https://doi.org/10.1007/978-3-662-49033-4).
- [136] R. K. SINGH, J. NARAYAN, *Pulsed-laser evaporation technique for deposition of thin films: Physics and theoretical model*, Phys. Rev. B, **41**, 8843 [1990], doi:[10.1103/PhysRevB.41.8843](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.41.8843).

- [137] M. ESPOSITO, M. BATOR, M. DÖBELI, T. LIPPERT, C. W. SCHNEIDER, A. WOKAUN, *Negative Ions: The overlooked species in thin film growth by pulsed laser deposition*, Applied Physics Letters, **99**(19), 1915011 [2011], doi:[10.1063/1.3660399](https://doi.org/10.1063/1.3660399).
- [138] C. SCARFONE, M. GRANT NORTON, C. BARRY CARTER, J. LI, J. W. MAYER, *Characterization of BaTiO<sub>3</sub> Thin Films Deposited by Pulsed-Laser Ablation, Symposium A – Surface Chemistry and Beam-Solid Interactions*, Band 201 aus *MRS Proceedings*, 183 [1990], doi:[10.1557/PROC-201-183](https://doi.org/10.1557/PROC-201-183).
- [139] S. FÄHLER, M. STÖRMER, H. KREBS, *Origin and avoidance of droplets during laser ablation of metals*, Applied Surface Science, **109–110**, 433 [1997], doi:[10.1016/S0169-4332\(96\)00782-9](https://doi.org/10.1016/S0169-4332(96)00782-9).
- [140] H.-U. KREBS, M. WEISHEIT, J. FAUPEL, E. SÜSKE, T. SCHARF, C. FUHSE, M. STÖRMER, K. STURM, M. SEIBT, H. KIJEWski, D. NELKE, E. PANCHENKO, M. BUBACK, *Advances in Solid State Physics*, Band 43 aus *Advances in Solid State Physics*, Kapitel Pulsed Laser Deposition (PLD) – A Versatile Thin Film Technique, 505–518, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg [2003], ISBN 978-3-540-44838-9, doi:[10.1007/978-3-540-44838-9\\_36](https://doi.org/10.1007/978-3-540-44838-9_36).
- [141] Haynes International, Inc., Global Headquarters, 1020 West Park Avenue, P.O. Box 9013, Kokomo, Indiana 46904-9013, *Haynes® 25 Alloy* [2004], [http://haynesintl.com/alloys/alloy-portfolio/\\_High-temperature-Alloys/haynes-25-alloy](http://haynesintl.com/alloys/alloy-portfolio/_High-temperature-Alloys/haynes-25-alloy), letzter Zugriff: 7.7.2015.
- [142] D. BLANK, G. KOSTER, G. J. H. M. RIJNDERS, E. VAN SETTEN, P. SLYCKE, H. ROGALLA, *Imposed layer-by-layer growth by pulsed laser interval deposition*, Applied Physics A, **69**(1), S17 [1999], doi:[10.1007/s003399900187](https://doi.org/10.1007/s003399900187).
- [143] G. KOSTER, G. J. H. M. RIJNDERS, D. H. A. BLANK, H. ROGALLA, *Imposed layer-by-layer growth by pulsed laser interval deposition*, Applied Physics Letters, **74**(24), 3729 [1999], doi:[10.1063/1.123235](https://doi.org/10.1063/1.123235).
- [144] G. J. H. M. RIJNDERS, G. KOSTER, V. LECA, D. H. BLANK, H. ROGALLA, *Imposed layer-by-layer growth with pulsed laser interval deposition*, Applied Surface Science, **168**(1–4), 223 [2000], doi:[10.1016/S0169-4332\(00\)00602-4](https://doi.org/10.1016/S0169-4332(00)00602-4), special Issue: Proceedings of the European Materials Research.

- [145] W. BRAUN, *Applied RHEED: reflection high-energy electron diffraction during crystal growth*, Band 154 aus *Springer Tracts in Modern Physics*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin New York [1999], ISBN 978-3-540-49485-0, doi:[10.1007/BFb0109548](https://doi.org/10.1007/BFb0109548).
- [146] G. J. H. M. RIJNDERS, G. KOSTER, D. H. A. BLANK, H. ROGALLA, *In situ monitoring during pulsed laser deposition of complex oxides using reflection high energy electron diffraction under high oxygen pressure*, *Applied Physics Letters*, **70**(14), 1888 [1997], doi:[10.1063/1.118687](https://doi.org/10.1063/1.118687).
- [147] J. HARRIS, B. A. JOYCE, P. DOBSON, *Oscillations in the surface structure of Sn-doped GaAs during growth by MBE*, *Surface Science*, **103**(1), L90 [1981], doi:[10.1016/0039-6028\(81\)90091-1](https://doi.org/10.1016/0039-6028(81)90091-1).
- [148] G. KOSTER, *Reflection high-energy electron diffraction (RHEED) for in situ characterization of thin film growth*, G. KOSTER, , G. RIJNDERS, Herausgeber, *In Situ Characterization of Thin Film Growth*, Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, 3 – 28, Woodhead Publishing [2011], ISBN 978-1-84569-934-5, doi:[10.1533/9780857094957.1.3](https://doi.org/10.1533/9780857094957.1.3).
- [149] J. RESH, K. D. JAMISON, J. STROZIER, A. BENSAOULA, A. IGNATIEV, *Phase of reflection high-energy electron-diffraction intensity oscillations during molecular-beam-epitaxy growth of GaAs(100)*, *Physical Review B*, **40**, 11799 [1989], doi:[10.1103/PhysRevB.40.11799](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.11799).
- [150] Y. HORIO, A. ICHIMIYA, *Dynamical diffraction effect for RHEED intensity oscillations: phase shift of oscillations for glancing angles*, *Surface Science*, **298**(2), 261 [1993], doi:[10.1016/0039-6028\(93\)90038-L](https://doi.org/10.1016/0039-6028(93)90038-L).
- [151] Z. MITURA, S. L. DUDAREV, M. J. WHELAN, *Phase of RHEED oscillations*, *Physical Review B*, **57**, 6309 [1998], doi:[10.1103/PhysRevB.57.6309](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.6309).
- [152] T. OHNISHI, M. LIPPMAA, *RHEED Intensity Oscillation during Oxide Thin Film Growth*, *Hyomen Kagaku*, **28**(4), 223 [2007], doi:[10.1380/jsssj.28.223](https://doi.org/10.1380/jsssj.28.223).
- [153] Buehler, a division of Illinois Tool Works Inc., 41 Waukegan Road, Lake Bluff, Illinois 60044-1699, *CarbiMet™ 2 abrasive paper* [2012], <http://shop.buehler.com/abrasive-discs/carbimet-s-microcut-s>, letzter Zugriff: 6.7.2016.



- [154] Sigma-Aldrich Chemie GmbH, Riedstraße 2, 89555 Steinheim, *Leit-Silver*, 5.3 Auflage [2015], [www.sigmaaldrich.com/catalog/product/sial/09937](http://www.sigmaaldrich.com/catalog/product/sial/09937), letzter Zugriff: 7.7.2016.
- [155] Kleiber Infrared GmbH, Am Gewände 3 07333 Unterwellenborn, *Infra-Red Pyrometer for Contactless Temperature Measurement - Measuring Head Type 270*, 99 Auflage, <http://www.kleiberinfrared.de/index.php/en/products/archive.html>, letzter Zugriff: 29.6.2016.
- [156] LumaSense Technologies GmbH, Kleyerstraße 90 60326 Frankfurt, *Voll digitales, extrem genaues Transfer-Standard-Pyrometer zur exakten Überprüfung von Kalibrierstrahlern* [2010], [www.lumasenseinc.com/DE/produkte/pyrometer/serie-12/](http://www.lumasenseinc.com/DE/produkte/pyrometer/serie-12/), letzter Zugriff: 7.6.2016.
- [157] Heitronics Infrarot Messtechnik GmbH, Kreuzberger Ring 40 65205 Wiesbaden, *Infrarot Strahlungsthermometer KT 15 II*, [http://www.mts.ch/xml}\\_{\\_}1/internet/de/application/d25/f1132.cfm](http://www.mts.ch/xml}_{_}1/internet/de/application/d25/f1132.cfm), letzter Zugriff: 20.5.2016.
- [158] M. WUTZ, H. ADAM, W. WALCHER, K. JOUSTEN, *Handbuch Vakuumtechnik*, Wiesbaden: Vieweg + Teubner Verlag, 8 Auflage [2004], doi:10.1007/978-3-322-96971-2.
- [159] A. KALABUKHOV, *Effect of various deposition conditions on the electrical properties of LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> hetero interfaces*, Journal of Physics: Conference Series, **100**(8), 082039 [2008], doi:10.1088/1742-6596/100/8/082039.
- [160] C. CANCELLIERI, N. REYREN, S. GARIGLIO, A. D. CAVIGLIA, A. FÊTE, J.-M. TRISCONE, *Influence of the growth conditions on the LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> interface electronic properties*, Europhysics Letters, **91**(1), 17004 [2010], doi:10.1209/0295-5075/91/17004.
- [161] Süss MicroTec AG, Schleissheimer Straße 90, 85748 Garching, *MJB4+ Manual Mask Aligner*, v1 Auflage [2013], [www.suss.com/en/products-solutions/products/mask-aligner/mjb4/details.html](http://www.suss.com/en/products-solutions/products/mask-aligner/mjb4/details.html), letzter Zugriff: 7.7.2015.
- [162] Microchemicals GmbH, Nicolaus-Otto-Straße 39, 89079 Ulm, *AZ 1500 Series Standard Photoresists*, [www.microchemicals.com/downloads.html](http://www.microchemicals.com/downloads.html), letzter Zugriff: 4.10.2015.



- [163] Microchemicals GmbH, Nicolaus-Otto-Straße 39, 89079 Ulm, *AZ 400K Developer for AZ 4500 Series*, [www.microchemicals.com/downloads.html](http://www.microchemicals.com/downloads.html), letzter Zugriff: 4.10.2015.
- [164] SPS-Europe B.V., Midden Engweg 41, 3882 TS Putten, Netherlands, *SPIN150 Manual*, [www.sps-europe.com](http://www.sps-europe.com).
- [165] Binder GmbH, Im Mittleren Ösch 5, 78532 Tuttlingen, *Modell ED 23 / Trocken- und Wärmeschränke Classic.Line mit freier Konvektion* [2016], [www.binder-world.com/de/Produkte/Trocken-und-Waermeschränke-Classic.Line/Serie-ED/ED-23#2](http://www.binder-world.com/de/Produkte/Trocken-und-Waermeschränke-Classic.Line/Serie-ED/ED-23#2), letzter Zugriff: 7.7.2016.
- [166] E. IRISSOU, B. LE DROGOFF, M. CHAKER, D. GUAY, *Correlation between plasma expansion dynamics and gold-thin film structure during pulsed-laser deposition*, Applied Physics Letters, **80**(10), 1716 [2002], doi:[10.1063/1.1458534](https://doi.org/10.1063/1.1458534).
- [167] E. IRISSOU, B. LE DROGOFF, M. CHAKER, D. GUAY, *Influence of the expansion dynamics of laser-produced gold plasmas on thin film structure grown in various atmospheres*, Journal of Applied Physics, **94**(8), 4796 [2003], doi:[10.1063/1.1607511](https://doi.org/10.1063/1.1607511).
- [168] E. IRISSOU, B. LE DROGOFF, M. CHAKER, M. TRUDEAU, D. GUAY, *Nanostructured Gold Thin Films Prepared by Pulsed Laser Deposition*, Journal of Materials Research, **19**, 950 [2004], doi:[10.1557/jmr.2004.19.3.950](https://doi.org/10.1557/jmr.2004.19.3.950).
- [169] E. IRISSOU, M.-C. DENIS, M. CHAKER, D. GUAY, *Gold oxide thin film grown by pulsed laser deposition in an O<sub>2</sub> atmosphere*, Thin Solid Films, **472**(1–2), 49 [2005], doi:[10.1016/j.tsf.2004.06.092](https://doi.org/10.1016/j.tsf.2004.06.092).
- [170] H. FREY, H. R. KHAN, T. HELMUT, *Handbook of Thin-Film Technology*, Springer Science + Business Media [2015], doi:[10.1007/978-3-642-05430-3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-05430-3).
- [171] MKS Deutschland GmbH, Schatzbogen 43, 81829 München, *Multi Channel Flow Ratio/Pressure Controller Type 647C Instruction Manual* *abell*, rev. 2012-06 Auflage [2012], [www.mksinst.com/product/product.aspx?ProductID=86](http://www.mksinst.com/product/product.aspx?ProductID=86), letzter Zugriff: 5.7.2016.
- [172] H. R. KAUFMAN, R. S. ROBINSON, *Ion Source Design for Industrial Applications*, AIAA Journal, **20**(6), 745 [1982], doi:[10.2514/3.51131](https://doi.org/10.2514/3.51131).

- [173] Kaufman & Robinson Inc., 1330 Blue Spruce Drive, Fort Collins, Colorado 80524, *Manual for Kaufman Ion Source ConControl Model KSC1202*, 2.1 Auflage [2012], [www.ionsources.com](http://www.ionsources.com), letzter Zugriff: 10.12.2015.
- [174] Kaufman & Robinson Inc., 1330 Blue Spruce Drive, Fort Collins, Colorado 80524, *KDC 40 Ion Source Manualhen*, 1.0 Auflage [2012], [www.ionsources.com](http://www.ionsources.com), letzter Zugriff: 10.12.2015.
- [175] Kaufman & Robinson Inc., Blue Spruce Drive, Unit A, Fort Collins, Colorado 80524, *Broad-Beam Industrial Ion Sources* [2006], [www.ionsources.com](http://www.ionsources.com), letzter Zugriff: 10.12.2015.
- [176] Dr. Eberl MBE-Komponenten GmbH, Josef-Beyerly-Straße 18/1, 71263 Weil der Stadt, *OCTOPLUS 500 EBV / MBE System*, [www.mbe-components.com](http://www.mbe-components.com), letzter Zugriff: 5.7.2016.
- [177] well Diamantdrahtsägen GmbH, Luzenbergstr. 82, 68305 Mannheim, Germany, *Diamantdrahtsäge Well 3032-4*, [www.well-deutschland.de/produkte/typ-3000/](http://www.well-deutschland.de/produkte/typ-3000/), letzter Zugriff: 5.7.2016.
- [178] R. BERKTOLD, J. MANNHART, *Quadripole Based Method to Measure Electronic Characteristics of Metal-Insulator-Semiconductor Devices With Ultrathin Barriers*, unpublished [2016].
- [179] U. TIETZE, *Halbleiter - Schaltungstechnik*, Springer [1993], ISBN 3540561846.
- [180] E. BARSOUKOV, D. MACDONALD, N. BONANOS, J. R. MACDONALD, B. CONWAY, G. A. NIKLASSON, D. FRANCESCHETTI, S. B., A. GOOSSENS, N. WAGNER, E. P. BUTLER, M. MCKUBRE, I. D. AISTRICK, W. B. JOHNSON, B. C. H. STEELE, W. L. WORREL, *Impedance Spectroscopy: Theory, Experiment, and Applications*, Wiley-Interscience [2005], ISBN 0471647497, doi:[10.1002/0471716243](https://doi.org/10.1002/0471716243).
- [181] D. W. BARLAGE, J. T. O'KEEFFE, J. T. KAVALIEROS, M. M. NGUYEN, R. S. CHAU, *Inversion MOS capacitance extraction for high-leakage dielectrics using a transmission line equivalent circuit*, IEEE Electron Device Letters, **21**(9), 454 [2000], doi:[10.1109/55.863109](https://doi.org/10.1109/55.863109).

- [182] K. M. BOTHE, P. A. VON HAUFF, A. AFSHAR, A. FOROUGH-ABARI, K. C. CADIEN, D. W. BARLAGE, *Capacitance Modeling and Characterization of Planar MOSCAP Devices for Wideband-Gap Semiconductors With High- $\kappa$  Dielectrics*, IEEE Transactions on Electron Devices, **59**(10), 2662 [2012], doi:[10.1109/TED.2012.2209653](https://doi.org/10.1109/TED.2012.2209653).
- [183] R. K. GOODALL, R. J. HIGGINS, J. P. HARRANG, *Capacitance measurements of a quantized two-dimensional electron gas in the regime of the quantum Hall effect*, Physical Review B, **31**(10), 6597 [1985], doi:[10.1103/PhysRevB.31.6597](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.31.6597).
- [184] H. HENKE, *Elektromagnetische Felder*, Springer Berlin Heidelberg [2011], ISBN 3642197450, doi:[10.1007/978-3-642-19746-8](https://doi.org/10.1007/978-3-642-19746-8).
- [185] L. LONNUM, J. JOHANNESSEN, *Dual-frequency modified C/V technique*, Electron. Lett., **22**(9), 456 [1986], doi:[10.1049/el:19860310](https://doi.org/10.1049/el:19860310).
- [186] K. J. YANG, C. HU, *MOS capacitance measurements for high-leakage thin dielectrics*, IEEE Transactions on Electron Devices, **46**(7), 1500 [1999], doi:[10.1109/16.772500](https://doi.org/10.1109/16.772500).
- [187] W. HENSON, K. AHMED, E. VOGEL, J. HAUSER, J. WORTMAN, R. VENABLES, M. XU, D. VENABLES, *Estimating oxide thickness of tunnel oxides down to 1.4 nm using conventional capacitance-voltage measurements on MOS capacitors*, IEEE Electron Device Letters, **20**(4), 179 [1999], doi:[10.1109/55.753759](https://doi.org/10.1109/55.753759).
- [188] Z. LUO, T. P. MA, *A new method to extract EOT of ultrathin gate dielectric with high leakage current*, IEEE Electron Device Letters, **25**(9), 655 [2004], doi:[10.1109/LED.2004.834634](https://doi.org/10.1109/LED.2004.834634).
- [189] W. H. WU, B. Y. TSUI, Y. P. HUANG, F. C. HSIEH, M. C. CHEN, Y. T. HOU, Y. JIN, H. J. TAO, S. C. CHEN, M. S. LIANG, *Two-frequency C-V correction using five-element circuit model for high-k gate dielectric and ultrathin oxide*, IEEE Electron Device Letters, **27**(5), 399 [2006], doi:[10.1109/LED.2006.873423](https://doi.org/10.1109/LED.2006.873423).
- [190] Y. WANG, K. P. CHEUNG, R. CHOI, B.-H. LEE, *An Accurate Capacitance-Voltage Measurement Method for Highly Leaky Devices - Part I*, IEEE Transactions on Electron Devices, **55**(9), 2429 [2008], doi:[10.1109/TED.2008.928489](https://doi.org/10.1109/TED.2008.928489).

- [191] J. SCHMITZ, F. N. CUBAYNES, R. J. HAVENS, R. DE KORT, A. J. SCHOLTEN, F. J. TIEMEIJER, *RF capacitance-voltage characterization of MOSFETs with high-leakage dielectric*, IEEE Electron Device Letters, **24**(1), 37 [2003], doi:[10.1109/LED.2002.807016](https://doi.org/10.1109/LED.2002.807016).
- [192] H. FREITAG, *Einführung in die Zweitorthorie*, Springer Science+Business Media [1984], doi:[10.1007/978-3-322-92724-8](https://doi.org/10.1007/978-3-322-92724-8), <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-322-92724-8>.
- [193] M. A. SALAM, *Electromagnetic Field Theories for Engineering*, Springer [2014], ISBN 9814585653, doi:[10.1007/978-981-4585-66-8](https://doi.org/10.1007/978-981-4585-66-8).
- [194] W. SCHENK, F. KREMER, G. BEDDIES, T. FRANKE, P. GALVOSAS, P. RIEGER, *Physikalisches Praktikum*, Springer Science + Business Media [2014], doi:[10.1007/978-3-658-00666-2](https://doi.org/10.1007/978-3-658-00666-2), <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-658-00666-2>.
- [195] WOLFRAM RESEARCH, INC., *Mathematica*, Wolfram Research, Inc., Champaign, Illinois, Version 10.2 Auflage [2015], [www.wolfram.com/mathematica/](http://www.wolfram.com/mathematica/).
- [196] R. JOHANSSON, *Numerical Python*, Springer Nature [2015], doi:[10.1007/978-1-4842-0553-2](https://doi.org/10.1007/978-1-4842-0553-2).
- [197] <http://docs.scipy.org/doc/numpy/reference/generated/numpy.arccosh.html>, letzter Zugriff: 17.8.2016.
- [198] <http://en.cppreference.com/w/cpp/numeric/complex/acosh>, letzter Zugriff: 17.8.2016.
- [199] O. FORSTER, *Analysis 1*, Springer Science + Business Media [2016], doi:[10.1007/978-3-658-11545-6](https://doi.org/10.1007/978-3-658-11545-6).
- [200] Keithley Instruments, Inc., Cleveland, Ohio, USA, *Series 2400A SourceMeter® User's Manual, Rev. K* [2011], [www.keithley.com](http://www.keithley.com).
- [201] Keithley Instruments, Inc., Cleveland, Ohio, USA, *Series 2600A System SourceMeter® Reference Manual, Rev. E* [2011], [www.keithley.com](http://www.keithley.com).

- [202] Stanford Research Systems, Inc., 1290-D Reamwood Avenue Sunnyvale, CA 94089, *Model SR560 Low Noise Preamplifier, Rev. 3.0* [2013], [www.thinksrs.com](http://www.thinksrs.com).
- [203] Zurich Instruments AG, Headquarters Technoparkstrasse 1 8005 Zürich Switzerland, *HF2 User Manual, Rev. 7921* [2011], [www.zhinst.com](http://www.zhinst.com).
- [204] Linear Integrated Systems, 4042 Clipper Court Fremont CA 94538, *LSK389 Ultra Low Noise Monolithic Dual N-Channel JFET Amplifier, Rev. A7* [2014], [www.linearsystems.com](http://www.linearsystems.com).
- [205] Burr-Brown Products from Texas Instruments, Post Office Box 655303 Dallas, Texas 75265, *OPA37 Ultra-Low Noise, Precision Operational Amplifiers, Rev. SBOS135C* [2005], [www.ti.com](http://www.ti.com).
- [206] Stanford Research Systems, Inc., 1290-D Reamwood Avenue Sunnyvale, CA 94089, *CTC 100 Cryogenic Temperature Controller, Rev. 1.8* [2015], [www.thinksrs.com](http://www.thinksrs.com).
- [207] Lake Shore Cryogenics, Inc., 575 McCorkle Blvd, Westerville, OH 43082, *DT-400 Series Silicon Diodes*, [www.lakeshore.com](http://www.lakeshore.com), letzter Zugriff: 23.11.2016.
- [208] L. J. VAN DER PAUW, *A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape*, Philips Research Reports, **13**(1), 1 [1958].
- [209] L. J. VAN DER PAUW, *A method of measuring the resistivity and hall coefficient on Lamellae of arbitrary shape*, Philips Technical Review, **20**(8), 220 [1958].
- [210] X.-F. WANG, Y. SONG, M. IRVING, *Modern Power Systems Analysis*, Springer Nature [2008], ISBN 038772852X, doi:[10.1007/978-0-387-72853-7](https://doi.org/10.1007/978-0-387-72853-7).
- [211] G. BOSSE, A. GLAAB, *Grundlagen der Elektrotechnik III*, Springer Science + Business Media [1996], doi:[10.1007/978-3-642-48824-5](https://doi.org/10.1007/978-3-642-48824-5).
- [212] Y. LEI, Y. LI, Y. Z. CHEN, Y. W. XIE, Y. S. CHEN, S. H. WANG, J. WANG, B. G. SHEN, N. PRYDS, H. Y. HWANG, J. R. SUN, *Visible-light-enhanced gating effect at the LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> interface*, Nature Communications, **5**, 5554 [2014], doi:[10.1038/ncomms6554](https://doi.org/10.1038/ncomms6554).

- [213] B. S. LIM, A. RAHTU, P. DE ROUFFIGNAC, R. G. GORDON, *Atomic layer deposition of lanthanum aluminum oxide nano-laminates for electrical applications*, Applied Physics Letters, **84**(20), 3957 [2004], doi:[10.1063/1.1739272](https://doi.org/10.1063/1.1739272).
- [214] L. F. EDGE, D. G. SCHLOM, P. SIVASUBRAMANI, R. M. WALLACE, B. HOLLÄNDER, J. SCHUBERT, *Electrical characterization of amorphous lanthanum aluminate thin films grown by molecular-beam deposition on silicon*, Applied Physics Letters, **88**(11), 112907 [2006], doi:[10.1063/1.2182019](https://doi.org/10.1063/1.2182019).
- [215] H. CHEN, A. M. KOLPAK, S. ISMAIL-BEIGI, *Electronic and Magnetic Properties of  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  Interfaces from First Principles*, Advanced Materials, **22**(26-27, SI), 2881 [2010], doi:[10.1002/adma.200903800](https://doi.org/10.1002/adma.200903800).
- [216] T. KOPP, K. STEFFEN, *Persönliche Diskussionen und Korrespondenz* [2016].
- [217] S. GARIGLIO, A. FÊTE, J.-M. TRISCONE, *Electron confinement at the  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  interface*, Journal of Physics: Condensed Matter, **27**(28), 283201 [2015].
- [218] S. GARIGLIO, M. GABAY, J.-M. TRISCONE, *Research Update: Conductivity and beyond at the  $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$  interface*, APL Materials, **4**(6), 060701 [2016], doi:[10.1063/1.4953822](https://doi.org/10.1063/1.4953822).
- [219] Z. CHEN, H. YUAN, Y. XIE, D. LU, H. INOUE, Y. HIKITA, C. BELL, H. Y. HWANG, *Dual-Gate Modulation of Carrier Density and Disorder in an Oxide Two-Dimensional Electron System*, Nano Letters [2016], doi:[10.1021/acs.nanolett.6b02348](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.6b02348).
- [220] W. HACKBUSCH, *Iterative Lösung grosgbsser schwachbesetzter Gleichungssysteme*, Band 69 aus *Leitfäden der angewandten Mathematik und Mechanik*, Teubner, Stuttgart [1991], ISBN 3-519-02372-5.
- [221] Y. SAAD, *Iterative Methods for Sparse Linear Systems*, Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, PA, USA, 2nd Auflage [2003], ISBN 0898715342.
- [222] B. HAIBLE, *CLN, a class library for numbers* [1996], available from <http://www.ginac.de/CLN/>.

- [223] T. E. OLIPHANT, *Guide to NumPy*, Provo, UT [2006], <http://www.tramy.us/>.
- [224] T. E. OLIPHANT, *Python for Scientific Computing*, Computing in Science & Engineering, **9**(3), 10 [2007], doi:[10.1109/MCSE.2007.58](https://doi.org/10.1109/MCSE.2007.58).
- [225] K. J. MILLMAN, M. AIVAZIS, *Python for Scientists and Engineers*, Computing in Science & Engineering, **13**(2), 9 [2011], doi:[10.1109/MCSE.2011.36](https://doi.org/10.1109/MCSE.2011.36).
- [226] W. MCKINNEY, *Data Structures for Statistical Computing in Python*, S. VAN DER WALT, J. MILLMAN, Herausgeber, *Proceedings of the 9th Python in Science Conference*, 51 – 56 [2010].
- [227] J. D. HUNTER, *Matplotlib: A 2D Graphics Environment*, Comput. Sci. Eng., **9**(3), 90 [2007], doi:[10.1109/mcse.2007.55](https://doi.org/10.1109/mcse.2007.55).
- [228] F. PEREZ, B. E. GRANGER, *IPython: A System for Interactive Scientific Computing*, Computing in Science & Engineering, **9**(3), 21 [2007], doi:[10.1109/MCSE.2007.53](https://doi.org/10.1109/MCSE.2007.53).

# Danksagung

Mehr Pflicht als Kür – so wird dieser Teil der Arbeit meist wahrgenommen. Trotzdem ist es mir ein Vergnügen, diesen Teil zu schreiben, weil es mir schlicht Freude bereitet, all die wundervollen, hilfsbereiten, wahnsinnig intelligenten, strukturierten, zielstrebigen, fröhlichen und verrückten Menschen zu benennen, ohne die ein gutes Gelingen dieser Arbeit mit Sicherheit nicht möglich gewesen wäre.

Herrn Prof. Dr. Jochen Mannhart danke ich für die wunderbare Zeit in seiner Gruppe. Vor allem bedanke ich mich dafür, dass ich in dieser Zeit eine herausfordernde Aufgabe mit dem gleichen Maß an Freiheit und Selbstbestimmtheit zum Abschluss bringen durfte. Mein Dank gilt nicht nur dafür, dass Sie mir das nötige Vertrauen entgegengebracht haben, sondern auch dafür, dass Sie mit Ihrer euphorischen und inspirierenden Art und Ihrer steten Diskussionsbereitschaft – nicht nur in wissenschaftlicher Hinsicht – der Doktorvater sind, den sich andere Doktoranden wünschen.

Unermesslicher Dank gilt meiner Familie. Lisa, du hast mich den ganzen Weg hierher begleitet. Auch wenn sich unsere Zweisamkeit durch die Arbeit sehr reduziert hat, warst du stets ein sicherer Hafen und hast mir immer die nötige Freiheit und Zuversicht gegeben und mich immer bedingungslos unterstützt. Danke.

Meinen Eltern danke ich vor allem dafür, dass sie mir schon früh die Möglichkeit gegeben haben mich frei zu entfalten und mich zu einem eigenständigen, unabhängigen Menschen zu entwickeln. Vor allem danke ich Euch, dass ihr mir die Möglichkeit gegeben habt, mich der Physik zu widmen – auch wenn ihr meine Freude daran nicht recht teilen konntet.

Anita, Beat, Bina, Ida, Jonas, Joseph, Lisa, Lukas, Oskar, Paula, Pius, xy-Unbekannt: Danke, dass wir ein toller Haufen sind. Danke, dass unser Familienkonglomerat so gut funktioniert, dass ich meinem Weg stets guten Gewissens folgen kann. Das ist nicht selbstverständlich!



Herrn Prof. Dr. Jörg Wrachtrup danke ich herzlich für Übernahme der Rolle des Zweitgutachters. Obwohl sie naturgemäß ausschließlich Mehraufwand für Sie bedeutet, haben Sie sich unkompliziert und spontan zu diesem Dienst bereit erklärt. Danke.

Ich danke meinen guten Freunden, Carsten, Florian, Georg, Hans, Iman, Mahdih, Matthias, Michael und Sibani die mein Leben mit und ohne Physik sehr bereichert haben. Ich danke euch dafür, dass wir stets gute Erinnerungen an gemeinsame harte Arbeit, wilde Feiern, polemische Diskussionen und praktischen Unfug auffrischen können.

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Thilo Kopp dafür, dass er bei der Interpretation der gewonnenen Messdaten äußerst hilfsbereit und hilfreich waren. Außerdem möchte ich mich bei Ihnen bedanken, dass Sie mir den Weg in die Experimentalphysik gezeigt haben – erstaunlich, aber wahr. Und dafür, dass Sie mich stets sehr herzlich in Augsburg empfangen haben. Danke.

Für die stete Hilfsbereitschaft und auch die tatkräftige und unkomplizierte Unterstützung bei der Umsetzung all meiner Vorhaben bedanke ich mich natürlich bei Ingo Hagel, Manfred Schmid, Sabine Seiffert, Konrad Lazarus und Wolfgang Winter. Wenn ich nicht mehr bei euch bin, bleibt euer Leben vielleicht länger schön", dann müsst ihr nicht mehr nebenbei mit mir Probenstäbe bauen, Konstruktionszeichnungen suchen, Probenhalter optimieren, Seilwinden montieren, Erdleitungen verlegen, Gasflaschen austauschen, Vakuumkammern zusammenschrauben und LabView-Programme debuggen. Danke für eure Hilfe.

Marion Hagel danke ich dafür, dass sie alle meine Proben kontaktiert hat. Danke, dass du stets schnell, mit unglaublicher Präzision und viel Geschick mehr als einhundert meiner Proben kontaktiert hast.

Ich bedanke mich außerdem bei Renate Zimmermann. Du warst stets unkompliziert, hilfsbereit und unglaublich fröhlich und hast organisatorische Dinge wesentlich vereinfacht.

Ich bedanke mich bei allen anderen Mitgliedern unserer Gruppe. Ihr habt das Leben in der Gruppe lebenswert gemacht, Ihr habt stets für gute Atmosphäre gesorgt und dafür, dass ich das Gefühl habe, dass ich jeden einzelnen von euch jederzeit mit jedwedem Problem belästigen darf.

Recapping a few of the moments in our group I thank...

...Aggelos for being the cool Greek – "haha".

...Alex for improving my English.

...Ali dafür, dass er gehört hat, dass man nicht alles glauben soll, was Leute erzählen.  
Und für seinen unglaublichen PLD-Einsatz.

...Bhagwati for being my Hindi teacher.

...Christoph dafür, dass er mir mit seiner unglaublich entspannten Art die Welt der Programmierung eröffnet hat. Das ist ganz einfach!

...Cyril für seine unglaublich kritische, loyale Art. Und für Pesto.

...Dieter für seine Erfahrung und Hilfe mit allerhand Darstellungs- und Verarbeitungsmethoden für Kinder und andere Elemente.

...Gerwin for being a board game geek, too.

...Jone for all the suggestions she gave and her wonderful chaotic nature.

...Marco for polemic discussions about Italians and Barbarians.

...Martin dafür, dass er mir beigebracht hat, aufgeschlossen und mutig mit Messtechnik und Elektronik umzugehen und dass ich seine Bücher benutzen durfte.

...Lukas, der zwar nicht weiß, dass man keine Teebeutel in fremde Gärten wirft, aber nicht Müde wurde mir die korrekte Anwendung vom Genitiv einzubläuen.

...Pascal für die Bigband-Musik und wilde Partys.

...Robin, dass er praktisch bayerisch ist, auch wenn es mit der Sprache noch nicht so gut klappt.

...Takayuki for being a great werewolf.

...Wolfgang für seine stete Hilfsbereitschaft, Diskussionen über Blender, Linux und seine unglaublich pragmatische Art.

...Wolfgang für anregende Diskussionen über ALLES.

...Yeliz for always being the good girl. :P

I also thank Maren, Prosper und Sogol for pleasant chats and discussions. The time we shared was too short.

Ich danke allen anderen Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts, die stets hilfsbereit zur Verfügung standen, sei es in der IT-Abteilung, der gemeinsamen Verwaltung, der Elektronik-Abteilung, der Geschäftsstelle, der Tieftemperatur-Abteilung, der Technologie-Gruppe, der Pforte oder der zentralen mechanischen Werkstatt. Sie haben mein Leben als Wissenschaftler am Max-Planck-Institut enorm vereinfacht und bereichert. Danke.

Ich bedanke mich außerdem bei dem Max-Planck-Institut für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit in einer herausragenden Umgebung.