

**Untersuchung von Nanostrukturen basierend
auf $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ für Anwendungen in nicht
von-Neumann-Rechnerarchitekturen**



**Dissertation zur Erlangung des naturwissenschaftlichen
Doktorgrades der Julius-Maximilians-Universität
Würzburg**

vorgelegt von

Kirill Miller

aus Ust-Kamenogorsk, Kasachstan

Würzburg 2023

Eingereicht am:
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Sven Höfling
2. Gutachter: Prof. Dr. Michael Sing
3. Gutachter:
der Dissertation

Vorsitzende(r):

1. Prüfer: Prof. Dr. Sven Höfling
2. Prüfer: Prof. Dr. Michael Sing
3. Prüfer:
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse von oxidischen Nanostrukturen. Die Grundlage der Bauelemente stellt dabei die $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur dar. Hierbei entsteht an der Grenzfläche beider Übergangsmetalloxide ein quasi zweidimensionales Elektronengas, welches wiederum eine Fülle von beachtlichen Eigenschaften und Charakteristika zeigt. Mithilfe lithographischer Verfahren wurden zwei unterschiedliche Bauelemente verwirklicht. Dabei handelt es sich einerseits um einen planaren Nanodraht mit lateralen Gates, welcher auf der Probenoberfläche prozessiert wurde und eine bemerkenswerte Trialität aufweist. Dieses Bauelement kann unter anderem als ein herkömmlicher Feldeffekttransistor agieren, wobei der Ladungstransport durch die lateral angelegte Spannung manipuliert wird. Zusätzlich konnten auch Speichereigenschaften beobachtet werden, sodass das gesamte Bauelement als ein sogenannter Memristor fungieren kann. In diesem Fall hängt der Ladungstransport von der Elektronenakkumulation auf den lateralen potentialfreien Gates ab. Die Memristanz des Nanodrahts lässt sich unter anderem durch Lichtleistungen im Nanowattbereich und mithilfe von kurzen Spannungspulsen verändern. Darüber hinaus kann die Elektronenakkumulation auch in Form einer memkapazitiven Charakteristik beobachtet werden. Die Trialität dieses Bauteils wird in den Kapiteln 4.1 und 4.2 analysiert. Neben dem Nanodraht wurde auch eine Kreuzstruktur, die eine ergänzende ferromagnetischen Elektrode beinhaltet, realisiert. Mit diesem neuartigen Bauteil wird die Umwandlung zwischen Spin- und Ladungsströmen innerhalb der nanoskaligen Struktur untersucht. Hierbei wird die starke Spin-Bahn-Kopplung im quasi zweidimensionalen Elektronengas ausgenutzt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen finden sich im Kapitel 4.3.

Memristanz von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Nanodrähten

Die gezeigten Untersuchungen wurden hauptsächlich an einem 100 nm breiten und 1 μm langen Nanodraht durchgeführt. Der Draht-Gate-Abstand beträgt etwa 400 nm. Das Bauelement kann bei Raumtemperatur in zwei unterschiedlichen Modi betrieben werden. Durch das Anlegen einer Spannung an die seitlichen Gates kann der Stromfluss im Draht manipuliert werden und die Strom-Spannungs-Kennlinien zeigen die Charakteristika eines Feldeffekttransistors. Hierbei erreicht das Bauelement eine Gate-Effizienz von 44 % und damit eine Unterschwellensteigung von 136,2 mV dec^{-1} . Für den Fall, dass beide lateralen Gates kein Bezugspotential haben (Floating-Gate), bildet sich bei einer periodischen Spannungsanregung eine Hyste-

rese durch den Nullpunkt aus. Dieses Verhalten entspricht dem eines Memristor. Dabei beträgt das Verhältnis zwischen dem hoch- und niederohmigen Zustand des Bauteils $R_h/R_l = 195$. Wenn nur eines der Gates mit einem festen Bezugspotential verbunden wird, entsteht ein Mischzustand aus den beiden oben genannten Modi. Die lateralen Gates dienen bei der Floating-Gate-Konfiguration als Elektronenreservoirs, die bei angelegter Vorspannung durch Tunnelprozesse geladen bzw. entladen werden. Die Ladungsträger werden dann an Störstellen, die sich auf den lateralen Gates befinden, lokalisiert. Durch elektrostatische Wechselwirkung zwischen den akkumulierten Ladungsträgern und dem Nanodraht bildet sich eine Potentialbarriere im Draht, sodass der Stromfluss moduliert wird. Die Funktionalität der Struktur hängt von den lokalisierten Ladungsträgern und somit indirekt vom Gate-Potential ab. Die gemessenen Kennlinien werden mit zwei unterschiedlichen Ansätzen modelliert. Zum einen wird ein rein elektronischer Ansatz verfolgt und ein vereinfachtes kapazitives Modell verwendet. Zum anderen wird das Nichtgleichgewicht der Ladungsträger innerhalb der Struktur als Fundament für die Simulation verwendet. Das memristive Verhalten der Nanostruktur wird durch die Vermessung von zusätzlichen Nanodrähten mit unterschiedlichen Breiten, die auf einem anderen Substrat prozessiert worden sind, bestätigt. Hier zeigt sich, dass ein kleinerer Draht-Gate-Abstand von 360 nm das Widerstandsverhältnis R_h/R_l um eine Größenordnung auf 5567 erhöht. Im Folgenden hat die Untersuchung der Langzeitstabilität des Memristors über einen Zeitraum von 64 h gezeigt, dass der Lade- und Entladeprozess der Floating-Gates unterschiedlich effizient ablaufen. Das Widerstandsverhältnis sinkt in diesem Zeitraum von 150 auf 6,6. In diesem Zusammenhang wird auch die eingeschlossene Fläche der Hysterese untersucht. Diese Kenngröße gibt einen quantitativen Hinweis über die Anzahl der transferierten Ladungsträger während eines Spannungszyklus. Die Untersuchungen machen deutlich, dass der Entladeprozess beim stetigen Betrieb effizienter wird. Diese Entwicklung lässt sich durch die Sättigung der Störstellen mit Ladungsträgern erklären, sodass die Entladung gegenüber dem Ladungsprozess bevorzugt wird. Das Layout unseres Bauelements bietet auch die Möglichkeit ein laterales Gate zur Manipulation des quasi zweidimensionalen Elektronengases zu nutzen, während das zweite Gate zur Ladungsspeicherung verwendet wird. Infolgedessen ist es möglich den Lade- und Entladevorgang in der Struktur mithilfe einer Gatespannung zu symmetrisieren, sodass ein beständiger Betriebszustand erreicht wird. Infolgedessen wurde die Frequenzabhängigkeit der Memristanz untersucht, da es eine wichtige Kenngröße des Memristor ist. Hier zeigt sich, dass mit zunehmender Anregungsfrequenz der Elektronentransfer zwischen den lateralen Gates und dem Nanodraht abnimmt und die Hysterese verschwindet. Die maximale Betriebsfrequenz der Struktur beläuft sich dabei auf etwa 24 Hz. Neben der spannungsinduzierten Widerstandsänderung wurde auch die Lichtsensitivität der Memristanz in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Nanodrähten untersucht. Hierbei wurde die Probe mit einem 448-nm-Laser beleuchtet, um Elektronen aus Fallenzuständen anzuregen. Die Beleuchtung hat deutliche Auswirkung auf die Memristanz der Struktur, sodass

es zu einer Verbesserung des Ladeprozesses kommt. Hierbei wird die Memristanzänderung bereits bei einer Lichtleistung von 50 nW beobachtet. Zum Schluss wird der Nanodraht mithilfe von Spannungspulsen betrieben um dessen Funktionalität als künstliche Synapse in neuronalen Netzwerken zu simulieren. Der Leitwert des Nanodrahts wird mit negative Pulsen reduziert und mit positiven Spannungspulsen erhöht. Die Auswertung der Messdaten gibt einen Hinweis auf zwei unterschiedliche Lokalisationsmechanismen. Deren Zeitkonstanten liegen im Bereich von 0,17–0,30 s und 1,60–5,10 s. Zusätzlich wurde der Pulsbetrieb mithilfe einer Gatespannung manipuliert. In diesem Fall können die Zeitkonstanten mit negativen Spannungen erniedrigt und mit positiven Gatespannungen erhöht werden.

Memkapazität von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Nanodrähten

Die Speicherfunktionalität des Nanodrahts hat auch einen Einfluss auf dessen intrinsische Kapazitätsänderung. Diese Erscheinung wird auch als Memkapazität bezeichnet. Hierbei weist der Kapazitätsverlauf bei einer periodischen Spannungsanregung eine Hysterese auf. Zuerst wird die kapazitive Kopplung zwischen dem Nanodraht und den beiden lateralen Gates untersucht. Hierbei sind die lateralen Gates an einem festen Bezugspotential angeschlossen. Die gemessenen Kennlinien können durch die Geometrie des Bauelements erklärt werden und zeigen große Ähnlichkeiten zur Charakteristik einer Metall-Oxid-Halbleiter-Struktur. Die Kennlinie weist einen Übergang zwischen einem hohen und niedrigen Kapazitätsbereich mit $C_h = 11,1$ pF bzw. $C_l = 8,1$ pF auf, sowie ein lokales Minimum zwischen den Bereichen $C_{min} = 7,6$ pF. Im Nanodraht wird durch die Verarmung bzw. Akkumulation von Ladungsträgern ein Übergang zwischen einem niedrigen und hohem Kapazitätsbereich beobachtet, da die effektive Breite zwischen dem Draht und den Gates ab- bzw. zunimmt. Zusätzlich zeigen die Kapazitätswerte eine Frequenzabhängigkeit. Um das memkapazitive Schalten zu verwirklichen, wurde eines der lateralen Gates von jeglichem Bezugspotential entfernt. Die Ladungsträgerakkumulation auf dem Floating-Gate sorgt für einen zusätzlichen kapazitiven Beitrag, welcher sich innerhalb des Spannungszyklus ändert und somit zur Entstehung einer Hysterese führt. Die Memkapazität und das lokale Minimum C_{min} können durch das Ladungsträger-Nichtgleichgewicht quantitativ erklärt werden. Infolgedessen wird die Kapazitätsänderung durch die Elektronenakkumulation auf dem Floating-Gate mit dem Anlegen einer Spannung an ein laterales Gate verglichen. Hier zeigt sich, dass das Laden des Floating-Gates äquivalent zum Anlegen einer Gatespannung von 1,06 V ist. Zusätzlich zeigt die Auswertung der Kennlinien im Frequenzbereich von 113–3072 Hz, dass in diesem Fall etwa $(1,57–1,20) \times 10^7$ Elektronen lokalisiert werden. Zum Schluss werden die Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien von drei Nanodrähten mit den Breiten 140, 100 und 85 nm miteinander verglichen. Aus diesen Kapazitätsmessungen kann die intrinsische Funktionalität des Bauelements extrapoliert werden. Ab einer Kanalbreite von 88 nm geht die Nanostruktur von einem selbstleitenden in

einen selbstsperrenden Zustand über.

Spin-Ladungs-Umwandlung in Kreuzstrukturen

An der Grenzschicht zwischen LaAlO_3 und SrTiO_3 manifestiert sich eine starke Spin-Bahn-Kopplung, welche in Form des Rashba-Effekts auftritt. Dieser Effekt könnte das Fundament für neuartige spin-basierte Bauelemente sein, welche wiederum durch den Edelstein-Effekt die Umwandlung zwischen Spin- und Ladungsströmen ermöglichen. Die spintronische Untersuchung am $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ wird mithilfe einer Kreuzstruktur realisiert. Dabei ist einer der vier Zuleitungen eine ferromagnetische Elektrode, welche zur Injektion eines spinpolarisierten Stroms I in das quasi zweidimensionale Elektronengas dient. Durch die Spin-Bahn-Kopplung, kommt es zur Ablenkung der spinpolarisierten Ladungsträger und zu einer transversalen Spinakkumulation. Diese wechselseitige Elektronenansammlung kann in Form einer Spannung $V_{is,ds}$ gemessen bzw. als ein Spin-Signal $R_{is/ds} = V_{is,ds}/I$ interpretiert werden. Das Signal hängt dabei von der magnetischen Ausrichtung der Elektrode ab, sodass das Schalten des Ferromagneten die gemessene Spannungsdifferenz zwischen den Kontakten abrupt verändert. Um die Realisierbarkeit dieser Struktur zu untersuchen, wurde sie zuerst auf einer NiFe/Pt-Doppelschicht verwirklicht. Dabei wird der direkte und inverse Spin-Hall-Effekt ausgenutzt, welcher in unserem Fall die Werte $R_{ds} = 11,22 \text{ m}\Omega$ und $R_{is} = 11,66 \text{ m}\Omega$ liefert. Diese Spin-Signale sind vergleichbar mit bisherigen Literaturwerten. Infolgedessen wurde das Layout und die Versuchsdurchführung auf eine NiFe/ $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Kreuzstruktur angewendet. Hierbei zeigen die Messungen, dass nur der direkte Edelstein-Effekt zu einem Spin-Signal $R_{ds} = 4,66 \text{ }\Omega$ führt, welcher um zwei Größenordnungen höher ist als bei der NiFe/Pt-Probe. Diese Beobachtung kann auf die stärkere Spin-Bahn-Kopplung in LaAlO_3 und SrTiO_3 zurückgeführt werden.

Summary

The aim of this thesis is the analysis of oxide nanostructures. The devices are processed on the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterostructure. A quasi two-dimensional electron gas is formed at the interface of the two transition metal oxides, which by itself has a plethora of remarkable properties and characteristics. Two different devices have been realized by means of lithography. On the one hand, a planar nanowire with lateral gates was processed on the sample surface, which shows an exceptional triality. The device can be operated as a conventional field effect transistor. Here, the charge transport is manipulated by the laterally applied gate voltage. Additionally, an inherent memory functionality is observed, and the entire device acts as a so-called memristor. In this case, the charge transport depends on the electron accumulation on the lateral floating gates. The memristance of the nanowire can be manipulated via laser light with a power output in the nanowatt range and with short voltage pulses. Additionally, electron accumulation in the device gives rise to a memcapacitive characteristic. This triality is discussed in the chapters 4.1 and 4.2. In addition to the nanowire, a cross-shaped structure containing a ferromagnetic electrode was fabricated. This novel device allows us to investigate the conversion between spin and charge currents within a nanoscale structure. Here, the strong spin-orbit coupling in the quasi two-dimensional electron gas is exploited. The results of these investigations can be found in the chapter 4.3.

Memristance of $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ nanowires

The majority of the measurements displayed were performed on a 100 nm wide and 1 μm long nanowire. The wire-to-gate distance is approximately 400 nm. The device can be operated in two different modes at room temperature. By applying a voltage to the side gates, the current flow in the wire can be manipulated, and the current-voltage characteristics correspond to the operation of a field effect transistor. The device achieves a sub-threshold slope of 136.2 mV dec^{-1} with a gate efficiency of 44 %. In the case that both lateral gates do not have a reference potential (floating gate), a hysteresis occurs through the zero point during a periodic voltage excitation. This observation is reminiscent to a memristor. The ratio between the high and low resistance state is $R_h/R_l = 195$. However, when a fixed reference potential is applied to one gate, a mixed state of the two modes mentioned above occurs. In floating gate configuration, the lateral gates serve as electron reservoirs, which are charged or discharged by tunneling processes when a bias voltage is applied. The charge carriers

are then localized/trapped on impurities located on the lateral gates. Electrostatic interactions between the accumulated charge carriers and the nanowire create a potential barrier within the wire, modulating the current flow. The functionality of the structure depends on localized charge carriers and thus indirectly on the gate potential. The measured characteristics are modeled using two different approaches. On the one hand, a purely electronic approach is taken, and a simplified capacitive model is utilized. On the other hand, the non-equilibrium of the charge carriers within the structure is used as a basis for the simulation. The memristive behavior of the nanostructure is confirmed by measuring additional nanowires with different widths that have been processed on another substrate. Here it can be seen that a smaller wire-to-gate distance of 360 nm increases the resistance ratio R_h/R_l by an order of magnitude to 5567. The investigation of the long-term stability of the memristor over a period of 64 h has shown that the charging and discharging process of the floating gates runs with different efficiencies. The resistance ratio drops from 150 to 6.6 during this time period. In this context, the enclosed area of the hysteresis is also examined. This parameter provides quantitative information about the number of transferred charge carriers during a voltage cycle. The measurements show that the discharge process becomes more efficient during continuous operation. This development can be explained by the saturation of the defects with charge carriers, so that the discharging process is favored over the charging process. The layout of our device also offers the possibility to manipulate the quasi two-dimensional electron gas by applying a voltage to one gate, while the second gate is used for charge storage. As a result, it is possible to symmetrize the charging and discharging processes within the structure giving rise to a stable operating state. Furthermore, the frequency dependence of the memristive distance, an important feature of the memristor, has been investigated. It is shown that the electron transfer between the lateral gates and the nanowire decreases and the hysteresis disappears with increasing excitation frequency. The maximum operating frequency of the structure is about 24 Hz. In addition to the voltage-induced resistance change, the light sensitivity of the memristor in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ nanowires is investigated. The sample was illuminated with a 448 nm laser to excite electrons from trapped states. The illumination has a significant effect on the memristance of the structure, resulting in an improvement in the charging process. Here, the memristance change was observed at a light power of 50 nW. Finally, the nanowire was operated using voltage pulses to simulate its functionality as an artificial synapse in neural networks. The conductance of the nanowire decreases with negative pulses and increases with positive voltage pulses. The evaluation of the characteristics suggests two different localization mechanisms. Their time constants are in the range of 0.17–0.30 s and 1.60–5.10 s. In addition, the pulsed operation was manipulated using a gate voltage. In this case, the time constants can be decreased with negative gate voltages and increased with positive gate voltages.

Memcapacitance of LaAlO₃/SrTiO₃ nanowires

The storage functionality of the nanowire also affects its intrinsic capacitance. In this case, the capacitance-voltage characteristic exhibits a hysteresis within a voltage cycle. This phenomenon is known as memcapacitance. First, we study the capacitive coupling between the nanowire and the two lateral gates. Here, the lateral gates are connected to a fixed reference potential. The measured characteristics can be explained by the geometry of the device and show strong similarities to the characteristics of a metal-oxide-semiconductor structure. The measurement shows a transition between a high and a low capacitance state with $C_h = 11.1$ pF and $C_l = 8.1$ pF, respectively, and a local minimum between the two states $C_{min} = 7.6$ pF. This transition occurs due to the depletion or accumulation of charge carriers within the nanowire, leading to a decrease or increase in the effective width between the wire and the gates. The capacitance values also show a frequency dependence. To achieve memcapacitive switching, one of the lateral gates was removed from any reference potential. The charge carrier accumulation on the floating gate provides an additional capacitive contribution, that changes within the voltage cycle, leading to the development of hysteresis. The charge carrier non-equilibrium can quantitatively explain the memcapacity and the local minimum C_{min} . As a result, we compare the capacitance change due to the accumulation of electrons on the floating gate with the application of a voltage to a lateral gate. The results show that charging the floating gate is equivalent to applying a gate voltage of 1.06 V. Furthermore, the evaluation of the characteristics in the frequency range from 113–3072 Hz shows that about $(1.57-1.20) \times 10^7$ electrons are localized during the measurement. Finally, the capacitance-voltage characteristics of three nanowires with a width of 140, 100, and 85 nm are compared. The intrinsic functionality of the device can be extrapolated from these capacitance measurements. At a channel width of 88 nm, the nanostructure changes from a normally-on to a normally-off state.

Spin-charge conversion in cross-shaped structures

The interface between LaAlO₃ and SrTiO₃ exhibits a strong spin-orbit coupling, which manifests itself as the Rashba effect. This effect could be the basis for novel spin-related devices, which in turn allow the conversion between spin and charge currents via the Edelstein effect. The spintronic investigation on LaAlO₃/SrTiO₃ is realized using a cross-shaped structure. One of the four leads is a ferromagnetic electrode, which allows the injection of a spin-polarized current I into the quasi two-dimensional electron gas. Due to the spin-orbit coupling, the spin-polarized charge carriers are deflected and a transverse spin accumulation occurs. This mutual accumulation of electrons can be measured as a voltage drop $V_{is,ds}$ or interpreted as a spin signal $R_{is/ds} = V_{is,ds}/I$. The signal depends on the magnetic orientation of the electrode, so switching the ferromagnet abruptly changes the measured voltage

difference between the contacts. To investigate the feasibility of this cross-shaped structure, it was first realized on a NiFe/Pt bilayer. The direct and inverse Spin Hall effect is utilized, producing signal values $R_{ds} = 11.22 \text{ m}\Omega$ and $R_{is} = 11.66 \text{ m}\Omega$. These spin signals are comparable to established values in the literature. As a next step, the layout and experimental procedure were applied to a NiFe/LaAlO₃/SrTiO₃ cross-shaped structure. The spin signal $R_{ds} = 4.66 \text{ }\Omega$ from the direct Edelstein effect is two orders of magnitude higher in this device than in the NiFe/Pt sample. This observation can be attributed to the stronger spin-orbit coupling in LaAlO₃ and SrTiO₃.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	5
2.1. Übergangsmetalloxide	6
2.1.1. Strontiumtitanat	6
2.1.2. Lanthanaluminat	8
2.1.3. LaAlO ₃ /SrTiO ₃ -Heterostruktur	9
2.2. Ursprung der leitfähigen LaAlO ₃ /SrTiO ₃ -Zwischenschicht	11
2.2.1. Elektronische Rekonstruktion	11
2.2.2. Sauerstofffehlstellen	13
2.2.3. Kationenaustausch	14
2.3. Spin-Bahn-Kopplung in LaAlO ₃ /SrTiO ₃	14
2.3.1. Rashba-Effekt	14
2.3.2. Direkter und inverser Edelstein-Effekt	17
2.4. Nanoelektronische Bauelemente	19
2.4.1. Memristor	19
2.4.2. Transistor	23
2.4.3. Spin-Ladungs-Umwandler	25
3. Strukturierung der Proben	29
3.1. LaAlO ₃ /SrTiO ₃ -Nanodraht	29
3.2. NiFe/Pt-Kreuzstruktur	32
3.3. NiFe/LaAlO ₃ /SrTiO ₃ -Kreuzstruktur	35
4. Untersuchung der LaAlO₃/SrTiO₃-Nanostrukturen	37
4.1. Memristanz von LaAlO ₃ /SrTiO ₃ -Nanodrähten	38
4.1.1. Grundlegende Funktionalität des Nanodrahts	39
4.1.2. Symmetrieverhalten des Nanodrahts	51
4.1.3. Dimensionalität des Nanodrahts	56
4.1.4. Zeitliche Entwicklung der Memristanz	57
4.1.5. Abhängigkeit der Memristanz von der Gatespannung	60
4.1.6. Frequenzabhängigkeit der Memristanz	62
4.1.7. Lichtsensitivität der Memristanz	64
4.1.8. Nanodraht im Pulsbetrieb	67

4.2. Memkapazität von LaAlO ₃ /SrTiO ₃ -Nanodrähten	70
4.2.1. Drain-Gate-Memkapazität	71
4.2.2. Abhängigkeit der Memkapazität von der Dimensionalität . . .	76
4.3. Spin-Ladungs-Umwandlung	77
4.3.1. Umwandlung in einer Pt-Kreuzstruktur	78
4.3.2. Umwandlung in einer LaAlO ₃ /SrTiO ₃ -Kreuzstruktur	81
Anhang A. Theoretische Berechnungen	85
Anhang B. Probenwachstum	89
Anhang C. Messaufbau und Versuchsdurchführung	91
Danksagung	117
Veröffentlichungen des Autors	119

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Darstellung der Perowskitstruktur von SrTiO_3	7
2.2.	Entwicklung der Energieniveaus von Ti $3d$ Orbitalen	8
2.3.	Bauelemente auf LAO/STO-Basis	10
2.4.	Elektronische Rekonstruktion von LAO/STO	12
2.5.	Energiedispersion innerhalb eines Rashba-Modells	15
2.6.	Bandstruktur an der LAO/STO-Zwischenschicht	16
2.7.	Direkter und inverser Edelstein-Effekt	18
2.8.	Elektrische Größen und Memristor-Kennlinien	20
2.9.	Eigenschaften memkapazitiver Systeme	22
2.10.	Kennlinien eines n-Kanal MOSFETs	24
2.11.	Schematische Darstellung der MESO-Struktur	26
2.12.	Spin-Ladungs-Umwandlung mithilfe einer Kreuzstruktur	27
3.1.	Prozessierung der LAO/STO-Proben	32
3.2.	Prozessierung der NiFe/Pt-Struktur	34
4.1.	Schematische Abbildung der LAO/STO-Nanostruktur	40
4.2.	Transferkennlinie des Nanodrahts	42
4.3.	Funktionalität des Nanodrahts in Abhängigkeit des Gate-Potentials	44
4.4.	Lade- und Entladeprozess des Nanodraht-Memristors	46
4.5.	Modellierung des Hystereseverlaufs	50
4.6.	Symmetrieverhalten des Nanodrahts	52
4.7.	Simulation des Symmetrieverhaltens	54
4.8.	Vergleich von Nanodrähten mit unterschiedliche Breiten	57
4.9.	Untersuchung der Memristanz im Dauerbetrieb	58
4.10.	Abhängigkeit der Memristanz von der Gate-Spannung	61
4.11.	Memristanzänderung des Nanodraht unter periodischer Anregung	63
4.12.	Lichtsensitivität der Memristanz	66
4.13.	Entwicklung der Hystereseffläche unter Beleuchtung	67
4.14.	Leitwertreduktion im Nanodraht durch den Pulsbetrieb	69
4.15.	Leitwerterhöhung im Nanodraht durch den Pulsbetrieb	70
4.16.	Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie des Nanodrahts	72
4.17.	Frequenzabhängige Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien	73
4.18.	Memkapazität des LAO/STO-Nanodrahts	74
4.19.	Memkapazitives Verhalten des Bauelements	75

4.20. Dimensionsabhängigkeit der kapazitiven Kenngrößen	77
4.21. Strom-Spannungs-Kennlinien der NiFe/Pt-Kreuzstruktur	79
4.22. Spin-Signal für den inversen/direkten Spin-Hall-Effekt	80
4.23. Strom-Spannungs-Kennlinie der LAO/STO-Kreuzstruktur	82
4.24. Spin-Signal für den inversen/direkten Edelstein-Effekt	83
C.1. Versuchsaufbau und -durchführung	92

Abkürzungsverzeichnis

q2DEG	quasi zweidimensionales Elektronengas (englisch: quasi-two-dimensional electron gas)
EE	Edelstein-Effekt
EEPROM	englisch: electrically erasable programmable read-only memory
EZ	Einheitszelle
FET	Feldeffekttransistor
FM	Ferromagnet, ferromagnetisch
IEE	Inverser Edelstein-Effekt
ISHE	Inverser Spin-Hall-Effekt
LAO	LaAlO ₃ , Lanthanaluminat
MESO	englisch: magneto-electric spin-orbit
MOS	Metall-Oxid-Halbleiter (englisch: metal-oxide-semiconductor)
MOSFET	Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (englisch: metal-oxide-semiconductor field-effect transistor)
NMP	N-Methyl-2-pyrrolidon
PLD	Gepluste Laserdeposition (englisch: pulsed laser deposition)
PMMA	Plymethylnmethacrylat
QP	Quantenpunkt
SBK	Spin-Bahn-Kopplung
SHE	Spin-Hall-Effekt
SLU	Spin-Ladungs-Umwandlung
STO	SrTiO ₃ , Strontiumtitanat
TMO	Übergangsmetalloxid (englisch: transition metal oxide)

1. Einleitung

Die massiven technologischen Entwicklungen des zwanzigsten Jahrhunderts im Bereich der Computertechnik, Lasertechnologie, Sensorik und Kommunikation sind auf das Verständnis von quantenmechanischen Zusammenhängen und ihrer Anwendung zurückzuführen. Durch die stetige Weiterentwicklung und damit verbundene Miniaturisierung von elektronischen Bauelementen gelingt es heutzutage einzelne Quantenzustände zu präparieren, zu manipulieren und auszulesen. Diese Entwicklung kann besonders durch den Siegeszug des Transistors veranschaulicht werden. So gelang es J. Bardeen, W. Shockley und W. Brattain den ersten funktionierenden Bipolartransistor im Dezember 1947 herzustellen. Dieser bestand aus einem hochreinen Germaniumkristall, der mit Gold kontaktiert war [1]. Zum heutigen Standard gehört der Metall-Oxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (englisch: metal-oxide-semiconductor field-effect transistor, kurz: MOSFET) auf Siliziumbasis, der seit den 70iger Jahren zum meistverwendeten Transistor in integrierten Schaltkreisen zählt. Im Jahr 2020 wurden bereits die ersten kommerziellen Laptops und Smartphones mit integrierten 5-nm-Siliziumchips hergestellt, die eine Transistordichte von 134 Millionen Einheiten pro mm^2 haben [2, 3]. Die kontinuierliche Weiterentwicklung und Miniaturisierung der MOSFETs kann durch das Moorsche Gesetz verbildlicht werden, welches besagt, dass die Anzahl an Transistoren in einem integrierten Schaltkreis sich alle zwei Jahre verdoppelt [4, 5]. Doch diese empirische Gesetzmäßigkeit lässt sich nicht mehr einhalten [6]. Limitationen wie etwa Hitzeentwicklung und Leckströme machen eine weitere Verkleinerung der Bauelemente in vielen Fällen unmöglich [5]. Dadurch entsteht ein riesiger Bedarf an Materialien mit neuartigen Eigenschaften, die am Ende ein einheitliches Computer-Framework bilden oder sich mit bestehende Halbleitertechnologien kombinieren lassen [7].

Neben dem materialwissenschaftlichen Aspekt wird auch an neuartigen Rechenarchitekturen geforscht, wobei hier die parallele Datenverarbeitung im Vordergrund steht. Auf diese Weise wird versucht den sogenannten von-Neumann-Flaschenhals zu umgehen. Dabei handelt es sich um einen Engpass beim Datentransfer zwischen dem Speicher und Prozessor eines Computers, welcher die Arbeitsgeschwindigkeit limitiert und den Energieverbrauch des Systems erhöht [8]. Das prominenteste Beispiel für parallele Datenverarbeitung wäre der Quatencomputer, welcher mit der Superposition und Quantenverschränkung von unterschiedlichen Zuständen arbeitet [9]. Ein weiterer Vertreter ist das neuronale Netzwerk, welches die Funktionalität des menschlichen Gehirns nachahmt [10]. Dabei besteht es aus einzelnen Neuronen, welche wiederum durch Synapsen verbunden sind. Die Signalübertragung zwischen den

Neuronen erfolgt durch Spannungspulse und ist von deren synaptischen Stärke abhängig, die wiederum als eine physikalische Leitfähigkeit interpretiert werden kann [11]. Konventionelle MOSFET eignen sich kaum zur Verwirklichung von neuronalen Netzwerken, denn zur Modellierung zweier Neuronen und deren Verbindung werden zwischen 15 und 30 Transistoren benötigt [12, 13]. An ihrer Stelle können Memristoren eingesetzt werden. Der Widerstand dieses Bauelements ist abhängig von der zuvor angelegten Spannung [14]. Somit besitzt ein Memristor eine intrinsische Speicherfunktionalität. Dadurch ist es möglich mithilfe eines Memristors die Datenspeicherung und -verarbeitung auf demselben Element zu verknüpfen. Es wurden bereits eine Vielzahl von memristiven Bauelementen auf Basis unterschiedlicher Materialsysteme realisiert. Dazu gehören unter anderem Quantenpunkte innerhalb einer Halbleiter-Heterostruktur [15], Kohlenstoffnanoröhren [16], organische Moleküle [17] und Dichalkogenide [18]. Hierbei liefern vor allem Übergangsmetalloxide vielversprechende Resultate, wobei die häufigsten Vertreter dieser Gruppe die binären multivalenten Oxide sind [19]. So weisen beispielsweise asymmetrische Schichten aus $\text{Ta}_2\text{O}_{5-x}/\text{TaO}_{2-x}$ eine Schreibgeschwindigkeit von 10 ns und eine Lebensdauer von 10^{12} Zyklen auf [20]. Hingegen konnte für HfO_x eine Schreibgeschwindigkeit von 300 ps und eine Lebensdauer von 10^{10} Zyklen gezeigt werden [21]. Diese Kenngrößen sind vergleichbar mit den Werten etablierter Halbleitertechnologien [22]. Die Implementierung oxidischer Bauelemente in ein memristives neuronales Netzwerk erfolgt üblicherweise in einem $N \times M$ -Schachbrettmuster (englisch: crossbar array). Mithilfe dieses Aufbaus gelang es bereits unterschiedliche neuronale Netzwerke zu verwirklichen, die wiederum verschiedene Aufgabenstellungen bewältigten. Dazu gehört eine 128×8 Anordnung auf Basis einer $\text{HfAl}_y\text{O}_x/\text{TaO}_x$ -Doppelschicht, welche zum Zweck der Gesichtserkennung trainiert wurde [23]. Weitere Beispiele wären ein 128×64 Netzwerk bei dem mithilfe von HfO_2/Ta maschinelles Lernen implementiert wurde [24] oder eine 32×32 Anordnung mit WO_x -Memristoren, welche zur Bildbearbeitung genutzt wurde [25]. Neben den binären Übergangsmetalloxiden zeigen auch komplexere Vertreter dieser Materialgruppe wie etwa BaTiO_3 [26], BiFeO_3 [27] und $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ [28, 29, 30] memristive Eigenschaften.

Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf der $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur, da dieses Materialsystem eine erstaunliche Vielfalt an Eigenschaften aufweist. Beim epitaktischen Wachstum von mindestens vier Einheitszellen LaAlO_3 auf einem SrTiO_3 -Substrat kommt es zu einem Metall-Isolator-Übergang und es entsteht ein quasi zweidimensionales Elektronengas an der Zwischenschicht beider Bandisolatoren [31]. Seit dieser Entdeckung rückte das Materialsystem in den Fokus vieler Arbeitsgruppen, sodass auch Eigenschaften wie etwa eine starke Spin-Bahn-Kopplung [32], Supraleitung [33] und Ferromagnetismus [34] innerhalb des Materialsystems nachgewiesen wurden. Eine weitere Besonderheit von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ ist, dass das quasi zweidimensionale Elektronengas mithilfe äußerer Stimuli manipuliert werden kann. Ein Beispiel hierzu wäre die Modulation der Ladungsträgerdichte oder Spin-Bahn-Kopplung durch ein externes elektrisches Feld [35, 36]. Dies sind hervorragende Vor-

aussetzungen für die Verwirklichung neuartiger nanoelektronischer Bauelemente für memristive und spintronischen Rechenarchitekturen. Mit diesem Hintergrund wurden für diese Dissertation zwei unterschiedliche Nanostrukturen hergestellt und untersucht. Dabei handelt es sich einerseits um einen Nanodraht mit planaren, lateralen Gates. Durch das Anlegen einer Gatespannung fungiert das Bauelement einerseits als ein gewöhnlicher Transistor. Werden jedoch die Gates nicht angeschlossen (Floating-Gate-Konfiguration), zeigt der Nanodraht memristive Eigenschaften. Des Weiteren wurde ein Spin-Ladungs-Umwandler in Form einer Kreuzstruktur realisiert. Hierbei werden mit Hilfe einer NiFe-Elektrode spinpolarisierte Ladungsträger in die $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur injiziert. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung im quasi zweidimensionalen Elektronengas kommt es zu einer wechselseitigen Spinakkumulation, welche als eine Spannungsdifferenz detektiert wird. Die Ergebnisse der Arbeit sind wie folgt gegliedert:

Kapitel 2 behandelt die physikalischen und technologischen Grundlagen dieser Arbeit. Zuerst werden die Oxide Strontiumtitanat und Lanthanaluminat vorgestellt. Hierbei wird vor allem auf ihre elektronischen und strukturellen Eigenschaften eingegangen. Danach wird die $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur behandelt und der Ursprung des Metall-Isolator-Übergangs erörtert. Der darauffolgende Abschnitt beschäftigt sich mit der Spin-Bahn-Kopplung im Materialsystem. Hier wird vor allem auf den Rashba- und den Edelstein-Effekt näher eingegangen. Im letzten Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die Funktionalität der verwendeten Nanostrukturen gegeben. Es werden die Grundlagen des Memristors und Transistors vorgestellt und deren Besonderheiten erläutert. Zusätzlich beschäftigt sich dieser Teil der Arbeit mit dem Aufbau und den Eigenschaften des Spin-Ladungs-Umwandlers.

Kapitel 3 setzt sich mit der Probenherstellung auseinander. Zuerst wird die selektive Strukturierung der $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Nanodrähte aufgeführt und die entsprechenden Prozessierungsschritte aufgelistet. Im Anschluss wird auch die detaillierte Prozessierung der NiFe/Pt-Kreuzstruktur dargestellt. Die Erkenntnisse beider Verfahren werden dazu genutzt, um die NiFe/ $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Kreuzstruktur herzustellen, welche am Ende des Kapitels erörtert wird.

Kapitel 4.1 befasst sich mit den Ergebnissen und der Auswertung der Transportspektroskopie. Hierbei wird zuerst die grundlegende Funktionalität des verwendeten $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Nanodrahts erläutert. Im Anschluss wird der Ursprung der Memristanz innerhalb unserer Struktur anhand der Lokalisierung von Ladungsträgern erklärt und die Wichtigkeit des Gate-Potentials erläutert. Mit den gewonnenen Erkenntnissen wird die Memristanz des Bauelements modelliert. Im darauffolgenden Abschnitt wird die zeitliche Entwicklung der Memristanz betrachtet, welche Aufschluss über die Langzeitstabilität des Bauteils liefert. Anschließend wird die Abhängigkeit der Memristanz von der Gatespannung untersucht. Dabei wird gezeigt, dass durch das Anlegen einer Gatespannung mögliche Abweichungen zwischen dem Lade- und Entladeprozess in der Nanostruktur korrigiert werden können. Infolgedessen wird auch die Memristanz auf ihre Frequenzabhängigkeit untersucht. Zum

Schluss werden die Ergebnisse der Lichtsensitivität und vom Pulsbetrieb des Bauelements vorgestellt. Dabei soll die Einsatzmöglichkeit des Nanodrahts für sensorische Elemente oder neuronale Netzwerke geprüft werden.

Kapitel 4.2 befasst sich mit Kapazitätsspektroskopie. Hierbei wurden Nanodrähte unterschiedlicher Breiten vermessen. Die kapazitive Änderung zwischen dem Nanodraht und den lateralen Gates wird mithilfe des Ladungsträger-Nichtgleichgewichts erläutert. Zusätzlich demonstrieren die Kapazitätsmessungen eine Frequenzabhängigkeit, die auf eine zeitlich begrenzte Reaktion der Ladungsträger zurückgeführt werden kann. Im Anschluss wird mithilfe der Floating-Gate-Konfiguration ein memkapazitiver Effekt erzeugt. Die Ladungsträgerakkumulation und die damit verbundene elektrostatische Wechselwirkung wird im direkten Vergleich zum Anlegen einer Gatespannung untersucht. Am Ende werden die Messungen der drei Nanodrähte verglichen, um eine mögliche Dimensionsabhängigkeit zu analysieren. Hierbei zeigt die Untersuchung der Kapazitäten, dass das Bauelement ab einer bestimmten Kanalbreite von einem selbstleitenden in einen selbstsperrenden Zustand übergeht.

Kapitel 4.3 widmet sich den spintronischen Anwendungen von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$. Zuerst wird jedoch eine NiFe/Pt -Kreuzstruktur untersucht um die Realisierbarkeit des Messverfahrens und der Prozessierung zu bestätigen. Im Folgenden wird die $\text{NiFe}/\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Kreuzstruktur analysiert. Bei der Versuchsdurchführung liefert nur die Messung des Edelstein-Effekts ein Spin-Signal. Infolgedessen werden mögliche Ursachen für dieses Verhalten betrachtet.

2. Theoretische Grundlagen

Im Jahr 2004 entdeckten A. Ohmoto und H. Y. Wang, dass sich an der Grenzfläche zwischen LaAlO_3 und SrTiO_3 ein hochmobiles quasi zweidimensionales Elektronengas (englisch: quasi-two-dimensional electron gas, kurz: q2DEG) bildet [31]. Das Besondere dabei ist, dass beide Übergangsmetalloxide eine große Bandlücke aufweisen und somit in ihrer Volumenform isolierend sind. Durch das epitaktische Wachstum von mehr als drei Einheitszellen LaAlO_3 auf einem TiO_2 -terminierten SrTiO_3 -Substrat kommt es zu einem Metall-Isolator-Übergang an der Zwischenschicht [35]. Trotz der reproduzierbaren Ergebnisse, ist die Entstehung der zweidimensionalen Elektronengases innerhalb der Heterostruktur nicht ganz geklärt. Zu den wichtigsten Erklärungsansätzen gehört die polare Diskontinuität [31] oder die Dotierung durch Sauerstofffehlstellen [37]. In den folgenden Jahren wurden weitere Eigenschaften, wie etwa starke Spin-Bahn-Kopplung [32], Magnetismus [34], Supraleitung [33] und deren Koexistenz [38, 39] in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ nachgewiesen. Diese vielen Eigenschaften können das Fundament für neuartige nanoelektronische Bauelemente sein. Hinzu kommt, dass das zweidimensionale Elektronengas mit Hilfe einer Gatespannung manipulierbar ist, welche mittels einer Topgate- [40, 41, 42] bzw. Backgate-Elektrode [35, 43] oder durch laterale Gates [44, 45, 46] angelegt werden kann. So gelang bereits die Herstellung von Feldeffekttransistoren [47, 48] und Memristoren [49] auf $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Basis. Die Brechung der Inversionssymmetrie an der Grenzschicht beider Oxide sorgt für die Entstehung einer starken Spin-Bahn-Kopplung. Diese Tatsache ermöglicht einen langreichweitigen Spintransport [50, 51] und eine effizientere Umwandlung zwischen Spin- und Ladungsströmen als in etablierten Schwermetallen wie Platin, Tantal oder Wolfram [52, 53]. Dadurch könnte $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ zukünftig auch in spintronischen Bauelementen eine Einsatzmöglichkeit finden.

In Abschnitt 2.1 wird ein Überblick über die Übergangsmetalloxide gegeben. Es werden die strukturellen und elektronischen Eigenschaften von SrTiO_3 und LaAlO_3 erläutert. Der Fokus liegt hierbei beim SrTiO_3 , dessen Eigenschaften das Fundament für die Entstehung des quasi zweidimensionalen Elektronengases bilden. Im Anschluss wird die Heterostruktur beider Übergangsmetalloxide vorgestellt und einige Anwendungsbeispiele für das $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ genannt. Daraufhin behandelt Abschnitt 2.2 den Ursprung des Metall-Isolator-Übergangs und es werden drei mögliche Erklärungen für das Phänomen aufgegriffen. Das hochmobile zweidimensionale Elektronengas zeichnet sich auch durch seine Spin-Bahn-Kopplung aus, welche wiederum in Abschnitt 2.3 erörtert wird. Dabei geht man auf den Rashba-Effekt und dessen Einfluss auf die Bandstruktur ein. Danach wird der inverse und direk-

te Edelstein-Effekt erläutert, welcher für die Umwandlung zwischen Ladungs- und Spinströmen an Grenzflächen verantwortlich ist und somit die Grundlage für spintronische Bauelemente bildet. Abschließend wird in Abschnitt 2.4 ein grober Überblick über den Memristor bzw. Transistor und deren Eigenschaften gegeben. Zusätzlich beschäftigt sich dieser Abschnitt mit der Anwendung der Spin-Bahn-Kopplung zur Verwirklichung von spintronischen Nanostrukturen. Aus diesem Grund wird die sogenannte MESO-Logik (englisch: magneto-electric spin-orbit) präsentiert und an ihrem Beispiel das Konzept des Spin-Ladungs-Umwandlers erklärt.

2.1. Übergangsmetalloxide

Übergangsmetalloxide (englisch: transition metal oxides, kurz: TMO) zeichnen sich durch ihre stark korrelierten d Elektronen aus, welche für die Bildung unterschiedlicher Phasen verantwortlich sind. Diese starke Korrelation resultiert aus der schwachen Überlappung der benachbarten Orbitale des Metall- bzw. Sauerstoffatoms und der daraus folgenden Lokalisierung der Ladungsträger im Kristallgitter [54]. Infolgedessen entsteht eine Wechselwirkung unter den einzelnen Freiheitsgraden wie Spin, Ladung und Orbitalen. So weisen einzelne Vertreter der Gruppe beachtenswerte Eigenschaften auf. Dazu gehören Hochtemperatursupraleitung [55, 56], Piezoelektrizität [57], Multiferroika [58, 59] und High- k -Dielektrika [60, 61]. Eine weitere Besonderheit der Oxide ist ihre Kombinationsmöglichkeit durch das Wachstum von Heterostrukturen oder Übergittern, sodass es dann zu Phasenübergängen innerhalb des Materialsystems kommt [62]. In den folgenden Abschnitten werden zwei solcher TMO und deren Heterostruktur vorgestellt.

2.1.1. Strontiumtitanat

Das Übergangsmetalloxid Strontiumtitanat (SrTiO_3 , kurz: STO) gehört zur Materialgruppe der Perowskite, die mit der Formel ABO_3 beschrieben wird [63]. Bei Raumtemperatur bilden die acht Sr^{2+} -Kationen mit dem raumzentrierten Ti^{4+} -Ion eine kubische Einheitszelle. Das Titanion wird wiederum von sechs flächenzentrierten O^{2-} -Ionen oktaedrisch umgeben (vgl. Abbildung 2.1). Die Einheitszelle gehört zur Punktgruppe $\text{Pm}\bar{3}\text{m}$ und die Gitterkonstante vom stöchiometrischen STO beträgt in Volumenform $3,905 \text{ \AA}$ [64]. Die vielen Eigenschaften von Strontiumtitanat machen es zum hervorragenden Kandidaten für das Wachstum unterschiedlicher Heterostrukturen [65]. Zusätzlich bietet SrTiO_3 die Möglichkeit einer sehr glatten und gleichmäßigen Terminierung der Oberfläche, was die Herstellung von qualitativ hochwertigen Heterostrukturen ermöglicht.

SrTiO_3 ist bei Raumtemperatur paraelektrisch und besitzt eine Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r \sim 300$ [66]. Bei $T = 105 \text{ K}$ erfährt es einen strukturellen Phasenübergang. Dabei kommt es zur Verkipfung des Sauerstoffoktaeders innerhalb der Einheitszelle

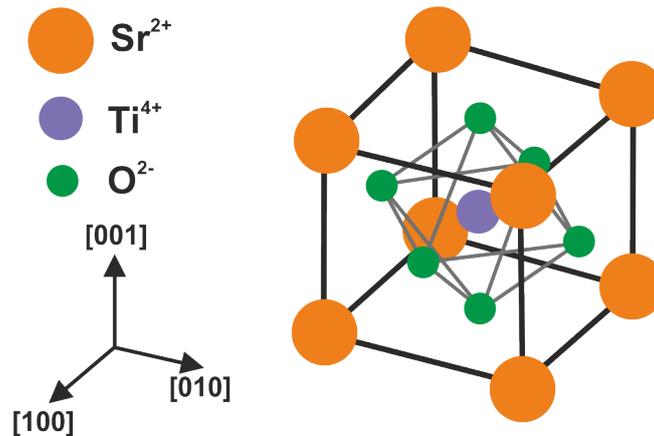


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der kristallinen Perowskitstruktur von SrTiO_3 bei Raumtemperatur. Acht Sr^{2+} -Ionen bilden eine kubische Einheitszelle. Das Ti^{4+} -Ion befindet sich in der Mitte der Einheitszelle und ist von sechs O^{2-} -Ionen oktaedrisch umgeben.

[67] und der Kristall geht von einer kubischen zur tetragonalen Struktur über. Diese Änderung kann in alle Raumrichtungen erfolgen, sodass es zur Domänenbildung innerhalb des Systems kommt [68]. Dies hat zur Folge, dass mit jedem Einkühlen sich die Domänen anders ausrichten können und so die elektrischen Eigenschaften sich stellenweise ändern [69, 70]. Eine weitere besondere Eigenschaft von STO ist die Quantumparaelektrizität, die das Materialsystem bei kryogenen Temperaturen aufweist. Unterhalb einer Temperatur von 23 K verschiebt sich das Titanion gegenüber dem Sauerstoffoktaeder, wodurch sich ein Dipolmoment in der Einheitszelle ausbildet. Dadurch sollte das SrTiO_3 einen ferroelektrischen Charakter annehmen. Dieser Phasenübergang wird jedoch durch die leichten Sauerstoffionen verhindert, da sie sich durch Quantentunneln symmetrisch gegenüber dem Ti^{4+} -Ion anordnen [71]. Dennoch kann die ferroelektrische Phase in Strontiumtitanat durch starke elektrische Felder [72] oder Sauerstofffehlstellen [73] erzeugt werden. Des Weiteren steigt die Dielektrizitätskonstante beim Herunterkühlen um mehrere Größenordnungen bis es bei einer Temperatur $T \sim 4$ K den Wert von $\epsilon_r \sim 20.000 - 30.000$ erreicht [74]. Zusätzlich wird dotiertes STO unterhalb einer Temperatur von 300 mK supraleitend [75, 76].

SrTiO_3 ist ein Bandisolator und besitzt eine indirekte Bandlücke von 3,25 eV bzw. eine direkte Bandlücke von 3,75 eV [77, 78]. Theoretische Berechnungen und experimentelle Ergebnisse haben gezeigt, dass das Valenzband von Strontiumtitanat hauptsächlich aus $2p$ Orbitalen des Sauerstoffatoms und das Leitungsband größtenteils aus $\text{Ti } 3d$ Orbitalen bestehen [79, 80]. Infolgedessen lässt sich die Entstehung und Zusammensetzung der Energieniveaus am vereinfachten Modell des isolierten Ti -Atoms veranschaulichen. Die $3d$ Orbitale eines einzelnen Titanatoms

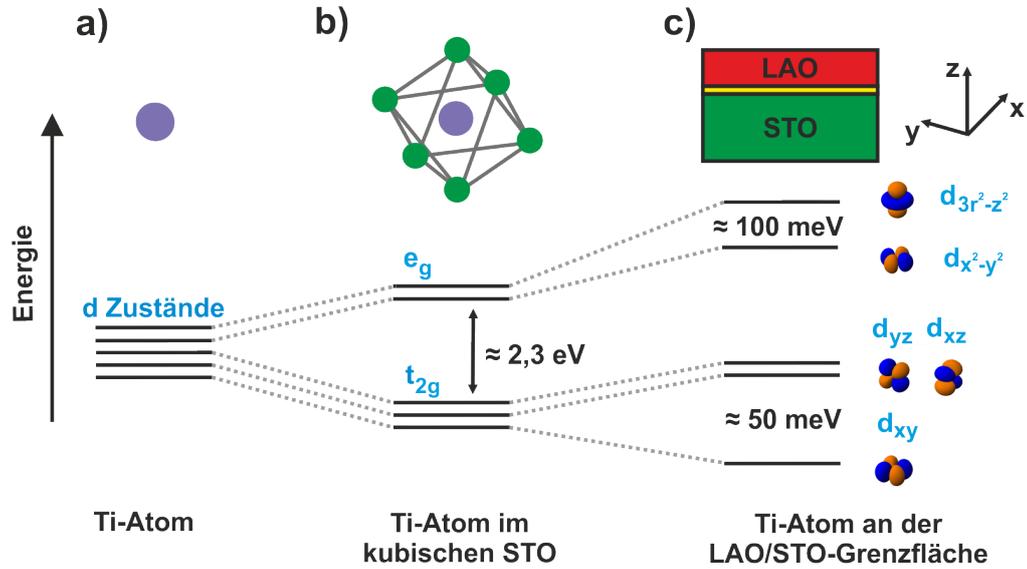


Abbildung 2.2.: Vereinfachte Darstellung von Energieniveaus der Ti 3d Orbitale. a) Für ein einziges Titanatom sind die 3d Zustände aufgrund der Raumsymmetrie entartet. b) Innerhalb des Sauerstoffoktaeders im kubischen SrTiO₃ wird die Entartung durch das Kristallfeld aufgehoben und die Energieniveaus spalten sich in t_{2g} und e_g Niveaus auf. Die Bandlücke beträgt 2,3 eV. c) Durch die Entstehung des q2DEGs an der Zwischenschicht von LaAlO₃/SrTiO₃ kommt es zu einer weiteren Aufspaltung der 3d Zustände. Somit weist das Leitungsbandminimum der Heterostruktur einen d_{xy} orbitalen Charakter auf. Abbildung nach Referenz [82].

sind wegen der sphärischen Symmetrie entartet (vgl. Abbildung 2.2a)). Aufgrund der Wechselwirkung zwischen dem Titan und dem Sauerstoffoktaeder im kubischen SrTiO₃ kommt es zur Kristallfeldaufspaltung und die Entartung wird aufgehoben. Dabei werden die t_{2g} Orbitale (d_{xy} , d_{xz} , d_{yz}) energetisch abgesenkt und die e_g Orbitale ($d_{3r^2-z^2}$, $d_{x^2-y^2}$) angehoben. Unter Vernachlässigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung besteht das Leitungsbandminimum von SrTiO₃ aus 3d – t_{2g} Orbitalen und die Bandlücke zwischen dem t_{2g} Triplet und e_g Dublett liegt bei etwa 2,3 eV (vgl. Abbildung 2.2b)) [81]. Diese Teilbänder sind beim stöchiometrischen SrTiO₃ leer und werden mit zunehmender Dotierung, wie etwa bei der Entstehung des zweidimensionalen Elektronengases, mit Elektronen besetzt.

2.1.2. Lanthanaluminat

Lanthanaluminat (LaAlO₃, kurz: LAO) gehört wie SrTiO₃ zur der Materialgruppe der Perowskite. Unterhalb einer Temperatur von 813 K hat LAO eine rhomboedrische Struktur mit der Punktgruppe $R\bar{3}c$ und oberhalb eine kubische [83]. Die Gitterkonstante bei Raumtemperatur beträgt 3,79 Å. Somit hat LaAlO₃ eine Gitter-

fehlangepassung von 3% zum Strontiumtitanat [84]. LAO ist ebenfalls ein Bandisolator und besitzt eine Bandlücke von 5,6 eV [61]. Die Dielektrizitätskonstante beträgt $\epsilon_r \sim 24$ und ist nahezu temperaturunabhängig [85].

2.1.3. LaAlO₃/SrTiO₃-Heterostruktur

Das epitaktische Wachstum eines LaAlO₃-Films auf einem TiO₂-terminierten SrTiO₃-Substrat sorgt für einen Metall-Isolator-Übergang im Materialsystem und es bildet sich ein hochmobiles quasi zweidimensionales Elektronengas an der Zwischenschicht beider isolierender Oxide [31]. Zwei Jahre nach dieser Entdeckung zeigten Thiel et al., dass der Metall-Isolator-Übergang bei einer kritischen Schichtdicke von vier Einheitszellen (kurz: EZ) LAO stattfindet und sich die Leitfähigkeit des Materialsystem somit um sechs Größenordnungen erhöht. Zusätzlich wurde gezeigt, dass durch das Anlegen einer positiven Backgate-Spannung eine isolierende LAO/STO-Probe (mit einer unterkritischen LAO-Schichtdicke) leitend wird [35]. Für optimiertes Wachstum liegt die Ladungsträgerdichte des zweidimensionalen Elektronengases in der Größenordnung von $n \approx 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ und die Mobilität erreicht bei Tieftemperatur Werte von $10^3 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ [86]. Sowohl die Ladungsträgerdichte als auch die Mobilität können durch das Wachstum/Einfügen von zusätzlichen Oxidschichten moduliert werden. So zeigt die LaAlO₃/La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃/SrTiO₃-Heterostruktur, dass das Einfügen einer Pufferschicht die Elektronenmobilität um eine Größenordnung erhöhen kann [87]. Ein ähnliches Ergebnis kann durch das Überwachsen der LAO/STO-Heterostruktur mit einer zusätzlich SrTiO₃/SrCuO₃-Doppelschicht erzielt werden [88]. An dieser Stelle ist es erwähnenswert, dass LaAlO₃/SrTiO₃ auch als Ausgangspunkt weiterer Heterostrukturen dienen kann und durch die Kombination mit anderen Materialsystemen einen noch größeren physikalischen Umfang darbietet. So zeigt die SrTiO₃/LaAlO₃/SrTiO₃-Heterostruktur die Koexistenz eines zweidimensionalen Elektronen- und Lochgases an den jeweiligen Zwischenschichten [89, 90]. Auch das Wachstum von LAO/STO auf einem Si-Substrat wurde bereits realisiert und könnte der erste Schritt zur Integrierung in bestehende Halbleitertechnologien sein [91]. Weitere bemerkenswerte Eigenschaften des Materialsystems wären die abstimmbare Supraleitung bei 300 mK [33, 36] und magnetische Wechselwirkung an der Zwischenschicht [34, 92].

Das Wachstum des LaAlO₃-Dünnsfilms hat weitreichende Folgen für die Bandstruktur von SrTiO₃. Die Entstehung des zweidimensionalen Elektronengases sorgt für die Besetzung der Ti 3d Leitungsbänder und somit für eine weitere Aufspaltung der Energiezustände. Aufgrund der geometrischen Struktur bzw. räumlichen Ausrichtung der jeweiligen Orbitale wird das d_{xy} und $d_{x^2-y^2}$ Leitungsbänder gegenüber den anderen Energiebändern herabgesetzt (vgl. Abbildung 2.2c) [93]. In erster Näherung kann der Elektroneneinschluss an der Grenzschicht beider Oxide als ein dreieckiger Potentialtopf betrachtet werden, der durch Leitungsbandverbiegung von Strontiumtitanat entsteht [80]. Die Aufspaltung der Bänder sorgt dafür, dass das d_{xy}

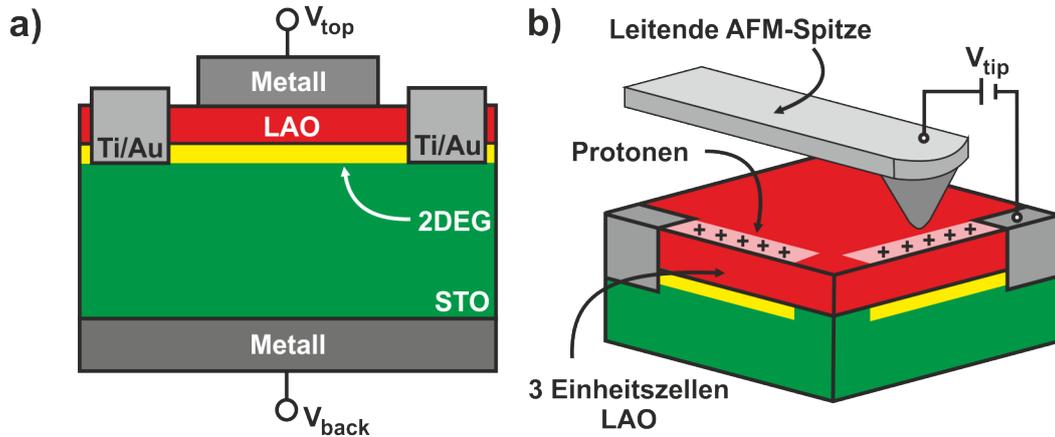


Abbildung 2.3.: a) Schematischer Aufbau eines konventionellen Feldeffekttransistors auf Basis der LAO/STO-Heterostruktur. Üblicherweise wird mit Hilfe eines Ätzprozesses die oberste Schicht Lanthanaluminat abgetragen damit die Ti/Au-Kontakte eine direkte Verbindung zum q2DEG haben. Die Modulation des Elektronengases erfolgt durch eine metallische Elektrode, die auf dem LAO prozessiert wird. Bei kryogenen Temperaturen kann aufgrund der hohen Dielektrizitätskonstanten von STO auch eine Backgate-Spannung verwendet werden. b) Durch das Anlegen einer positiven Spannung an eine Rasterkraftmikroskop-Spitze können dünne leitfähige Nanodrähte direkt auf die Oberfläche einer unterkritischen Probe (drei EZ LAO) geschrieben werden. Hingegen kann durch das Anlegen einer negativen Spannung an die Spitze die Nanodrähte wieder gelöscht werden. Abbildung b) nach Referenz [97].

Leitungsband hauptsächlich an den obersten SrTiO_3 -Schichten lokalisiert ist oder sich tiefer im Potentialtopf befindet. Auf der anderen Seite reichen die d_{xz} bzw. d_{yz} Bänder weit ins Substratinnere und werden erst mit zunehmender Ladungsträgerdichte besetzt [94, 95]. Infolgedessen geht das Materialsystem von einem Einzel- zum Multibandtransport über [96]. Der größte Unterschied zwischen der Bandstruktur von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ und einem dotierten SrTiO_3 -Kristall liegt in der Brechung der Inversionssymmetrie. Dadurch kommt es zu einer starken Spin-Bahn-Kopplung an der Grenzschicht, die für eine zusätzliche Aufspaltung der Bänder sorgt (vgl. Abschnitt 2.3.1).

Von den umfangreichen Eigenschaften der Heterostruktur ist die Manipulation des q2DEGs durch ein elektrisches Feld besonders interessant, denn eine schaltbare Zustandsänderung durch externe Stimuli dient als Grundlage vieler elektronischer Bauelemente. In LAO/STO kann mithilfe einer Gatespannung die Ladungsträgerdichte, Supraleitung und die Spin-Bahn-Wechselwirkung abgestimmt werden. Üblicherweise wird dabei eine Backgate-Elektrode verwendet, da die Dielektrizitätskonstante von Strontiumtitanat bei Tieftemperaturen um mehrere Größenordnungen steigt. Der große Abstand zwischen dem q2DEG und der Backgate-Elektrode sorgt dafür, dass die verwendeten Spannungen oftmals im Zehner- bis Hundertvoltbereich liegen und

diese Methode für die Umsetzung effizienter nanoelektronischer Bauteile ungeeignet ist. Zusätzlich manipuliert der Einsatz einer Backgate-Elektrode die globale Beschaffenheit der Probe. Als eine Alternative dazu kann eine Topgate-Elektrode oder laterale Gates verwendet werden. Besonders der Einsatz von Topgate-Elektroden hat sich als vielversprechend erwiesen und so wurden bereits Feldeffekttransistoren (kurz: FET) auf LAO/STO-Basis hergestellt [41, 47, 48]. Ein schematischer Aufbau eines solchen $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -FETs ist in Abbildung 2.3a) dargestellt. Die genauere Funktionalität des Transistors wird in Abschnitt 2.4.2 behandelt. Diese Transistoren gehören zu der Gruppe der Verarmungs-FETs und sind in erster Linie selbstleitend. Ihre Leitfähigkeit kann mit positiven Gatespannungen erhöht und mit negativen Spannungen erniedrigt werden bis das Bauelement vollständig sperrt. LAO/STO bietet auch die Möglichkeit mittels einer leitfähigen Spitze eines Rasterkraftmikroskops kleine Nanodrähte mit einem Durchmesser von wenigen Nanometern direkt auf die Oberflächen zu „schreiben“ und wieder zu „löschen“. Hierbei ist es wichtig, dass die Probe eine unterkritische LAO-Schichtdicke besitzt [98, 99, 100] (vgl. Abbildung 2.3b)). Solche Strukturen haben jedoch den Nachteil, dass sie eine Lebensdauer von nur wenigen Tagen besitzen [98]. Zum Schluss sollte noch erwähnt werden, dass die Existenz einer kritischen Schichtdicke für die selektive Strukturierung von elektronischen Bauelementen besonders vorteilhaft ist. Dadurch können durch das Überwachsen oder Ätzen bestimmter Bereiche auf der Probenoberfläche unterschiedliche Nanostrukturen verwirklicht werden [101, 102]. Diese Tatsache wird auch für die Prozessierung unserer Bauelemente verwendet.

2.2. Ursprung der leitfähigen $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Zwischenschicht

Die abrupte Entstehung des quasi zweidimensionalen Elektronengases bildet das Fundament der $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur. Trotz der andauernden Forschung gibt es keinen wissenschaftlichen Konsens zum Ursprung des Metall-Isolator-Übergangs. Zu den etablierten Erklärungen für das Phänomen gehören die elektronische Rekonstruktion sowie die Dotierung durch Sauerstofffehlstellen oder durch Kationenaustausch an der Grenzfläche.

2.2.1. Elektronische Rekonstruktion

Dieses Modell wurde bereits von A. Ohtomo und H. Y. Wang bei der Entdeckung des q_2 DEGs verwendet [31]. Es beruht auf einer bereits etablierten Erklärung, welche auf der polaren Diskontinuität zwischen unterschiedlichen Halbleitern basiert. Ein Beispiel hierfür wäre die GaAs/Ge-Heterostruktur [104]. Mit diesem Modell lässt sich beispielsweise der abrupte Phasenübergang beim Wachstum von vier Einheitszellen LaAlO_3 erklären. Das SrTiO_3 -Substrat kann aufgrund der Perowskitstruktur

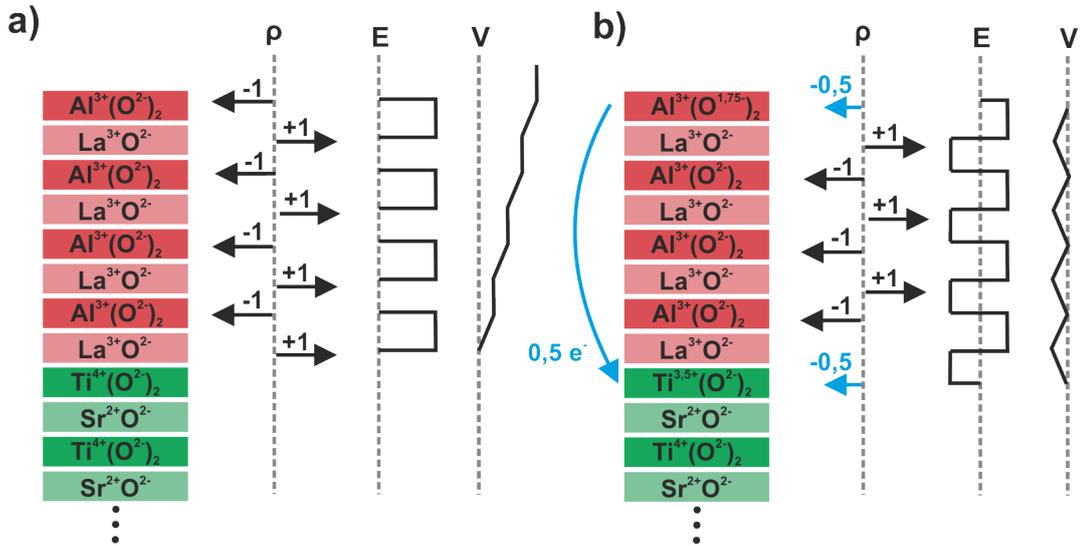


Abbildung 2.4.: Schematischer Verlauf der elektronische Rekonstruktion im LAO/STO. a) LaAlO₃ kann in (001) Richtung als eine alternierende Abfolge von polaren Schichten (ρ) betrachtet werden. Hingegen sind die Schichten des SrTiO₃-Substrats unpolar. Infolgedessen kommt es zur polaren Diskontinuität und es entsteht ein divergierendes elektrostatisches Potential (V), welches mit jeder Lage LAO zunimmt. b) Bei vier Einheitszellen LaAlO₃ kommt es elektronischen Rekonstruktion, so dass ein halbes Elektron pro Einheitszelle von der Ober- zur Grenzflächen transferiert wird um der Divergenz entgegenzuwirken. Abbildung nach Referenz [103].

als eine Abfolge von unpolaren TiO₂- und SrO-Schichten in (001) Richtung betrachtet werden. Hingegen besteht LaAlO₃ aus polare Schichten von LaO und AlO₂ mit einer alternierender Ladung von $+e$ und $-e$ (vgl. Abbildung 2.4a)). Dadurch kommt es zur polaren Diskontinuität an der Grenzschicht beider Übergangsmetall-oxide. Dies hat zur Folge, dass beim Wachstum jeder zusätzlichen LaAlO₃-Schicht das elektrostatische Potential innerhalb des Materialsystems zunehmend divergiert. Somit würde es zur sogenannten „Polarkatastrophe“ kommen. Um dem entgegenzuwirken, wird bei einer bestimmten kritischen Schichtdicke $1/2e$ pro Einheitszelle von der LAO-Oberfläche zur Grenzschicht transferiert. Das „halbe“ Elektronen besetzt das $3d_{xy}$ Orbital des Titanions dessen Valenz sich zu Ti^{3,5+} ändert. Durch den gesamten Prozess wird die Zwischenschicht n-dotiert und es entsteht das zweidimensionale Elektronengas im SrTiO₃-Substrat (vgl. Abbildung 2.4b)). Im Fall eines SrO-terminierten Substrats wird bei der elektronischen Rekonstruktion $1/2e$ pro Einheitszelle von der Grenz- an die Oberfläche transferiert. Trotz der p-Dotierung bleibt die LAO/STO-Grenzfläche in diesem Fall isolierend [31, 103]. Das elektrische Feld, welches für den Ladungstransfer benötigt wird, wurde bereits von mehreren Arbeitsgruppen experimentell untersucht. Unter anderem gelang es Huang et al. mit Hilfe von Rastertunnelspektroskopie das elektrische Feld innerhalb der LaAlO₃-

Schicht zu bestimmen [105]. Einen weiteren Hinweis auf dessen Existenz lieferten Singh-Bhalla et al. durch die Vermessung von $\text{Pt}/\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Tunneldioden [106]. Dagegen widersprechen viele Messungen, die mithilfe der Photoelektronenspektroskopie durchgeführt worden sind, diesem Modell. Ein elektrostatisches Potential im LAO/STO würde dafür sorgen, dass die Spektren der Übergangsmetalle eine tiefenabhängige Änderung erfahren, doch eine signifikante Verschiebung der Spektren wurde bislang noch nicht beobachtet [107, 108, 109]. Des Weiteren müsste das q2DEG für die Kompensation des elektrostatischen Potentials eine Ladungsträgerdichte von $n \approx 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ haben. Jedoch sind die gemessenen Ladungsträgerdichten oftmals eine Größenordnung kleiner als erwartet [36, 110, 111]. Eine weitere Diskrepanz ist die Entstehung des zweidimensionalen Elektronengases an Zwischenschichten ohne polare Diskontinuität. Dies bezieht sich vor allem auf das Wachstum von amorphen LaAlO_3 auf SrTiO_3 [112] oder auf die LAO/STO-Heterostruktur in (110) Richtung [113]. Aufgrund der Widersprüche zwischen den unterschiedlichen Messverfahren wurden weitere Theorien erarbeitet.

2.2.2. Sauerstofffehlstellen

Die Entstehung von Sauerstofffehlstellen (V_O nach Kröger-Vink Notation) im Materialsystem kann als eine weitere Erklärung für den Metall-Isolator-Übergang dienen und dazu verwendet werden, um das Modell der elektronischen Rekonstruktion zu optimieren. Die Fehlstellen im LaAlO_3 oder SrTiO_3 dotieren die Perowskitstruktur mit Elektronen [37]. Dabei können Sauerstofffehlstellen bereits beim Wachstum der Heterostruktur entstehen. So zeigen Proben, die bei einem niedrigen Sauerstoffpartialdruck gewachsen wurden, eine höhere Leitfähigkeit [34, 113]. Hinzu kommt, dass das Ausheizen von LAO/STO in Sauerstoffatmosphäre die Ladungsträgerdichte erniedrigt, da die Fehlstellen beseitigt werden [114]. Wie bereits angesprochen, können beide Übergangsmetalloxide Sauerstofffehlstellen beinhalten. Kalabukhov et al. untersuchten mit Hilfe von Kathodo- und Photolumineszenz LAO/STO-Proben, die bei unterschiedlichen Sauerstoffpartialdruck gewachsen wurden. Die Arbeitsgruppe zeigte, dass die Sauerstofffehlstellen ihren Ursprung im SrTiO_3 -Substrat haben [115]. Dagegen weisen theoretische Berechnungen darauf hin, dass die Sauerstofffehlstellen im LaAlO_3 entstehen und dort Zustände innerhalb der Bandlücke bilden. Diese Zustände transferieren Elektronen an die Zwischenschicht um so die „Polar-katastrophe“ zu verhindern [116, 117]. Dieser Prozess könnte auch erklären, warum es durch Photoelektronenspektroskopie keine Anzeichen auf ein elektrostatisches Potential gibt. Auf der anderen Seite kann die Dotierung durch Sauerstofffehlstellen den Phasenübergang bei einer kritischen Schichtdicke von vier Einheitszellen, welcher unabhängig von den Wachstumsparametern ist, nicht erklären [111]. Ein theoretischer Ansatz ist, dass mit zunehmender LaAlO_3 -Schichtdicke die Bildung von Sauerstofffehlstellen an der Oberfläche energetisch begünstigt ist und so der Phasenübergang bei vier Einheitszellen stattfindet [117].

2.2.3. Kationenaustausch

Eine weitere Möglichkeit der Dotierung ist der Austausch von Kationen an der Zwischenschicht von LaAlO_3 und SrTiO_3 . So zeigten mehrere Arbeitsgruppen, dass sich in den ersten Schichten ein Austausch zwischen La^{3+} und Sr^{2+} stattfindet, da beiden Ionen eine ähnlichen Ionenradius (1,12 Å bzw. 1,06 Å) haben [118, 119, 120]. Durch den Austausch entsteht metallisches $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$, sodass die obersten Schichten des Substrats n-dotiert werden. Dieses Modell alleine erklärt ebenfalls nicht den abrupten Phasenübergang bei einer kritischen Schichtdicke.

2.3. Spin-Bahn-Kopplung in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$

Die Spin-Bahn-Kopplung (kurz: SBK) ist ein relativistischer Effekt und beschreibt die Wechselwirkung zwischen dem Spin- und Drehmoment eines Teilchens. Diese Wechselwirkung ist ausschlaggebend für viele Beobachtungen in der Physik, wie etwa die Entstehung der Feinstrukturaufspaltung in Atomen [121], die Aufhebung der Spinentartung in einem zweidimensionalen Elektronensystemen [122] oder Aufspaltung des Valenzbandes in einem Halbleiter [123]. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung lässt sich durch das Lösen der Dirac-Gleichung herleiten. Für den Hamiltonoperator gilt in diesem Fall

$$\hat{H}_{SO} = \frac{1}{4} \frac{\hbar}{m^2 c^2} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot (\nabla V \times \hat{\boldsymbol{p}}). \quad (2.1)$$

Dabei ist $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ der Vektor der Pauli-Matrizen, $\hat{\boldsymbol{p}}$ der Impulsoperator, V ein elektrostatisches Potential, \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum, m die Elektronenmasse und c die Lichtgeschwindigkeit [122]. Aus Gleichung 2.1 wird ersichtlich, dass die SBK mit dem Gradienten ∇V skaliert und somit in schweren Atome deutlich ausgeprägter ist [121]. So manifestiert sich auch an der $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Zwischenschicht eine besonders starke Spin-Bahn-Kopplung. Ihre Anwendung kann eine wichtige Grundlage für spintronische Bauelemente darstellen. In diesem Rahmen wird in den nächsten Abschnitten der Rashba- und Edelstein-Effekt erläutert.

2.3.1. Rashba-Effekt

Der Rashba-Effekt ist ein Ausdruck der Spin-Bahn-Wechselwirkung in einem zweidimensionalen System. Dieser Effekt manifestiert sich an Materialoberflächen oder an Grenzschichten von Heterostrukturen an denen die Inversionssymmetrie gebrochen wurde. Dadurch entsteht ein asymmetrischen Potential $V(z)$, welches das Spin- und Drehmoment miteinander koppelt, sodass die Spinentartung aufgehoben wird. Im vereinfachten Rashba-Modell bewegt sich ein freies Elektron in der (x, y) Ebene, während in z -Richtung ein Potentialgradient $\nabla V(z)$ vorherrscht. Für den Hamilton-

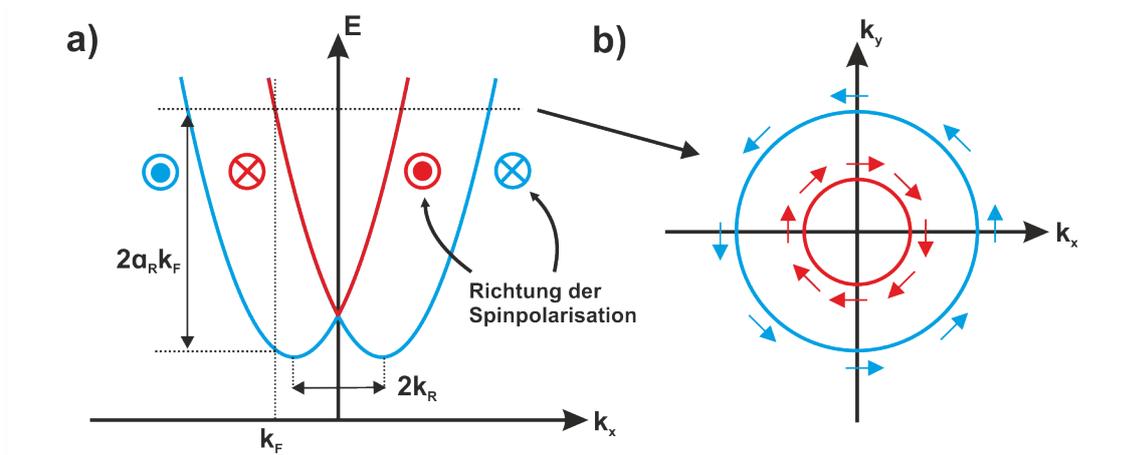


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung der Dispersion in einem vereinfachten Rashba-Modell. a) Durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung im zweidimensionalen Elektronensystem spalten sich das Energieniveau eines freien Elektrons auf und verschiebt sich um $\pm k_R$. Somit wird die Spinentartung im System aufgehoben. b) Für eine konstante Energie bilden sich in der (k_x, k_y) Ebene zwei konzentrische Fermi-Flächen mit entgegengesetzter Spinpolarisation. Abbildung nach Referenz [124, 125].

operator gilt [124]

$$\hat{H}_R = \frac{\alpha_R}{\hbar} \cdot \hat{\sigma}(\mathbf{e}_z \times \hat{\mathbf{p}}), \quad (2.2)$$

wobei der Rashba-Koeffizient α_R die Stärke der Spin-Bahn-Kopplung angibt und \mathbf{e}_z den Einheitsvektor in z -Richtung repräsentiert. Das Lösen der Schrödinger-Gleichung unter Berücksichtigung von \hat{H}_R liefert die Energieeigenwerte

$$E_{\pm}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha_R k. \quad (2.3)$$

Aus Gleichung 2.3 wird ersichtlich, dass die parabolischen Energieniveaus eine k -abhängige Verschiebung erfahren. Es entstehen zwei Subbänder, welche um $k_R = \pm \alpha_R m / \hbar^2$ gegeneinander verschoben sind (vgl. Abbildung 2.5a)). Die Stärke der Aufspaltung für einen bestimmten Fermi-Wellenvektor k_F hängt direkt von α_R ab und lässt sich durch

$$\Delta_R = E_+ - E_- = 2\alpha_R k_F \quad (2.4)$$

ausdrücken. Da der Rashba-Koeffizient proportional zum Potentialgradienten $\nabla V(z)$ ist, lässt sich Δ_R mit Hilfe eines externen elektrischen Feldes manipulieren [126]. Abbildung 2.5b) zeigt einen Schnitt durch die (k_x, k_y) Ebene bei einer konstanten Energie. Aus der Abbildung wird ersichtlich, dass die Polarisation der Spins stets senkrecht zum \mathbf{k} -Vektor ist. Die Energiezweige E_+ und E_- bilden konzentrische Fermi-Flächen mit entgegengesetzten Spinpolarisationen ohne die Anwesenheit eines Magnetfelds [125].

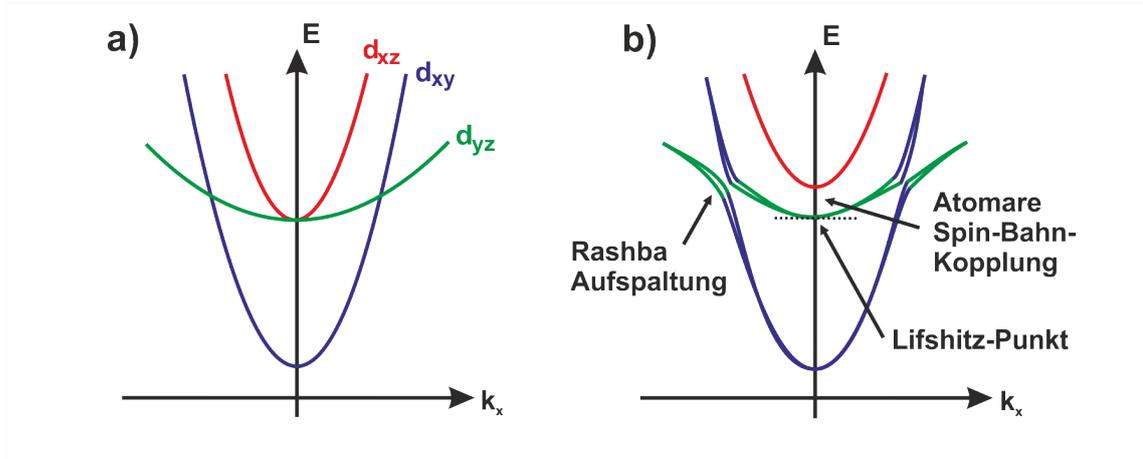


Abbildung 2.6.: Bandstruktur an der LaAlO₃/SrTiO₃-Zwischenschicht. a) Durch die Entstehung des zweidimensionalen Elektronengases wird das $3d_{xy}$ Leitungsband gegenüber d_{yz}/d_{xz} energetisch herabgesetzt. b) Die Brechung der Inversionssymmetrie an der Grenzschicht beider Oxide sorgt für die Entstehung einer starken Spin-Bahn-Kopplung. Dabei sorgt die atomare SBK für eine Aufspaltung der d_{xz}/d_{yz} -Bänder. Die Aufhebung der Spinentartung durch den Rashba-Effekt ist sehr gering, wird jedoch beim Kreuzungspunkt zwischen dem d_{xy} und d_{yz} Band maximal. Hier kommt es zu einem sogenannten Lifshitz-Übergang. Zusätzlich vermischen sich die d_{yz} und d_{xy} Orbitale. Abbildung nach Referenz [127].

Aufgrund der gebrochenen Inversionssymmetrie hat die Spin-Bahn-Kopplung bzw. der Rashba-Effekt einen erheblichen Einfluss auf die Bandstruktur von LAO/STO. So zeigen theoretische Berechnungen der Bandstruktur unter Berücksichtigung der SBK, dass der Rashba-Term für das d_{xy} Leitungsband eine k -linear Abhängigkeit aufweist und die d_{yz}/d_{xz} Bänder hingegen eine k -kubische Abhängigkeit zeigen [127, 128]. Diese unterschiedlichen k -Abhängigkeiten des Rashba-Effekts führen zur Fermi-Flächen mit verschiedenen Spinkonfigurationen bzw. -eigenschaften. Besonders die k^3 -Abhängigkeit ist von besonderem Interesse, da sie beispielsweise beim Spin-Hall-Effekt zu einer höheren Leitfähigkeit führt [129]. Hierbei beträgt die Aufspaltung der d_{xy} Bänder etwa 2 meV [128]. In Abbildung 2.6a) wird eine vereinfachte Darstellung vom $3d$ Leitungsband der Heterostruktur gezeigt. Durch die Einführung der atomaren SBK kommt es zu einer Aufspaltung der d_{xz}/d_{yz} Energiebänder [127]. Zusätzlich kommt es aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu einer Vermischung der Orbitale (vgl. Abbildung 2.6b)) [96, 130]. Ab einer gewissen Energie (Kreuzungspunkt zwischen d_{xy} - und d_{yz} -Leitungsband, Lifshitz-Punkt) kommt es zu einem Lifshitz-Übergang und das System geht in einen Einzel- zum Multibandtransport über. An dieser Stelle wird die Aufspaltung mit etwa 20 meV maximal. Die SBK wurde in einigen Magnetotransport-Experimenten bestätigt. Dabei wurde bei kryogenen Temperatur mithilfe einer Backgate-Spannung die Ladungsträgerdichte moduliert und somit auch die Stärke der Spin-Bahn-Kopplung [32, 110, 131, 132]. Dabei

zeigten beispielsweise Caviglia et al., dass sich die Spinaufspaltung im Bereich von 1-10 meV modulieren lässt, wobei die Zunahme nicht-monoton stattfindet [32].

2.3.2. Direkter und inverser Edelstein-Effekt

Die Spin-Bahn-Kopplung bildet das Fundament für den direkten und inversen Spin-Hall-Effekt (kurz: SHE). Dieser intrinsische Effekt wurde 1971 von M. Dyakonov und W. Perel vorhergesagt [133] und sorgt dafür, dass in Halbleitern oder Schwermetallen ein direkter Ladungsstrom in einen transversalen Spinstrom umgewandelt wird [134, 135]. Die Effizienz der Spin-Ladungs-Umwandlung (kurz: SLU) bzw. der Elektronenablenkung kann durch den Spin-Hall-Winkel θ quantifiziert werden. Dieser materialspezifische Wert wird aus dem Verhältnis zwischen der Spin-Hall-Leitfähigkeit und der Leitfähigkeit der Ladungsträger im Materialsystem gebildet [136, 137]. Eine phänomenologisch ähnliche Möglichkeit der Spin-Ladungs-Umwandlung bietet der Edelstein-Effekt, welcher in zweidimensionalen Elektronensystemen vorkommt. Er beschreibt ähnlich zum Spin-Hall-Effekt den Zusammenhang zwischen einem Ladungsstrom und dem damit verbundenen Spinstrom in einem Materialsystem [138]. Zur Beschreibung wird hierbei ein vereinfachtes zweidimensionales Rashba-System verwendet. Zuerst wenden wir uns dem direkten Edelstein-Effekt (kurz: EE) zu. Das Anlegen einer Spannung und der damit verbundene Stromfluss J_c (x -Richtung) sorgt für eine k -abhängige Verschiebung der Fermi-Flächen im System (vgl. Abbildung 2.7a)). Wie bereits im vorherigen Abschnitt ausgeführt, wird durch den Rashba-Effekt die Spinausrichtung mit der orbitalen Bewegung der Ladungsträger gekoppelt. Somit sorgt die Verschiebung beider Fermi-Flächen um Δk_x für die Entstehung zweier unterschiedlicher Spindichten [139] [140]

$$S_{\pm} = \pm \frac{m}{2e\hbar k_F^{\pm}} J_c^{\pm}, \quad (2.5)$$

wobei k_F^{\pm} den Fermi-Wellenvektor der äußeren und inneren Fermi-Fläche repräsentiert. Deren Verschiebung hängt von Rashba-Koeffizienten ab, sodass gilt $\Delta k = k_F^+ - k_F^- = 2m\alpha_R/\hbar^2$. Dadurch kann die gesamte Spindichte des Systems mit

$$\langle S \rangle = \delta S_+ + \delta S_- = \frac{\hbar}{e\alpha_R} J_c \quad (2.6)$$

beschrieben werden, wobei $J_c = (J_+ + J_-)$. Die roten und blauen Flächen in der Abbildung 2.7 entsprechen den Spindichten, die wiederum proportional zu $\Delta k_x \cdot k_F^{\pm}$ sind. Aus der Abbildung wird ersichtlich, dass die Flächen ungleich sind. Infolgedessen generiert die Verschiebung der Fermi-Fläche einen Netto-Überschuss an spinpolarisierten Elektronen. Der Ablauf dieses Effekts lässt sich umkehren, wobei man in diesem Fall vom inversen Edelstein-Effekt (kurz: IEE) spricht. Hierbei wird ein entlang der y -Richtung polarisierter Spinstrom J_s aus der z -Richtung in das zwei-

2. Theoretische Grundlagen

dimensionale System injiziert (vgl. Abbildung 2.7b)). Dies geschieht üblicherweise mittels eines ferromagnetischen Materials. Die Elektronen können nur bestimmte Energiezustände besetzen, sodass sich die beiden Fermi-Flächen um Δk_x gegeneinander verschieben. Infolgedessen entsteht ein Ladungsstrom in x -Richtung, welcher ebenfalls von α_R abhängig ist. Eine wichtige Kenngröße für den SLU ist dessen Effizienz λ_{iee} . Zur Berechnung dieser Kenngröße wird angenommen, dass die Übertragung des Spinstroms unabhängig vom Elektronenimpuls ist. Dadurch gilt die Beziehung

$$J_s = \frac{\langle S \rangle e}{\tau_s}, \quad (2.7)$$

wobei τ_s die effektive Spin-Relaxationszeit ist. Aus Gleichung 2.6 und 2.7 ergibt sich somit

$$\lambda_{iee} = \frac{J_c}{J_s} = \frac{\alpha_R \tau_s}{\hbar}. \quad (2.8)$$

In diesem Fall ist die Kenngröße λ_{iee} vergleichbar mit dem Spin-Hall-Winkel θ_{ishe} des inversen Spin-Hall-Effekts (kurz: ISHE). Hierbei ist θ_{ishe} eine dimensionslose Größe, da sowohl der Spin- und der Ladungsstrom dreidimensionale Größen sind. Hingegen zeigt sich beim inversen Edelstein-Effekt, dass der Ladungsstrom naturgemäß nur in zwei Dimensionen vorkommt [A m^{-2}] und der Spinstrom dreidimensional ist [A m^{-3}]. Somit hat λ_{iee} die Einheit einer Länge [140].

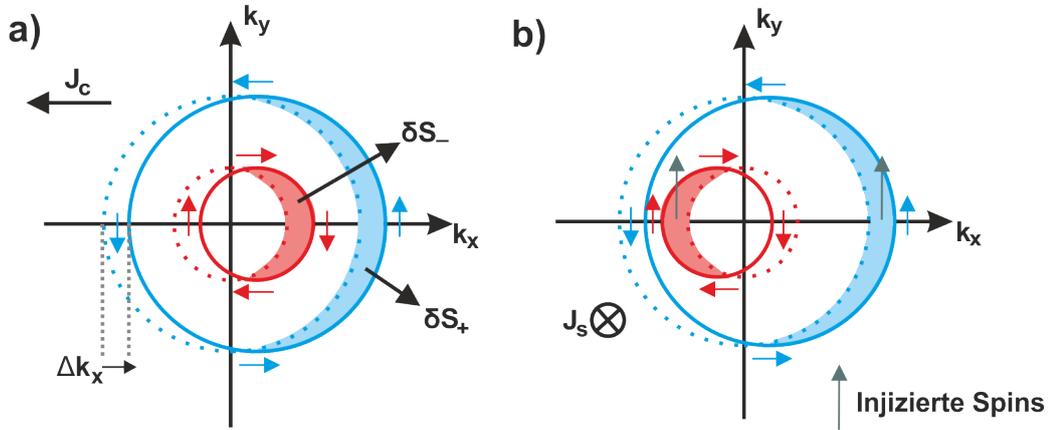


Abbildung 2.7.: Vereinfachte Darstellung des direkten und inversen Edelstein-Effekts. a) In einem Rashba-System fließt ein Strom J_c in x -Richtung. Dadurch wird die Fermi-Flächen um Δk_x versetzt und es entstehen die Spindichten δS_+ und δS_- . Die eingeschlossenen Fermi-Flächen der beiden Kreise (rot und blau markiert) sind ungleich. Dadurch entsteht eine Netto-Spinpolarisation. b) Durch die Injektion eines spinpolarisierten Stroms (y -Richtung), etwa durch einen Ferromagneten, verschieben sich die Fermi-Flächen gegeneinander um die überschüssigen Ladungsträger auszugleichen. Dadurch entsteht ein Ladungsstrom J_c in x -Richtung. Abbildung nach Referenz [141].

Die am weitesten verbreitete Untersuchungsmethode der Spin-Bahn-Kopplung in LAO/STO, ist der Magnetotransport oder das Spin-Pumpen mittels ferromagnetischer Resonanz [142]. Hierbei ist die Manipulation der SBK durch ein externes elektrisches Feld von besonderem Interesse, da sie die Möglichkeit bietet die SLU innerhalb des Materialsystems zu verändern. Entsprechend zeigten Lesne et al. [53], dass λ_{iee} bei einer Backgate-Spannung V_g von 125 V einen Rekordwert von 6,4 nm erreicht. Die dazugehörigen Messungen wurden bei 7 K und an einer NiFe/LAO/STO-Heterostruktur durchgeführt. Teilweise war es ihnen möglich das Vorzeichen von λ_{iee} mit Hilfe von V_g zu manipulieren. Die Arbeitsgruppe interpretiert diese Ergebnisse durch die Änderung der Ladungsträgerdichte und der damit verbundenen Besetzung unterschiedlicher Subbänder, welche wiederum verschiedene Rashba-Koeffizienten aufweisen. Es ist auch erwähnenswert, dass der gemessene Rashba-Koeffizient $\alpha_R \approx 3 \times 10^{-12}$ eV m vergleichsweise klein ausfällt. Jedoch wird diese Tatsache durch hohe Spin-Relaxationszeiten τ_s kompensiert, welche deutlich höher als in anderen Systemen wie Bi/Ag, MoS₂ oder α -Sn sind [142]. Zusätzlich zeigten mehrere Arbeitsgruppen, dass der inverse Edelstein-Effekt auch bei Raumtemperatur gemessen werden kann [52, 143, 144]. Dies sind hervorragende Grundlagen für die Verwirklichung spintronischer Oxid-Bauelemente. Ein Beispiel hierfür wäre die Nutzung von LAO/STO zur rein elektrischen Umwandlung zwischen Spin- und Ladungsströmen ohne die Notwendigkeit eines Ferromagneten [145]. Ein genauerer Überblick zur Anwendung des Edelstein-Effekts befindet sich in Abschnitt 2.4.3.

2.4. Nanoelektronische Bauelemente

Das Fundament von Feldeffekttransistoren oder Memristoren ist ihr intrinsisches Schaltvermögen. Im besten Fall sorgt eine kleine Spannungsänderung innerhalb des Bauelements für eine große Widerstandsänderung. Dieser Zustandswechsel kann wiederum von einem Computer als ein Bit interpretiert und für Rechenoperationen verwendet werden. Zukünftig soll auch neben der Ladung eines Elektrons auch dessen Spin als Informationseinheit genutzt werden. Dabei spricht man vom Forschungsgebiet der Spintronik. In den folgenden Abschnitten wird der Memristor und Transistor vorgestellt, denn die verwendeten Nanostrukturen dieser Arbeit zeigen die Eigenschaften beider Bauelemente. Zusätzlich wird die MESO-Logik eingeführt. Anhand dieses theoretischen Bauteils werden die Eigenschaften und Besonderheiten des Spin-Ladungs-Umwandlers diskutiert.

2.4.1. Memristor

Der Memristor ist ein passives elektronisches Bauelement, welches von L. Chua postuliert wurde [147]. Erst 27 Jahre später verwirklichten Strukov et al. mithilfe ei-

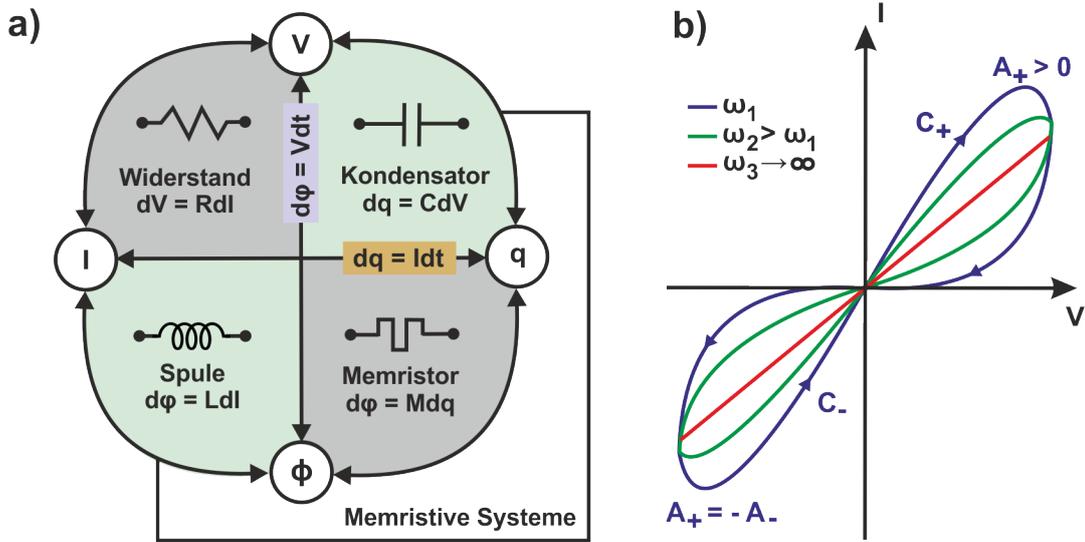


Abbildung 2.8.: a) Vier elektrischen Größen und die Bauelemente, welche sie verknüpfen. Hierbei wurde der Memristor aus den Symmetriebedingungen der einzelnen Kenngrößen abgeleitet. Abbildung nach Referenz [146]. b) Strom-Spannungs-Kennlinien eines memristiven Systems. Bei einer periodischen Eingangsspannung V mit der Frequenz ω_1 folgt der Strom einer Hysteresekurve durch den Nullpunkt. Mit höherer Frequenz sinkt die eingeschlossene Fläche der Hysterese. Abbildung nach Referenz [14]. Die eingeschlossenen Hysteresefflächen A_+ und A_- können durch ein Kurvenintegral entlang C_+ und C_- berechnet werden. Dabei ist die eingeschlossene Fläche der Hystereseschleife abhängig von der Ladung q des Systems.

ner $\text{TiO}_2/\text{TiO}_{2-x}$ Doppelschichtstruktur den ersten Memristor [146]. Der Name des Bauelements leitet sich aus seiner Funktionalität ab und ist eine Zusammensetzung der Wörter für Speicher (englisch: memory) und Widerstand (englisch: resistor). Das besondere hierbei ist, dass der elektrische Widerstand des Memristors von der zuvor angelegten Spannung abhängt. Dadurch ist die Strom-Spannungs-Kennlinie durch eine frequenzabhängige Hysterese durch den Nullpunkt gekennzeichnet. In Abbildung 2.8a) sind die vier elektrischen Größen (Spannung V , Stromfluss I , Ladung q und magnetische Fluss ϕ) dargestellt. Sie werden durch die passive Bauelemente Widerstand, Spule und Kondensator miteinander verknüpft. Aufgrund der Symmetrie dieser Grundgrößen argumentierte L. Chua, dass es ein weiteres Bauteil geben muss, welches den magnetischen Fluss und die Ladung miteinander verknüpft [148]. Infolgedessen kann die Memristanz anhand einer ladungsabhängigen Änderung des magnetischen Flusses charakterisiert werden

$$M(q(t)) = \frac{d\phi(q)}{dq}. \quad (2.9)$$

Zur Herleitung dieser Beziehung werden die zeitabhängigen Integrale für den magnetischen Fluss und die elektrische Ladung verwendet

$$q(t) = \int_{-\infty}^t I(\tau) d\tau \quad \text{bzw.} \quad \phi(t) = \int_{-\infty}^t V(\tau) d\tau. \quad (2.10)$$

Dementsprechend zeigt die Strom-Spannungs-Beziehung eines Memristors große Ähnlichkeiten mit dem Ohmschen Gesetz $V(t) = M(q(t)) \cdot I(t)$. Nur wenige Jahre später wurde eine allgemeine Schreibweise für memristive Systeme eingeführt [14]

$$\frac{dx}{dt} = f(x, I, t) \quad \frac{dx}{dt} = f(x, V, t), \quad (2.11)$$

$$V = R(x, I, t)I \quad I = G(x, V, t)V. \quad (2.12)$$

$R(x, I, t)$ und $G(x, V, t)$ repräsentieren die Memristanz oder Memduktanz und x beschreibt eine veränderbare Zustandsgröße im Materialsystem. In Abbildung 2.8b) ist eine charakteristische Strom-Spannungs-Kennlinie eines Memristors dargestellt. Bei einer periodischen Spannungsänderung $V = V_0 \cdot \sin(\omega t)$ folgt der Strom einer Lissajous-Kurve, die einer Hysterese durch den Nullpunkt entspricht. Bei einer Erhöhung der Frequenz sinkt die eingeschlossene Fläche der Hysterese [14, 149]. Die Hysteresefläche im ersten bzw. dritten Quadranten kann durch ein Integral entlang der entsprechenden Kurve C_+ und C_- berechnet werden (vgl. Abbildung 2.8b)). Bei einer periodischen Anregung gilt für die Fläche eines idealen Memristors

$$\begin{aligned} A_+(t) &= \int_0^t V(\tau) \frac{dI}{d\tau} d\tau = \frac{1}{2} V(t) I(t) - \frac{1}{2} \int_0^t \frac{dM(q)}{dq} I^3 d\tau \\ &= A_p(t) + A_{mem}(t) = -A_-(t). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Dabei ist $A_p(t)$ die Leistung und $A_{mem}(t)$ die Speicherfunktionalität des Bauelements [150, 151]. Aus Gleichung 2.13 wird ersichtlich, dass die eingeschlossene Fläche der Strom-Spannungs-Charakteristik direkt von der Ladung q abhängt.

Memristoren zeichnen sich unter anderem durch eine hohe Datendichte aus, denn verglichen mit den binären Zuständen eines FETs können memristive Bauelemente multiple Widerstandswerte einnehmen und somit unterschiedliche Ergebnisse speichern [146]. Vor allem bietet die Verbindung aus Speicherfunktionalität und spannungsinduzierter Widerstandsänderung eine Einsatzmöglichkeit in neuronalen Netzwerken [152]. Memristive Bauelemente können aufgrund ihrer Funktionalität grob in drei Gruppen gegliedert werden. Diese Unterteilung erfolgt über die zugrundeliegende Widerstandsänderung: Elektronen- oder Ionenmigration und Phasenübergänge. Jede einzelne Gruppe kann wiederum durch die jeweiligen Mechanismen bzw. Materialsysteme weiter unterteilt werden [153]. Bei ionischen Memristoren wird die Widerstandsänderung etwa durch die Migration von Anionen oder Kationen erreicht. Durch das Anlegen einer Spannung wird ein leitendes Filament zwischen den

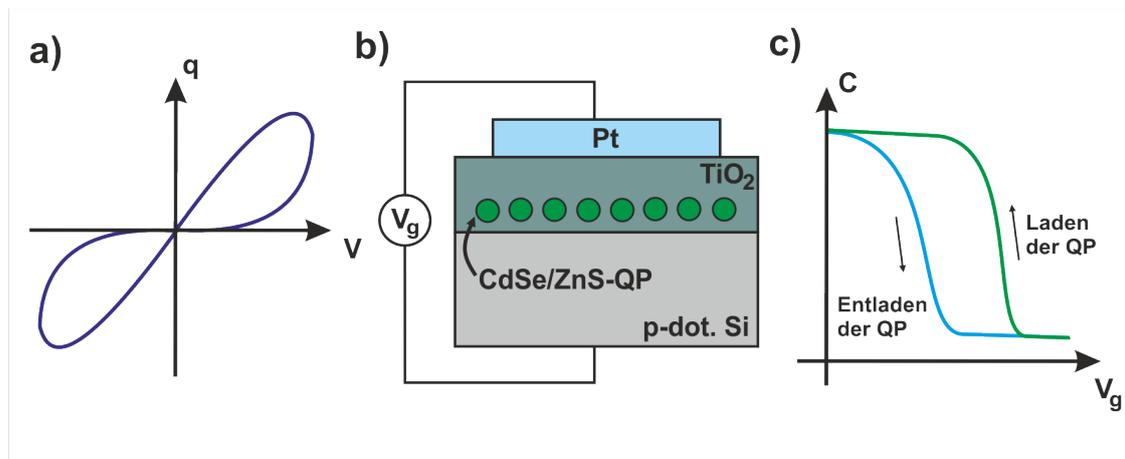


Abbildung 2.9.: a) Charakteristische Ladungs-Spannungs-Kennlinie eines Memkondensators. Bei einer periodischen Anregung der Systems folgt die Ladung einer Hysterese durch den Nullpunkt. b) Pt/TiO₂/Si-Struktur mit implementierten CdSe/ZnS-Quantenpunkte (kurz: QP) an der Grenzschicht. Abbildung nach Referenz [157]. Abhängig von der angelegten Gate-Spannung ändert sich durch das Laden und Entladen der Quantenpunkte die Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik.

Elektroden gebildet oder gebrochen. Das Paradebeispiel hierzu bilden multivalente Übergangsmetalloxide wie etwa TaO₂ und TiO₂ [19, 20]. Manche Materialsysteme zeigen unterschiedliche elektrische Leitfähigkeiten im kristallinen oder amorphen Zustand. Diese Phasenänderung kann ebenfalls als eine Grundlage für ein memristives System dienen. So geht beispielsweise Ge₂Sb₂Te₅ beim Anlegen einer Spannung aus einem amorphen in einen kristallinen Zustand über [154]. Auch magnetische und ferroelektrische Memristoren gehören zu dieser Gruppe [153, 155]. Zuletzt kann die Widerstandsänderung ausschließlich durch eine elektrostatische Wechselwirkung generiert werden. Die Funktionalität dieser Memristoren basiert auf dem Einfangen und Freilassen von Ladungsträgern, welche wiederum durch elektrostatische Wechselwirkung den Widerstand des Systems verändern. Die Ladungsträgerakkumulation geschieht üblicherweise durch Fallenzustände, Quantenpunkte innerhalb der Struktur oder einer zusätzlichen nicht-angesteuerten Elektrode (Floating-Gate). Diese Memristoren haben starke Ähnlichkeiten mit Speichertransistoren [156].

Nach der intensiven Untersuchung zahlreicher memristiver Materialien und Systemen wurde das Konzept des Memristors auf kapazitive und induktive Schaltelemente erweitert [158]. Dadurch wurden der Memkondensator (englisch: memcapacitor) und Meminduktor (englisch: meminductor) konzipiert, deren Eigenschaften von der zeitlichen Entwicklung des Systems abhängen. Zusammen mit dem Memristor bilden diese Bauelemente eine neue Gruppe von Speichersystemen. Zur Vervollständigung dieser Schaltgruppe wird im Folgenden ein kurzer Überblick über den Memkondensator und Meminduktor gegeben. Die Kenngrößen der Memkapazität $C(\phi(t))$ und Meminduktivität $L(q(t))$ werden mithilfe der zeitabhängigen Beziehungen für den

magnetischen Fluss ϕ und der Ladung q ermittelt

$$\sigma(\phi) = \int_{-\infty}^t \phi(\tau) d\tau \quad \text{und} \quad \rho(q) = \int_{-\infty}^t q(\tau) d\tau. \quad (2.14)$$

Dadurch lassen sich ähnlich zur Memristanz $M(q(t))$ die Abhängigkeiten $C(\phi) = d\sigma(\phi)/d\phi$ und $L(q) = d\rho(q)/dq$ herleiten [159]. Der allgemeine Fall für die Memkapazität und Meminduktivität lautet

$$\frac{dx}{dt} = f(x, V, t) \quad \frac{dx}{dt} = f(x, I, t), \quad (2.15)$$

$$q(t) = C(x, V, t)V(t) \quad \phi(t) = L(x, I, t)I(t). \quad (2.16)$$

Die Kenngröße x ist dabei eine variable Zustandsgröße, die für das Schaltverhalten verantwortlich ist. Ähnlich zum memristiven Verhalten entspricht die Ladungs-Spannungs-Kennlinie eines memkapazitiven Systems einer Hysterese durch den Nullpunkt (vgl. Abbildung 2.9a)). Viele unterschiedliche Systeme können ein memkapazitives Verhalten aufweisen. Dies gelingt unter anderem durch das Laden und Entladen von Quantenpunkten oder Nanokristallen in einer Heterostruktur [160, 157, 161] oder durch elektromechanische Kondensatoren [162]. Aus der memristive Funktionalität eines Materialsystems können auch memkapazitive Eigenschaften abgeleitet werden. Dazu gehört das Bilden und Brechen von leitfähigen Nanofilamenten in TiO_2 [163], die Modulation einer Schottky-Barriere an einer $\text{Pt}/\text{LaAlO}_3/\text{Nb}:\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur [164] oder die Migration von Sauerstofffehlstellen in einem Oxidfilm [165, 166]. Ein Beispiel für eine memkapazitive Struktur ist in Abbildung 2.9b) dargestellt. Es handelt sich um eine TiO_2/Si -Schichtstruktur mit integrierten CdSe/ZnS -Quantenpunkten. Durch das Anlegen einer Gatespannung V_g werden die Quantenpunkte an der Grenzschicht beider Materialien geladen oder entladen. Dadurch ändert sich die gemessene Kapazität des Systems (vgl. Abbildung 2.9c)). Üblicherweise ist die Kapazitätsänderung eines Memkondensators um mehrere Größenordnungen kleiner als die Widerstandsänderung eines Memristors. Dennoch wurden bereits Rechenarchitekturen auf Basis von memkapazitiven Effekten realisiert [167].

2.4.2. Transistor

Der Einfachheit halber befasst sich dieser Abschnitt mit den Grundlagen eines idealen n-Kanal MOSFETs. Bei einem Feldeffekttransistor handelt es sich um ein spannungsgesteuertes Schaltelement, welches über drei Anschlüsse verfügt. Bei den Anschlüssen handelt es sich um die Quelle (englisch: Source) und eine Senke (englisch: Drain), die durch einen Kanal miteinander verbunden sind, sowie einer Steuerelektrode (englisch: Gate). Der Kanal und das Gate sind durch ein isolierendes Dielektrikum voneinander getrennt und bilden dadurch die Seitenflächen eines Kondensators.

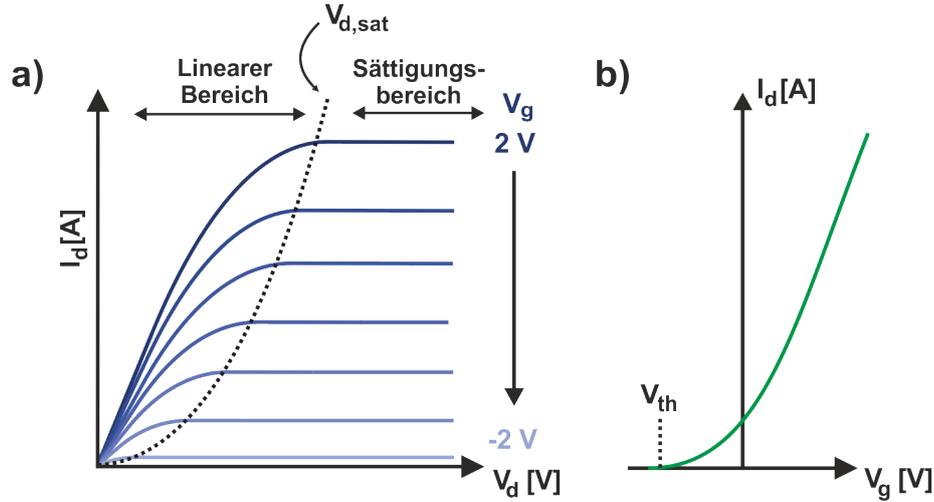


Abbildung 2.10.: a) Strom-Spannungs-Kennlinien eines n-Kanal MOSFETs in Abhängigkeit der angelegte Gatespannung V_g . Mithilfe von V_g lässt sich die Ladungsträgerdichte innerhalb des Kanals modulieren und so die Stromstärke ändern. Der Stromfluss kann in einen linearen Bereich und einen Sättigungsbereich unterteilt werden. b) Transferkennlinien eines MOSFETs zur Veranschaulichung der Modulation der Stromstärke durch die Gatespannung mit der dazugehörigen Schwellenspannung V_{th} .

Durch das Anlegen einer Spannung V_g am Gate wird die Leitfähigkeit innerhalb eines Kanals moduliert und so das Schaltvermögen des Bauelements realisiert. Trotz der unterschiedlichen Bauformen basieren alle Transistoren auf dem Prinzip einer spannungsinduzierten Leitfähigkeitsänderung im Kanal. Abbildung 2.10a) zeigt die Ausgangskennlinie eines FETs, die von der Gatespannung abhängig ist. Bei Transistoren spielt die Schwellenspannung V_{th} eine wichtige Rolle. Sie beschreibt ab wann sich der leitfähige Kanal zwischen dem Drain- und Sourcekontakt bildet. Für einen n-Kanal MOSFET gilt $V_{th} < 0$ V. Um den Zusammenhang zwischen dem Strom I_d und der Gatespannung V_g zu verdeutlichen, ist in Abbildung 2.10b) eine sogenannte Transferkennlinie dargestellt. Für den Stromfluss gilt dabei

$$I_d = \begin{cases} \beta[(V_g - V_{th})V_d - \frac{1}{2}V_d^2] & \text{für } V_g - V_{th} > V_d > 0 \\ \frac{\beta}{2}(V_g - V_{th})^2 & \text{für } V_d \geq V_g - V_{th}. \end{cases} \quad (2.17)$$

Der Vorfaktor $\beta = C_{ox}b\mu/l$ setzt sich aus der flächenbezogenen Kapazität C_{ox} , der effektive Elektronenbeweglichkeit μ und der Breite b bzw. Länge l des Kanals zusammen. Im linearen Bereich bzw. Unterschwellenbereich ($V_g - V_{th} > V_d$) verhält sich die Kennlinie wie bei einem gewöhnlichen Widerstand. Wird die Drainspannung weiter erhöht, so wird bei $V_{d,sat} = V_g - V_{th}$ der Sättigungsbereich erreicht (siehe 2.10a)). Hierbei kommt es zur Selbstabschnürung des Kanals (englisch: pinch-off). In diesem

Regime ist die Elektronenbeweglichkeit nicht mehr abhängig vom elektrischen Feld zwischen dem Drain- und Sourcekontakt und die Kennlinie flacht ab [168].

2.4.3. Spin-Ladungs-Umwandler

Die Spintronik umfasst die Erzeugung, Detektion und elektronische Manipulation von Spinströmen. Den ersten Schritt zur Etablierung dieses Fachgebiets machte die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstands im Jahr 1988. Hierbei konnte der elektrische Widerstand einer Nanostruktur bestehend aus magnetischen Eisen- und nichtmagnetischen Chrom-Dünnschichten durch spinabhängige Elektronenstreuung beeinflusst werden [169]. Jedoch eignet sich diese Methode kaum zur Realisierung von spintronischen Logikgatter, da mit abnehmender Dimensionalität der Widerstand und somit der Energieverbrauch kontinuierlich zunehmen. Des Weiteren induziert ein Magnetowiderstand keine Spannungsdifferenz, die zum Ansteuern weiterer Bauelemente benötigt wird. Eine Alternative dazu bietet die Spin-Bahn-Kopplung in nichtmagnetischen Materialien mit deren Hilfe eine Umwandlung zwischen Spin- und Ladungsströmen möglich wird [135]. So werden beispielsweise Schwermetalle wie etwa Platin, Wolfram oder Tantal aufgrund ihres intrinsischen Spin-Hall-Effekts bereits in spintronischen Bauelemente eingesetzt [170]. Eine weitere Möglichkeit stellt der Rashba-Effekt dar, welcher in Abschnitt 2.3.1 vorgestellt wurde. Dieser Effekt zeigt großes Potential für die Zukunft, da er die Möglichkeit bietet ohne den Einsatz eines externen Magnetfelds, und den damit verbundenen Streufeldern, einen Spinstrom zu generieren [171, 145]. Es gibt eine Vielzahl von Ansätze zur Realisierung von spintronischen Bauelementen [172]. Ein bekanntes Beispiel wäre etwa der Spin-Transistor, welcher von S. Datta und B. Das postuliert wurde [173, 174]. Dabei moduliert eine Gatespannung die Spinausrichtung in einem zweidimensionalen Elektronengas und damit auch die Leitfähigkeit zwischen den zwei ferromagnetischen Elektroden. Eine weitere Anwendungsmöglichkeit der Spin-Bahn-Kopplung wurde von Manipatruni et al. in Form der MESO-Logik (englisch: magnetoelectric spin-orbit device) vorgestellt [175]. Dabei handelt es sich um eine magnetoelektrische Materialschicht auf einer Seite und einem Materialsystem mit starker Spin-Bahn-Kopplung auf der anderen. Beide Seiten werden über einen Nanomagnet miteinander verbunden. Im Grundprinzip funktioniert das Bauteil als ein ladungs- bzw. spannungsgesteuerter Inverter. Der Energieverbrauch dieser skalierbaren Nanostruktur soll etwa 1-10 aJ ($1 \text{ aJ} = 10^{-18} \text{ J}$) betragen, was etablierte Halbleitertechnologien um mehrere Größenordnungen unterbietet. Abbildung 2.11a) zeigt den schematischen Aufbau des Logikelements. Ein positiver Stromfluss I_{in} ($+x$ -Richtung) erzeugt ein elektrisches Feld in $-z$ -Richtung. Infolgedessen wird in der magnetoelektrischen Schicht das effektive Feld H_{me} in $-y$ -Richtung geschaltet. Durch ferromagnetische Kopplung ändert sich auch die Magnetisierungsrichtung des Nanomagnet ($-y$ -Richtung). Das Auslesen der Zustandsänderung geschieht mithilfe der Spin-Bahn-Kopplung. Dabei wird der Versorgungsstrom I_s injiziert, der einen Fluss von spinpolarisierten

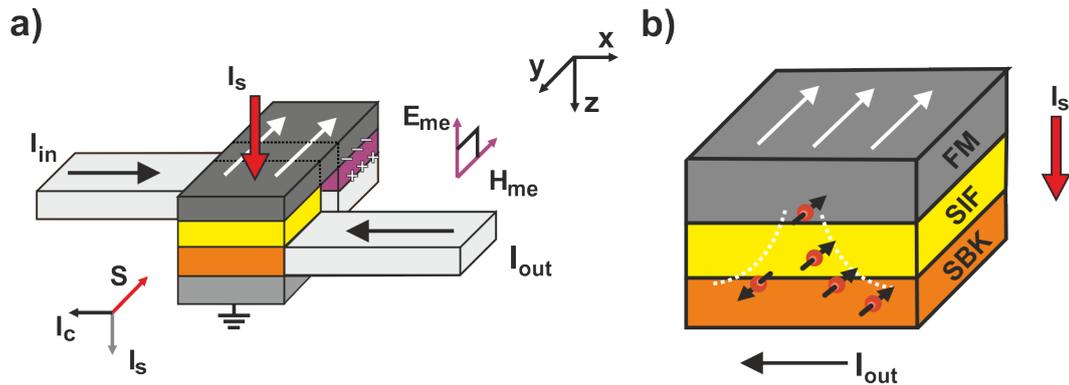


Abbildung 2.11.: Schematische Darstellung der MESO-Struktur und ihrer Funktionsweise. a) Die MESO-Logik besteht aus einer magnetoelektrische Materialschicht (violett), einem Materialsystem mit starker Spin-Bahn-Kopplung (gelb/orange) und einem Nanomagneteten (grau). Der Stromfluss I_{in} erzeugt ein elektrisches Feld. Infolgedessen ändert sich das effektive Feld H_{me} in der magnetoelektrische Materialschicht. Durch ferromagnetische Kopplung wird die Magnetisierungsrichtung des Nanomagneteten verändert. Das Auslesen der Zustandsänderung erfolgt durch einen spinpolarisierten Strom I_s . Durch die Spin-Ladungs-Umwandlung im SBK-Material kommt es zum spinabhängigen Drift von Elektronen und dadurch zum invertierten Ausgangsstrom I_{out} . b) Vorderer Teil des MESO-Bauelementes, welcher für die Umwandlung zwischen dem Spin- und Ladungsstrom verantwortlich ist. Abbildung nach Referenz [175].

Elektronen vom Ferromagneteten in das SBK-Material bewirkt. Aufgrund der Spin-Ladungs-Umwandlung wird eine ungleiche Elektronenverteilung erzeugt und somit auch ein Ausgangsstrom I_{out} in $-x$ -Richtung (vgl. Abbildung 2.11b)). Beim Spin-Injektionsfilm (SIF) handelt es sich um eine zusätzliche Schicht, die je nach Materialsystem benötigt wird. Die spinabhängige Ladungsträgerverteilung findet stattdessen in der SBK-Schicht statt [175].

Manipatruni et al. verweisen auf unterschiedliche Materialklassen zur Realisierung der MESO-Logik. Unter den möglichen Kandidaten finden sich topologische Isolatoren, Dichalkogenide und komplexe Übergangsmetalloxide. Zusätzlich stellt die Arbeitsgruppe ein Konzept vor, um die Effizienz der Spin-Ladungs-Umwandlung in nanoskaligen Strukturen zu untersuchen. Diese Vorgehensweise wurde im späteren Verlauf von Pham et al. weiter ausgearbeitet [176, 177]. Dabei handelt es sich um eine Kreuzstruktur aus einem SBK-Material und einer ferromagnetischen Elektrode. Abbildung 2.12a) zeigt eine schematische Darstellung einer solchen Kreuzstruktur. Dabei wird im ersten Schritt ein T-förmiges Stück eines SBK-Materials prozessiert und anschließend mit einer ferromagnetischen Elektrode oberhalb der Verzweigung bewachsen. Die Funktionsweise dieses Bauelementes gleicht dabei dem Auslesemechanismus der MESO-Logik (vgl. Abbildung 2.11b)). Die Funktionalität des Bauelementes wurde hauptsächlich aus der Sicht des Spin-Hall-Effekts im Platin unter-

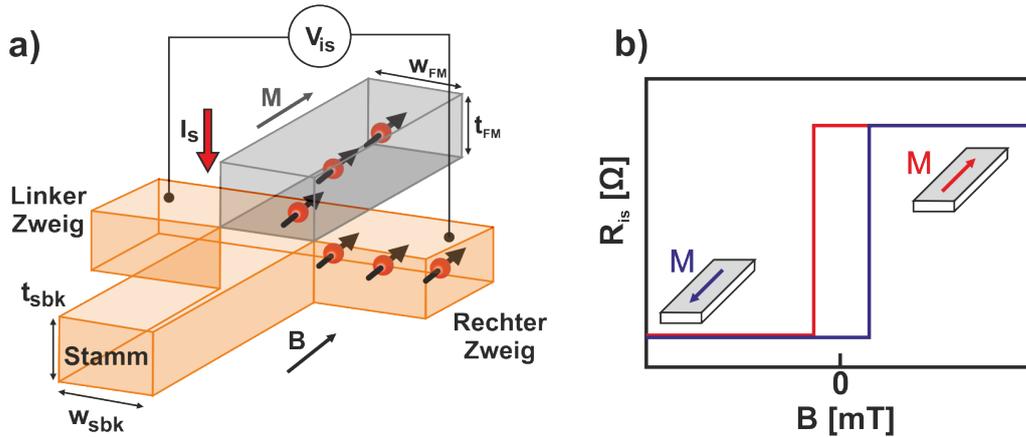


Abbildung 2.12.: a) Kreuzstruktur zur Untersuchung der Spin-Bahn-Umwandlung. Diese besteht aus einem T-förmigen SBK-Material (orange) und einer ferromagnetischen Elektrode (grau). Parallel zum Ferromagneten wird ein Magnetfeld B angelegt und so die Magnetisierungsrichtung M verändert. Dadurch werden spinpolarisierte Ladungsträger in das Material darunter injiziert. Durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung werden die Ladungsträger in den linken und rechten Zweig abgelenkt, sodass eine Spannung V_{is} messbar ist. b) Aus der gemessenen Spannung V_{is} und dem Strom I wird der Pseudo-Widerstand R_{is} bestimmt, der von der Magnetisierungsrichtung abhängt. Abbildung nach Referenz [177].

sucht [176, 177]. Aus diesem Grund wird auch der Spin-Hall-Effekt als prinzipielle Erklärung herangezogen. Nichtsdestotrotz sollte die Funktionalität genauso für ein Rashba-System gelten. Mithilfe eines externen Magnetfelds B , das entlang der ferromagnetischen Elektroden (kurz: FM) angelegt wird, kann dessen Magnetisierung M verändert werden. Durch das Anlegen einer Vorspannung an die FM Elektrode fließt ein spinpolarisierter Strom vom Ferromagneten in das SBK-Material. Infolgedessen kommt es zum inversen Spin-Hall-Effekt. Die spinpolarisierten Elektronen erzeugen eine ungleiche Elektronenverteilung zwischen dem linken und rechten Zweig. Diese Ungleichheit kann in Form einer Spannungsdifferenz V_{is} zwischen den Kontakten gemessen werden (vgl. Abbildung 2.12a)). Währenddessen wird am Stamm der Probe der Stromfluss I ermittelt. Das Spin-Signal wird in Form eines Pseudo-Widerstands $R_{is} = V_{is}/I$ angegeben. Das Vorzeichen der Spannungsdifferenz V_{is} hängt von der Magnetisierung des Ferromagneten ab, sodass beim Schalten der FM Elektrode eine Hysterese beobachtet werden kann (vgl. Abbildung 2.12b)). Hingegen kann zur Bestimmung des Spin-Hall-Effekts die Vorspannung an einem Zweig angelegt werden, wobei der gegenüberliegende Zweig zur Strommessung genutzt wird. Die benötigte Spannungsdifferenz V_{ds} wird nun am Stamm und der FM Elektrode abgegriffen. Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung im T-Stück wird ein spinpolarisierter Stromfluss erzeugt, der zu einer Spinakkumulation an der FM/SBK-Grenzschicht führt, und dadurch die Messung des direkten Spin-Hall-Effekts $R_{ds} = V_{ds}/I$ ermöglicht. In diesem

Fall hängt die gemessene Spannung ebenfalls von der Magnetisierungsrichtung und vom Einfluss der Majoritäts- bzw. Minoritäts-Spins ab. Für die Umwandlung beim (I)SHE gilt

$$\mathbf{J}_s = \frac{\hbar}{2e}\theta_{she}\mathbf{J}_c \times \mathbf{s} \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{J}_c = \frac{2e}{\hbar}\theta_{ishe}\mathbf{J}_s \times \mathbf{s} \quad (2.18)$$

Dabei ist \mathbf{J}_s die Spinstromdichte, \mathbf{J}_c die Ladungsstromdichte und \mathbf{s} der Vektor der Spinpolarisation, welcher durch die Magnetisierung der FM Elektrode gegeben ist. e ist die Elementarladung, \hbar das reduzierte Planck-Wirkungsquantum und $\theta_{(i)she}$ der (inverse) Spin-Hall-Winkel, welcher die Effizienz der Umwandlung quantifiziert [137]. Es ist erwähnenswert, dass Gleichung 2.18 der Onsager-Relation unterliegt. Bei dieser Relation handelt es sich um eine Symmetrie- bzw. Reziprozitätsbeziehung von Transportkonstanten in Bezug auf Umkehrung von externen Feldern oder Gradienten. Dadurch verlaufen die oben genannten Experimente zur Bestimmung des direkten und inversen Spin-Hall-Effekt reziprok zueinander und es gilt $\theta_{she} = \theta_{ishe}$ [178].

3. Strukturierung der Proben

Die folgenden Abschnitte befassen sich mit der Prozessierung von den untersuchten Nanostrukturen. Hierbei werden die entsprechenden Prozessschritte detailliert dargelegt und schematisch skizziert. Das quasi zweidimensionale Elektronengas lässt sich auf drei unterschiedliche Weisen strukturieren. Zum einen können auf der Oberfläche einer unterkritischen LAO/STO-Probe dünne leitfähige Nanodrähte geschrieben bzw. gelöscht werden. Dies geschieht üblicherweise mithilfe einer geladenen Rasterkraftmikroskop-Spitze (vgl. Abschnitt 2.1.3). Zum anderen kann die Strukturierung durch das selektive Überwachsen der Probenoberfläche erfolgen. Alternativ dazu gibt es die Möglichkeit ein bereits bestehendes q2DEG durch Ionenätzen zu präparieren [179, 180]. Die Terminierung des Substrats und das Wachstum der Oxid-Probe mittels gepulster Laserablation wurde durch die Kollegen am Lehrstuhl für Experimentelle Physik IV erledigt. Die dazugehörigen Schritte und Parameter sind im Anhang B dargestellt. Für diese Arbeit wurden insgesamt drei unterschiedliche Nanostrukturen hergestellt. Dabei handelt es sich um einen Nanodraht mit lateralen Gates auf $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Basis, sowie eine NiFe/Pt- bzw. NiFe/ $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Kreuzstruktur.

3.1. $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Nanodraht

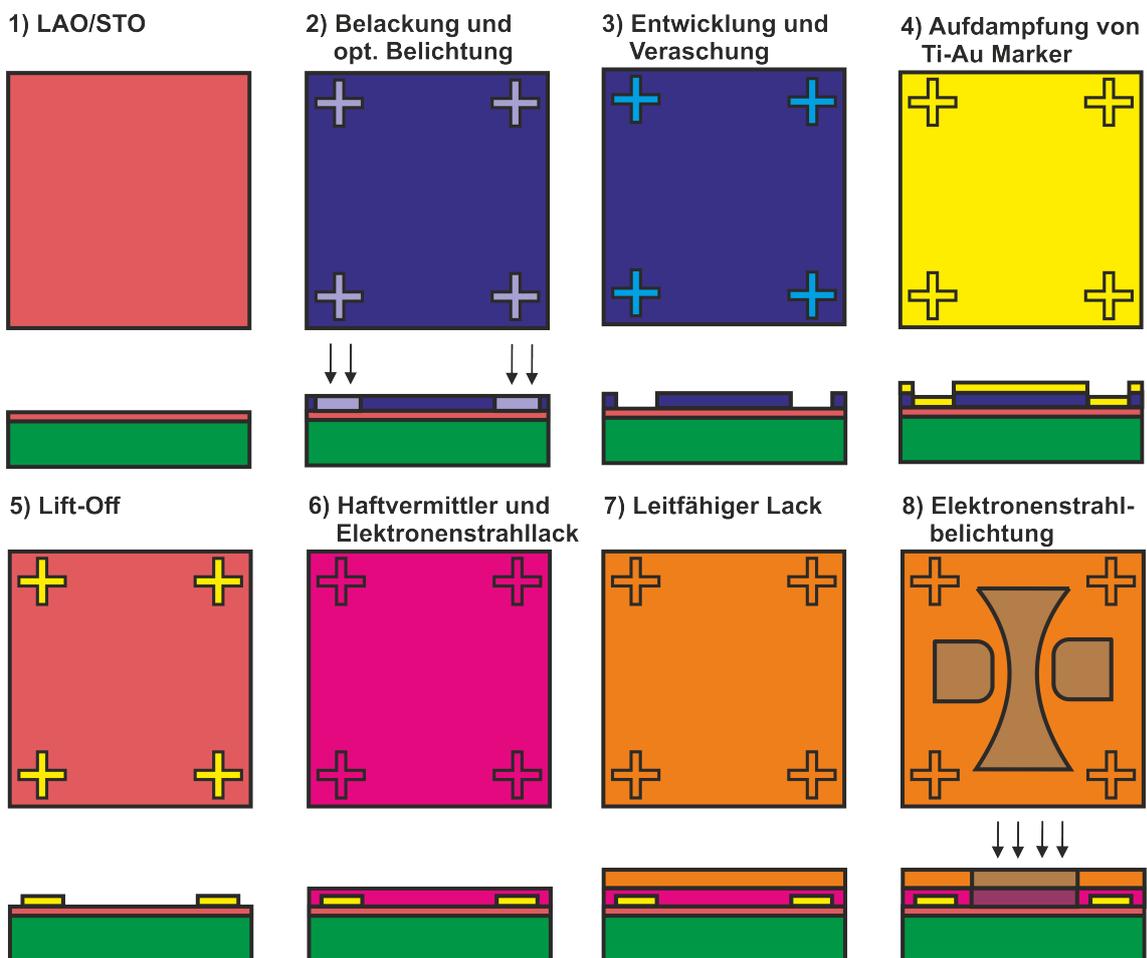
Das Lithographieverfahren richtet sich nach der Methode von Schneider et al. [101]. Bei dieser Technik wird die Tatsache ausgenutzt, dass die Leitfähigkeit an der Oxid-Zwischenschicht um mehrere Größenordnungen ansteigt, wenn das LAO beim Wachstum die kritische Schichtdicke von vier Einheitszellen erreicht. Bei der Schneider-Methode werden vor Beginn der Strukturierung zwei EZ Lanthanaluminat auf dem TiO_2 -terminierten Substrat gewachsen. Dadurch soll die oberste Substratschicht vor Chemikalien geschützt werden. Anschließend werden mithilfe optischer bzw. Elektronenstrahl-Lithographie bestimmte Bereiche auf der Probenoberfläche mit Photolack bedeckt und die gesamte Probe mit amorphen LaAlO_3 überwachsen. Nach Entfernung des Photolacks entstehen kristalline und amorphe Areale auf der Probenoberfläche. Nun kann die kritische Schichtdicke der Heterostruktur ausgenutzt werden, denn im letzten Schritt des Verfahrens werden nochmals vier Einheitszellen LaAlO_3 auf die Probe abgeschieden. Auf den Bereichen mit dem amorphen LAO bilden sich weitere amorphe Schichten und das Substrat bleibt an diesen Stellen isolierend. Hingegen wachsen auf dem kristallinen Lanthanaluminat insgesamt sechs

Einheitszellen LAO, sodass hier die kritischen Schichtdicke überschritten wird und sich ein zweidimensionales Elektronengas bilden kann.

Die Herstellung unserer Proben weicht gegenüber dem Verfahren in Referenz [101] etwas ab. Zum Überwachsen der Probe wird Siliziumdioxid verwendet. Zusätzlich wurde bei einigen Proben direkt auf der Substratoberfläche prozessiert und anschließend die Probe mit sechs Einheitszellen LAO überwachsen. Dies hat den Vorteil, dass die Probenherstellung schneller und effektiver verläuft. Nach unserer Erfahrung ändert die direkte Prozessierung auf der Substratoberfläche nicht die Beschaffenheit der Probe. In einigen Fällen wurde sogar eine höhere Elektronenmobilität beobachtet. Im Folgenden werden die unterschiedlichen Prozessschritte schematisch erläutert und in Abbildung 3.1 dargestellt:

- 1) Die LAO/STO-Probe wird mit Aceton und Isopropanol organisch gereinigt und danach für kurze Zeit bei 150 °C ausgeheizt.
- 2) Die Oberfläche wird mit dem optischen Positivlack ma-P-1215 von Allresist belackt und es erfolgt eine Belichtung der Justagemarker mittels optischer Lithographie. Die Marker dienen zur Arretierung der Probe bei den Lithographie-Verfahren.
- 3) Die Probe wird mit dem Entwickler ma-D-331 bei Raumtemperatur entwickelt. Um kleine Lackreste zu entfernen, wird die entwickelte Struktur für kurze Zeit mit Sauerstoffplasma behandelt. Das Plasma sollte keinen Einfluss auf die späteren LAO/STO-Strukturen haben, da die entsprechenden Stellen auf der Oberfläche durch den Photolack geschützt sind.
- 4) Im nächsten Schritt werden 30 nm Titan und anschließend 300 nm Gold auf die Probenoberfläche aufgedampft.
- 5) Als letzten Schritt der Justagemarker-Definition wird mittels Lift-Off-Technik der Lack mit N-Methyl-2-pyrrolidon (kurz: NMP) im Ultraschallbecken bei 80°C entfernt. Anschließend wurde die Probe in Isopropanol geschwenkt.
- 6) Zur Prozessierung der eigentlichen Nanostrukturen wird ein Haftvermittler AR-300-80 und anschließend der Negativ-Elektronenstrahllack AR-N-7520 aufgeschleudert.
- 7) Um die elektrostatische Aufladung durch die Elektronenstrahl-Lithographie zu vermeiden, wird zusätzlich der leitfähige Lack Electra92 verwendet.
- 8) Durch die Belichtung der Strukturen in der Elektronenstrahlanlage findet eine Quervernetzung des Lackes an den belichteten Stellen statt. Die passenden Parameter werden vorab mittels Dosistestbelichtung und Variation der Strukturgrößen an Teststrukturen ermittelt.
- 9) Im darauffolgenden Schritt wird der wasserlösliche leitfähige Lack Electra92 mithilfe von H₂O entfernt.

- 10) Der Negativ-Elektronenstrahllack wird mit dem Entwickler AR-300-47 entwickelt und mögliche Lackreste mit Sauerstoffplasma entfernt.
- 11) Zum Definieren der isolierenden Areale werden 11 nm SiO_2 auf die Oberfläche aufgedampft.
- 12) Nach dem Lift-Off-Prozess des Lacks entstehen zwei Bereiche auf der Probenoberfläche. Die Areale mit dem amorphen SiO_2 bleiben durchgehend isolierend und die Bereiche mit dem kristallinen LaAlO_3 als oberste Schicht werden durch das zusätzliche Überwachsen metallisch.
- 13) Im letzten Schritt wird die Probenoberfläche mit LAO überwachsen.



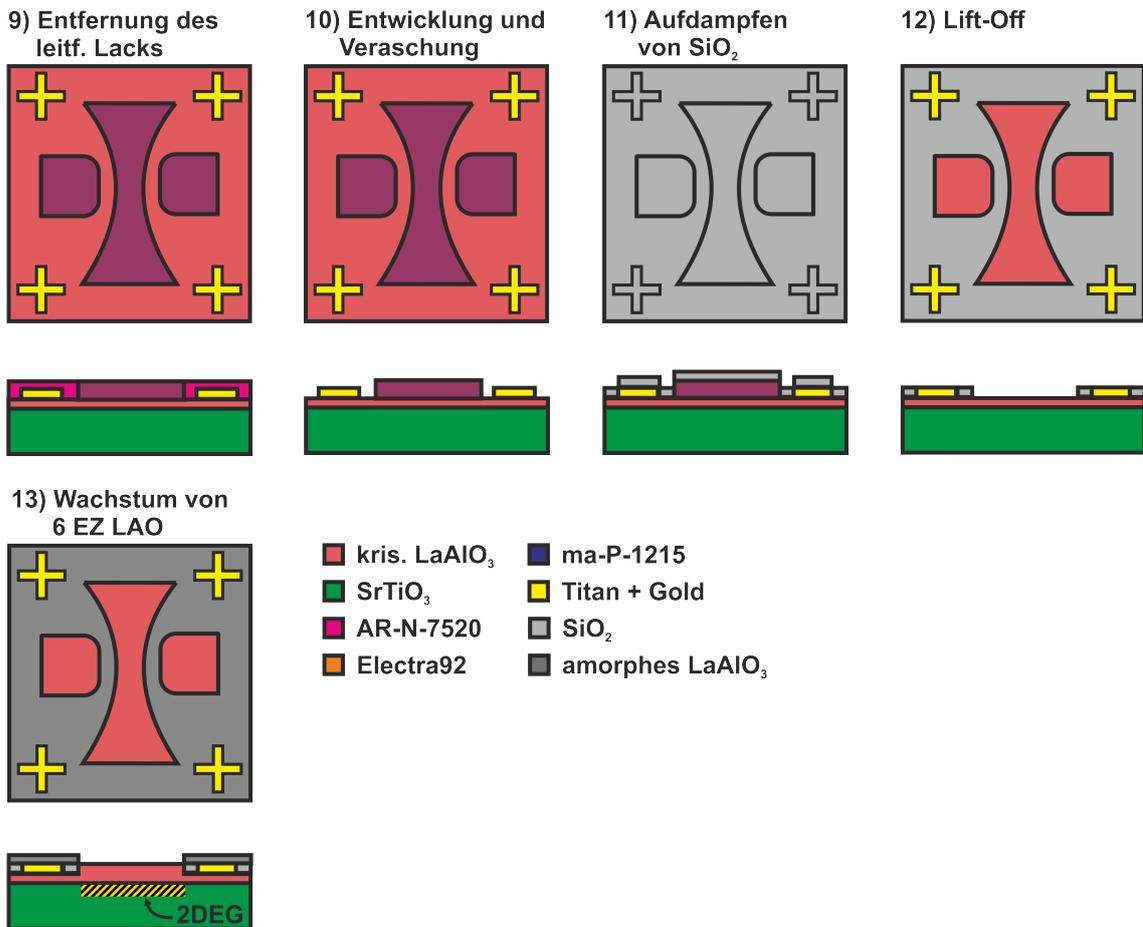


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der Prozessierung von LAO/STO-Nanodrähten inklusive der Draufsicht und den unterschiedlichen Materialschichten auf der Probe. Das Verfahren richtete sich nach Ref. [101]. Die Farbkodierung entspricht den einzelnen Materialien bzw. verwendeten Chemikalien.

3.2. NiFe/Pt-Kreuzstruktur

Zur Untersuchung der Spin-Ladungs-Umwandlung im Platin wird eine NiFe/Pt-Kreuzstruktur hergestellt. Dadurch wurde auch die Realisierbarkeit der Prozessierung untersucht, um diese auf eine NiFe/ LaAlO_3 / SrTiO_3 -Kreuzstruktur anzuwenden. Die Dimensionalität, das Probenlayout und die Herstellungsverfahren sind an Referenz [176, 177] angelehnt. Jedoch unterscheiden sich unsere Proben in zwei Aspekten. Wir verwenden NiFe (Permalloy) statt dem CoFe zur Prozessierung der ferromagnetischen Elektrode. Zusätzlich wird die gesamte Struktur auf einem semi-isolierenden GaAs-Substrat ($13 \text{ mm} \times 16 \text{ mm} \times 4,6 \text{ mm}$) realisiert. Die einzelnen Prozessschritte werden in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt und lauten in unserem Fall:

- 1) Das GaAs-Substrat wird mit Aceton und anschließend mit Isopropanol organischen gereinigt. Danach erfolgt eine Reinigung mit H_2SO_4 , um eine bessere Oberflächenhaftung zu garantieren. Am Ende wird die Probe bei $165\text{ }^\circ\text{C}$ ausgeheizt.
- 2) Ähnlich zur Strukturierung der LAO/STO-Nanodrähte werden zuerst Ti-Au-Justagemarker auf der Probenoberfläche definiert. Hierfür wird auf die Oberfläche der Positiv-Elektronenstrahllack Polymethylmethacrylat (kurz: PMMA) aufgeschleudert und bei $165\text{ }^\circ\text{C}$ ausgebacken. Anschließend erfolgt die Belichtung in der Elektronenstrahlanlage.
- 3) Der Lack wird in einem Gemisch aus Methylisobuthylketon (kurz: MIBK) und Isopropanol im Verhältnis 1:3 entwickelt und die Lackreste mithilfe von Sauerstoffplasma verascht.
- 4) Im folgenden Schritt wird die Metallmaske für die Justagemarker, bestehend aus Titan und Gold, aufgedampft.
- 5) Nach dem Lift-Off-Prozess mit N-Methyl-2-pyrrolidon bei $80\text{ }^\circ\text{C}$ im Ultraschallbecken ist die Probe bereit für die Definition der Nanostrukturen.
- 6) Wie im 2) Schritt wird die Oberfläche mit PMMA belackt und belichtet. Anschließend erfolgt die Elektronenstrahl-Belichtung.
- 7) Nach der Entwicklung des Lacks (mit MIBK/Isopropanol) entsteht das T-förmige Teilstück der Kreuzstruktur. Die Lackreste werden standardmäßig mit Sauerstoffplasma entfernt.
- 8) Als Haftvermittler werden 3 nm Titan auf die Probenoberfläche aufgedampft und anschließend 15 nm Platin aufgebracht. Der Lift-Off erfolgt wieder im Ultraschallbecken bei $80\text{ }^\circ\text{C}$ mithilfe von NMP. Anschließend wird die Probe nochmals mit Isopropanol gereinigt.
- 9) Nun wiederholen sich die Prozessschritte für die NiFe-Elektrode (vgl. Schritt 2 bzw. Schritt 6).
- 10) Die Strukturierung bzw. Entwicklung der ferromagnetischen Elektrode erfolgt nach Schritt 5) und 7).
- 11) Abschließend werden 28 nm Permalloy auf die Oberfläche aufgedampft und der restliche Photolack wie zuvor beim Lift-Off-Prozess entfernt.

3. Strukturierung der Proben

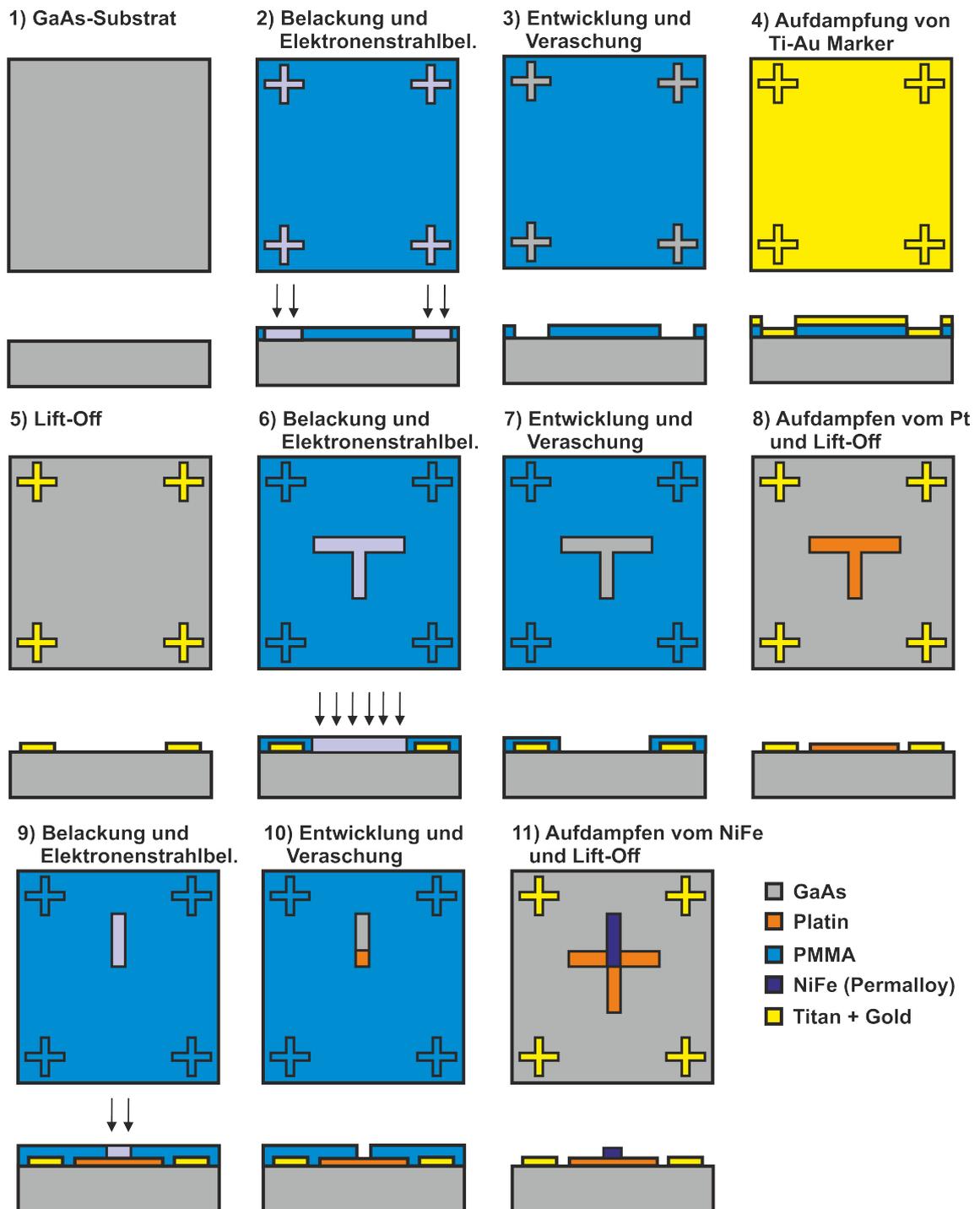


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung der Prozessschritte der NiFe/Pt-Kreuzstruktur mit der Proben-Draufsicht und den unterschiedlichen Materialschichten. Die Farbkodierung entspricht den einzelnen Materialien bzw. verwendeten Chemikalien.

3.3. NiFe/LaAlO₃/SrTiO₃-Kreuzstruktur

Die Spin-Ladungs-Umwandlung in einer FM/LAO/STO-Anordnung wird üblicherweise in makroskopischen, unstrukturierten Proben gemessen. Hierbei wird eine ferromagnetische Schicht, etwa durch Sputtern, auf die Oxidoberfläche aufgebracht und die benötigte Spannungsdifferenz zur Bestimmung der wechselseitigen Spinakkumulation an einer unbestimmten Stelle vermessen [51, 53, 181]. Dadurch gibt es nur wenige Anhaltspunkte zum benötigten Layout oder Dimensionalität der Probe. Die einzige Ausnahme hierzu bildet Referenz [50], wobei hier der Spin-Hall-Effekt an Proben in Hall-Geometrie vermessen wurde. Aus diesem Grund richtet sich die Probenherstellung an der bereits etablierten NiFe/Pt-Kreuzstruktur. Die Prozessierung der Probe ist eine Kombination der beiden vorherigen Verfahren. Als Ausgang dient dabei ein SrTiO₃-Substrat. Dabei wird zuerst die Arretierungsmarker auf der Probenoberfläche prozessiert (Schritt 1) bis 5) aus Abschnitt 3.1). Im Anschluss werden die nanoskaligen Bauelemente realisiert. Dabei wird zuerst das T-förmige Stück mithilfe von Elektronenstrahl-Lithographie hergestellt (vgl. Schritt 6) bis 12) aus Abschnitt 3.1). Im Anschluss wird die Probe mit sechs Einheitszellen LaAlO₃ überwachsen. Vor dem Aufdampfen des Permalloys wird die Probe nochmals mit Isopropanol gereinigt. Zur Strukturierung und Wachstum der ferromagnetischen Elektrode werden die Schritte 9) bis 11) aus Abschnitt 3.2 wiederholt. Hierbei ist es wichtig zu erwähnen, dass bei diesem Verfahren keine Plasmaveraschung zur Beseitigung von Lackresten zum Einsatz kam.

4. Untersuchung der LaAlO₃/SrTiO₃-Nanostrukturen

Bereits vor der Klassifizierung des Memristor durch L. Chua im Jahr 1971 [147], beobachteten viele Arbeitsgruppen eine intrinsische Widerstandsänderung in dielektrischen Materialien, wie etwa in Al₂O₃, TiO₂ und Nb₂O₅ [182, 183]. Dadurch stehen die Untersuchungen auf diesem Teilgebiet in einem starken Zusammenhang mit der Erfindung und Entwicklung des modernen MOSFET. Trotz der anhaltenden Forschung bleibt jedoch eine großflächige und kommerzielle Nutzung von Memristoren bisher aus [184]. Üblicherweise erzielen multivalente Übergangsmetalloxide ihre Widerstandsänderung durch das Erzeugen und Brechen von leitfähigen ionischen Filamenten zwischen zwei metallischen Elektroden. Dieser Umstand setzt eine genau stöchiometrische Zusammensetzung der Materialsysteme voraus, da schon geringe Abweichungen der Ionenkonzentration einen Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Bauelements haben [185, 186]. Dieser Nachteil kann umgangen werden indem die intrinsische Widerstandsänderung im Memristor durch eine elektrostatische Wechselwirkung akkumulierter Ladungsträger hervorgerufen wird. Das Funktionsprinzip eines solchen memristiven Bauteils hat dabei große Ähnlichkeiten mit dem bereits etablierten nicht-flüchtigen Speichertransistor. Diese Art von Transistoren modulieren den Stromfluss im Kanal durch das Transferieren und Speichern von Ladungsträgern auf einem Floating-Gate und haben die Metall-Oxid-Halbleiter-Struktur als ihre Grundlage. Bislang wurde die Verknüpfung zwischen einer Floating-Gate-Funktionalität und komplexen Übergangsmetalloxiden nicht ausführlich untersucht. Aus diesem Grund wurden für diese Arbeit unterschiedliche Nanodrähte mit lateralen Gates basierend auf der LaAlO₃/SrTiO₃-Heterostruktur hergestellt. Diese Bauelemente besitzen die Funktionalität eines Memristors und Transistors. Zusätzlich werden große Anstrengungen unternommen sich den Spin-Freiheitsgrad in Form einer Logik zu Nutze zu machen. Die Realisierung von Spin-FETs auf Basis des Rashba- bzw. Spin-Hall-Effekts oder als Quantenpunkt-Kontakt könnte zu neuartigen Rechenarchitekturen mit geringem Energieverbrauch führen [187]. Hierbei kann die starke Spin-Bahn-Kopplung an der Grenzschicht von LaAlO₃/SrTiO₃ genutzt werden. Diese Wechselwirkung sorgt für eine effiziente Umwandlung zwischen Ladungs- und Spinströmen und wird im Folgenden anhand einer nanoskopischen Struktur untersucht.

Die experimentellen Erkenntnisse dieser Arbeit lassen sich in drei Unterkapiteln

zusammenfassen. Das erste Kapitel 4.1 konzentriert sich auf die Memristanz und dessen Ursprung in LAO/STO -Nanodrähten. Hierbei wird vor allem das Symmetrieverhalten, der Dauerbetrieb, die Dimensionalitäts- und Frequenzabhängigkeit untersucht. Zusätzlich wird auch die Reaktion des Bauelements auf das Anlegen einer Gatespannung analysiert. Zur Nutzung der Nanodrähte für arithmetische oder sensorische Operationen, wird auch das Verhalten bei Beleuchtung und Pulsbetrieb näher betrachtet. Im darauffolgenden Kapitel 4.2 wird die Verbindung zwischen dem memristiven Schaltverhalten der Nanodrähte und dem möglichen memkapazitiven Effekt analysiert. Dabei wird die kapazitive Kopplung zwischen dem Drain- und Gatekontakt untersucht. In diesem Fall kann das memkapazitive Verhalten der Nanodrähte aus deren Geometrie und der Ladungsträgerakkumulation abgeleitet werden. Das letzte Kapitel 4.3 befasst sich mit der Spin-Ladungs-Umwandlung in LAO/STO , die anhand einer Kreuzstruktur untersucht wurde.

4.1. Memristanz von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Nanodrähten

Das memristive Verhalten von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ wurde bereits in unterschiedlichen Arbeiten gezeigt [30, 188, 189]. Dabei gibt es verschiedene Ansätze zur Erklärung der Widerstandsänderung. Dazu gehören das Laden und Entladen von Fallenzuständen innerhalb der Heterostruktur [49], die Migration von Sauerstofffehlstellen und die damit verbundene Entstehung eines leitfähigen Filaments im LAO -Film [28], oder eine Schottky-Barriere zwischen dem $q2\text{DEG}$ und LaAlO_3 [190]. Die dabei verwendeten Strukturen unterscheiden sich stark in ihrer Herstellung, Dimensionalität und Kontaktierung. Üblicherweise wird für die Versuchsdurchführung die Oberfläche der Probe geätzt, um einen ohmschen Kontakt zum quasi zweidimensionalen Elektronengas herzustellen. Dies birgt den Nachteil, dass es zu Schäden am SrTiO_3 -Substrat führen kann. Zusätzlich findet die Manipulation des $q2\text{DEG}$ s mit Hilfe einer metallischen Gate-Elektrode statt, die auf der LAO/STO -Oberfläche prozessiert wird. Aufgrund der Bandverbiegung in der Metall/ LAO/STO -Struktur kann dieser Ansatz zur Modulation des quasi zweidimensionalen Elektronengases führen [191]. Im Regelfall haben auch die untersuchten Strukturen eine Größenordnung von einigen μm^2 . Die vereinzelt Ausnahmen hierfür bieten die Transistoren und Memristoren in Referenz [47], [49] oder die Nanodrähte in Referenz [99]. Die verwendete Nanostruktur in dieser Arbeit unterscheiden sich stark von den gängigen Bauelementen. Zum einen handelt es sich um einen planaren Nanodraht mit zwei lateralen Gates auf $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Basis. Zum anderen ist die Dimensionalität der Struktur deutlich kleiner als in vielen etablierten Arbeiten. Durch dieses Layout werden einige der zuvor genannten Nachteile umgangen, denn es wird keine zusätzliche metallische Gate-Elektrode verwendet und die Kontaktierung erfolgt direkt mithilfe von Aluminiumdrähten durch die Lanthanaluminatschicht. Aufgrund des unkonventionellen Aufbaus beschäftigen sich die nächsten Abschnitte zuerst mit einer detaillierten Un-

tersuchung der grundlegenden Funktionalität als Transistor bzw. Memristor. Eine genauere Beschreibung des Versuchsaufbaus befindet sich im Anhang C. Falls nicht anderes angegeben ist, wurden die Ergebnisse an der Probe STO-928 generiert. Die memristiven Untersuchungen an den LAO/STO-Proben sind wie folgt gegliedert:

Zuerst befasst sich die Arbeit mit der Memristanz von LAO/STO-Nanodrähten. Dabei beschäftigt sich Abschnitt 4.1.1 mit dessen fundamentalen Eigenschaften, vor allem mit dem Ursprung der Memristanz. Das vorgestellte Bauelement kann als ein Transistor oder Memristor verwendet werden. Hierbei spielt das Gate-Potential eine entscheidende Rolle. Das Fundament für die unterschiedlichen Beobachtungen bildet die Ladungsträgerakkumulation auf den seitlichen Gates und die dazugehörige Entstehung einer Potentialbarriere im Nanodraht. Anschließend wird mit den gewonnenen Erkenntnissen die Strom-Spannungs-Kennlinie des Bauelements simuliert. Im Anschluss widmet sich der Abschnitt 4.1.2 dem Symmetrieverhalten des Nanodrahts. Hierbei werden die Kennlinien mithilfe einer weiteren Theorie modelliert. Abschnitt 4.1.3 setzt sich mit den Dimensionalität des Nanodrahts auseinander. Es werden Strukturen mit unterschiedlicher Kanalbreite miteinander verglichen. In darauffolgenden Abschnitt 4.1.4 wird die zeitliche Entwicklung der Memristanz untersucht. Der Dauerbetrieb des Bauelements gibt mögliche Aufschlüsse über Inhomogenitäten innerhalb eines Spannungszyklus. Im Abschnitt 4.1.5 wird gezeigt, wie die Inhomogenitäten aus 4.1.4 durch das Anlegen einer Gatespannung beseitigen werden können. Anschließend befasst sich Abschnitt 4.1.6 mit der Frequenzabhängigkeit, um etwa die Schaltgeschwindigkeit des Bauelements näher zu untersuchen. Zum Schluss geben die Abschnitte 4.1.7 und 4.1.8 einen Aufschluss über die Lichtsensitivität und den Pulsbetrieb unserer Nanostruktur.

4.1.1. Grundlegende Funktionalität des Nanodrahts

Die vorgestellten Messungen beginnen stets bei einer maximalen Spannung V_{max} . Innerhalb eines Spannungszyklus wird die Drainspannung bis zur minimalen Spannung V_{min} vermindert (englisch: Down-Sweep) und danach wieder zurück zur Anfangsspannung V_{max} durchgefahen (englisch: Up-Sweep). Alle Messungen fanden bei Raumtemperatur und im Dunkeln statt. Abbildung 4.1a) zeigt eine schematische Darstellung des Nanodrahts mit den lateralen Gates. Durch selektive Strukturierung existiert das quasi zweidimensionale Elektronengas nur zwischen dem kristallinen LaAlO_3 und dem SrTiO_3 -Substrat. Bei der verwendeten Struktur ist der Nanodraht an seiner dünnsten Stelle etwa 100 nm breit und 1 μm lang. Der Abstand zwischen dem Draht und den seitlichen Gates beträgt etwa 400 nm. Eine Elektronenmikroskopaufnahme des Bauelements nach der lithographischen Strukturierung und die dazugehörige Verschaltung ist in Abbildung 4.1b) dargestellt. Zur Untersuchung des symmetrischen Nanodrahts wird die obere Zuleitung als Drainkontakt definiert und die untere Seite als Sourcekontakt. Der Strom I_d wird über einen Spannungsabfall am Vorwiderstand ermittelt, wobei die Vorwärtsspannung am Drainkontakt angelegt

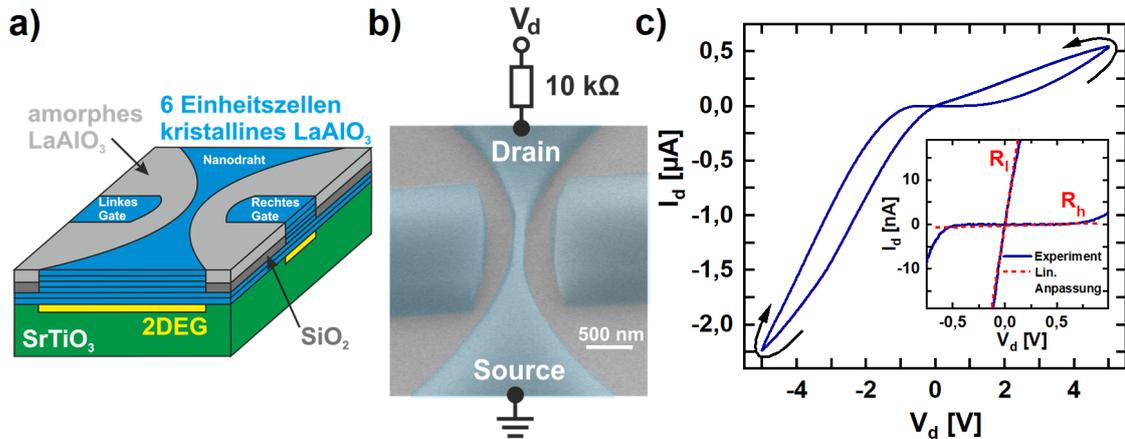


Abbildung 4.1.: a) Schematische Darstellung der LAO/STO-Nanostruktur. Abbildung nach Referenz [49]. b) Eine Elektronenmikroskopaufnahme des Bauelements nach der lithographischen Strukturierung und die dazugehörige Verschaltung. Die Spannung wird am Drainkontakt des Nanodrahts mit einem Vorwiderstand von $10\text{ k}\Omega$ angelegt und der Sourcekontakt wird geerdet. Die seitlichen Gates bleiben potentialfrei. c) Darstellung einer Strom-Spannungs-Kennlinie. Die Pfeile repräsentieren den Umlaufsinn der Hysteresis. Die Kennlinie zeigt den charakteristischen Verlauf eines Memristors. Die eingebettete Grafik veranschaulicht die lineare Anpassung zur Bestimmung der Widerstände R_h und R_l .

wird und der Sourcekontakt immer geerdet bleibt. Der verwendete Vorwiderstand ist gegenüber dem Drahtwiderstand vernachlässigbar klein. Abbildung 4.1c) zeigt eine charakteristische Strom-Spannungs-Kennlinie zwischen $V_{max} = 5\text{ V}$ und $V_{min} = -5\text{ V}$. Die Spannung wird dabei mit 60 mV/s variiert. Die Kennlinie folgt einer Hystereseschleife durch den Nullpunkt und zeigt somit klares memristives Verhalten. Die eingebettete Grafik in Abbildung 4.1c) veranschaulicht die lineare Anpassung zur Bestimmung des Widerstands R_h bzw. R_l im hoch- und niederohmigen Zustand. Die dynamische Widerstandsänderung und das damit verbundene Verhältnis zwischen dem „Aus“- und „An“-Zustand des Bauelements ist eine wichtige Kenngröße eines Memristors. Diese dient beispielsweise als Maßstab zur Verwirklichung von Multibit-Operationen [192]. Bei der dargestellten Messung beträgt $R_h = 1,3\text{ G}\Omega$, $R_l = 6,6\text{ M}\Omega$ und das Verhältnis $R_h/R_l = 195$. Diese Größenordnung entspricht bereits etablierten Widerstandsänderungen in LAO/STO-Strukturen [28, 30].

Die lateralen Gates können auch dazu verwendet werden, um das Bauelement als ein FET zu betreiben. Hierbei wird eine Gatespannung V_g an beide Gates angelegt und der entsprechende Spannungsbereich so angepasst, dass Leckströme vernachlässigbar sind mit $I_l < 1\text{ nA}$. Abbildung 4.2a) stellt die Strom-Spannungs-Kennlinien für unterschiedliche konstante Gatespannungen dar. Die Ausgangskennlinien zeigen eine deutliche Abhängigkeit der Stromstärke von V_g . Dieser Umstand lässt sich durch die Modulation der Ladungsträgerdichte durch positive bzw. negative Gatespannungen erklären. Der eingebettete Graph in Abbildung 4.2a) stellt den Sättigungsstrom

I_d^{sat} in Abhängigkeit der angelegten Gatespannung dar. Mithilfe von Gleichung 2.17 lässt sich somit der Vorfaktor β parabolisch anpassen. Hierbei weichen die Werte für $V_g \geq 1,6$ V leicht ab, da hier der Stromfluss noch nicht vollständig gesättigt war. Aus den gemessenen Werten ergibt sich $\beta = 3,4 \times 10^{-7} \text{ A V}^{-2}$. Die Modulation der Ladungsträgerdichte wird auch bei den Transferkennlinien in Abbildung 4.2b) beobachtet. Hierzu wird bei einer konstanten Drainspannung die angelegte Gatespannung variiert. Unterhalb der Schwellspannung $V_{th} \approx -1$ V wird das quasi zweidimensionale Elektronengas komplett entleert, sodass der Nanodraht sperrt. Dadurch kann der Nanodraht zusammen mit den lateralen Gates als ein selbstleitender n-Kanal-FET aufgefasst werden. Weiterhin wird aus Abbildung 4.2b) ersichtlich, dass die Schwellspannung unabhängig von der angelegten Drainspannung V_d ist. Dadurch können Kurzkanaleffekte innerhalb der Struktur ausgeschlossen werden. Dabei handelt es sich um die Modulation der Kanallänge, die unter anderem durch das Drainpotential hervorgerufen werden kann. Dadurch wird die effektive Kanallänge verringert, da die Barriere zwischen dem Drain- und Sourcekontakt abgesenkt wird. Dies führt zu Drain-abhängigen Schwellspannungen. Zusätzlich sorgen Kurzkanaleffekte für eine Linearisierung und ein frühes Sättigungsverhalten, da auch die Geschwindigkeit der Teilchen früher sättigt [168, 193]. In der Literatur zu unseren Messungen gegenteilige Beobachtungen gemacht. So zeigen Woltmann et al. [47], dass bei den vorgestellten LAO/STO-FETs mit den Kanallängen von 60 nm und 600 nm die Schwellspannung mit zunehmender Drainspannung abnimmt. Dagegen wurden bei Smink et al. [194] bereits bei einer Kanallänge von 10 μm Kurzkanaleffekte beobachtet, wobei diese Messungen bei einer Temperatur von 4 K durchgeführt wurden. Unser Bauelement kann daher als ein Langkanaltransistor betrachtet werden, der wiederum mit den Gleichungen aus Abschnitt 2.4.2 beschrieben wird. Darüber hinaus zeigen die Messungen in Abbildung 4.2 keine Anzeichen für eine Bi-Stabilität oder einen memristiven Charakter der Struktur. Aus der Transferkennlinie lässt sich auch das Schaltverhalten bzw. die Gate-Effektivität des Bauelements ableiten. Bei Transistoren wird hierfür die Unterschwellensteigung S_{s-th} (englisch: subthreshold swing) verwendet. Im Spannungsbereich unterhalb der Schwellspannung ($V_g < V_{th}$) steigt der Stromfluss exponentiell an. Hierbei gibt Steigung S_{s-th} die benötigte Gatespannung an, um den Stromfluss um eine Dekade zu ändern. Je kleiner die Steigung S_{s-th} ist, desto effizienter kann der Transistor zwischen dem „Aus“- und „An“-Zustand geschaltet werden, sodass diese Kenngröße entscheidend für den Energieverbrauch des Bauelements ist. Die Unterschwellensteigung kann durch

$$S_{s-th} = \frac{V_g}{\log_{10}(I_d)} = \ln(10) \cdot \frac{k_B T}{\eta_g e} \quad (4.1)$$

bestimmt werden, wobei k_B die Boltzmann-Konstante ist, η_g die Gate-Effektivität repräsentiert und T die Temperatur ist [195]. Dabei bezieht sich die Gate-Effizienz auf die Änderung zwischen dem elektrostatischen und dem elektrochemischen Poten-

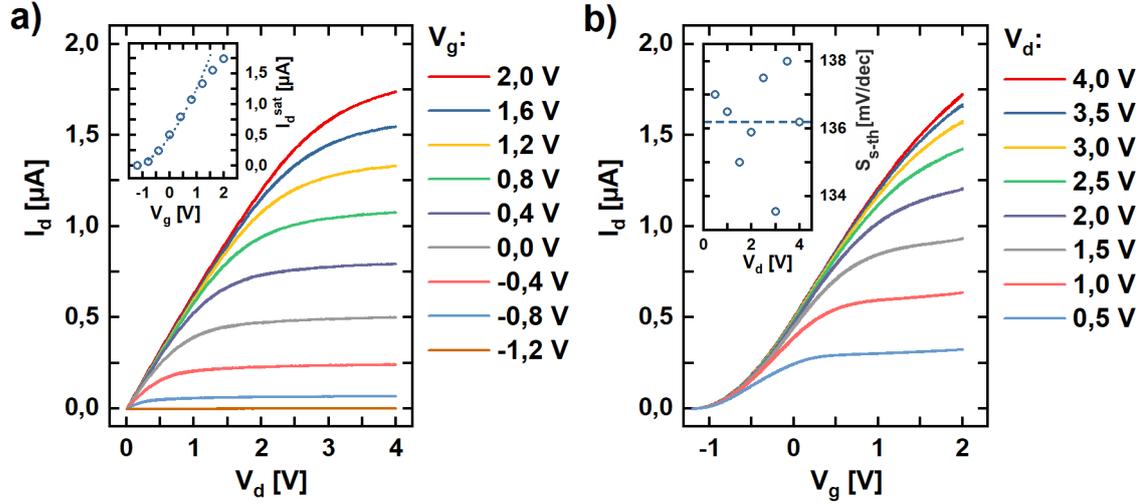


Abbildung 4.2.: Kennlinien des Nanodraht-Transistors. a) Strom-Spannungs-Charakteristik des Nanodraht. Hierbei wurde an beide lateralen Gates eine konstante Spannung V_g angelegt und die Drainspannung durchgeföhren. Dadurch kann die Ladungsträgerdichte und somit der Stromfluss innerhalb des Kanals moduliert werden. Die eingebettete Graphik stellt die Sättigungsstrom I_d^{sat} für unterschiedliche Gatespannungen dar, die zur Bestimmung von β parabolisch angepasst wurden. b) Transferkennlinien für unterschiedliche konstante Drainspannungen. Ab einer Gate-Spannung $V_g < -1 \text{ V}$ kann das Bauelement gesperrt werden, da das q2DEG verarmt wird. Eingebettete Graphik stellt die Unterschwellensteigungen S für unterschiedliche Drainspannungen dar. Die gestichelte Linie bildet dabei den Mittelwert der Daten.

tial im Kanal unter der Variation der Gatespannung. Die theoretische Untergrenze für einen Halbleitertransistor beträgt bei Raumtemperatur $S_{s-th} \approx 60 \text{ mV dec}^{-1}$ mit $\eta_g = 1$. Die eingebettete Grafik in Abbildung 4.2b) stellt die berechneten Unterschwellenspannungen in Abhängigkeit von V_g dar, wobei die gestrichelte Linie den Mittelwert von $136,2 \text{ mV dec}^{-1}$ angibt. Daraus berechnet sich die Gate-Effizienz zu $\eta_g = 0,44$. Die ermittelte Unterschwellensteigung ist deutlich größer als die angestrebte Untergrenze bei Raumtemperatur. Zum Vergleich erreichten Jany et al. Werte im Bereich von $60 - 70 \text{ mV dec}^{-1}$ [48] oder im Fall von Smink et al. wurde eine Unterschwellensteigung von $80 - 110 \text{ mV dec}^{-1}$ ermittelt [194]. Ihre Ergebnisse lassen sich durch eine bessere kapazitive Kopplung aufgrund des geringen Abstands zwischen dem Gate und dem quasi-zweidimensionalen Elektronengas erklären. Der Abstand zwischen dem Topgate und Kanal beträgt bei Jany et al. [48] etwa 10 nm und bei Smink et al. [194] $1,5 \text{ nm}$. Unser Nanodraht zeigt dagegen eine vergleichsweise hohe Gate-Effizienz gegenüber ähnlichen planaren Bauelement auf Basis von Halbleitermaterialien. Diese erreichen Effizienzen von maximal 20% [196].

Relevanz des Gate-Potentials

Um das Schaltverhalten unserer Struktur zu untersuchen, wurden zusätzlich makroskopische Strukturen in Hall-Geometrie auf demselben Substrat prozessiert. Ihre Vermessung hat ergeben, dass die Kontakte ohmsch sind und sich somit keine Schottky-Barriere zwischen dem q2DEG und den Aluminiumdrähten ausbildet. Infolgedessen entfällt auch die Entstehung von leitfähigen Filamenten im LAO-Film als Beschreibung für das memristive Verhalten. Die Erklärung für die Widerstandsänderung während eines Spannungszyklus wäre somit der Transfer und die Speicherung von Ladungsträgern innerhalb der Nanostruktur [197, 198]. Bei dem vorgestellten Bauelement können Elektronen im Kanal selbst an Fallenzuständen lokalisiert werden und so zu memristivem Verhalten führen. Jedoch wurden bei den Vermessungen der Transistorkennlinien keine Bi-Stabilität beobachtet. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, dass die Ladungsträger durch einen Tunnelprozess auf die (potentialfreien) lateralen Gates transferiert und dort an Störstellen lokalisiert werden, ähnlich dem Verhalten eines Speichertransistors [199]. Aus diesem Grund wird die Funktionalität des Nanodrahts in Abhängigkeit des Gate-Potentials untersucht, denn beim Erden eines Floating-Gates fließen die transferierten Ladungsträger ab. Dadurch wird die Speicherfunktionalität des Bauelements und eventuelle Änderungen der elektrostatischen Gate-Kanal-Wechselwirkung unterbunden [200]. Hierbei ist die eingeschlossene Fläche der Hysterese besonders wichtig, da diese direkt mit der Ladungsspeicherung zusammenhängt. Die jeweilige Fläche im positiven bzw. negativen Spannungsbereich werden mithilfe von Gleichung 2.13 ermittelt. Für die genauere Untersuchung der beschriebenen Annahme werden Strom-Spannungs-Kennlinien bei unterschiedlichen Verschaltungen aufgenommen. Die entsprechenden Charakteristiken und Schaltskizzen sind in Abbildung 4.3a) und b) dargestellt. Hingegen zeigen die Abbildungen 4.3c) und d) einzelne Kenngrößen der Strom-Spannungs-Kennlinien. Zuerst bleiben die seitlichen Gates der Probe potentialfrei. Bei der Floating-Gate-Konfiguration sind die berechneten Hystereseflächen $A_+ = 1,20 \mu\text{W}$ und $|A_-| = 1,30 \mu\text{W}$ verglichen mit den anderen Messungen am größten und das Widerstandsverhältnis erreicht deutlich den höchsten Wert von $R_h/R_l = 18,4$ (vgl. Abbildung 4.3c) und d)). Hierbei ist es wichtig zu erwähnen, dass das Widerstandsverhältnis in Abbildung 4.1c) eine Größenordnung höher ist. Diese Diskrepanz zwischen den Messungen wird unter anderem im Abschnitt 4.1.4 erläutert. Werden beide Gates des Bauelements geerdet, so gleicht die gemessene Strom-Spannungs-Charakteristik einem nicht-linearen ohmschen Widerstand ohne Speicherfunktionalität. Die dazugehörigen Kenngrößen sind $A_+ = 0,03 \mu\text{W}$, $A_- = 0,07 \mu\text{W}$, wobei diese Werte um zwei Größenordnungen kleiner sind als für den potentialfreien Fall. Das Verhältnis R_h/R_l erreicht ebenfalls den kleinsten Wert von 1,07. Wird hingegen nur das rechte Gate oder das linke Gate geerdet, zeigt sich ein Hybridzustand aus den beiden vorherigen Messungen. Die gemessenen Kenngrößen dieser Hybridzustände liegen genau zwischen den ermittelten Werten der vorherigen Messungen. In den Abbildungen 4.3c) und d) ist zu

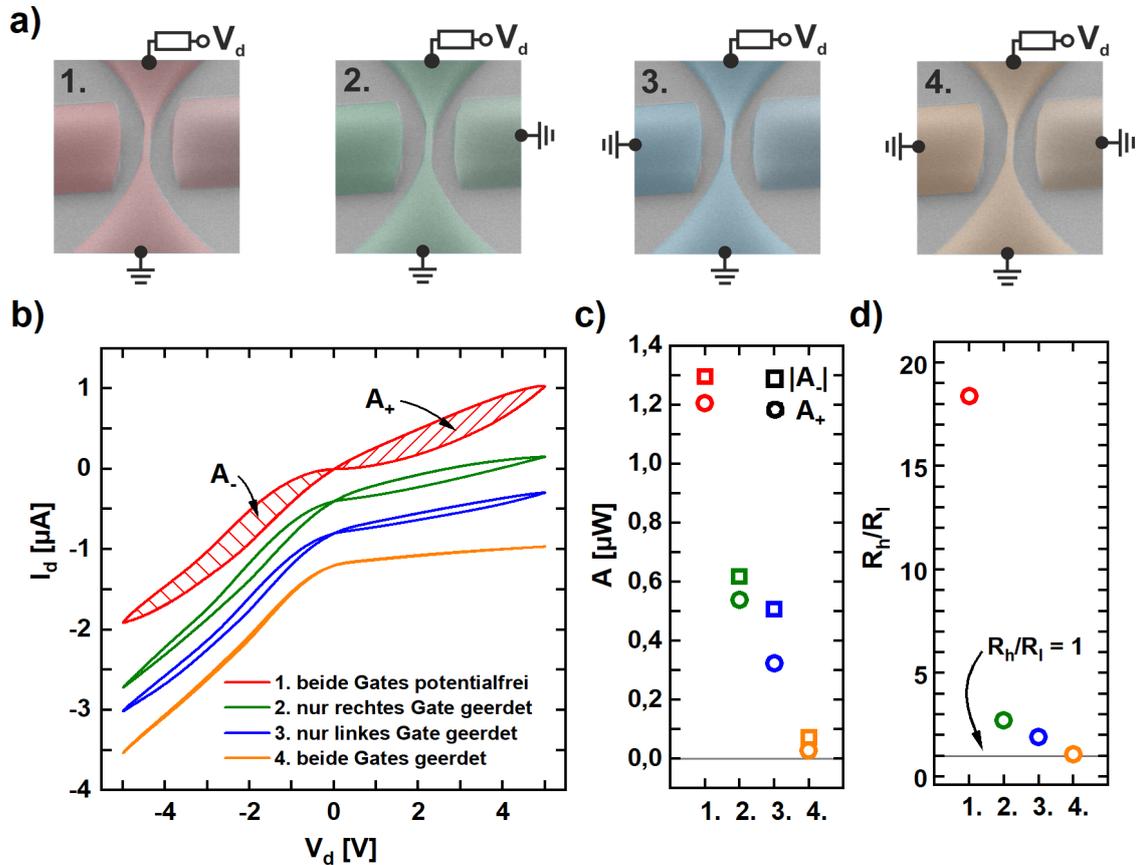


Abbildung 4.3.: a) Unterschiedliche Verschaltungen des Bauelements zur Untersuchung dessen Funktionalität in Abhängigkeit des Gate-Potentials. b) Strom-Spannungskennlinien für die entsprechenden Schaltkonfigurationen. Zur besseren Übersichtlichkeit wurden die Kurven versetzt dargestellt. Bei der Floating-Gate-Konfiguration zeigt sich eine typische Memristor-Kennlinie. Bei geerdeten Gates weist der Nanodraht einen nicht-linearen Verlauf auf. Wird nur eines der lateralen Gates geerdet erhält man einen Hybridzustand. c) Ermittelte Hystereseffläche A_+ und $|A_-|$ für die jeweiligen Messungen. d) Widerstandsverhältnis R_h/R_l in Abhängigkeit der Gate-Konfiguration.

erkennen, dass der Potentialausgleich des rechten bzw. linken Gates die Kenngrößen ungleichmäßig beeinflusst. So sinkt beispielsweise die Hystereseffläche beim Erden des rechten Gates auf $A_+ = 0,32 \mu\text{W}$ und beim Erden des linken Gates auf $A_+ = 0,54 \mu\text{W}$. Eine mögliche Ursache für das asymmetrische Verhalten der Probe sind kleine Inhomogenitäten, welche durch die Prozessierung oder beim Wachstum des LAO-Films entstanden sind. Die Auswertung der Elektronenmikroskopaufnahme für diese Nanostruktur hat gezeigt, dass die beiden Gates spiegelsymmetrisch um den Nanodraht angeordnet sind. Mit den gewonnenen Daten aus Abbildung 4.3 lässt sich die vorherigen Annahme der Ladungsträgerlokalisierung bestätigen. Die auftretende

Memristivität ist eine Folge des Transfers und Lokalisierung von Ladungsträgern auf den seitlichen Gates. Durch das Anschließen der seitlichen Gates kann die Funktionalität des Bauelements zwischen dem eines Memristors und eines nicht-linearen Widerstands bzw. Transistors verändert werden. Der Wechsel zwischen den unterschiedlichen Betriebsweisen stellt eine einzigartige Eigenschaft unseres Nanodrahts dar. Einige neuronale Netzwerke werden in der 1T1R-Architektur (1 Transistor und 1 Memristor) realisiert, sodass in diesem Fall unsere Nanostruktur beide Aufgaben übernehmen könnte [11].

Ursprung und Modellierung der Memristanz

Mit den bisher gewonnenen Daten lässt sich das Transport- und Widerstandsverhalten durch die kapazitive Kopplung der akkumulierten Ladungsträger auf den lateralen Gates und deren Einfluss auf die Ladungsträgerdichte im Kanal erklären. Die genaue Lokalisation der Ladungsträger kann beispielsweise an Sauerstofffehlstellen erfolgen, welche zu den am häufigsten genannten Defekten im LAO/STO gehören. Die Anhäufung von V_O kann etwa zur Bildung von Fallenzustände innerhalb der Bandlücke führen [201]. Ein weiteres Beispiel für den Elektroneneinfang ist der Kationenaustausch an der Grenzschicht beider TMOs. Der Austausch eines Titanions durch ein Aluminiumion sorgt ebenfalls für die Entstehung einer Störstelle, welche als ein Akzeptor dient [202]. Im Rahmen dieser Arbeit konnten keine qualitativen Aussagen über die Verteilung und Art der Störstellen gemacht werden. Im Gegensatz dazu wurde in der Arbeit von Maier et. al. [49] eine ähnliche LAO/STO-Struktur bei kryogenen Temperaturen untersucht. Bei ihren Untersuchungen zeigte sich, dass das Ausheizen der Probe in Stickstoffatmosphäre die Memristanz und damit den Verlauf der Hystereseschleife deutlich verändert. Als Erklärung wurde die Entstehung von Sauerstofffehlstellen angegeben, die wiederum die Memristanz beeinflussten. Bei der in dieser Arbeit behandelten Memristoren wurden zwei Lokalisationsmechanismen beobachtet. Zum einen führt die Lokalisation auf den Floating-Gates für ein memristives Verhalten und somit zu der Entstehung eines hoch- und niederohmigen Zustands. Zum anderen sorgt die Ladungsträgerlokalisierung im Nanodraht beim geraden Fall für eine selbst-induzierte Potentialbarriere, die sich als nicht-linearer Widerstand manifestiert. Im Folgenden wird die Memristanz in einem rein elektronischen Rahmen behandelt. Abbildung 4.4 veranschaulicht die Entstehung der Hysteresekurve während eines Spannungszyklus in der Floating-Gate-Konfiguration mit der dazugehörigen Potentiallandschaft. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden keine Störstellen auf den lateralen Gates eingezeichnet. Abhängig von der Drainspannung wird die Strom-Spannungs-Kennlinie in vier Abschnitte unterteilt. Als Grundlage hierzu dient die Differenz zwischen der angelegten Drainspannung V_d und dem Floating-Gate-Potential V_{fg} , welcher wiederum von den lokalisierten Elektronen beeinflusst wird. Hierbei sind vor allem V_{cha} und V_{dis} wichtige Kenngrößen und sie repräsentieren die Grenzspannungen für das Aufkommen des Tunnelstroms

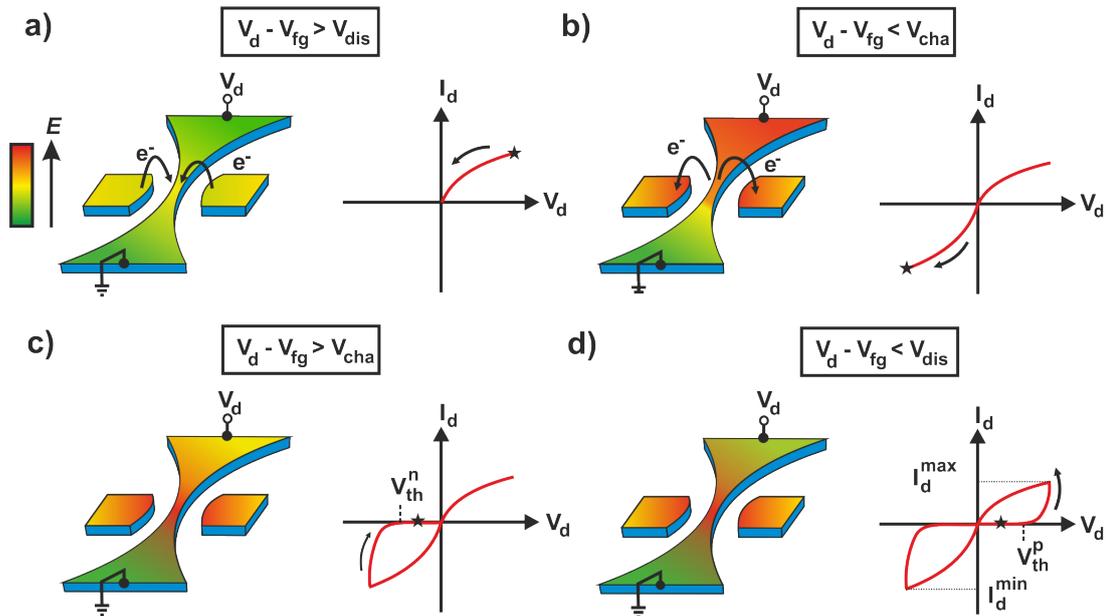


Abbildung 4.4.: Schematische Darstellung des Lade- und Entladeprozesses im Nanodraht. Der Stern in der Strom-Spannungs-Charakteristik repräsentiert die Momentaufnahme der gezeigten Potentiallandschaft. a) Zu Messbeginn werden die lateralen Gates entladen. Dies gilt erst wenn die Spannungsdifferenz $V_d - V_{fg}$ die Entladespannung V_{dis} für den Entladeprozess übersteigt. b) Beim Down-Sweep wird die Drainspannung ins Negative durchgeföhren. Ab $V_d - V_{fg} < V_{cha}$ tunneln die Ladungsträger vom Nanodraht in die seitliche Gates, sodass diese geladen werden. Dadurch bildet sich aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung eine Potentialbarriere im Kanal. c) Diese Barriere sorgt für die Entstehung eines hochohmigen Bereichs und einer Schwellspannung V_{th}^n . d) Während des Up-Sweeps setzt der Stromfluss erst ab einer Schwellspannung V_{th}^p wieder ein. Die Potentialbarriere bleibt weiterhin erhalten bis V_d groß genug ist um die Gates wieder zu entladen.

zwischen Nanodraht und den Gates. Abbildung 4.4a) zeigt hier den Entladeprozess, welcher zu Beginn jeder Messung stattfindet. Durch die positive Drainspannung werden einige Ladungsträger im Nanodraht lokalisiert, was zur Entstehung einer kleinen Potentialbarriere an der Drahtverengung führt. Jedoch dominiert der Entladeprozess, sodass immer noch ein Stromfluss möglich ist. In diesem Zusammenhang muss für das Auftreten der Entladung $V_d - V_{fg} > V_{dis}$ gelten. Beim Durchfahren der Drainspannung ins Negative (Down-Sweep) kommt es zum Tunnelstrom, falls die Bedingung $V_d - V_{fg} < V_{cha}$ für die Potentialdifferenz eintritt (vgl. Abbildung 4.4b)). Die Ladungsträgerakkumulation hat zur Folge, dass aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den geladenen lateralen Gates und dem Nanodraht das quasi zweidimensionale Elektronengas entleert wird, ähnlich zum Anlegen einer Gatespannung. Dadurch entsteht eine hohe Potentialbarriere, die für das Auftreten des hochohmigen Plateaus um $V_d = 0$ V sorgt. Infolgedessen tritt beim Up-Sweep eine

Schwellspannung V_{th}^n auf (vgl. Abbildung 4.4c)). Der Stromfluss setzt dann erst beim Überschreiten der Schwellspannung V_{th}^p wieder ein (vgl. Abbildung 4.4d)). Wenn die Potentialdifferenz die Entladespannung V_{dis} wieder überschreitet, werden die Gates entleert und die Barriere, welche durch die „Gate-Elektronen“ entstanden ist, abgebaut. Jedoch werden nun wieder Ladungsträger im Nanodraht lokalisiert, sodass eine geringe Potentialbarriere erhalten bleibt und somit $I_d^{max}(V_{max}) < |I_d^{min}(V_{min})|$ gilt. Nach dem Up-Sweep schließt sich die Hysterese und der Spannungszyklus kann von neuem beginnen. Der Effekt der Ladungsträgerlokalisierung im Nanodraht wird bei geerdeten Gates deutlicher. Hierbei werden keine Ladungsträger auf den seitliche Gates akkumuliert, sondern im Kanal zwischen dem Drain- und Sourcekontakt für $V_d > 0$ V. Somit kommt es zu einer selbstgesteuerten Limitierung des Stromflusses.

Die vorgestellte Nanostruktur fungiert als eine Kombination eines planaren Double-Gate-Transistors [203] und einer Speichertransistors [199]. Aus diesem Grund werden im Folgenden die Arbeiten von Ziegler bzw. Riggert et al. herangezogen, um die Hysteresekurve quantitativ auszuwerten bzw. zu modellieren [204, 205, 206]. Hierbei benutzte die Arbeitsgruppe einen Speichertransistor. Bei diesem Bauteil wird ein zusätzliches Floating-Gate zwischen dem Drain-Source-Kanal und dem steuerbaren Gate eingefügt. Durch das Laden und Entladen des Floating-Gates kann die Schwellspannung der Speichertransistor verändert werden. Üblicherweise besteht ein solcher Transistor aus drei bzw. vier separaten Anschlüssen, was einen memristive Betrieb des Bauelements verhindert. Jedoch kann durch das Zusammenlegen des Source- und Gate-Potentials eine Memristanz innerhalb des Speichertransistors erzeugt werden. Infolgedessen können durch das Anlegen einer negativen Drainspannung die Ladungsträger auf dem Floating-Gate akkumulieren. Hingegen sorgt $V_d > 0$ V für das Entladen des Floating-Gates. Die Ladungsakkumulation hängt somit nicht von der angelegten Gatespannung V_g , sondern nur von der Drainspannung V_d ab und gleicht den Bedingungen unseres Nanodrahts. Für das Anlegen einer bipolaren Spannung müssen auch die Ausgangskennlinien aus Gleichung 2.17 erweitert werden zu [207]

$$I_d = \begin{cases} \beta[(V_g - V_{th})V_d - \frac{1}{2}V_d^2] & \text{für } V_g - V_{th} > V_d > 0 \\ \frac{\beta}{2}(V_g - V_{th})^2 & \text{für } V_d > V_g - V_{th} > 0 \\ 0 & \text{für } V_d > 0 > V_g - V_{th} \\ -\beta[(V_g + |V_d| - V_{th}) |V_d| - \frac{1}{2}V_d^2] & \text{für } V_g - V_{th} > 0 > V_d \\ -\frac{\beta}{2}(V_{gs} + |V_d| - V_{th})^2 & \text{für } V_d > V_g - V_{th} > 0 \\ 0 & \text{für } 0 > V_d > V_g - V_{th} \end{cases} \quad (4.2)$$

Das Laden und Entladen des Floating-Gates innerhalb eines Spannungszyklus hat unterschiedliche Auswirkung auf das System. So kann der Ladungstransfer die auf-

tretende Schwellspannung V_{th} verschieben, sodass gilt

$$\Delta V_{th} = \frac{\Delta n \cdot e}{C_{eff}}. \quad (4.3)$$

Dabei ist e die Elementarladung, Δn die Anzahl der transferierten Elektronen und C_{eff} die effektive Gate-Kanal-Kapazität. Zur Modellierung der Strom-Spannungs-Kennlinie kann ein kapazitives Modell aus Referenz [204] verwendet werden. In diesem Fall gilt für das Floating-Gate-Potential eines herkömmlichen Speichertransistors

$$V_{fg} = \frac{Q_{fg}}{C_t} + k_c V_c + k_d V_d + k_s V_s + k_b V_b, \quad (4.4)$$

Für den Nanodraht kann angenommen werden, dass $Q_{fg} = \Delta n \cdot e$ ist. V_i ist dabei das Potential vom Kontroll-Gate(c), Drain(d)- bzw. Sourcekontakt(s) und vom Volumenkörper(b) selbst. Die gleiche Notation gilt auch für den Vorfaktor $k_i = C_i/C_t$ mit ($i = c, d, s, b$) und die Gesamtkapazität C_t ist gegeben durch

$$C_t = C_c + C_d + C_s + C_b. \quad (4.5)$$

Der vermessene LAO/STO-Nanodraht besteht im potentialfreien Fall aus nur zwei Anschlüssen. Da das Kontroll-Gate für unsere Struktur entfällt und der Sourcekontakt bleibt geerdet, kann $V_{s,c} = 0$ V angenommen werden. Die kapazitive Kopplung zum Volumenkörper ist gegenüber den anderen Parametern sehr klein und ist somit auch vernachlässigbar. Dadurch wird Gleichung 4.4 vereinfacht und mit $C_t = C_{eff}$ kann im weiteren Verlauf die Gleichung 4.3 verwendet werden. In diesem Fall hängt das Floating-Gate-Potential direkt von der kapazitiven Kopplung zum Nanodraht und von den transferierten Ladungsträgern ab. Hierbei wird $\Delta n \cdot e$ vom Tunnelstrom I_{tun} beeinflusst, welcher wiederum von $V_{fg}(t)$ und $V_d(t)$ abhängt. Infolgedessen gilt

$$\Delta n(t) \cdot e = \int_{t_0}^{t_1} I_{tun}(V_{fg}(t), V_d(t)) dt. \quad (4.6)$$

Der genaue Tunnelstrommechanismus lässt sich üblicherweise durch die Anpassung der Stromdichte J und des elektrischen Feldes E durch die entsprechende Tunnelbarriere ermitteln [208].

Zur Vervollständigung der Modellierung wird eine detaillierte phänomenologische Beschreibung des Tunnelstroms benötigt. Die Auswertung der Leckströme haben in unserem Fall keine eindeutige Abhängigkeit gezeigt, sodass der genaue Tunnelmechanismus für das Bauelement unbekannt bleibt. Eine mögliche Erklärung für das Leckstromverhalten in LAO/STO liefert jedoch die Arbeit von Müller et al. in Referenz [209]. Dabei wurde das laterale Tunneln zwischen zwei LaAlO₃/SrTiO₃-

Kontakten durch das isolierende STO-Substrat untersucht. Laut ihrer Auswertung lässt sich der laterale Transport durch das Strontiumtitanat als ein Stromfluss zwischen zwei antiparallelen Schottky-Dioden erklären. Dies führt zu einer starken Temperaturabhängigkeit und einer nicht-linearen Strom-Spannungs-Charakteristik. Müller et al. führten die dazugehörigen Transportmessungen im Temperaturbereich 1,2 – 111 K durch und die dazugehörige Tunneldistanz betrug 130 – 160 nm. Die Annahmen für Leckstrommechanismus werden auch für unsere Struktur verwendet, die bei Raumtemperatur vermessen wurden und eine Tunneldistanz von etwa 400 nm aufweisen. Im Folgenden werden die beide lateralen Gates der Einfachheit halber als ein einzelnes Floating-Gate interpretiert. Zusätzlich kann angenommen werden, dass sich zwischen dem Nanodraht und den seitlichen Gates eine Potentialbarriere bildet. Der Stromfluss durch eine solche Barriere kann näherungsweise durch

$$I_{tun} \approx I_0 \exp\left(\frac{eV}{n_{id}k_B T}\right) \quad (4.7)$$

beschrieben werden [168]. Dabei ist I_0 der pre-exponentielle Stromfluss, e die Elementarladung, k_B die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und n_{id} der Idealitätsfaktor. Dieser Faktor beschreibt die Abweichung der Gleichung 4.7 von einer idealen Dioden-Kennlinie. In unserem Bauelement hängt der Tunnelstrom von der zeitlichen Änderung der elektrostatischen Spannungsdifferenzen $V_d(t) - V_{fg}(t)$ ab. Diese Spannungsdifferenz muss größer (kleiner) als die Entladespannung V_{dis} (Ladespannung V_{cha}) sein, damit es zum Elektronentransfer kommen kann. Für den Tunnelstrom ergibt sich somit der Ausdruck

$$I = I_0 \exp\left(\frac{V_d(t) - V_{fg}(t) - V_k}{n_{id}k_B T/e}\right). \quad (4.8)$$

Hierbei ist die Spannung V_k ein zusätzlicher empirischer Parameter. Dieser beschreibt etwa die intrinsische Potentialdifferenz zwischen den lateralen Gates und dem Nanodraht. Diese inhärente Differenz kann etwa durch eine ungleichmäßige Ladungsträgerdichte, Störstellen oder dem Strukturlayout erfolgen. Mit den bisherigen Annahmen lässt sich somit die zeitliche Entwicklung des Floating-Gate-Potentials bestimmen. Hierbei ist es erwähnenswert, dass die Gatespannung inklusive einer Gate-Effizienz mit $V_g = \eta_g(V_d(t) - V_{fg}(t))$ in Gleichung 4.2 einfließt. Entsprechend der Versuchsdurchführung wurde die lineare Spannungsänderung zwischen $V_{max} = 5$ V und $V_{min} = -5$ V mit $\Delta V = 60$ mV/s gewählt. Abbildung 4.5a) zeigt die zeitliche Entwicklung der Drainspannung, des Floating-Gate-Potentials und deren Differenz. Dabei wird ersichtlich, dass der lineare Anstieg von V_{fg} erst ab einem gewissen Punkt erfolgt, nämlich beim Überschreiten der Lade- bzw. Entladespannungen V_{cha} bzw. V_{dis} . Dieses Verhalten wird durch den eingeführten Parameter V_k realisiert. Zusätzlich zeigt die Abbildung, dass V_{fg} unterschiedliche maximale bzw. minimale Werte $V_{fg}^{max} = 2,65$ V und $V_{fg}^{min} = -3,06$ V annimmt. Der Grund für diese Asymmetrie zwi-

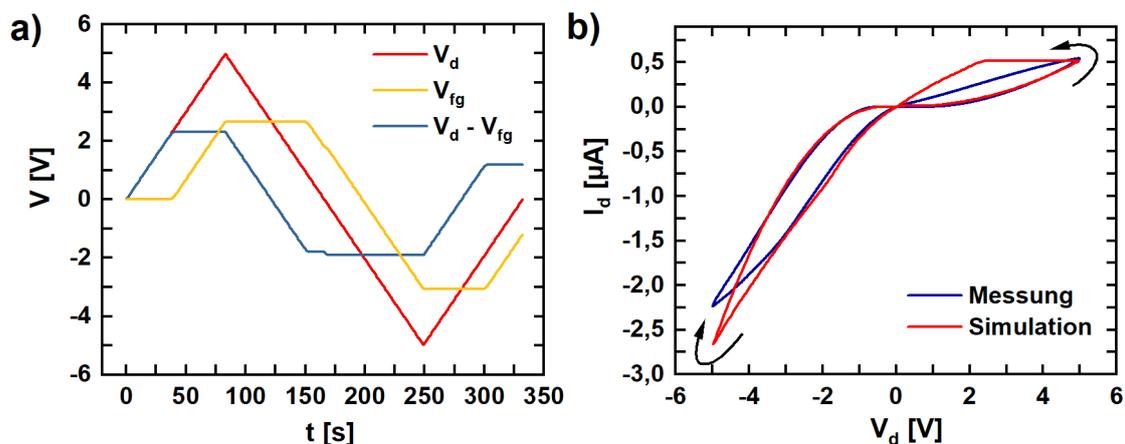


Abbildung 4.5.: Modellierung der Hystereseverläufe. a) Spannungs-Zeit-Charakteristik der angelegten Drain-Spannung V_d , des Floating-Gate-Potentials V_{fg} und die Differenz der beiden Verläufe. b) Vergleich zwischen der Strom-Spannungs-Kennlinie aus Abbildung 4.1c) und dem simulierten Hystereseverlauf. Die dazugehörigen Parameter sind der Tabelle 4.1 zu entnehmen.

C_{eff}	$1 \cdot 10^{-12}$ F	I_0	$1 \cdot 10^{-13}$ A
n_{id}	2	$k_B T/e$	$25 \cdot 10^{-3}$ V
V_{th}^{down}	-1,1 V	V_{th}^{up}	-0,4 V
V_k^{down}	-2,2 V	V_k^{up}	-3,5 V
β_{down}	$2,5 \cdot 10^{-7}$ A V $^{-2}$	β_{up}	$1,0 \cdot 10^{-8}$ A V $^{-2}$
η_g	0,44		

Tabelle 4.1.: Parameter zur Modellierung der Hysterese. Die Indices „down“ und „up“ bezeichnen die verwendeten Parameter für den Down- bzw. Up-Sweep.

schen dem Down- und Up-Sweep kann mit der zusätzlichen gespeicherten Ladung erklärt werden. Die akkumulierten Ladungsträger auf den lateralen Gates stoßen die Elektronen im Nanodraht ab. Dadurch erhöht sich die effektive Tunneldistanz für den Entlade- gegenüber dem Ladeprozess. Infolgedessen erreicht V_{fg} während eines Spannungszyklus nicht mehr seinen Anfangswert. Abbildung 4.5b) zeigt die gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie aus Abbildung 4.1c) und die dazugehörige modellierte Charakteristik. Die entsprechenden Parameter sind in Tabelle 4.1 dargestellt. Hierbei wurde C_{eff} im Bereich von wenigen pF gewählt, was den experimentell ermittelten Werten entspricht. Beim pre-exponentiellen Stromfluss I_0 wird das Messlimit des Multimeter herangezogen. Die Gate-Effizienz wurde aus Abschnitt 4.1.1 übernommen. Die simulierte Kennlinie zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit

den Messdaten. Dabei liegen auch die Vorfaktoren β_{down} und die Schwellspannung V_{th}^{down} in guter Übereinstimmung mit den zuvor bestimmten Werten in Abschnitt 4.1.1. Beim Vergleich beider Kennlinien fallen jedoch genau zwei Abweichungen auf. Die berechnete Hysteresefläche im ersten Quadranten ist bei der modellierten Kennlinie ersichtlich größer als bei den gemessenen Daten. Eine mögliche Erklärung wären die bereits genannten Störstellen im Nanodraht, die den Stromfluss für $V_d > 0$ V beschränken. Hinzu kommt, dass für $V_d < -3$ V die Messung vom Modell stark abweicht. Dies kann durch eine kontinuierliche Änderung der gespeicherten Ladung während des Spannungszyklus erklärt werden, welche unterschiedliche Kenngrößen wie etwa Gate-Effizienz, Schwellspannung und den Vorfaktor β beeinflusst. Aus diesem Grund wurden einige Parameter in Tabelle 4.1 für den Down- und Up-Sweep getrennt behandelt. Zudem fehlt eine genauere Analyse des Tunnelprozesses, welcher unter anderem auch die relative Tunneldistanz miteinbezieht. Eine detaillierte temperaturabhängige Messreihe bietet in diesem Fall die Möglichkeit den Tunnelmechanismus zwischen dem Nanodraht und den lateralen Gates genauer zu bestimmen. Diese Messungen konnten während der Doktorarbeit nicht durchgeführt werden, da die entsprechende Ausstattung nicht vorhanden war.

4.1.2. Symmetrieverhalten des Nanodrahts

Die bisherigen Messungen zeigen ein asymmetrisches Verhalten der Strom-Spannungs-Kennlinien. Hierbei kann das Symmetrieverhalten der Transportmessungen einen Hinweis auf die Form der Potentialbarriere liefern. Asymmetrische Barrieren wurden bereits in LAO/STO-Drähten gezeigt und könnten als Grundlage für nanoelektronische Bauteile dienen [210]. Zusätzlich argumentieren DePaive et al. in Referenz [211], dass die Symmetrie eines memristiven Systems einen entscheidenden Einfluss auf dessen Verhalten hat. Hierbei generiert ein asymmetrisches System (Typ-I-Memristor) einen deutlichen „Aus“- bzw. „An“-Zustand bei $V_d = 0$ V. Hingegen liefern symmetrische Systeme (Typ-II-Memristor) keine Änderung zwischen einem hoch- und niederohmigen Zustand bei $V_d = 0$ V. Darüber hinaus liefern DePaive et al. eine allgemeine Theorie zur Bestimmung eines memristiven Verhaltens basierend auf dem Nichtgleichgewicht von Ladungsträgern. Aus diesem Grund wird das Symmetrieverhalten unserer Nanostruktur mithilfe einer sogenannten Push-Pull-Messung näher untersucht. Im Anschluss werden die Kennlinien mit der Annahme eines Nichtgleichgewichts der Elektronen innerhalb des Systems simuliert. Abbildung 4.6a) zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinien einer konventionellen Messung mit einem geerdeten Sourcekontakt, wobei die Gates geerdet oder potentialfrei bleiben. Die dazugehörige Verschaltung ist in der jeweiligen Abbildung eingebettet. Hier wird nochmal deutlich, dass der Stromfluss vom Gate-Potential abhängt und sich in der Floating-Gate-Konfiguration ein hoch- und niederohmiger Zustand um $V_d = 0$ V ausbildet. Abbildung 4.6b) zeigt hingegen die Strom-Spannungs-Kennlinien, welche mithilfe der Push-Pull-Methode aufgenommen wurden. Am Drain- und Sourcekon-

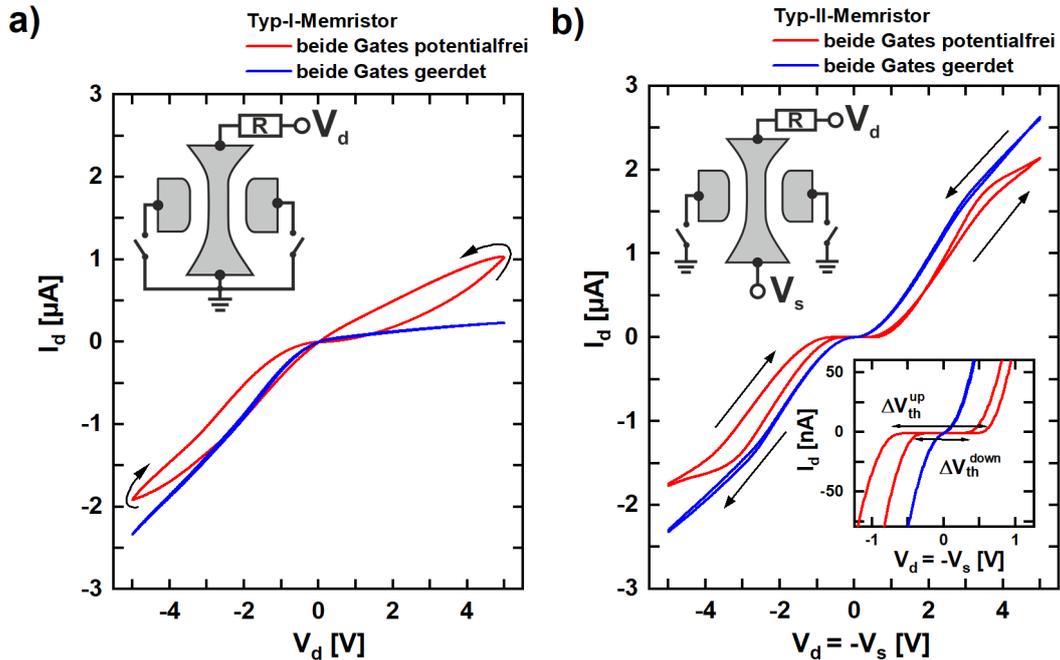


Abbildung 4.6.: Symmetrieverhalten des Nanodrahts. a) Charakteristische Strom-Spannungs-Kennlinien eines Typ-I-Memristors. Hierbei wird die Spannungsquelle am Drainkontakt angelegt während am Sourcekontakt ein festes Bezugspotential herrscht. Für den potentialfreien Fall ist ein deutliches Schaltverhalten um $V_d = 0\text{ V}$ zu beobachten. b) Strom-Spannungs-Kennlinien für eine Push-Pull-Messung. Hierbei wird am Drainkontakt die Spannung V_d und am Sourcekontakt $V_s = -V_d$ angelegt. Wird der Nanodraht nicht geerdet entsteht ein Typ-II-Memristor, sodass der hoch- und niederohmige Zustand beim Nullpunkt verschwindet. Bei potentialfreien Gates sind zwei Schwellspannungen $V_{th,down}$ und $V_{th,up}$ für den Down- und Up-Sweep zu erkennen. Die eingebettete Graphik ist eine Vergrößerung der Kennlinie um $V_d = 0\text{ V}$ und verdeutlicht die Entstehung der Potentialbarriere.

takt werden die Spannungen V_d bzw. $V_s = -V_d$ angelegt. Während der Messung wird die Spannung V_d nach $-V_d$ und zugleich V_s nach $-V_s$ durchgeführt. Dies hat zur Folge, dass an keinem der Kontakte ein festes Bezugspotential herrscht. Die Messungen zeigen eine beinahe punktsymmetrische Kurve um den Nullpunkt. Die Symmetrie der Messungen kann durch die maximale und minimale Stromstärke verbildlicht werden. Beim geerdeten Fall beträgt die maximale und minimale Stromstärke $2,6\ \mu\text{A}$ bzw. $-2,3\ \mu\text{A}$. Diese geringe Diskrepanz ist auch für die Floating-Gate-Konfiguration sichtbar, wobei in dieser Messung I_d^{max} und I_d^{min} nur $2,1\ \mu\text{A}$ bzw. $-1,7\ \mu\text{A}$ betragen. Zusätzlich weist die Strom-Spannungs-Charakteristik bei geerdeten Gates auf sehr kleine Schwellspannungen hin (vgl. eingebetteter Graph in Abbildung 4.6b)), welche durch das Laden der Störstellen im Nanodraht auftritt. Für den potentialfreien Fall entsteht zusätzlich ein hochohmiges Plateau um $V_d = 0\text{ V}$ (vgl. eingebetteter

Graph in Abbildung 4.6b)). In diesem Fall werden die seitlichen Gates geladen und sorgen für eine hohe Potentialbarriere innerhalb der Drahtverengung. Für den Down-Sweep weist die Kennlinie symmetrische Schwellspannungen auf deren Differenz sich auf $\Delta V_{th}^{down} = 0,78$ V beläuft. Beim Up-Sweep ist die gemessene Spannungsdifferenz $\Delta V_{th}^{up} = 1,22$ V. Zusätzlich wird im potentialfreien Fall eine eingeschlossene Fläche beobachtet, ähnlich zur Memristor-Kennlinie. Aus Abbildung 4.6b) wird deutlich, dass die eingeschlossene Fläche für positive Drainspannungen kleiner als für negative ist. Die Abweichung bei den eingeschlossenen Flächen lässt sich mit einem ungleichmäßigen Lade- bzw. Entladeprozess erklären, welcher im späteren Verlauf ausführlicher analysiert wird. Abbildung 4.6 zeigt deutlich, dass ein festes Bezugspotential am Nanodraht das Verhalten der Struktur zwischen einem Typ-I- und einem Typ-II-Memristor und damit auch die Kennlinien verändern kann. Dies geschieht durch eine symmetrische bzw. asymmetrische Ladungsträgerlokalisierung. Hierbei ist es erwähnenswert, dass bei der Push-Pull-Messung die Störstellen stets in einem Abschnitt der Nanostruktur geladen und im anderen Teil entladen werden. Die Asymmetrie bei den minimalen und maximalen Stromstärken weist eventuell auf eine ungleichmäßige Verteilung der Störstellen hin.

Wie bereits erwähnt, kann das Auftreten einer Memristanz nach Referenz [211] durch ein Nichtgleichgewicht von Ladungsträgern hervorgerufen werden. Demnach kann die Antwort eines memristiven Systems auf den externen Spannungszyklus symmetrisch oder asymmetrisch ablaufen. In unserem Memristor wird dieses Nichtgleichgewicht durch die Lokalisierung der Elektronen an Störstellen erreicht. Die dazugehörige Herleitung und die Beschreibung des theoretischen Ansatzes findet sich im Anhang A und wurde mit Unterstützung von Prof. Dr. Victor Lopez-Richard erarbeitet. Ähnlich zur Modellierung der Hysterese im vorherigen Abschnitt werden die Ausgangskennlinien mithilfe von Gleichung 4.2 simuliert. In diesem Fall wird jedoch die Gatespannung als

$$\widetilde{V}_g = \eta_g V_{fg} + \gamma n \quad (4.9)$$

definiert. Hierbei soll γ mögliche kapazitive Effekte durch die lokalisierten Elektronen berücksichtigen und n deren Anzahl in der Nanostruktur beschreiben. Der Beitrag des Floating-Gates wird mit dessen Potential V_{fg} und der dazugehörigen Gate-Effizienz η_g berücksichtigt. An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass dieses Modell keine qualitativen Aussagen über die räumliche Verteilung der Störstellen und der lokalisierten Elektronen macht, die ihrerseits ein Teil des Systems sind und für die memristiven Eigenschaften verantwortlich sind. Für eine geeignete Beschreibung der Gleichung 4.9 muss der Parameter n bestimmt werden. Hierzu wird angenommen, dass unter dem Einfluss einer externen zeitlichen Störung (in unserem Fall der Drainspannung) die Anzahl der lokalisierten Elektronen n in Form der Ratengleichung

$$\frac{dn(t)}{dt} = g(V) - \frac{n(t)}{\tau} \quad (4.10)$$

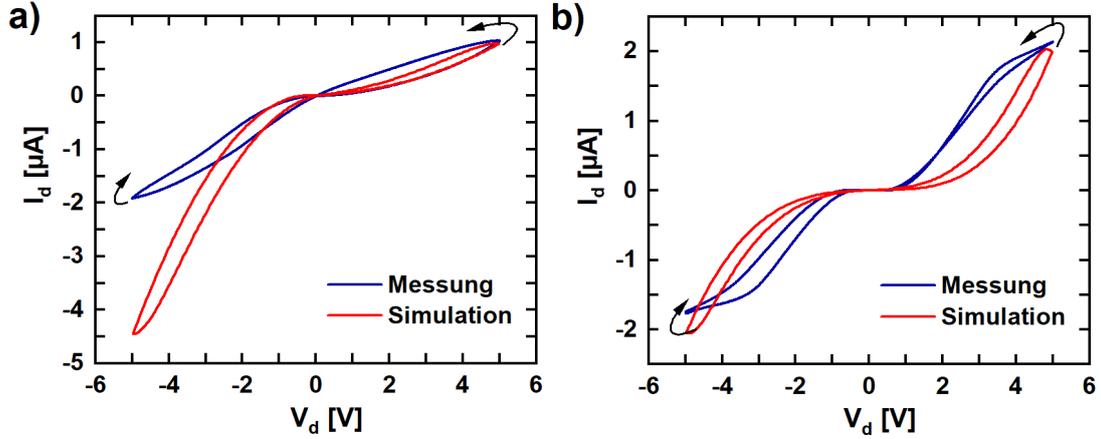


Abbildung 4.7.: Mit dem Ansatz eines Nichtgleichgewichts der Ladungsträger in der Nanostruktur wurde das Symmetrieverhalten aus der vorherigen Abbildung simuliert. a) Modellierung des Typ-I-Memristors für den asymmetrischen Fall. b) Modellierung des Typ-II-Memristors beim symmetrischen Verhalten. Die dazugehörigen Werte für die Anpassung können der Tabelle 4.2 entnommen werden. Ein möglicher Grund für die Abweichungen wäre das Unterschätzen des Floating-Gate-Potentials bei der Modellierung.

ausgedrückt werden kann. $g(V)$ ist dabei die Erzeugungsrate der Elektronen, welche von der angelegten Spannung abhängt, und τ repräsentiert ihre Lebensdauer. Die Herleitung der Erzeugungsrate kann aus dem Anhang A entnommen werden und es gilt

$$g(V) = \frac{k}{\eta} \exp\left(\frac{-E_b}{k_B T}\right) \left[\exp\left(-\eta_s \frac{eV}{k_B T}\right) + \exp\left(\eta_d \frac{eV}{k_B T}\right) - 2 \right]. \quad (4.11)$$

In dieser Gleichung quantifiziert η die Anzahl der Erzeugungszentren, in unserem Fall der Störstellen, in einem bestimmten Abschnitt. Der Vorfaktor $k = \pm \frac{4\pi m^* |e| k_B^2 T^2 S}{(2\pi\hbar)^3}$ und insbesondere sein Vorzeichen wird verwendet, um den Drain- bzw. Sourcekontakt während eines Spannungszyklus als Elektronenquelle zu beschreiben. k_B ist die Boltzmann-Konstante, S die Querschnittsfläche, durch die die Elektronen fließen, T die Temperatur, m^* die effektive Elektronenmasse und e die Elementarladung. Die Potentialbarriere E_b liegt zwischen dem Drain- bzw. Sourcekontakt und dem Potential der Störstellen. $\eta_{d,s}$ beschreibt die Tunneleffizienz zwischen dem Drain- bzw. Sourcekontakt und den Störstellen. Die Parameter $\eta_{d,s}$ sind für das Symmetrieverhalten entscheidend. Gleichung 4.10 wurde mithilfe des Programms *Mathematica* numerisch gelöst.

Die Strom-Spannungskennlinien aus Abbildung 4.6 wurden simuliert und die Ergebnisse sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Die dazugehörigen Parameter können der Tabelle 4.2 entnommen werden. Die Lebensdauer der Ladungsträger wurde hier auf etwa 2 s festgelegt, da bei den frequenzabhängigen Messungen in Abschnitt 4.1.6 das Verhältnis zwischen dem hoch- und niederohmigen Zustand bei $f = 1$ Hz nahezu eins

Typ-I-Memristor		Typ-II-Memristor	
τ	2 s	τ	2 s
k	0,292 A	k	0,292 A
E_b	0,07 eV	E_b	0,07 eV
η	0,001	η	0,005
η_s/η_d	0,05	η_s/η_d	1
β_{down}	$1,7 \cdot 10^{-8} \text{ A V}^{-2}$	β	$2,1 \cdot 10^{-8} \text{ A V}^{-2}$
β_{up}	$1,2 \cdot 10^{-8} \text{ A V}^{-2}$		
γ_{down}	-0,45 V	γ	-2 V
γ_{up}	2,5 V		
η_g	0,44	η_g	0,44
V_{fg}	-5 V	V_{fg}	-3 V
V_{th}^{down}	-1,1 V	V_{th}	-2 V
V_{th}^{up}	-0.9 V		

Tabelle 4.2.: Werte zur Modellierung des Symmetrieverhaltens. Die Parameter mit den Indices „down“ und „up“ wurden dazu verwendet um im Fall des Typ-I-Memristors den Down- bzw. Up-Sweep getrennt voneinander zu simulieren. Für den Typ-II-Memristor waren die Parameter beim Down- und Up-Sweep gleich.

ist. Das bedeutet, dass bei dieser Anregungsfrequenz die lokalisierten Ladungsträger für $V_d > 0$ V, also bei etwa der halben Periodendauer, gerade noch entladen werden können. Die Parameter k und E_b können nur schwer eingeschätzt werden. Hierbei ist besonders der Querschnitt S vom Vorfaktor k nicht genauer bekannt. Aus der Simulation ergibt es mit $k = 0,292$ A ein Querschnitt von etwa $2,7 \times 10^6 \text{ nm}^2$. Zur Beschreibung der Symmetrie bzw. Asymmetrie unseres Bauelements wurden die Parameter $\eta_s/\eta_d = 0,05$ bzw. $\eta_s/\eta_d = 1$ gewählt, wobei $\eta_s/\eta_d \approx 0$ ($\eta_s/\eta_d = 1$) ein sehr symmetrisches (asymmetrisches) System widerspiegeln. Die Werte für η_g , V_{th} und β sind an die Ergebnisse aus dem vorherigen Abschnitt 4.1.1 angelehnt. Ähnlich zu der Modellierung im vorherigen Abschnitt weist die simulierte Kennlinie für den Typ-I-Memristor vergleichbare Unterschiede auf (vgl. Abbildung 4.7a)). Die Hysteresen im ersten Quadranten weichen beim Down-Sweep leicht voneinander ab. Wie zuvor beschrieben, könnte es sich dabei um den Beitrag der Störstellen im Nanodraht selbst handeln. Für $V_d < -2$ V weicht der Kurvenverlauf stark ab. Eine mögliche

Ursache wäre die zunehmende Ladungsträgerakkumulation auf dem Floating-Gate. Dadurch würde sich unter anderem das Floating-Gate-Potential V_{fg} und somit auch die Gate-Effizienz n_g mit der Zeit verändern. Diese Zeitabhängigkeit wird Gleichung 4.9 nicht berücksichtigt. In Abbildung 4.7b) werden die Kennlinien für den Typ-II-Memristor dargestellt. Hierbei ist es wichtig zu erwähnen, dass die Parameter für die Modellierung des Kurvenverlaufs für den Down- und Up-Sweep identisch waren. Die Simulation zeigt wie erwartet einen symmetrischen Verlauf, jedoch weicht die Kennlinie stark von den Messdaten ab. Wie bereits erwähnt wurde bei der Vermessung des Nanodrahts in Abbildung 4.7b) das Push-Pull-Verfahren verwendet. Dies kann dazu führen, dass während der Messung ein Teil des Floating-Gates geladen und gleichzeitig ein anderer Teil entladen wird. Das hier verwendete eindimensionale Modell und die Erzeugungsrate $g(V)$ können diesen räumlichen Effekt nicht exakt berücksichtigen.

4.1.3. Dimensionalität des Nanodrahts

Zur Untersuchung der Dimensionsabhängigkeit des Bauelements wurde eine neue LAO/STO-Probe (STO-948) hergestellt. Dabei wurden drei Nanodrähte mit unterschiedlichen Draht- bzw. Kanalbreiten ($b = 140, 100, 85$ nm) prozessiert. Der Abstand zwischen den lateralen Gates und dem Nanodraht beträgt stets 360 nm. Abbildung 4.8a) zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinien der unterschiedlichen Strukturen. Auch bei dieser Probe zeigen die verschiedenen Nanodrähte eine Hysterese durch den Nullpunkt. Dies bestätigt die memristive Funktionalität des Layouts und zeigt eine systematische Dotierung der Proben durch die Prozessierung oder das Wachstum. Aus dem Graphen wird ersichtlich, dass mit abnehmender Kanalbreite der Stromfluss durch den Nanodraht abnimmt bzw. der Widerstand steigt. Bei der breitesten Struktur ($b = 140$ nm) reicht die Ladungsträgerakkumulation auf den lateralen Gates nicht, um eine hinreichende Potentialbarriere an der Drahtverengung zu generieren und somit den Stromfluss zu unterdrücken. Hingegen ist das hochohmige Plateau bei der dünnsten Probe ($b = 85$ nm) besonders ausgeprägt. In diesem Fall reicht der Spannungszyklus zwischen $V_{max} = 5$ V und $V_{min} = -5$ V nicht aus, um die Gates wirkungsvoll zu entladen. Diese Beobachtung kann dadurch interpretiert werden, dass die elektrostatische Kanal-Gate-Wechselwirkung sukzessiv den Draht verengt und somit eine Potentialbarriere hervorruft. Mit abnehmender Kanalbreite sinkt auch die Anzahl an Elektronen im Nanodraht, sodass der Einfluss einzelner lokalisierter Ladungsträger steigt. Die Barriere wird nochmals in Abbildung 4.8b) mittels Push-Pull-Methode visualisiert (vgl. Abschnitt 4.1.1). Hierbei waren die lateralen Gates geerdet, um die Kanal-Gate-Wechselwirkung konstant zu halten. Mit abnehmender Kanalbreite verstärkt sich der hochohmige Bereich um $V_d = 0$ V und bestätigt somit die vorher getroffenen Annahmen. Besonders erwähnenswert ist hier die Messung für die Struktur mit dem 100 nm breiten Kanal. Diese Kennlinie gleicht den Messungen an der Probe STO-928 mit einem stark ausgeprägten „Aus“- bzw.

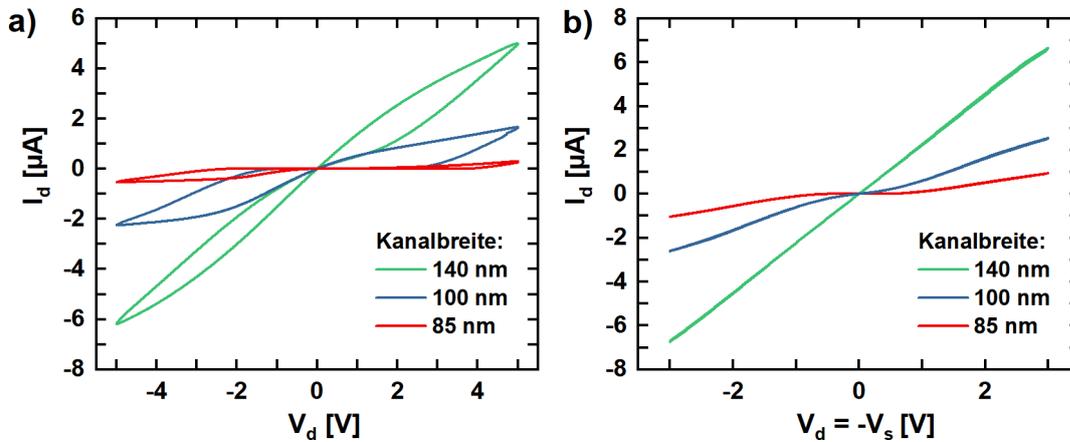


Abbildung 4.8.: Vergleich von Nanodrähten mit unterschiedlichen Breiten b . a) Strom-Spannungs-Charakteristiken für drei verschiedene Nanodrähte mit $b = 140, 100, 85$ nm. Alle Strukturen zeigen ein memristives Verhalten bzw. eine Hysterese durch den Nullpunkt. Aufgrund der elektrostatischen Kanal-Gate-Wechselwirkung nimmt der interne Widerstand der Drähte mit sinkender Kanalbreite zu. b) Strom-Spannungs-Kennlinien der drei Strukturen, die mit der Push-Pull-Methode bestimmt wurden, wobei die lateralen Gates geerdet waren. Die Charakteristiken weisen darauf hin, dass mit sinkender Kanalbreite die Potentialbarriere an der Drahtverengung immer ausgeprägter wird.

„An“-Zustand. Dabei erreicht das Verhältnis R_h/R_l einen Wert von 5567, eine Größenordnung höher als bei der zuvor analysierten Probe. Dieser Umstand kann durch das effektivere Laden bzw. Entladen der seitlichen Gates erklärt werden, die in diesem Fall etwa 40 nm näher am Nanodraht liegen. Dies entspricht einer Verkürzung der Tunneldistanz und damit niedrigeren Schwellspannungen V_{cha} und V_{dis} . Ähnliche Verbesserungen der Funktionalität wurden bei Floating-Gate-Transistoren beobachtet, bei denen die Oxidschicht zwischen dem Kanal und dem Floating-Gate reduziert und damit die Schwellspannung für das Laden des Elektronenreservoirs verringert wurde [212, 213, 214]. Die Widerstandsverhältnisse für den Nanodrähte mit $b = 140$ nm und $b = 85$ nm betragen dabei 2,3 bzw. 64. Die Untersuchung der Nanodrähte hat gezeigt, dass die Geometrie eine wichtige Kenngröße bei der Strukturherstellung ist. Dadurch kann im Bedarfsfall nur durch die Anpassung der Strukturmaßen die Funktionalität bei Bedarf verändert werden.

4.1.4. Zeitliche Entwicklung der Memristanz

Der Lade- und Entladeprozess der Gates hat sich in wiederholten Messungen verschiedener Nanodrähte als beständig erwiesen. Trotzdem besteht die Möglichkeit, dass beide Mechanismen unterschiedlich effizient ablaufen. Dies zeigte sich vor allem im simulierten zeitlichen Verlauf von $V_{fg}(t)$ in Abbildung 4.5a). Des Weiteren ist es wichtig die Langzeitstabilität unseres Bauelements zu untersuchen. Aus die-

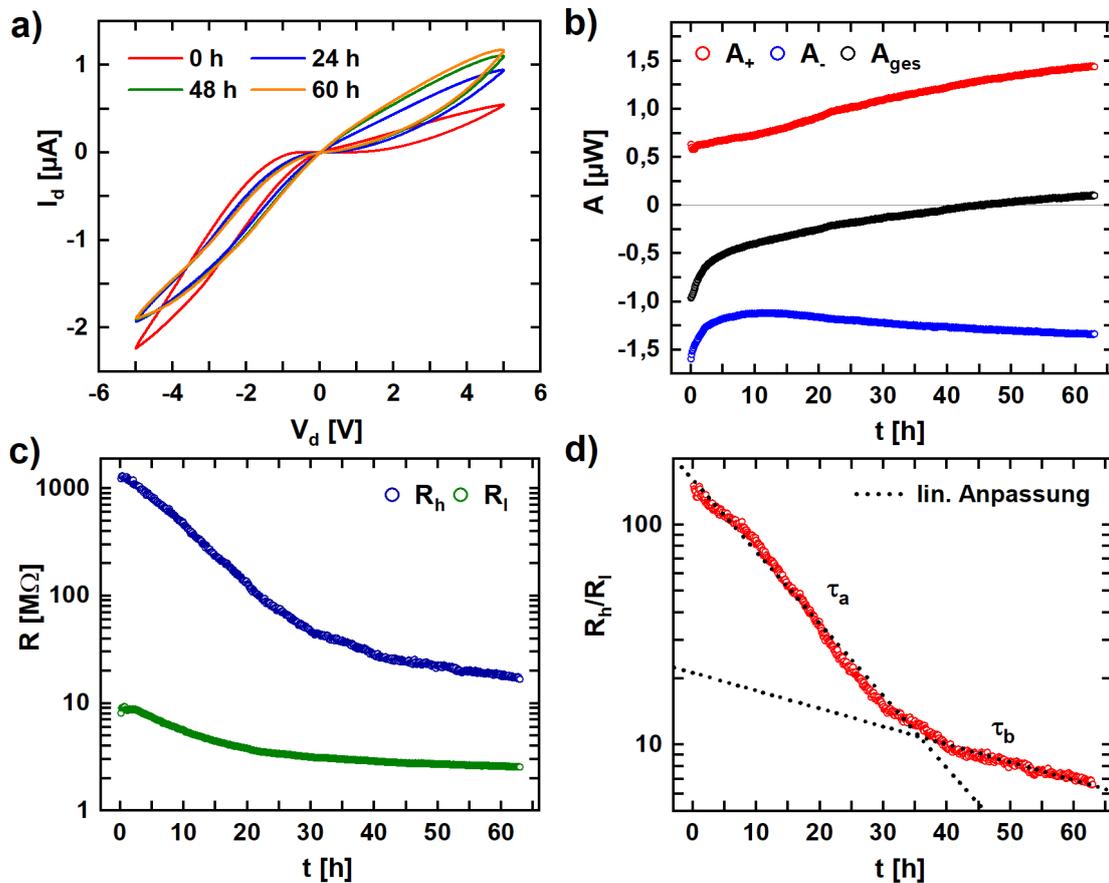


Abbildung 4.9.: Untersuchung der Memristanz im Dauerbetrieb über einen Zeitraum von 64 h oder etwa 680 Spannungszyklen. a) Vier repräsentative Strom-Spannung-Kennlinien für 0, 24, 48 und 60 h nach Beginn der Messung. b) Hysteresefläche A_+ (A_-) für positiven (negativen) Spannungsbereich, sowie $A_{ges} = A_+ + A_-$. Die Flächen A_{ges} repräsentieren Netto-Ladungstransfer zwischen dem Down- und Up-Sweep innerhalb eines Spannungszyklus. c) Zeitabhängige Abnahme des Widerstands R_h und R_l aufgrund der kontinuierlichen Entladung der Störstellen. d) Analyse der Änderung des Widerstandsverhältnisses R_h/R_l beim Dauerbetrieb des Memristors zur Bestimmung der Zeitkonstanten τ_a und τ_b .

sem Grund wird über einen Zeitraum 64 h oder etwa 680 Zyklen die Memristanz der Probe vermessen. Dabei wird die angelegte Spannung kontinuierlich von $V_{max} = 5$ V bis $V_{min} = -5$ V durchgeführt und der entsprechende Stromfluss I_d gemessen. Abbildung 4.9a) zeigt beispielhaft vier Strom-Spannung-Kennlinie für 0, 24, 48 und 60 h nach Beginn der Messungen. Mit voranschreitender Zeit ändert sich deutlich die Charakteristik des Memristors. Aus den Strom-Spannung-Kennlinien wurden verschiedene Kenngrößen extrahiert, um die Zeitabhängigkeit genauer zu analysieren. Die Memristanzänderung wird unter anderem an der eingeschlossenen Hysteresefläche in Abbildung 4.9b) sichtbar, wobei die eingeschlossene Fläche die

Speicherfunktionalität des Memristors darstellt (vgl. Abschnitt 2.4.1). Somit ist die Hysteresefläche proportional zur Anzahl der transferierten Elektronen auf den seitlichen Gates während des Lade- bzw. Entladeprozesses. A_+ stellt dabei die Fläche für eine positive Drainspannung dar und somit den Entladeprozess. Hingegen repräsentiert A_- den Ladeprozess für $V_d < 0$ V. Somit kann A_{ges} als Netto-Ladungstransfer zwischen dem Down- und Up-Sweep interpretiert werden. Aus der Abbildung 4.9b) wird ersichtlich, dass die Fläche A_+ linear mit der Zeit ansteigt und von $0,63 \mu\text{W}$ auf $1,43 \mu\text{W}$ anwächst. Hingegen steigt A_- für die ersten 10 h von $-1,60 \mu\text{W}$ auf $-1,13 \mu\text{W}$ und sinkt jedoch im weiteren Verlauf auf $A_- = -1,34 \mu\text{W}$. Diese Entwicklung spiegelt sich auch in der Gesamtfläche wider. Dabei steigt der Wert von $-0,97 \mu\text{W}$ auf $0,10 \mu\text{W}$. Zum Zeitpunkt $t \approx 45$ h sind die Flächen beider Hysterese gleich ($A_{ges} = 0 \mu\text{W}$) und somit auch die Netto-Anzahl der transferierten Elektronen beim Lade- und Entladeprozess. Die zeitliche Entwicklung von A_{ges} zeigt, dass beim Dauerbetrieb der Entladeprozess effizienter wird. Diese Tatsache kann durch die Sättigung der Störstellen auf den lateralen Gates erklärt werden, sodass im Verlauf der Messungen die Anzahl der transferierten Elektronen während des Ladungsprozesses abnimmt und stattdessen der Entladeprozess überwiegt. Abbildung 4.9c) zeigt den zeitlichen Verlauf des nieder- und hochohmigen Zustands. Während R_h von $1,2 \text{ G}\Omega$ auf $16,5 \text{ M}\Omega$ sinkt, nimmt im gleichen Zeitraum R_l von $9,3 \text{ M}\Omega$ auf $2,5 \text{ M}\Omega$ ab. Infolgedessen ändert sich das Verhältnis R_h/R_l von 150 zu 6,6 (vgl. Abbildung 4.9d)). Aus der Anpassung der Werte für R_h/R_l können zwei unterschiedliche Zeitkonstanten $\tau_a = 13,5$ h und $\tau_b = 54,4$ h bestimmt werden. Dadurch kann ein lichtinduzierter Mechanismus als Ursache für die Widerstandsänderung ausgeschlossen werden, da in diesem Fall die Zeitskala nur einige Minuten betragen würde [215, 216]. Sowohl R_h als auch R_l hängen von der Anzahl akkumulierter Ladungsträger auf den lateralen Gates ab. Während R_h proportional zur Anzahl der Elektronen ist, die sich nach dem Ladeprozess auf den seitlichen Gates befinden, ist R_l direkt proportional zur Anzahl der Elektronen, nach dem Entladevorgang. Der Kurvenverlauf aus Abbildung 4.9c) verifiziert die bereits gewonnenen Erkenntnisse aus b). Die stetige Zunahme von A_{ges} deutet darauf hin, dass mit der Zeit der Entladeprozess immer effizienter wird und dadurch auch die Anzahl der lokalisierten Elektronen abnimmt, was auch durch den starken Abfall von R_h über zwei Größenordnungen bestätigt wird. Zum Zeitpunkt $t = 45$ h beträgt das Widerstandsverhältnis 8,7. Diese Entwicklung erklärt auch die Diskrepanz der Kenngrößen bei den unterschiedlichen Messungen in Abbildung 4.1c) und 4.3b), denn die kontinuierliche Untersuchung des Bauelements beeinflusst die Ausgangsbedingung des Nanodrahts. Im Folgenden wurde darauf geachtet die Proben in einem möglichst stabilen bzw. eingefahrenen Zustand zu vermessen. Im Vergleich zu anderen Memristoren auf LAO/STO-Basis schneidet unser Bauelement deutlich schlechter ab. So zeigten Wu et al. eine stabile Memristanz über 2000 Messzyklen oder 12 h [28, 30]. Diese Langzeitstabilität erreichen sie durch die Migration von Sauerstofffehlstellen in der dünnen LAO-Schicht und das Bilden bzw. Brechen von leitfähigen Filamenten. Im zukünftigen Baudesigns wäre es sinnvoll, das Lay-

out eines Floating-Gate-MOSFET zu übernehmen. Dabei würde zwischen dem planaren Nanodraht und dem lateralen Gate eine zusätzliche Floating-Gate-Insel aus LAO/STO prozessiert werden. Dadurch könnte etwa die Steuerung des Lade- und Entladeprozesses gewährleistet und gleichzeitig die Langzeitstabilität sichergestellt werden.

4.1.5. Abhängigkeit der Memristanz von der Gatespannung

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass sich die charakteristischen Kenngrößen des Nanodrahts beim Dauerbetrieb des Bauelements ändern. Eine mögliche Erklärung wäre dabei ein ungleichmäßiger Lade- bzw. Entladeprozess der lateralen Gates. Die Symmetrisierung beider Prozesse könnte durch das Anlegen einer Gatespannung verwirklicht werden. So zeigten Maier et al., dass die Memristanz von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Nanodrähten sich mit Hilfe einer Backgate-Spannung bei 4 K modulieren lässt [49]. Ein weiteres Beispiel sind planare Memristoren auf MoS_2 -Basis. Hier gelang es ebenfalls die Memristanz bei Raumtemperatur durch eine Gatespannung zu verändern. Jedoch lagen die dafür benötigten Spannungen im Zehnergigavoltbereich [217]. Der Vorteil unserer Struktur sind die zwei seitlichen Gates, die sich in unmittelbarer Nähe des Nanodrahts befinden und somit für die Manipulation und Speicherung der Ladungsträger im System verwendet werden können. Im Folgenden wird das linke Gate an eine Spannungsquelle angeschlossen und das rechte Gate bleibt potentialfrei (vgl. Abbildung 4.10a)). Dadurch kann beim Anlegen einer Gatespannung V_g die Ladungsträgerdichte im Kanal beeinflusst werden und somit auch die Ladungsträgerakkumulation. In Abbildung 4.10b) sind die Strom-Spannungskennlinien für unterschiedliche V_g dargestellt. Es wird deutlich, dass durch Variation der Gatespannung die Hystereseffläche, das Widerstandsverhältnis und der maximale bzw. minimale Stromfluss beeinflusst werden. Der Einfluss von V_g auf die Hystereseffläche ist in Abbildung 4.10c) dargestellt. Für eine Gatespannung $V_g < -1$ V bildet sich keine Hystereseschleife aus. Dieser Wert entspricht der Schwellspannung der Transferkennlinie aus Abschnitt 4.1.1. In diesem Fall ist $A_+ = 0$ μW und das rechte Gate wird nicht mehr entladen. Mit steigender Gatespannung nimmt auch die Fläche A_+ kontinuierlich zu und erreicht bei $V_g = 2,5$ V den maximalen Wert $0,79$ μW . Im selben Spannungsbereich sinkt Fläche A_- von einem Wert $-0,53$ μW und erreicht bei einer Spannung $V_g = 0,5$ V ein Minimum mit $-0,76$ μW . Danach steigt A_- wieder auf $-0,57$ μW . Diese Entwicklung zeigt sich auch in der Gesamtfläche A_{ges} . Die Kenngröße startet bei einem Wert von $-0,53$ μW für $V_g = -1,5$ V, sinkt auf ein Minimum von $-0,64$ μW bei $V_g = -0,5$ V und erreicht schließlich ein Maximum mit $0,22$ μW . Bei $V_g = 1,72$ V durchschreitet die Kennlinie von A_{ges} den Nullpunkt, sodass bei dieser Spannung der Lade- und Entladevorgang symmetrisch verläuft und die Anzahl der transferierten Elektronen bei beiden Prozessen gleich ist. Das R_h/R_l -Verhältnis steigt mit sinkender Gatespannung von 1,6 auf 157 und nimmt für $V_g < 0,5$ V wieder ab bis es den Wert $R_h/R_l = 1$ für $V_g < -0,5$ V erreicht (vgl. Abbildung 4.10d)).

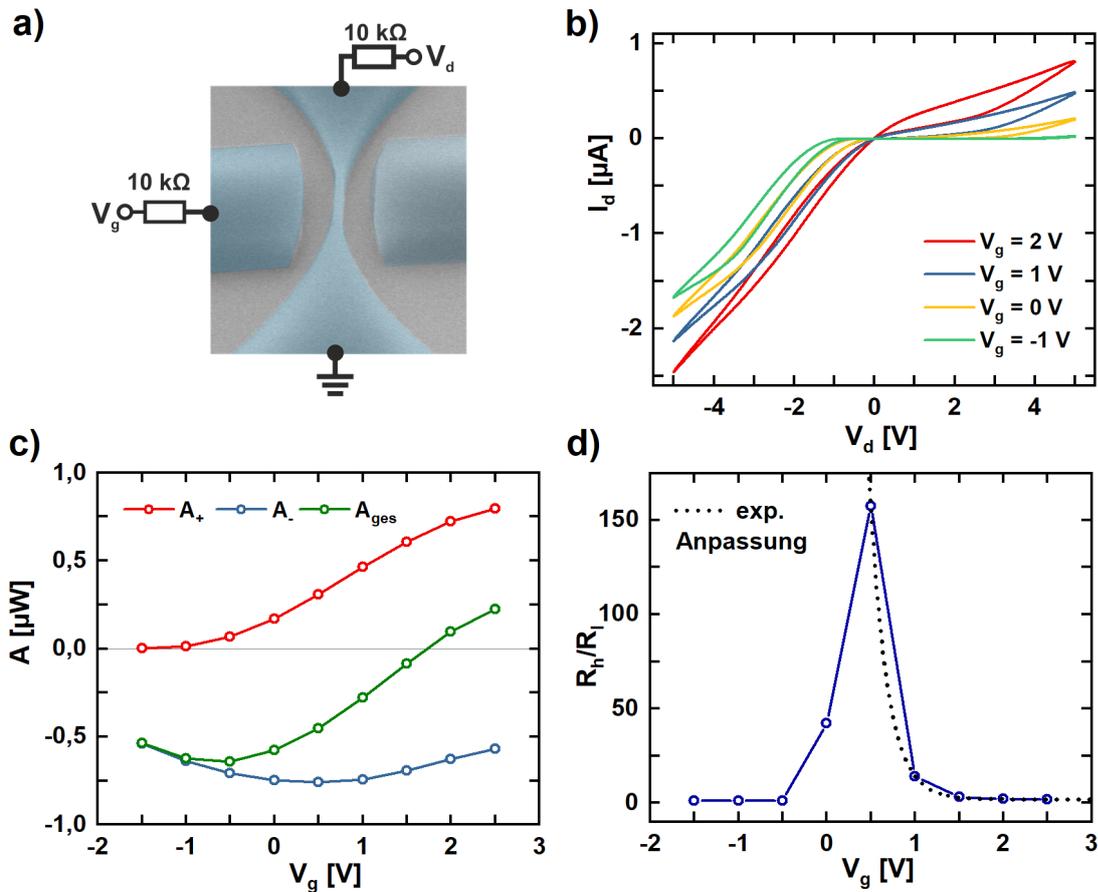


Abbildung 4.10.: Abhängigkeit der Memristanz von der Gatespannung. a) Der Nanodraht samt Verschaltung zur Symmetrisierung des Lade- und Entladeprozesses. Das linke Gate dient zur Manipulation, während das rechte Gate ge- bzw. entladen wird. Die Leckströme durch das linke Gate wurden an einem $10\text{ k}\Omega$ Widerstand gemessen. b) Strom-Spannungs-Kennlinien für unterschiedliche Gatespannungen. V_g moduliert die Ladungsträgerdichte innerhalb des Nanodrahts und ändert somit den Stromfluss und die Memristanz der Struktur. c) Fläche der Hysterese für positive bzw. negative Drainspannungen und dessen Gesamtfläche. A_{ges} und dadurch auch der Elektronentransfer können mithilfe einer Gatespannung abgestimmt werden. d) Das Widerstandsverhältnis R_h/R_l lässt sich ebenfalls durch das Anlegen der Gatespannung einstellen.

Dies zeigt, dass das memristive Schalten zwischen dem nieder- und hochohmigen Widerstand sich ebenfalls mit Hilfe von V_g beeinflussen lässt und um zwei Größenordnungen abstimmbare ist. Für einen symmetrischen Ladungsträgertransfer ($V_g = 1,72\text{ V}$) ist das Widerstandsverhältnis 2,4. Die Verarmung des Kanals kann durch eine Modulation einer Potentialbarriere verstanden werden, dessen Ausdehnung von der Gatespannung bzw. Elektronenlokalisierung abhängt. In diesem Fall wird der Ladungstransport durch einen Tunnelwiderstand $R \propto \exp(2d\sqrt{2m^*} \cdot \Delta E/\hbar)$ limitiert

[218]. Hierbei ist m^* die effektive Elektronenmasse, \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und ΔE ist die Energie zwischen dem Maximum der Potentialbarriere, die sich im Nanodraht ausbildet, und der Elektronenenergie. Die Breite der Barriere d hängt bei unserer Nanostruktur deutlich vom Floating-Gate-Potential bzw. der Gatespannung ab. Infolgedessen können die Messdaten in Abbildung 4.10d) durch die exponentielle Abnahme des Tunnelwiderstands angepasst werden, welcher wiederum die Längenänderung der Barriere Δd widerspiegelt. Wie bereits erklärt, hängt die eingeschlossene Fläche mit der Anzahl der lokalisierten Elektronen zusammen. Negative Gatespannungen verringern die Ladungsträgerdichte und sorgen für eine Erhöhung der Potentialbarriere im Nanodraht. Dadurch können für positive Drainspannungen das rechte Gate nicht mehr entladen werden, da die effektive Tunneldistanz zwischen dem Floating-Gate und dem Nanodraht (bzw. seiner Zuleitung) zu groß wird. Für $V_g = 1,72$ V wird die Barriere dahingehend verändert, dass die Anzahl der transferierten Ladungen während des Ladens bzw. Entladens gleich ist ($A_{ges} = 0 \mu\text{W}$). Das Auftreten des Minimums für A_- stellt ebenfalls eine interessante Beobachtung dar, weil hier zwei wechselseitige Effekte stattfinden. Für hohe positive Gatespannungen wird die Ladungsträgerdichte im Nanodraht erhöht. Dadurch verringert sich der Einfluss der akkumulierten Elektronen auf dem rechten Gate, da die elektrostatische Wechselwirkung nicht mehr ausreicht, um den Kanal zu entleeren. Für $V_g < 0$ V und $V_d > 0$ V sorgen zusätzliche Tunnelströme zum linken Gate dafür, dass sich auf dem Floating-Gate weniger Ladungsträger ansammeln. Die Steuerung der Barriere und somit des R_h/R_l -Verhältnisses bietet die Grundlage von einstellbaren Multibit-Speicherelementen [192] oder von arithmetischen Operationen [219].

4.1.6. Frequenzabhängigkeit der Memristanz

Die Frequenzabhängigkeit ist ein charakteristisches Merkmal der Memristanz. Dabei nimmt mit zunehmender Anregungsfrequenz die Hysteresefläche ab bis das Bauelement als ein gewöhnlicher Widerstand fungiert [149]. In unserem Fall kann die Frequenzmessung zusätzlich einen Aufschluss über die Lade- bzw. Entladeprozesse des Memristors geben. Hierfür wurde ein Funktionsgenerator verwendet und am Drainkontakt die sinusförmige Spannung $V_d = V_a \cdot \sin(\omega t)$ angelegt. Die Amplitude V_a beträgt dabei 5 V und die Messfrequenz ω wird zwischen 0,01–200 Hz variiert. Abbildung 4.11a) zeigt die Strom-Spannung-Kennlinien für unterschiedliche Frequenzen. Dabei wurden die Kennlinien zur besseren Übersichtlichkeit versetzt dargestellt. Aus dem Graphen wird ersichtlich, dass die Hystereseschleife nur bei niedrigen Frequenzen erzeugt werden kann und der hochohmige Zustand mit steigender Frequenz ausgeprägter wird. Wie erwartet, zeigen die Hystereseflächen eine direkte Abhängigkeit von der Messfrequenz. Diese Entwicklung ist in Abbildung 4.11b) zu erkennen, wo die Flächen der eingeschlossenen Hystereseschleifen abgebildet sind. Hierbei nimmt die Fläche für den positiven Spannungsbereich mit $A_+ =$

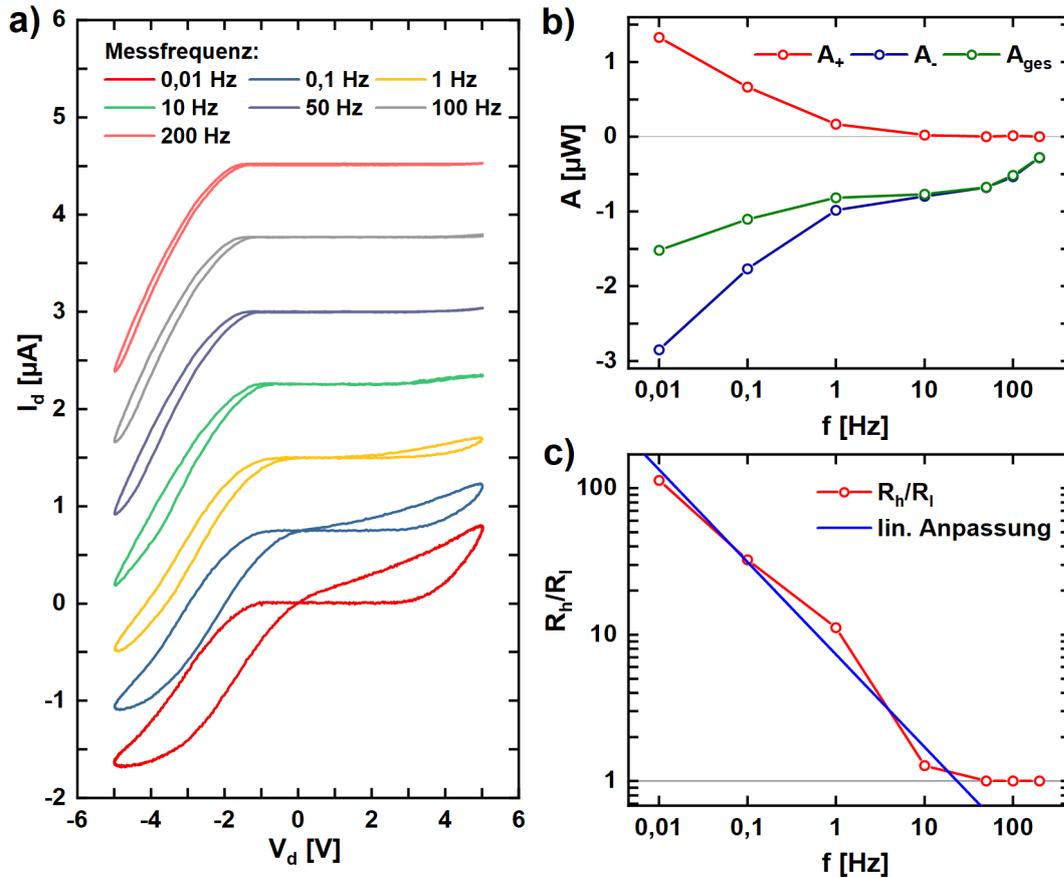


Abbildung 4.11.: Memristanzänderung des Nanodraht unter periodischer Anregung. Dabei wird mithilfe eines Funktionsgenerators die Drainspannung unterschiedlich schnell durchgeföhren. a) Strom-Spannungs-Kennlinien für verschiedenen Messfrequenz. Zur besseren Veranschaulichung werden die Kurven versetzt dargestellt. b) Die eingeschlossene Fläche der Hysterese A_+ , A_- und $A_{ges} = A_+ + A_-$. Ab einer Frequenz von 24 Hz sinkt A_+ auf Null, da der Entladevorgang beinahe nicht mehr vorhanden ist. Hingegen bleibt der Ladevorgang bis zu 200 Hz erhalten. c) Widerstandsverhältnis R_h/R_l der verschiedenen Kennlinien. Ab einer Frequenz $f > 24$ Hz bleibt das Verhältnis bei 1. Da kein Entladevorgang mehr stattfindet bleibt die Potentialbarriere und der damit verbundene hochohmige Zustand bestehen.

1,33 μW mit steigender Frequenz immer weiter ab, wobei die Fläche bereits für $\omega > 10$ Hz verschwindend klein wird. Im gleichen Frequenzbereich nimmt A_- von -2,85 μW auf -0,28 μW ab. Die Gesamtfläche A_{ges} bleibt über den gesamten Frequenzbereich negativ und nimmt von -1,52 μW auf -0,28 μW zu. Die stetige Abnahme der Hystereseeflächen kann durch die Verringerung von t_{cha} und t_{dis} verstanden werden. Diese Kenngrößen geben die Zeitintervalle (innerhalb eines Spannungszyklus) an bei dem die Spannungsdifferenz $V_d - V_{fg} > V_{cha}$ bzw. $V_d - V_{fg} < V_{dis}$ ist

und es somit zum Elektronentransfer kommen kann. Die Anzahl der transferierten Elektronen während eines Spannungsdurchlaufs lässt sich bei dieser Messung nach einem Kapazitätsmodell bestimmen [220]

$$\Delta n(t_{cha}, t_{dis}) = n_{cha}[1 - \exp(-t_{cha}/\tau_{cha})] - n_{dis}[1 - \exp(-t_{dis}/\tau_{dis})]. \quad (4.12)$$

Dabei sind n_{cha} und n_{dis} die maximale Anzahl an übertragbaren Ladungsträger während des Lade- bzw. Entladeprozesses. Die charakteristische Zeitkonstante τ_{cha} (τ_{dis}) wird durch die jeweilige Tunnelrate $\Gamma_{cha} = \tau_{cha}^{-1}$ ($\Gamma_{dis} = \tau_{dis}^{-1}$) bestimmt. In diesem vereinfachten Modell hängt die Anzahl der übertragenen Ladungen während dem Laden (Entladen) vom Zeitverhältnis t_{cha}/τ_{cha} (t_{dis}/τ_{dis}) ab. Bei Frequenzen von über 10 Hz wird der Entladevorgang erheblich verringert, während der Ladevorgang noch bis zu 200 Hz möglich ist. Obwohl die Zeitskalen für t_{cha} und t_{dis} mit steigender Frequenz gleichzeitig verringert werden, deutet die Entwicklung der Hysterese auf $\tau_{cha} < \tau_{dis}$. Dadurch kann angenommen werden, dass der Ladeprozess für schnelle Spannungszyklen effizienter abläuft als die Entladung der Störstellen. An dieser Stelle ist es erwähnenswert, dass für Frequenzen oberhalb von 200 Hz eine deutliche Zunahme an (mem)kapazitiven Effekten beobachtet wurde. In diesem Fall folgt die Kennlinie einem Hystereseverlauf, welcher jedoch nicht durch den Ursprung geht. Abbildung 4.11c) zeigt die Frequenzabhängigkeit für das Widerstandsverhältnis. Der Anfangswert von $R_h/R_l = 113$ nimmt mit steigender Frequenz ab. Aus der linearen Anpassung wird ersichtlich, dass oberhalb der Grenzfrequenz von ~ 24 Hz das Verhältnis den Wert 1 ein. Diese Beobachtung lässt sich wie folgt erklären. Bei höheren Frequenzen können die auf den lateralen Gates lokalisierten Elektronen nicht mehr abtransportiert werden und die Effizienz des Entladeprozesses ist gegenüber dem Ladeprozess geringer. Dadurch bleiben die lateralen Gates geladen und der hochohmige Zustand bestehen.

4.1.7. Lichtsensitivität der Memristanz

In den vorherigen Abschnitten wurde die spannungsinduzierte Widerstandsänderung in der Nanostruktur behandelt. Diese Eigenschaft macht Memristoren zu einem perfekten Kandidaten zur Implementierung in ReRAM (englisch: resistive random access memory) [221]. Das Schaltverhalten innerhalb eines memristiven Systems kann auch durch optische Anregung hervorgerufen werden [222, 223]. Dies dient unter anderem als Basis für künstliche optoelektronische Synapsen [224]. Ein Beispiel hierfür sind die GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen mit integrierten InAs-Quantenpunkten, wobei sich die Leitfähigkeit des Bauelements durch Lichtpulse unterschiedlicher Wellenlängen erniedrigen oder erhöhen lässt [220, 225]. Die lichtinduzierte Widerstandsänderung in LAO/STO ist dabei beständig und wurde bereits zur Verwirklichung eines optoelektronischen Speicherelements eingesetzt [216]. Mit diesem Hintergrund wird auch die Memristanz der prozessierten Nanodrähte auf ihre Lichtsensitivität

untersucht. Eine mögliche Erklärung zur Entstehung des quasi zweidimensionalen Elektronengases an der Zwischenschicht vom LAO/STO sind Sauerstofffehlstellen im Substrat. Diese Fehlstellen bilden wiederum Energieniveaus innerhalb der Bandlücke. Im Fall von STO liegen diese Niveaus etwa 0,28–0,7 eV und beim LAO im Bereich von 0,62–2,19 eV unterhalb des Leitungsbands [37]. Zur Anregung möglichst vieler Defektelektronen, wird ein Laser mit der Wellenlänge 448 nm (2,14 eV) benutzt, dessen Energie kleiner als die Bandlücke von LaAlO_3 (5,6 eV) und SrTiO_3 (3,2 eV) ist. Abbildung 4.12a) zeigt eine schematische Darstellung der Anregung eines Defektelektrons im Substrat. Durch die Bandverbiegung wandert das angeregte Elektron zur Zwischenschicht und sorgt damit für eine Leitfähigkeitserhöhung. An dieser Stelle ist es erwähnenswert, dass zu Beginn der Messreihe die Probe aufgrund der Justage für eine kurze Zeit der Umgebungsbeleuchtung ausgesetzt war. Dadurch wurden vor der Messung einige Ladungsträger innerhalb des Materialsystem angeregt, sodass die entsprechenden Widerstandswerte R_h und R_l kleiner ausfallen. In Abbildung 4.12b) ist die Dunkel-Kennlinie und die Kennlinien zum Start und Beendigung der dauerhaften Beleuchtung mit einer Lichtleistung von 50 nW dargestellt. Zwischen der Dunkel- und Laser-Kennlinie wird einerseits eine sofortige Änderung der Hystereseschleife nach dem Einschalten des Lasers beobachtet. Zusätzlich verändern sich die Kennlinien während des Dauerbetriebs. Zur Quantifizierung dieser Entwicklung wird in Abbildung 4.12c) die Widerstandsänderung für den nieder- und hochohmigen Zustand bei N Messungen gezeigt. Vor der Bestrahlung sind die Widerstandswerte R_h und R_l nahezu konstant mit 16 M Ω bzw. 3,9 M Ω . Nach dem Einschalten des Lasers sinken beide Werte innerhalb eines Spannungsdurchlaufs auf $R_h = 4,3$ M Ω und $R_l = 2,2$ M Ω . Dies lässt sich durch die Erhöhung der Ladungsträgerdichte innerhalb des Materialsystems erklären [198]. Der Widerstand R_h steigt mit jedem weiteren Spannungszyklus von 4,3 M Ω auf 7,3 M Ω an und währenddessen sinkt R_l von 2,2 M Ω auf 2,0 M Ω . Diese Beobachtung ist konträr zu den Erkenntnissen für den Dauerbetrieb im Dunkeln (vgl. Abschnitt 4.1.4). Nach dem Ausschalten des Lasers, steigt R_h von 7,2 M Ω auf 10,3 M Ω und R_l von 2,0 M Ω auf 2,2 M Ω an. Durch die Anregung von Defektelektronen erhöht sich die Ladungsträgerdichte im gesamten Bauelement. Dadurch sinken die Werte für R_h und R_l , da die lichtinduzierten Elektronen die Potentialbarriere abbauen. Während und nach der Beleuchtung steigt der Wert für R_h stetig an. Ein möglicher Grund dafür wäre eine verstärkte Lokalisierung der Elektronen auf den Gates, da diese zuvor durch den Laser angeregt und während des Spannungszyklus wieder abgeführt wurden. Abbildung 4.12d) zeigt die relative Änderung von $\Delta R_h/R_h$ in Abhängigkeit unterschiedlicher Laserleistungen. Mit höherer Leistung werden immer mehr Defektelektronen auf den seitlichen Gates abgebaut, sodass die relative Änderung des hochohmigen Zustands zunimmt. Abbildung 4.13a) zeigt den Einfluss des Laserlichts auf die Hystereseflächen. Vor der Beleuchtung sind die Werte nahezu konstant mit $A_+ \approx 0,80$ μW , $A_- \approx -0,88$ μW und $A_{ges} \approx 0,08$ μW . Während der Beleuchtung sinkt A_- von -0,94 μW auf -1,23 μW . In der Zwischenzeit steigt A_+ von 0,97 μW auf 1,60 μW . Die Gesamtfläche der

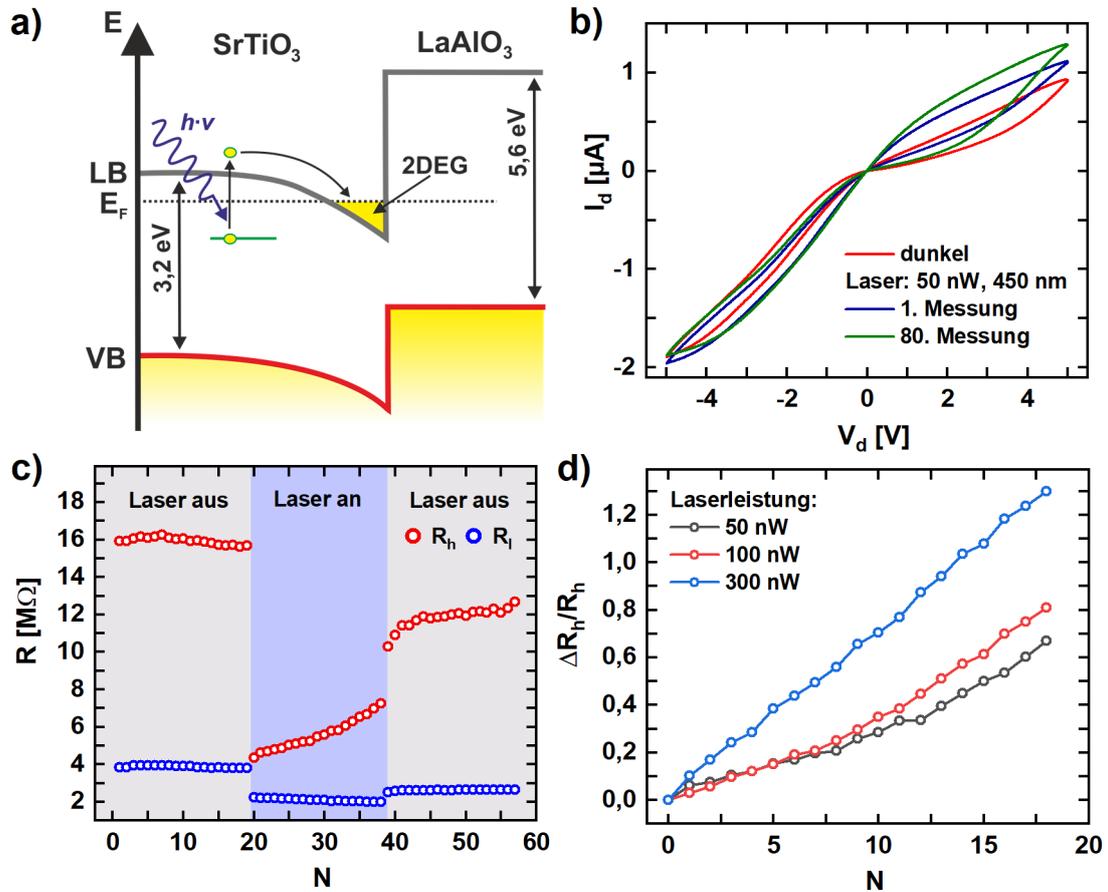


Abbildung 4.12.: Lichtsensitivität der Memristanz. a) Schematische Darstellung der Anregung von Defektelektronen im LAO/STO. An Störstellen lokalisierte Elektronen werden mithilfe von Photonen angeregt und wandern aufgrund der Bandverbiegung zur Zwischenschicht. b) Strom-Spannungs-Kennlinien im Dunkeln und unter Dauerbeleuchtung mit einem 448 nm Laser bei einer Leistung von 50 nW. c) Entwicklung des hoch- und niederohmigen Zustands in Dunkeln und unter Laserbeleuchtung für die N -te Messung. d) Relative Änderung des Widerstands $\Delta R_h/R_h$ in Abhängigkeit der Laserleistung. Mit höherer Leistung nimmt der Widerstand stärker zu, da mehr Ladungsträger wieder auf den Gates lokalisiert werden.

Hysterese erfährt zu Beginn ein Vorzeichenwechsel und nimmt dann von $0,03 \mu\text{W}$ auf $0,37 \mu\text{W}$ stetig zu. Vor der Beleuchtung bestätigt $A_{ges} < 0 \mu\text{W}$ die vorherigen Beobachtungen und Annahmen über die Funktionalität des Bauelements, denn der Ladeprozess ist effektiver als der Entladeprozess. Mit dem Einschalten wird dieses Verhalten umgekehrt, da $A_{ges} > 0 \mu\text{W}$. Diese Tatsache und stetige Zunahme von A_{ges} unter Beleuchtung bestätigen den Abbau der akkumulierten Elektronen und die Verbesserung des Entladevorgangs. Die relative Zunahme der Gesamtfläche ist in Abbildung 4.13b) dargestellt. Hierbei zeigt sich, dass mit steigender Laserleistung

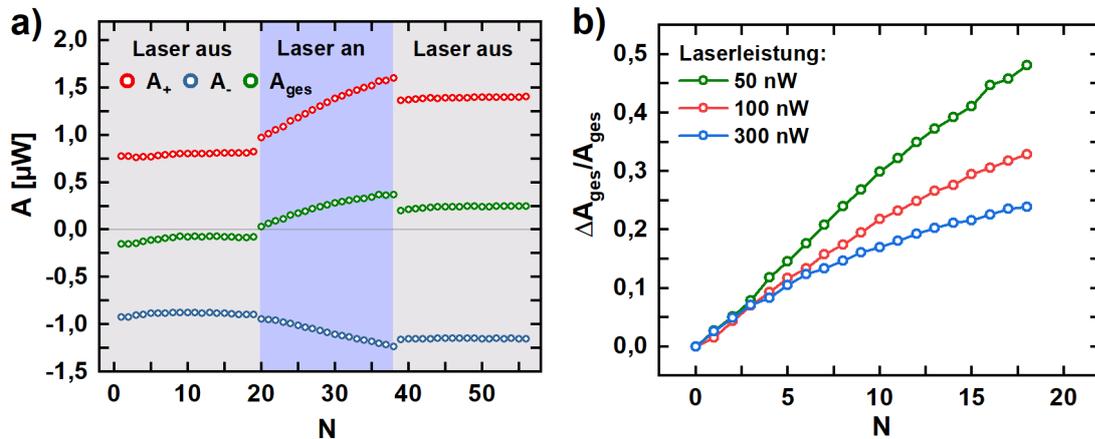


Abbildung 4.13.: a) Zunahme der Hysteresefläche durch die Beleuchtung mit dem Laser aufgrund der Zunahme der Ladungsträgerdichte. Dies wird vor allem durch den Vorzeichenwechsel von A_{ges} beim Einschalten des Lasers sichtbar. b) Relative Änderung der Gesamtfläche. Mit höherer Laserleistung nimmt die Fläche langsamer zu und beginnt sich zu sättigen, da immer mehr Elektronen angeregt werden.

die relative Zunahme der Fläche langsam sättigt. Dieses Verhalten ist damit begründet, dass bei höheren Lichtleistungen die Anzahl der freigesetzten Ladungsträger im System ansteigt und irgendwann den Maximalwert erreicht bei dem alle lokalisierten Elektronen innerhalb eines Spannungszyklus abgebaut werden. Die Manipulation der Memristanz in unseren Nanodrähten zeigt vielversprechende Einsatzmöglichkeiten für etwa sensorische Anwendungen. Eine vergleichbare Modulation der Hysterese wurde bereits in ähnlichen Halbleiterstrukturen mit integrierten Quantenpunkten beobachtet, wobei die Messungen bei 60 nW und in 4 K stattfanden [220, 225].

4.1.8. Nanodraht im Pulsbetrieb

Zukünftig sollen memristive Bauelemente die Funktionalität von Synapsen eines menschlichen Gehirns in künstlichen neuronalen Netzwerken nachahmen [226]. In der Biologie versteht man unter Synapsen neuronale Verknüpfungen zwischen zwei benachbarten Neuronen, welche für die Signalübertragung verantwortlich sind. Dadurch bilden sie den Grundstein für alle Lernprozesse in der belebten Welt. Im menschlichen Gehirn erfolgt die Übertragung von elektrischem Signal zwischen zwei Neuronen durch die Änderung der Ionenkonzentrationen innerhalb des prä- und postsynaptischen Neurons. Die Signalübertragung, welche durch den Konzentrationsgradienten hervorgerufen wird, bezeichnet man als Aktionspotential [227]. Je stärker zwei Neuronen miteinander verbunden sind, desto effizienter ist die Transmission des Aktionspotentials. Die aktive Änderung der synaptischen Verknüpfung wird auch als synaptische Plastizität bezeichnet und spielt eine wichtige Rolle bei der Bildung eines Gedächtnisses [227, 228]. Das technologische Gegenstück zur synapti-

schen Plastizität bildet der Leitwert des memristiven Bauelements. Somit setzt die Verwendung von Memristoren in neuronalen Netzwerken voraus, dass ihr Leitwert mit Hilfe von Spannungspulsen veränderbar ist [153, 229]. Die zeitliche Änderung der synaptischen Stärke $\Delta w(t)$ hängt direkt von der Zustandsvariablen $x(t)$ des memristiven Systems ab [230]. Unter Zuhilfenahme von Gleichung 4.6 gilt [206]

$$\frac{d}{dt}\Delta w(V, t) = \frac{d}{dt}\Delta n(V_d, t) \cdot e = I_{tun}(V_{fg}(t), V_d(t)). \quad (4.13)$$

Somit hängt der Lernprozess unseres Memristors grundsätzlich von Tunnelstrom zwischen dem Nanodraht und den lateralen Gates ab. Um die Änderung der Leitfähigkeit zu untersuchen, werden mithilfe eines Funktionsgenerators Spannungspulse mit der Amplitude V_s und Dauer t_s am Drainkontakt angelegt. Dabei ist $V_s = -3$ V und überschreitet damit die Ladespannung V_{cha} . Der Auslesepuls wird mit der Amplitude $V_a = 1$ V und der Dauer $t_a = 2$ ms betrieben. Dieser Wert wurde so gewählt, dass sie den Lade- bzw. Entladeprozess nicht beeinflusst (vgl. eingebettete Grafik in Abbildung 4.14a)). In Abbildung 4.14a) wird die Änderung des Leitwerts im Nanodraht in Abhängigkeit der Anzahl der Spannungspulse N für unterschiedliche Pulsdauern t_s dargestellt. Hierbei befinden sich beide Gates in Floating-Gate-Konfiguration. Mithilfe der Lernpulse gelingt es die Leitfähigkeit graduell zu verringern und mit längerer Pulsdauer wird die Reduktion signifikanter. Laut Gleichung 4.13 sollte der Leitwert einer mono-exponentiellen Funktion folgen. Jedoch kann die Leitwertverringern in Abbildung 4.14a) nur durch eine Bi-Exponentialfunktion angepasst werden. Dies könnte auf zwei verschiedene Arten von Störstellen hinweisen, die unterschiedlich schnell geladen werden. Die Leitwertreduktion lässt sich mit Hilfe der Gleichung

$$G = G_{sat} + G_1 \cdot \exp(-Nt_s/\tau_{cha1}) + G_2 \cdot \exp(-Nt_s/\tau_{cha2}) \quad (4.14)$$

anpassen, wobei G_{sat} der Sättigungsleitwert ist und τ_1 bzw. τ_2 die Zeitkonstanten der beiden Lokalisierungsprozesse repräsentieren. Die entsprechenden Werte sind in Abbildung 4.14b) dargestellt, wobei die Zeitkonstanten im Bereich $\tau_{cha1} = 0,17-0,30$ s und $\tau_{cha2} = 1,60-5,10$ s liegen. Im nächsten Schritt wurde das linke Gate eine Spannung V_g angelegt, um die synaptische Plastizität zu beeinflussen. Abbildung 4.14c) wird deutlich gezeigt, dass die Leitwertreduktion sich mit Hilfe einer Gatespannung manipulieren lässt. Die entsprechenden Werte für τ_{cha1} und τ_{cha2} sind in Abbildung 4.14d) dargestellt. Durch die Erhöhung und Erniedrigung der Ladungsträgerdichte innerhalb des Nanodrahts lässt sich auch dessen Tunnelcharakteristik modifizieren und somit die Zeitkonstanten um eine Größenordnung verändern.

Abbildung 4.15a) zeigt die Erhöhung der Leitfähigkeit für verschiedene Pulsdauer und bei einer Spannungsamplitude von 4 V. Mit steigender Pulsweite t_s nimmt der Leitwert schneller zu, wobei die Messungen für $t_s = 5$ ms und $t_s = 10$ ms ähnlich verlaufen. Zusätzlich zeigen die Messungen kein Sättigungsverhalten innerhalb

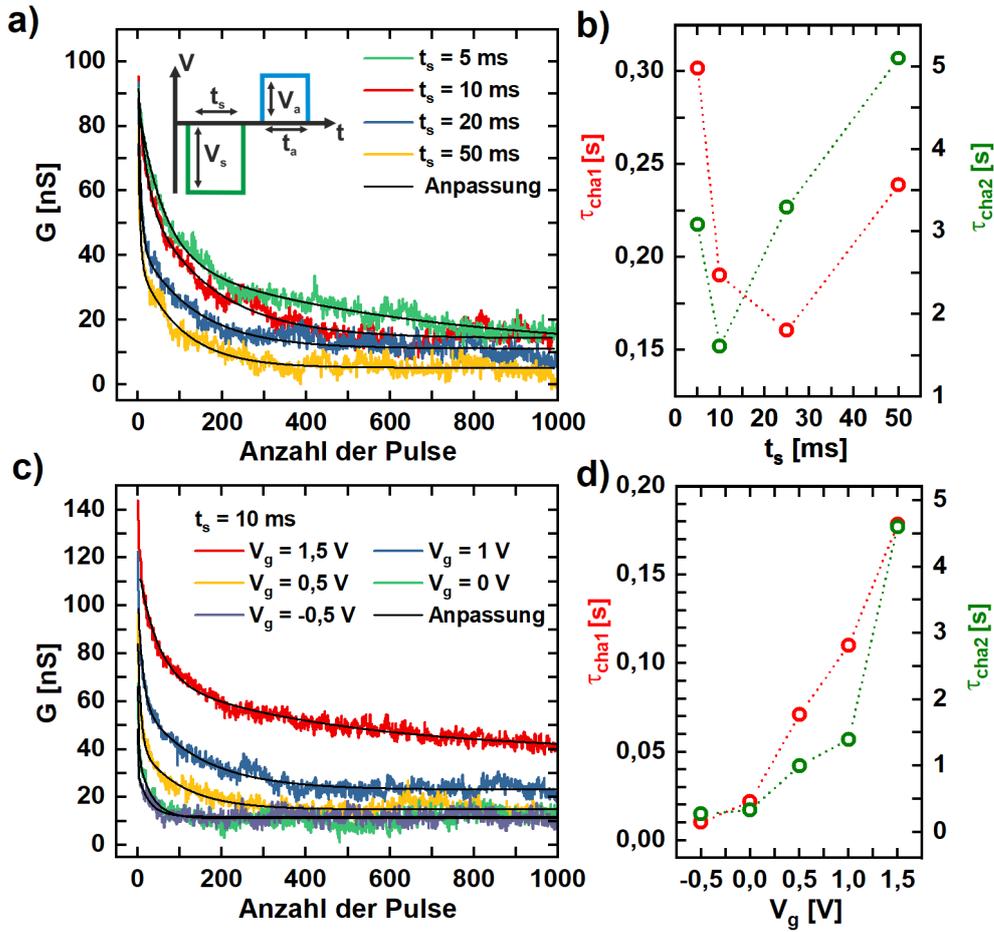


Abbildung 4.14.: Änderung der Memristanz im Pulsbetrieb. a) Leitwertreduktion des Memristors, welche durch Spannungspulse unterschiedlicher Dauer hervorgerufen wurde. Anpassung der Messdaten nach Gleichung 4.14. Die eingebettete Grafik beschreibt den zeitlichen Pulsverlauf des Lern- und Auslesepulses mit $V_s = -3$ V. b) Zeitkonstanten $\tau_{cha,1}$ und $\tau_{cha,2}$ für die Ladungsträgerlokalisierung. c) Modulation der Leitwertreduktion in Abhängigkeit der angelegten Gatespannung V_g am linken Gate für $V_s = -3$ V und $t_s = 10$ ms. d) Zeitkonstanten $\tau_{cha,1}$ und $\tau_{cha,2}$ in Abhängigkeit von V_g . Mit sinkender Gatespannung nimmt die Leitwertreduktion zu.

der Messung von 3000 Pulsen. Auf der anderen Seite zeigt Abbildung 4.15b) die spannungsabhängige Leitwertsättigung. Hierbei wurde die Gatespannung ebenfalls an das linke Gate angelegt und die Pulsdauer auf 10 ms festgesetzt. Bemerkenswerterweise nimmt der Leitwert nach dem Laden des lateralen Gates beinahe sofort zu bevor die Messung gestartet werden konnte. Die einzige Ausnahme liefert hierbei die Kennlinie für $V_g = 2$ V. Für $V_g < 0$ V schließt der Kanal und keine nennenswerte Leitwerterhöhung konnte beobachtet werden.

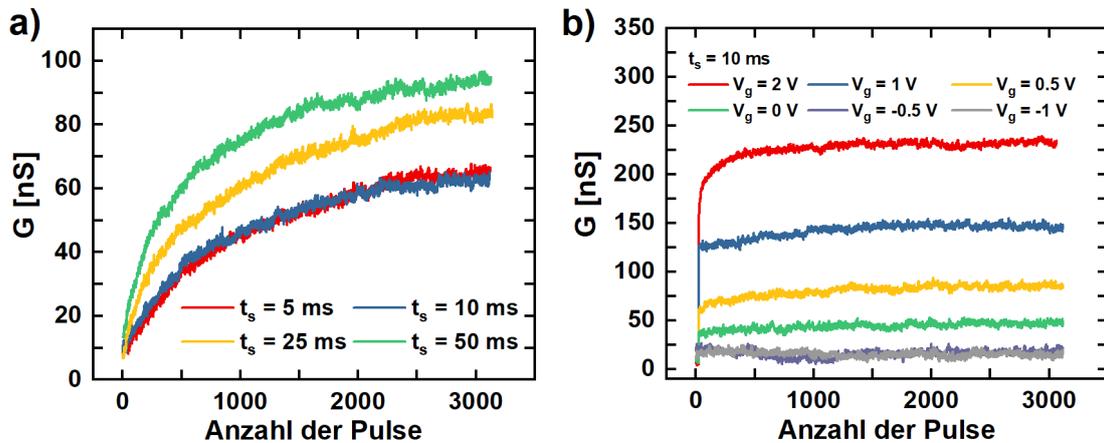


Abbildung 4.15.: a) Leitwerterhöhung in Abhängigkeit der Anzahl an Lernpulsen mit $V_s = 4 \text{ V}$ bei unterschiedlichen t_s . Für zunehmende Pulsdauern wird die Sättigung schneller erreicht. b) Modulation des Leitwerts in Abhängigkeit der angelegten Gatespannung am linken Gate für $V_s = 4 \text{ V}$ und $t_s = 10 \text{ ms}$. Bis auf den Fall $V_g = 2 \text{ V}$ erreicht die Leitfähigkeit unverzüglich ihren Sättigungswert.

4.2. Memkapazität von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Nanodrähten

Die intrinsische Funktionalität in einem Memristor sorgt für eine Widerstandsänderung zwischen einem hoch- und niederohmigen Zustand (R_h , R_l). Diese Speicherfunktionalität kann auch in Form einer internen Kapazitätsänderung zwischen zwei Zuständen C_h und C_l dargestellt werden. In diesem Fall agiert das Bauteil als ein sogenannter Memkondensator (vgl. Abschnitt 2.4.1). Bislang zeigte die LAO/STO-Heterostruktur nur in einzelnen Fällen memkapazitive Eigenschaften. Dabei werden die Beobachtungen durch das Laden bzw. Entladen von Fallenzuständen [231], Migration von Sauerstofffehlstellen [164] oder strukturellen Verzerrungen [40] erklärt. Die dabei verwendeten Strukturen bestehen aus einer metallischen Elektrode, welche auf die Probenoberfläche prozessiert wurde, und einer zweiten Elektrode mit der das quasi zweidimensionale Elektronengas direkt kontaktiert wird. Infolgedessen entsteht ein Kondensator bei dem der LaAlO_3 -Dünnschicht als Dielektrikum dient. Neben der Memkapazität zeigt die Heterostruktur auch erhebliche Kapazitätserhöhungen. So beobachteten Wu et al. eine kolossale Kapazitätsänderung von 1000%. Dabei sorgt die Migration von Sauerstofffehlstellen für die Entstehung von Dipolmomenten, welche die massive Kapazitätsänderung hervorrufen [232]. Zusätzlich dazu beobachteten Li et al. eine Kapazitätserhöhung von 40% in ihren Proben, die sie mithilfe der negativen Elektronenkompressibilität erklären [233]. Dabei handelt es sich um einen quantenmechanischen Effekt, sodass aufgrund von Elektron-Elektron-Wechselwirkungen das elektrochemische Potential bei abnehmender Elektronendichte zunimmt [234]. Mit diesem Hintergrund wird die kapazitive Kopplung zwischen den unterschiedlichen Elektronenreservoirs unseres Bauelements untersucht. Hierzu

wurde die Probe STO-948 hergestellt, die drei Nanodrähte mit unterschiedlichen Breiten beinhaltet. Dieses Kapitel umfasst folgende Untersuchungen:

Beginnend mit Abschnitt 4.2.1 wird der Kapazitätsverlauf zwischen dem Drainkontakt und den seitlichen Gates analysiert. Hierbei zeigt die Kapazität eine deutliche Frequenzabhängigkeit. Ähnlich zur Memristanz sollte auch die Memkapazität durch die Floating-Gate-Konfiguration beeinflusst werden. Aus diesem Grund wird ein Gate potentialfrei gehalten und die kapazitive Kopplung zwischen dem Drainkontakt und dem anderen Gate vermessen. Die beobachtete Memkapazität wird zusätzlich mit dem Anlegen einer Gatespannung verglichen. Abschließend befasst sich Abschnitt 4.2.2 mit der Dimensionsabhängigkeit der kapazitive Kopplung bei den unterschiedlichen Nanodrähten. Die sukzessive Verkleinerung der Kanalbreite sorgt dafür, dass der Nanodraht von einem selbstleitenden zu einem selbstsperrenden Bauelement wechselt.

4.2.1. Drain-Gate-Memkapazität

Im Folgenden wird die kapazitive Wechselwirkung zwischen den beiden lateralen Gates und dem Nanodraht näher untersucht. Vor allem soll der Einfluss der Drainspannung auf den Lade- bzw. Entladeprozess der Störstellen überprüft werden, da lokalisierte Ladungsträger zusätzliche kapazitive Beiträge hervorrufen [235]. Wie in den Messungen zuvor wird eine veränderbare Spannung V_d am Drainkontakt angelegt, welche in diesem Fall mit einer Sinusspannung V_{\sim} überlagert ist. Zusätzlich wird an den beiden lateralen Gates ein phasenverschobenes Signal mit Hilfe eines Lock-In Verstärkers gemessen (vgl. Abbildung 4.16a)). Für die Berechnung der Kapazität wird angenommen, dass es sich um eine Reihenschaltung eines Widerstands und Kondensators handelt [236]. Dadurch ergibt sich für die ermittelte Kapazität und den Widerstand

$$C = \frac{I_+^2 + I_-^2}{2\pi f V_0 I_-} \quad \text{bzw.} \quad R = \frac{V_0 I_+}{I_+^2 + I_-^2}. \quad (4.15)$$

In den dargestellten Gleichungen sind I_+ und I_- der Real- und Imaginärteil des gemessenen Wechselstroms, f ist die Frequenz und V_0 der Effektivwert der Sinusspannung. Des Weiteren wird als allererstes der Nanodraht mit der Kanalbreite $b = 100$ nm untersucht. Genau wie bei der Transportspektroskopie wird die Drainspannung in einem Zyklus zwischen V_{max} und V_{min} durchgeföhren. Der Spannungsbereich für V_d wurde dabei so gewählt, dass es zur Ladungsträgerakkumulation kommen kann, aber die Leckströme das Messverfahren nicht dominieren. Die Messamplitude der Sinusspannung beträgt stets 20 mV. Abbildung 4.16b) zeigt die Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie zwischen dem Kanal und den seitlichen Gates bei einer Messfrequenz $f = 673$ Hz. Die Messung zeigt keine Verschiebung der Kennlinie zwischen dem Down- und Up-Sweep. Die Charakteristik zeigt deutlichen Übergang zwischen

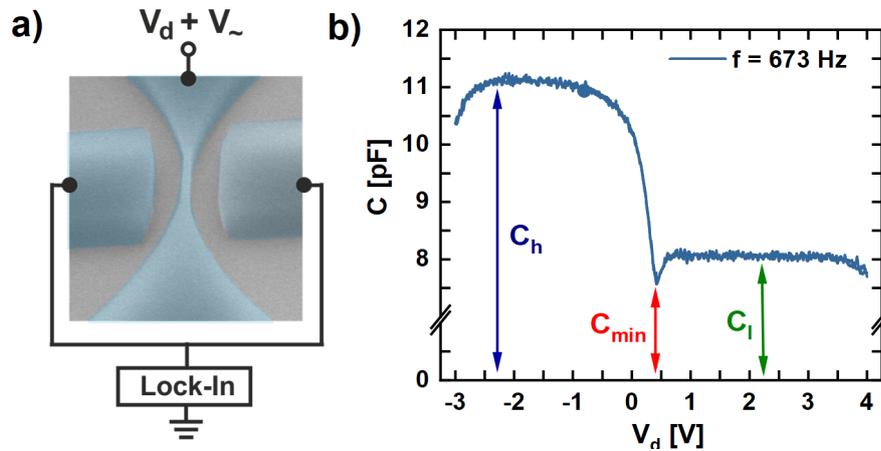


Abbildung 4.16.: a) Elektronenmikroskopaufnahme der Nanostruktur und die dazugehörige Verschaltung zur Bestimmung der Kapazität. Am Drainkontakt wird eine variable Spannung V_d angelegt und mit einer Sinusspannung V_{\sim} überlagert. Der Verschiebungsstrom wird an beiden lateralen Gates mit einem Lock-In Verstärker gemessen. b) Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien für eine Messfrequenz $f = 673$ Hz. C_h , C_l und C_{min} repräsentieren dabei die gemessenen Werte für den hohen und niedrigen Kapazitätsbereich, sowie das Kapazitätsminimum.

einem hohen bzw. niedrigen Kapazitätsbereich $C_h = 11,1$ pF und $C_l = 8,1$ pF. Bei der Kapazitätsänderung zwischen den beiden Bereichen bildet sich zusätzlich ein kleines Kapazitätsminimum mit $C_{min} = 7,6$ pF aus. Zusätzlich wird für $V_d < -2,22$ V und $V_d > 3,55$ V eine deutliche Abnahme der Kapazität sichtbar. In diesen Bereichen nehmen die Leck- bzw. Tunnelströme zu und überwiegen den gemessenen Verschiebungsstrom. Dadurch wird die Kapazität nicht mehr akkurat ermittelt.

Abbildung 4.17a) zeigt die Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien für unterschiedliche Frequenzen. Die kapazitive Wechselwirkung zwischen den lateralen Gates und dem Nanodraht zeigt eine deutliche Frequenzabhängigkeit. Dies äußert sich auch in der Steilheit des Übergangs zwischen dem hohen und niedrigen Kapazitätsbereich. Die gestrichelten Linien in Abbildung 4.17a) deuten das Aufkommen der Leckströme hin. Deren Ausmaß ist ebenfalls von der Messfrequenz abhängig. Abbildung 4.17b) verdeutlicht die graduelle Abnahme der kapazitiven Kenngrößen in Abhängigkeit der Messfrequenz. Dabei nimmt C_h von 12,2 pF auf 9,0 pF ab. Im Vergleich dazu nehmen die anderen Kenngrößen deutlich weniger ab, wobei C_l von 8,5 pF auf 7,1 pF sinkt und C_{min} im Bereich zwischen 6,8–8,0 pF liegt. Die Abhängigkeit von der Messfrequenz stammt zum einen aus den einzelnen kapazitiven Beiträgen des Bauelements, ähnlich einer MOS-Struktur [235]. Zum anderen besteht die Möglichkeit, dass der Ladungsträgertransfer und -lokalisation eine frequenzabhängige Admittanz aufweist [237].

Die Funktionalität unseres Bauelements hängt stark von der Potentialbarriere innerhalb des Nanodrahts ab. Diese Barriere wird durch das Anlegen einer Gate-

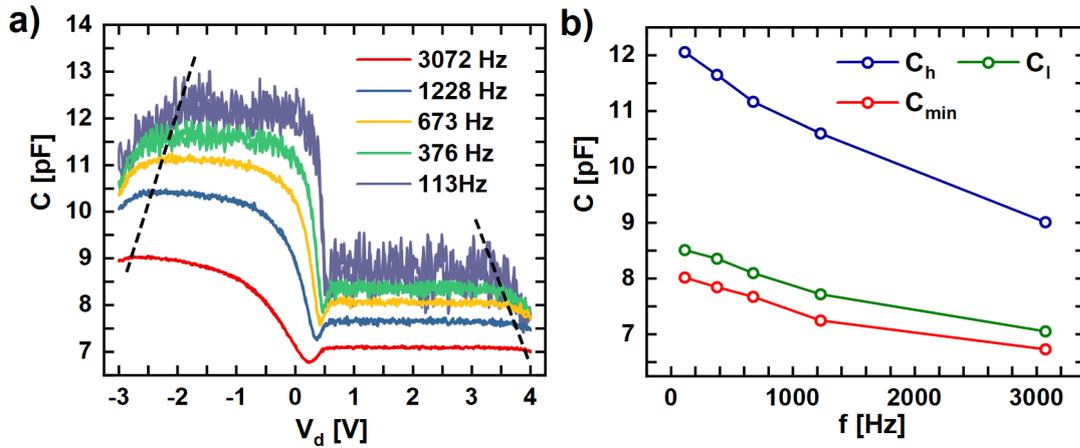


Abbildung 4.17.: a) Kapazitäts-Spannung-Charakteristiken für unterschiedliche Frequenz im Bereich von 113 Hz bis 3072 Hz. Die Kennlinien zeigen eine deutliche Frequenzabhängigkeit. Die gestrichelten Linien verdeutlichen die Bereiche ab denen die Leckströme den gemessenen Verschiebungsstrom überwiegen. b) Abnahme der Kapazitäten C_h , C_l , C_{min} mit steigender Messfrequenz aufgrund der kapazitiven Beiträge innerhalb der Struktur.

spannung V_g oder durch das Laden der Störstellen moduliert. Im Folgenden wird der Einfluss des Gate-Potentials und der Ladungsträgerlokalisierung auf den Kapazitätsverlauf untersucht. Dabei wird zuerst die Gatespannung V_g an das rechte Gate angelegt und die Kapazität zwischen dem linken Gate und dem Draht vermessen. In Abbildung 4.18a) sind die entsprechenden Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien für unterschiedliche V_g bei einer Messfrequenz von 673 Hz dargestellt. Für $V_g > 0$ V wird die Kennlinie zu positiven Drain-Spannungen verschoben und für $V_g < 0$ V hingegen zu negativen. Zur Quantifizierung der Verschiebung wird die Position V_{min} des Kapazitätsminimums C_{min} graphisch dargestellt (vgl. Abbildung 4.18b)). Aus der linearen Anpassung der Spannungswerte ergibt sich $V_{min} = 0,47 \cdot V_g$. Zusätzlich zeigen die Kennlinien, dass für höhere V_g die Leckströme immer ausgeprägter werden. Darüber hinaus ändert sich der Kurvenverlauf kaum. Im nächsten Schritt werden die Anschlüsse zum rechten Gate getrennt. Somit kann durch das Laden bzw. Entladen des Floating-Gates ein memkapazitiver Effekt erreicht werden. Eine entsprechende Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie für $f = 673$ Hz ist in Abbildung 4.18c) dargestellt. Ähnlich zu bekannten memkapazitiven Bauelementen wird eine Verschiebung der Kennlinie zwischen den Down- und Up-Sweep beobachtet. Zur Auswertung der Verschiebung werden die Positionen der Kapazitätsminima V_{min}^d und V_{min}^u für den Down- und Up-Sweep ermittelt und die dazugehörigen Werte sind in Abbildung 4.18d) dargestellt. Im dargestellten Frequenzbereich liegt die Änderung $\Delta V_{min} = V_{min}^d - V_{min}^u$ im Bereich 0,48–0,51 V. Die frequenzabhängige Änderung von ΔV_{min} könnte mit der Lokalisierung von Ladungsträgern oder mit der Änderung des Lade- bzw. Entladeprozesses zusammenhängen. Der Vergleich beider Methoden zur

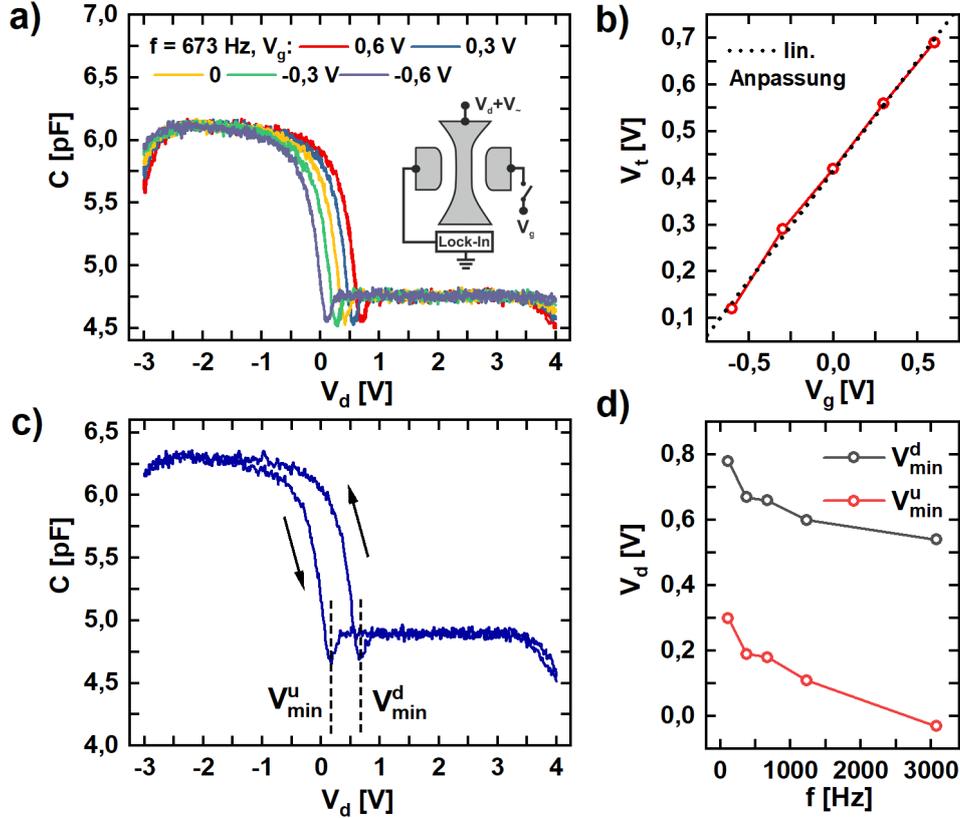


Abbildung 4.18.: a) Kapazitäts-Spannung-Kennlinien für unterschiedliche Gatespannungen V_g , die bei einer Frequenz von 673 Hz ermittelt wurden. Dabei wurde die Spannung an das rechte Gate angelegt und die Kapazitätsänderung zwischen dem Nanodraht und dem linken Gate gemessen (vgl. schematische Darstellung des Messaufbaus). b) Lineare Verschiebung von V_{min} in Abhängigkeit von V_g . c) Kapazitäts-Spannungs-Charakteristik bei $f = 673$ Hz in der Floating-Gate-Konfiguration. Ladungsträgerakkumulation auf dem rechten Gate verschiebt die Charakteristik zwischen dem Down- und Up-Sweep. Die Quantifizierung der Verschiebung erfolgt durch die Kenngrößen V_{min}^d und V_{min}^u für den Down- und Up-Sweep. d) Abnahme von V_{min}^d und V_{min}^u in Abhängigkeit der Messfrequenz. Die Differenz liegt im Bereich 0,48–0,51 V.

Manipulation der Potentialbarriere bzw. Ladungsträgerdichte im Nanodraht zeigt, dass das Laden des Floating-Gates äquivalent zum Anlegen einer Gatespannung $V_g = 1,06$ V ist. Mit den gewonnenen Daten und Gleichung 4.3 für die Verschiebung der Schwellspannung kann die Anzahl der lokalisierten Elektronen berechnet werden mit

$$\Delta n = \frac{\Delta V_{min} \cdot (C_{ges} - C_{lg})}{e}, \quad (4.16)$$

wobei C_{lg} die Kapazität des linken Gates ist. Für den Frequenzbereich von 113–3072 Hz ergibt sich somit $\Delta n = (1,57-1,20) \times 10^7$.

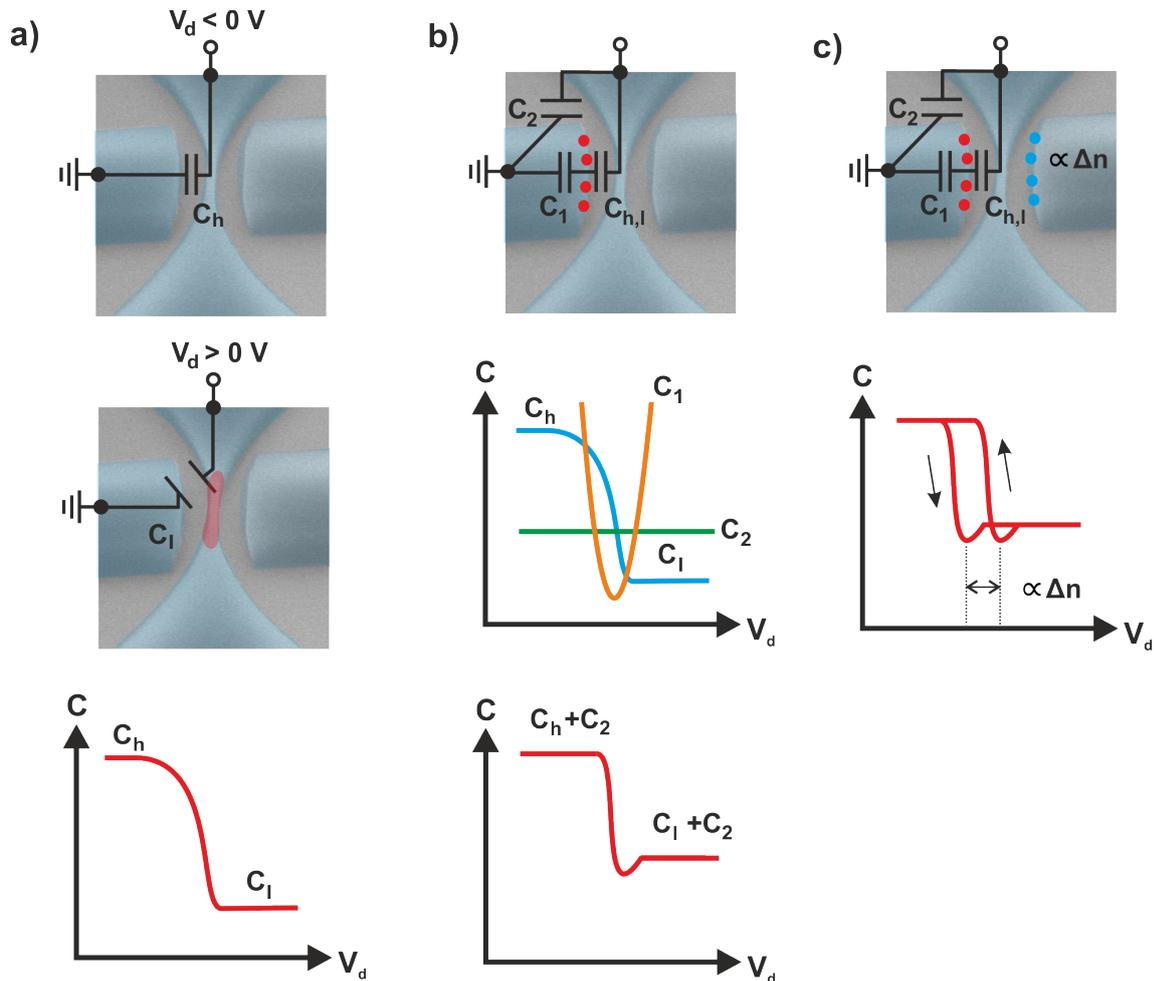


Abbildung 4.19.: Memkapazitives Verhalten des Bauelements. a) Schematische Darstellung der MOS-Kapazität für positive und negative Drainspannungen. b) Wechselwirkung zwischen der MOS-Kapazität C_{MOS} , der Kapazität C_1 des Ladungsträger-Nichtgleichgewichts und der geometrischen Kapazität C_2 . Hierbei wurden die Störstellen nur schematisch eingezeichnet. c) Zeitaufgelöste Spannungsverschiebung der gemessenen Kapazität aufgrund einer verzögerten Aufladung des rechten Gates. Die Verschiebung zwischen dem Down- und Up-Sweep hängt von der Anzahl der Ladungsträger auf dem rechten Gate ab.

Die Struktur unseres Bauelements und das Laden bzw. Entladen der Störstellen liefern eine geeignete Erklärung für den kapazitiven Übergang. Aus der Wechselwirkung dreier unterschiedlicher Kapazitäten kann etwa die gemessene Memkapazität in Abbildung 4.18c) ermittelt werden. Durch die Verbindung des Drainkontakts mit einem der seitlichen Gates verhält sich die Struktur ähnlich zu einer MOS-Diode, sodass die Kapazität ein asymmetrisches Verhalten zeigt (vgl. Abbildung 4.19a)) [238]. Bei einer negativen Drainspannung sättigt die gemessene Kapazität bei höheren Wer-

ten $C_{MOS} = C_h \propto 1/d$. Hierbei ist d die effektive Breite der Barriere zwischen dem Drain und Gate. Hingegen wird für $V_d > 0$ V das q2DEG verarmt. Dadurch sinkt die gemessene Kapazität $C_{MOS} = C_l \propto 1/(d + d_{ver})$, wobei d_{ver} die Maximallänge des verarmten Drahtabschnitts ist. Die Störstellen innerhalb der Struktur erzeugen zusätzliche kapazitive Beiträge (vgl. Abbildung 4.19b)). Hierbei werden die Elektronen kontinuierlich de- und lokalisiert, sodass der Beitrag dieser Defekte mithilfe der Erzeugungsrate $g(V)$ aus Anhang A ermittelt werden kann

$$C_1 \propto \frac{dg(V)}{dV} \propto \exp\left(-\eta_s \frac{eV}{k_B T}\right) + \exp\left(\eta_d \frac{eV}{k_B T}\right). \quad (4.17)$$

Mit der zusätzlichen parallelen geometrischen Kapazität C_2 , die als konstant angenommen wird, ergibt sich für die gemessene Gesamtkapazität $C_{ges} = C_1 \cdot C_{MOS} / (C_1 + C_{MOS}) + C_2$. Bei dieser Konfiguration entspricht das Kapazitätsminimum $C_{min} \sim C_2$. Mit dieser Annahme kann das Kapazitätsminimum mithilfe der Gatespannung V_g verschoben werden, da in diesem Fall die Barrierenlänge und das Ladungsträger-Nichtgleichgewicht abgestimmt werden. Unter der Bedingung, dass das rechte Gate potentialfrei ist, wird ihre verzögerte Lade- und Entladedynamik asymmetrisch bzw. asynchron. Dies führt zu einer zeitaufgelösten Verschiebung der Kennlinie (vgl. Abbildung 4.19c)). Dieser Speichereffekt, der durch eine relative Verzögerung zwischen Gates erzeugt wird, kann durch die gleichzeitige Messung beider Gates umgangen werden. Ein ähnlicher Hystereseverlauf wurde bereits in MOS-Strukturen beobachtet und dem Laden bzw. Entladen von Fallenzuständen zugeschrieben [239].

4.2.2. Abhängigkeit der Memkapazität von der Dimensionalität

Wie anfangs bereits erwähnt, wurden auch zwei weitere Strukturen mit der Kanalbreite von 140 nm und 85 nm vermessen. Abbildung 4.20a) zeigt die Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie der unterschiedlichen Nanodrähte bei $f = 673$ Hz. Hierbei wurde der Messbereich zum jeweiligen Nanodraht angepasst, um den Einfluss der Leckströme zu minimieren. Mit abnehmender Kanalbreite nimmt die Kapazität deutlich zu (vgl. Abbildung 4.19b)). Zusätzlich verschiebt sich die Position von C_{min} hin zu negativen Drainspannungen. Dies könnte darauf hindeuten, dass der Einfluss von geladenen Störstellen bei kleineren Kanalbreiten zunimmt. Besonders interessant ist dabei die Kennlinie für den Nanodraht mit $b = 140$ nm. Im Vergleich zu den anderen Strukturen wird hier ein deutlich größeres Kapazitätsverhältnis beobachtet mit $C_h/C_l = 2,5$. Darüber hinaus ist der niedrige Kapazitätsbereich drastisch verkleinert bzw. kaum vorhanden, denn zu Beginn dieses Bereichs setzt bereits der Leckstromfluss ein. Abbildung 4.8b) veranschaulicht die ermittelten Kenngrößen C_{min} , C_l und C_{min} in Abhängigkeit der unterschiedlichen Kanalbreiten. Hier wird vor allem die Abweichung von C_h für $b = 140$ nm deutlich. Die Differenz zwischen dem Kapazitätsminimum und dem niedrigen Kapazitätsbereich $\Delta C_{l,min} = C_l - C_{min}$ bleibt im

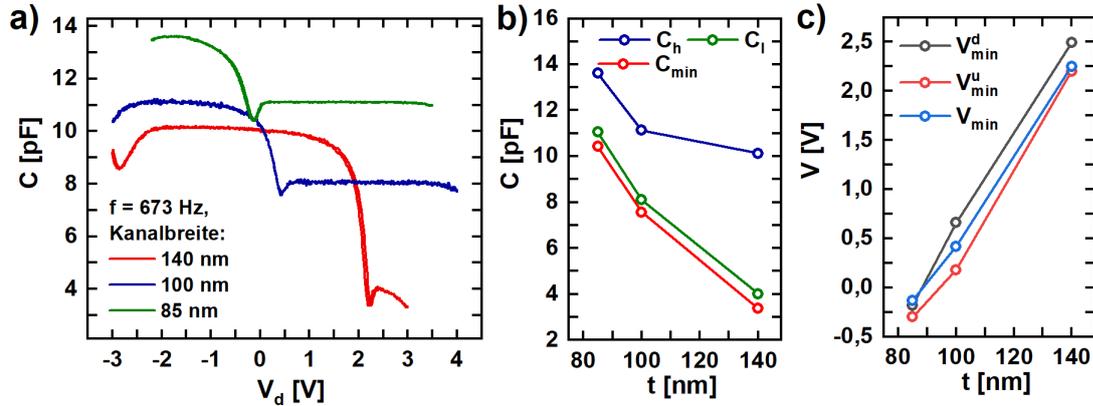


Abbildung 4.20.: Dimensionsabhängigkeit der kapazitiven Kenngrößen. a) Vergleich des Kapazitätsverlaufs für unterschiedliche Kanalbreiten b bei einer Messfrequenz von 673 Hz. Mit abnehmender Breite steigt die Kapazität und das Kapazitätsminimum verschiebt sich in Richtung negativen Drain-Spannungen. b) Kapazitive Kenngrößen C_h , C_l und C_{min} in Abhängigkeit unterschiedlicher Kanalbreiten. c) Position der Kapazitätsminimum V_{min} für die Vermessung beider laterale Gates und V_{min}^d , V_{min}^u für die Floating-Gate-Konfiguration.

Bereich von 0,53–0,64 pF. Hingegen steigt die Differenz $\Delta C_{h,l} = C_h - C_l$ mit steigender Kanalbreite von 2,56 pF auf 6,11 pF. Abbildung 4.8c) zeigt die Positionen des Kapazitätsminimums für den Fall, dass beide lateralen Gates vermessen wurden (V_{min}) oder nur das linke Gate, wobei das andere Gate potentialfrei bleibt (V_{min}^d, V_{min}^u). Mit abnehmender Kanalbreite nehmen auch die ermittelten Werte linear ab. Dabei liegt die Abnahme in den Bereichen $-0,18 < V_{min}^d < 2,49$ V, $-0,3 < V_{min}^u < 2,2$ V und $-0,13 < V_{min} < 2,25$ V. Abbildung 4.8 bestätigt das Funktionsprinzip unseres Bauelements. Der Übergang zwischen dem niedrigen und hohen Kapazitätsbereich hängt von der elektrostatischen Kopplung zwischen den Gates und dem Kanal ab, die wiederum die Ladungsträgerdichte im Kanal verändert. Dabei geht der Nanodraht bei einer Kanalbreite von etwa 88 nm von einem selbstleitenden ($V_{min} > 0$ V) in einen selbstsperrenden ($V_{min} < 0$ V) Zustand über. Hier lassen selbstleitende Bauelemente bzw. n-MOSFETs den Stromfluss zwischen Drain- und Sourcekontakt zu, sodass negative Gatespannungen den Kanal sperren. Währenddessen lassen selbstsperrende Strukturen erst bei Anlegen einer positiven Gatespannung zu.

4.3. Spin-Ladungs-Umwandlung

Um den Spin-Freiheitsgrad für die Informationsspeicherung und Datenverarbeitung zu nutzen, bedarf es einer effizienten Erzeugung und Detektion des Spinstroms. Hierbei könnte die Rashba-Spin-Bahn-Kopplung das Fundament für neuartige spintronische Bauelemente bilden. Den ersten Schritt zu einer direkten elektronischen Messung der Spin-Bahn-Kopplung bzw. des dazugehörigen Spin-Hall-Effekts mach-

ten S. Valenzuela und M. Tinkham im Jahr 2006. Hierzu nutzten sie ein sogenanntes laterales Spin-Ventil [240]. Ein solcher Aufbau wird durch die benötigte Spin-Diffusionslänge limitiert, welche wiederum mit einer kleinen Spin-Ladungs-Umwandlung verbunden ist [240, 241]. Die Notwendigkeit von qualitativ hochwertigen, niederohmigen Kontakten stellt ebenfalls ein Hindernis dar. Aus diesem Grund eignet sich dieser Aufbau besonders für Metalle wie etwa Platin oder Tantal [240, 242]. Eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung der SBK wäre der elektrooptische Kerr-Effekt [135, 243], doch bis lang wurde diese Methode nur vereinzelt zur Analyse von komplexen Übergangsmetalloxiden verwendet. Zur elektronischen Untersuchung und Manipulation der Rashba-SBK in LAO/STO oder vergleichbaren Materialsystemen, wird üblicherweise eine ferromagnetische Elektrode aus NiFe (Permalloy) oder CoFe auf der Probenoberfläche prozessiert. Infolgedessen wird das Messverfahren des Spin-Pumpens durch elektromagnetische Resonanz genutzt. Dies erlaubt es innerhalb des Schichtsystems einen spinpolarisierten Strom direkt in das zweidimensionale Elektronengas zu injizieren. Daraufhin kommt es aufgrund des Edelstein-Effekts (vgl. Abschnitt 2.3.2) zur wechselseitigen Spinakkumulation, welche wiederum als eine Spannungsdifferenz gemessen werden kann [51, 53, 143]. Hierbei ist es wichtig zu erwähnen, dass bislang keine detaillierte Spin-Ladungs-Umwandlung in oxidischen Nanostrukturen untersucht wurde. Das Verfahren der elektromagnetischen Resonanz erweist sich oftmals als recht aufwendig. Infolgedessen wird auch eine rein elektrische Messmethode zur Bestimmung der SLU benötigt, welche gleichzeitig die Skalierbarkeit und Implementierung von spintronischen Nanostrukturen untersucht (ähnlich zum lateralen Spin-Ventil). Hierzu bietet die Methode von Pham et al. eine einfache Möglichkeit zur direkten Messung der Spin-Bahn-Wechselwirkung bzw. -Umwandlung innerhalb eines nanoskaligen Bauelements (vgl. Abschnitt 2.4.3). Die dabei verwendeten Kreuzstrukturen sind skalierbar und liefern ein deutliche größeres Spin-Signal als beim lateralen Spin-Ventil. Ein ähnliches Layout wurde bereits zur Untersuchung der SLU in einer $\text{NiFe}/\text{AlO}_x/\text{SrTiO}_3$ -Struktur verwendet [244].

Mit diesem Hintergrund wurden zuerst NiFe/Pt -Kreuzstrukturen auf einem GaAs-Substrat prozessiert. Dadurch sollten die Ergebnisse von Pham et al. verifiziert und Realisierbarkeit der Prozessierung von LAO/STO-Proben überprüft werden (vgl. Abschnitt 4.3.1). Im nächsten Abschnitt 4.3.2 wurde eine $\text{NiFe}/\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Struktur hergestellt und anschließend auf die Existenz eines direkt bzw. inversen Edelstein-Effekts überprüft. Gegenteilig zu vielen Beobachtungen in der Literatur, ist nur der EE an unseren Strukturen beobachtbar.

4.3.1. Umwandlung in einer Pt-Kreuzstruktur

Das Layout und die Funktionalität der verwendeten Doppelschichtstruktur ist in Abschnitt 2.4.3 dieser Arbeit beschrieben. Zusammenfassend lässt sich die Struktur wie folgt beschreiben. Am Anfang wird ein T-förmiges Pt-Stück auf einem undotierten GaAs-Substrat prozessiert, wobei Platin als das Mustermaterial der

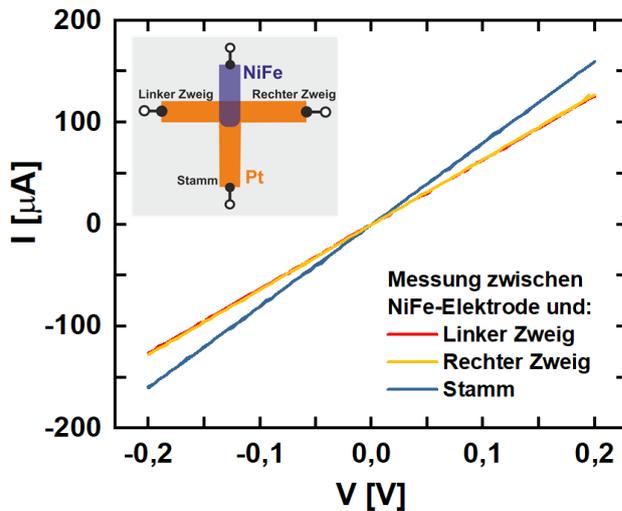


Abbildung 4.21: Strom-Spannungs-Kennlinien der NiFe/Pt-Kreuzstruktur. Hierbei wurde der Stromfluss zwischen den einzelnen Zuleitungen bei 4 K gemessen. Das lineare und symmetrische Verhalten der Charakteristika deutet auf einen guten Kontakt zwischen dem Permalloy und Platin hin. Die eingebettete Skizze zeigt den schematischen Aufbau der Struktur.

Spin-Bahn-Kopplung gilt. Danach wird ein NiFe-Nanodraht auf das Platin aufgedampft um einen spinpolarisierter Strom zu erzeugen. Das Spin-Signal wird als ein Verhältnis zwischen der gemessenen Spannung $V_{is,ds}$ und dem Strom I dargestellt ($R_{is,ds} = V_{is,ds}/I$). In unserem Fall erfolgt die Kontaktierung mithilfe von Golddrähten und ein supraleitender Magnet sorgt für die Änderung der Magnetisierung im Permalloy. Bei der untersuchten Nanostruktur beträgt die Dicke der Platin- bzw. NiFe-Schicht $t_{Pt} = 15$ nm und $t_{NiFe} = 23$ nm. Die Strukturbreiten betragen etwa $w_{Pt} = 180$ nm und $w_{NiFe} = 70$ nm. Abbildung 4.21 zeigt die Strom-Spannungs-Charakteristik des Bauelements bei 4 K. Der Stromfluss wurde stets zwischen der NiFe-Elektrode und den unterschiedlichen Zuleitungen der Probe bestimmt (vgl. eingebettete Skizze in Abbildung 4.21). Aus den Kennlinien wird ersichtlich, dass zwischen dem Permalloy und Platin ein ohmscher Kontakt herrscht. Zusätzlich kann angenommen werden, dass die Struktur spiegelsymmetrisch zur ferromagnetischen Elektrode ist, da die Messungen zwischen dem Permalloy und den beiden Zweigen der Pt-Struktur beinahe identisch sind.

Als nächsten Schritt wird das Spin-Signal für den direkten und inversen Spin-Hall-Effekt untersucht. Der Stromfluss bei den verschiedenen Messungen betrug dabei 100 bzw. 300 μ A. In Abbildungen 4.22a) und c) sind die jeweiligen Verschaltung für die Messungen skizziert. Hingegen zeigen die Abbildungen 4.22b) und d) die charakteristischen Hystereseschleifen für R_{is} und R_{ds} in Abhängigkeit des externen Magnetfelds. Das Umschalten der ferromagnetischen Elektrode wird durch die abrupte Widerstandsänderung deutlich und bestätigt die Funktionsweise des Bauelements. Hierbei sind die gemessenen Werte für das Spin-Signal $\Delta R_{is} = 11,16$ m Ω und $\Delta R_{ds} = 11,22$ m Ω . Diese Werte sind zwei Größenordnungen höher als bei nicht-lokalen Messungen unter Verwendung eines Spin-Ventils [245, 246]. Die Kennlinie aus Abbildungen 4.22b) und d) verhalten sich reziprok zueinander und bestätigt dies

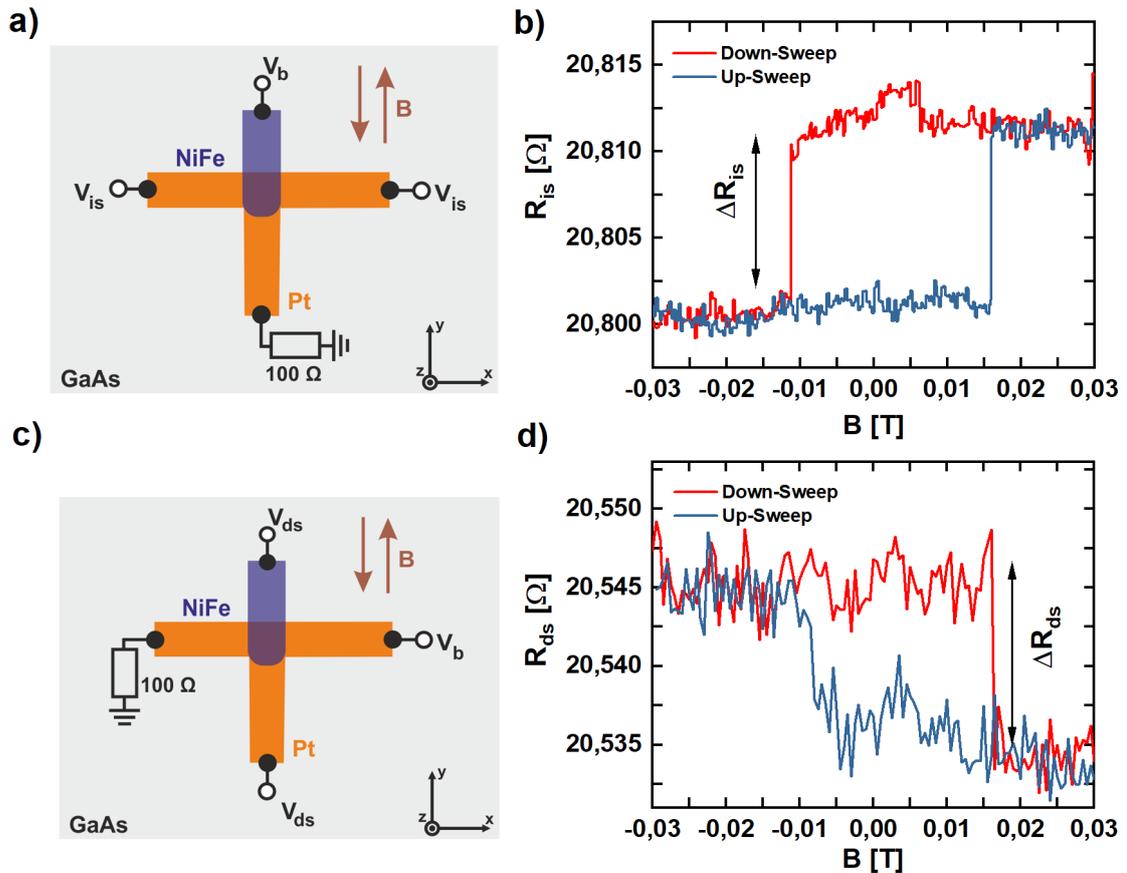


Abbildung 4.22.: Spin-Signal für den direkten und inversen Spin-Hall-Effekt im Platin. a), c) Schematische Darstellung der Kreuzstruktur samt Verschaltung. Zur Bestimmung des inversen bzw. direkten Spin-Hall-Effekts wird die Vorspannung V_b am NiFe bzw. an einen Pt-Zweig angelegt. Das Magnetfeld wird in y -Richtung durchgeföhrt und dazugehörigen Spannungsänderung $V_{is,ds}$ zwischen den Kontakten gemessen. Der Stromfluss I wird an einem $100\ \Omega$ Widerstand ermittelt. b), d) Das Spin-Signal $R_{is,ds} = V_{is,ds}/I$ für den inversen bzw. direkten Spin-Hall-Effekt in Abhängigkeit des Magnetfelds.

die Onsager-Relation. Die Koerzitivfeldstärke der ferromagnetischen Elektrode liegt beim ISHE bei $B_- = -0,011\ \text{T}$ und $B_+ = 0,014\ \text{T}$. Hingegen zeigt sich in Abbildung 4.22d), dass sich beim Spin-Hall-Effekt die Magnetisierung bei $B_- = -0,010\ \text{T}$ und $B_+ = 0,016\ \text{T}$ ändert. In beiden Fällen entspricht die Änderung $\Delta B = B_+ - B_-$ etwa $25\ \text{mT}$. Dieser Wert entspricht in etwa auch den Ergebnissen aus Ref. [247], die mit Hilfe des Lehrstuhls für Technische Physik ähnliche ferromagnetische Strukturen prozessierten. Verglichen mit dem CoFe/Pt-System aus Ref. [177] zeigt das Bauelement ein kleineres Spin-Signal für den (I)SHE. Auf der anderen Seite konnte eine geringe Koerzitivfeldstärke beobachtet werden, was durch den Einsatz unterschiedlicher ferromagnetischer Elektroden erklärt wird [248].

Zur Beschreibung der Messungen stellen Pham et al. ein eindimensionales Spin-Diffusions-Modell vor, welches die Dimensionsabhängigkeit der Struktur beinhaltet. Dabei ist die gemessene Änderung des Signals gegeben durch [177]

$$\Delta R_{(is,ds)} = \frac{P_{NiFe} \theta_{she} \lambda_{Pt}}{\left(\frac{t_{NiFe}}{\rho_{NiFe}} + \frac{t_{Pt}}{\rho_{Pt}}\right) w_{Pt}} \times \frac{1 - \frac{1}{\cosh(t_{Pt}/\lambda_{Pt})}}{\tanh(t_{Pt}/\lambda_{Pt}) + \frac{\lambda_{Pt} \rho_{Pt}}{\lambda_{NiFe} \rho_{NiFe}^*} \tanh(t_{NiFe}/\lambda_{NiFe})}. \quad (4.18)$$

Dabei beschreibt der Parameter P_{NiFe} die Spin-Polarisation vom Permalloy, $\lambda_{NiFe,Pt}$ die Spin-Diffusionslänge des jeweiligen Materials, $\rho_{NiFe,Pt}$ den spezifischen Widerstand und $\rho_{NiFe}^* = \rho_{NiFe}/(1 - P_{NiFe}^2)$. θ_{she} ist dabei der Spin-Winkel und gibt die Effizienz der Spin-Ladungs-Umwandlung beim Spin-Hall-Effekt an. Der Spin-Winkel für Platin lässt sich durch die Gleichung

$$\theta_{she} = \sigma_{she}^{int} \cdot \rho_{Pt} + \alpha_{ss} \quad (4.19)$$

bestimmen, wobei $\sigma_{she}^{int} = 1600 \cdot \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ die intrinsische Spin-Leitfähigkeit und $\alpha_{ss} = 0,02$ eine Streukonstante ist [249]. Um die Spin-Diffusionslängen der jeweiligen Metalle zu bestimmen, werden die Beziehungen $\rho_{Pt} \lambda_{Pt} = 0,77 \text{ f}\Omega \text{m}^2$ [250] und $\rho_{NiFe} \lambda_{NiFe} = 0,91 \text{ f}\Omega \text{m}^2$ [242] verwendet. Zusätzlich wird $P_{NiFe} = 0,40$ aus Referenz [251] übernommen. Aufgrund des Probenlayouts konnte der spezifische Widerstand des jeweiligen Materials nicht direkt ermittelt werden. Mit den zuvor beschriebenen Parametern bzw. Beziehungen wurden die Widerstandsbereiche $\rho_{NiFe} = 70 - 300 \mu\Omega \text{m}$ und $\rho_{Pt} = 28 - 58 \mu\Omega \text{m}$ ermittelt. Der spezifische Widerstand des Platins liegt in der Größenordnung bereits etablierter Messungen bei vergleichbaren Dimensionen [177, 249, 251, 252]. Hingegen liegen die Ergebnisse für das Permalloy etwa eine Größenordnung höher als Literaturwerte [242, 251, 246]. Hierbei ist es wichtig zu erwähnen, dass auch parasitäre Beiträge, wie etwa der anormale Hall-Effekt, für eine Erhöhung des Signals sorgen können. Trotzdem zeigt die Struktur einen deutlich zuweisbaren inversen und direkten Spin-Hall-Effekt. Aus diesem Grund wird die Prozessierung und der Messaufbau im nächsten Schritt auf das LAO/STO übertragen.

4.3.2. Umwandlung in einer $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Kreuzstruktur

Nach der Untersuchung der NiFe/Pt-Kreuzstruktur werden die entsprechenden Erkenntnisse auf das LAO/STO-System übertragen. Zur Herstellung der Probe werden die beiden Verfahren zur Prozessierung von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Nanodrähten und der NiFe/Pt-Kreuzstruktur miteinander kombiniert (vgl. Abschnitt 3.3). Abbildung 4.23a) zeigt eine Elektronenmikroskopaufnahme des fertigen Bauelements. Aus der Aufnahme wird ersichtlich, dass die ferromagnetische Elektrode nicht perfekt mit der Position des Stamms übereinstimmt. Zusätzlich wurden bei der Probe zwei laterale Gates prozessiert, um eine mögliche Modulation des q2DEGs bzw. der Spin-Bahn-Kopplung zu untersuchen. Bei der Struktur betragen die Abmessungen der

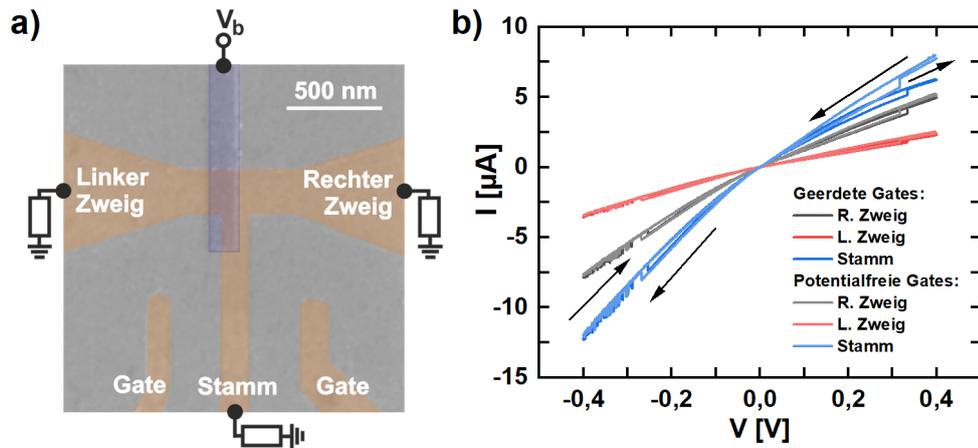


Abbildung 4.23.: a) Eine Elektronenmikroskopaufnahme des Bauelements samt dessen Verschaltung. Die Vorspannung V_b wird am NiFe-Kontakt angelegt und der Stromfluss mit einem 100Ω Widerstand gemessen. Die seitlichen Gates werden geerdet oder bleiben potentialfrei. b) Darstellung der Strom-Spannungs-Kennlinien bei 4 K. Die Pfeile repräsentieren den Umlaufsinn der Hysterese. Die Kennlinien zeigt keinen Hystereseverlauf durch den Nullpunkt. Dennoch zeigt sich ein kleines Schaltverhalten, welches möglicherweise durch das Entstehen und Brechen von leitfähigen Filamenten entstanden ist.

ferromagnetischen Elektrode $t_{\text{NiFe}} = 28 \text{ nm}$ und $w_{\text{NiFe}} = 137 \text{ nm}$. Hingegen ist die Stammbreite 130 nm und die Breite der Abzweigungen etwa 225 nm . Der Abstand zwischen den lateralen Gates und den Zweigen beträgt 365 nm und der Abstand zum Stamm ist 250 nm . Es wurden standardmäßig sechs Einheitszellen LaAlO_3 gewachsen. Abbildung 4.23b) zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinien des Bauelements bei 4 K. Gegenteilig zum vorher vorgestellten Nanodraht zeigt die Kreuzstruktur keine Anzeichen einer Hysterese durch den Nullpunkt. Sowohl für geerdete als auch potentialfreie Gates sind die Kennlinien asymmetrisch $|I(V_{\text{min}})| > I(V_{\text{max}})$, was auf das Vorhandensein von Störstellen hinweist. Abbildung 4.23b) zeigt, dass das Erden der lateralen Gates nur den Stromfluss im Stamm beeinflusst. Zusätzlich wird innerhalb der Struktur ein kleines Schaltverhalten beobachtet, das unabhängig vom Gate-Potential ist. Dabei ändert sich die Strom-Spannungs-Charakteristik bei $-0,27 \text{ V}$ und $0,32 \text{ V}$ um wenige Mikroampere (bei potentialfreien Gates). Diese plötzliche Änderung der Kennlinie ist ein Hinweis auf das Bilden und Brechen von leitfähigen Filamenten innerhalb der Schichtstruktur [19, 221]. Die lateralen Gates zeigten bei Raumtemperatur sehr hohe Leckströme, sodass hier keine Transportanalyse gemacht wurde. Beim Einkühlen der Probe verschwinden jedoch die Leckströme. Zusätzlich zeigte das Anlegen einer Gatespannung V_g nur einen geringen Einfluss auf den Stromfluss im T-Stück. Aus diesem Grund wurden die lateralen Gates nicht in die Untersuchung der SBK einbezogen. Die Analyse des direkten und inversen Edelstein-Effekts wird in Abbildung 4.24 veranschaulicht. Die Messungen werden ebenfalls bei 4 K und einem Stromfluss von $11 \mu\text{A}$ durchgeführt. Das Magnetfeld wurde entlang der

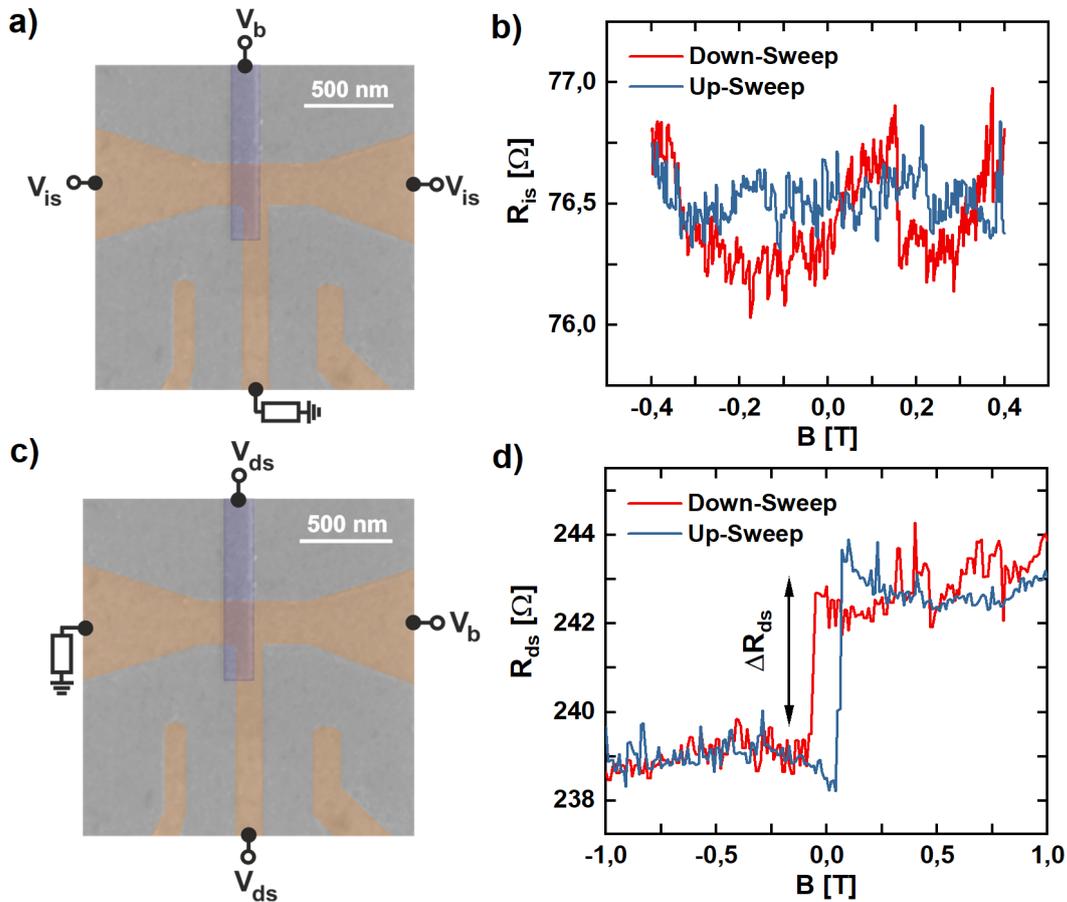


Abbildung 4.24.: Spin-Signal für den inversen/direkten Edelstein-Effekt. a), c) Elektronenmikroskopaufnahme der Bauelement und dessen Verschaltung zur Messung zur Bestimmung von $R_{is,ds}$. b) Keine nennenswerte Änderung der Verlaufs vom Spin-Signal für den IEE. d) Deutliches Schaltverhalten bzw. Hysterese für den direkten Edelstein-Effekt.

NiFe-Elektrode angelegt. Die entsprechenden Verschaltungen für die Messungen sind in Abbildung 4.24a) und c) dargestellt. Für den inversen Edelstein-Effekt wird kein nennenswertes Spin-Signal zwischen den Zweigen gemessen (vgl. Abbildung 4.24b)). Hierbei wurde das Messverfahren bei verschiedenen Kühlzyklen wiederholt, die allesamt kein Spin-Signal zeigten. Hingegen wird in Abbildung 4.24d) eine deutliche Änderung für den direkten Edelstein-Effekt beobachtet. Im Gegensatz zur NiFe/Pt-Probe findet die Ummagnetisierung vom Ferromagneten bei $B_+ = 0,04$ T und $B_- = -0,05$ T statt und das Spin-Signal $R_{ds} = 4,66$ Ω ist zwei Größenordnungen höher als beim vorherigen Materialsystem. Die höhere Koerzitivfeldstärke könnten durch die größere ferromagnetische Elektrode bedingt sein [247] und das große Spin-Signal aus der starken Spin-Bahn-Kopplung im System [53]. Die Orientierung der Hysterese in den Abbildungen 4.22 bzw. 4.24 hängt davon ab, wie die Spannung an den jeweiligen Armen der Struktur abgegriffen wird. An dieser Stelle ist es wichtig zu er-

wählen, dass LAO/STO auch einen anisotropischen Magnetowiderstand aufweisen kann [92, 253]. Dieser Effekt kann jedoch nicht der Ursprung der gemessenen Hysterese sein. Man nehme an, dass die NiFe-Elektrode und der Magnetowiderstand des q2DEGs durch das externe Magnetfeld veränderbar sind. Das Tunneln der spinpolarisierten Elektronen vom Permalloy in das quasi zweidimensionale Elektronengas würde somit von der relativen Ausrichtung beider magnetischer Schichten abhängen. Bei einer antiparallelen Orientierung würde das Spin-Signal sinken und bei einer parallelen wiederum steigen. Dadurch müsste ein Verlauf mit mehreren Stufen beobachtet werden (vgl. Referenz [254]). Da nur ein Schaltereignis beobachtet wurde, kann davon ausgegangen werden, dass der anisotropische Magnetowiderstand von LAO/STO die Messung nicht beeinflusst. In der Literatur gibt es nur wenige experimentelle Hinweise auf den direkten Edelstein-Effekt in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$. Dazu zählt etwa die Veröffentlichung von Wang et al. [143] bei der mithilfe ferromagnetischer Resonanz die Umwandlung zwischen einem Ladungs- und Spinstrom bei Raumtemperatur möglich war. Die Effizienz der SLU nahm dabei mit sinkender Temperatur deutlich ab. Die mögliche Erklärung wäre ein inelastischer Tunnelprozess durch Defektzustände innerhalb der LAO-Schicht, wobei die Spinausrichtung während dieses Tunnelprozesses erhalten bleibt [255]. Die temperaturabhängige Abnahme des Spin-Signals wird durch die geringere Leitung spinpolarisierter Elektronen durch Defektzustände begründet. Diese Erläuterung könnte auch in unseren Fall zutreffen, wobei der Tunnelprozess zwischen dem q2DEG und NiFe asymmetrisch gegenüber der Spinpolarisation ablaufen müsste. Noel et al. [244] zeigten an einer ähnlichen Struktur aus $\text{NiFe}/\text{AlO}_x/\text{SrTiO}_3$, dass unter anderem die ferroelektrischen Eigenschaften des Strontiumtitanats einen Einfluss auf die SLU haben. Nicht zuletzt kann auch eine sehr geringe Effizienz bei der Spininjektion eine Rolle spielen [256].

A. Theoretische Berechnungen

Das theoretische Modell und die dazugehörigen Berechnungen wurden in Kooperation mit dem Kollegen Prof. Dr. Victor Lopez-Richard von der Universidade Federal de Sao Carlos angefertigt. Die Berechnungen beziehen sich auf die Erkenntnisse aus Ref. [211]. Hierbei wird das Symmetrieverhalten eines memristiven Systems untersucht, die durch ein Ungleichgewicht von Ladungsträgern hervorgerufen wird. Dabei spielt das Nichtgleichgewicht von Ladungsträgern eine wichtige Rolle. Zuallererst wird der notwendige Elektronenfluss als ein thermalisierter Maxwell-Fluss von Partikeln an einer Potentialbarriere aufgefasst, welcher wiederum vergleichbar zu der Glühemission (englisch: thermionic emission) ist [121]. Für den Teilchenfluss F_z senkrecht zur Potentialbarriere gilt

$$F_z = n\langle v_z \rangle = \int d^3v \cdot f_M(\vec{v}) \cdot v_z, \quad (\text{A.1})$$

wobei $\langle v_z \rangle$ die mittlere Teilchengeschwindigkeit in z -Richtung ist und die Verteilungsdichte der Teilchen im dreidimensionalen Geschwindigkeitsraum mit

$$f_M(\vec{v}) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m|\vec{v}|^2}{2k_B T} \right) \quad (\text{A.2})$$

darstellt wird. Hierbei ist k_B die Boltzmann-Konstante, m die Teilchenmasse und T die Temperatur. Die Berechnung in Polarkoordinaten ergibt für den Teilchenfluss in z -Richtung

$$F_z = n\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty dv v^3 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right). \quad (\text{A.3})$$

Im nächsten Schritt wird angenommen, dass

$$\langle v \rangle \equiv \frac{1}{n} \int d^3v |v| f_M(\vec{v}). \quad (\text{A.4})$$

Die Berechnung für die mittlere Teilchengeschwindigkeit in Polarkoordinaten ergibt

$$\langle v \rangle = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty dv v^3 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right). \quad (\text{A.5})$$

Durch den Vergleich zwischen den Gleichungen A.1, A.3 und A.5 kann der Fluss in z -Richtung in Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit aller Teilchen dargestellt

werden und es gilt

$$F_z = n \frac{\langle v \rangle}{4}. \quad (\text{A.6})$$

Die Lösung des Gaußschen Integrals in Gleichung A.5 liefert für den Teilchenfluss

$$\langle v \rangle = \left(\frac{8k_B T}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.7})$$

und den dazugehörige Elektronenfluss

$$J_z \equiv -|e| \cdot F_z = -\frac{1}{4}|e| \cdot n \cdot \langle v \rangle. \quad (\text{A.8})$$

Nun muss noch die Ladungsträgerdichte des Systems ermittelt werden mit

$$n = \int_{E_0}^{\infty} D(E) \cdot f(E, \mu) dE. \quad (\text{A.9})$$

Im Folgenden betrachten wir dazu die Zustandsdichte in einem Festkörper

$$D(E) \equiv \frac{1}{L^3} \frac{\delta N}{dE} = \frac{m^*}{\hbar^3 \pi^2} \sqrt{2m(E - E_b)} \quad (\text{A.10})$$

gegeben und $f(E, \mu)$ stellt die Fermi-Verteilung dar. Hierbei ist E_b die Höhe der Potentialbarriere, m^* die effektive Elektronenmasse und μ das elektrochemische Potential der Elektronen. Mit den gegebenen Annahmen und Relationen lässt sich die Ladungsträgerdichte im Festkörper zu

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m^* k_B T}{(2\pi \hbar)^3} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_b - \mu}{k_B T}\right) \quad (\text{A.11})$$

bestimmen. Für den Elektronenfluss oberhalb der Barriere gilt somit

$$J_z = -\frac{4\pi m^* |e| k_B^2 T^2}{(2\pi \hbar)^3} \exp\left(-\frac{E_b - \mu}{k_B T}\right). \quad (\text{A.12})$$

Im Folgenden wird angenommen, dass zwischen dem Drain- und Sourcekontakt sich ein zusätzliches Elektronenreservoir μ_c ausbildet (vgl. Abbildung A.1). Dieses Reservoir dient als die Summe aller möglichen Defekte, die wiederum für die Ladungsträgerakkumulation verantwortlich sind. In diesem Modell wird das Elektronenreservoir μ_c durch die Barrieren E_s^b und E_d^b umgeben. Unter der Annahme, dass μ_c die Quelle für das Nichtgleichgewicht in der lokalen Ladungsträgerdichte ist, kann der Teilchenfluss oberhalb der Barrieren durch

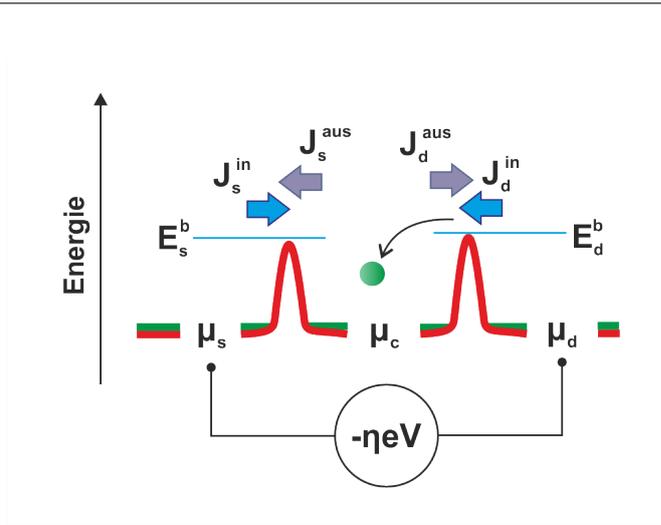


Tabelle A.1: Schematische Darstellung des Elektronenflusses innerhalb des Nanodrahts. Zwischen den elektrochemischen Potentialen des Drain- und Sourcekontakts wird ein zusätzliches Potential der Störstellen μ_c angenommen, welches durch zwei Barrieren E_s^b und E_d^b eingegrenzt wird. Der Lade- und Entladeprozess kann hierbei durch die jeweiligen Stromdichten beschrieben werden.

$$J_s = J_s^{in} - J_s^{aus} \quad \text{und} \quad J_d = J_d^{in} - J_d^{aus} \quad (\text{A.13})$$

bestimmt werden. Die dazugehörige Erzeugungsrate der Ladungsträger wird durch den Faktor

$$g = \frac{S}{\eta} (J_s + J_d) \quad (\text{A.14})$$

bestimmt. Hierbei ist S die Querschnittsfläche, durch die der Strom hindurchfließt, und η repräsentiert einen interne Effizienz für den Spannungsabfall am Bauelement. Die Erzeugungsraten für die jeweiligen Seiten bzw. Barrieren ist gegeben durch

$$g_s \equiv \frac{S}{\eta} J_s = \frac{k}{\eta} \left[\exp\left(-\frac{E_s^b - \mu_c}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{E_s^b - \mu_s}{k_B T}\right) \right], \quad (\text{A.15})$$

$$g_d \equiv \frac{S}{\eta} J_d = \frac{k}{\eta} \left[\exp\left(-\frac{E_d^b - \mu_c}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{E_d^b - \mu_d}{k_B T}\right) \right], \quad (\text{A.16})$$

wobei $g = g_s + g_d$ ist und $k = \pm \frac{4\pi m^* |e| k_B^2 T^2 S}{(2\pi\hbar)^3}$. Für $k > 0$ ist μ_c die Elektronenquelle und für $k < 0$ der Drain- bzw. Sourcekontakt. Im nächsten Schritt wird das Symmetrieverhalten des Bauelements parametrisiert, sodass gilt

$$\mu_c - \mu_s \equiv -\eta_s eV \quad \mu_d - \mu_s \equiv -\eta_d eV \quad \mu_d - \mu_c \equiv -\eta eV \quad (\text{A.17})$$

$$\eta = \eta_s + \eta_d \quad \alpha \equiv \eta_s / \eta_d \quad (\text{A.18})$$

$$\eta_d = \frac{\eta}{1 + \alpha} \quad \eta_s = \frac{\alpha \eta}{1 + \alpha} \quad (\text{A.19})$$

A. Theoretische Berechnungen

Dabei kann α als ein Symmetrieparameter verstanden werden. Bei einem Wert $\alpha = 1$ liegt ein hochsymmetrisches System vor, bei $\alpha \ll 1$ ein stark asymmetrisches System. Somit gilt für die Erzeugungsrate

$$g = \frac{k}{\eta} \exp\left(\frac{-E_b}{k_B T}\right) \left[\exp\left(-\eta_s \frac{eV}{k_B T}\right) + \exp\left(\eta_d \frac{eV}{k_B T}\right) - 2 \right], \quad (\text{A.20})$$

wobei $E_d^b - \mu_d = E_s^b - \mu_s = E_b$ angenommen wird.

B. Probenwachstum

Terminierung von SrTiO₃

Die in dieser Arbeit verwendeten Proben wurden von den Kollegen des Lehrstuhls für Experimentalphysik IV gewachsen. Aus Gründen der wissenschaftlichen Nachvollziehbarkeit werden die Details hier angegeben.

Vor dem epitaktischen Wachstum muss die Oberfläche von SrTiO₃ präpariert werden, denn das zweidimensionale Elektronengas kann sich nur auf einer TiO₂-terminierten Grenzfläche bilden [31]. Die Methode richtet sich hierbei nach Ref. [257] um die notwendige Terminierung des Substrats zu erhalten. Die verwendeten Substrate sind dabei 5 mm × 5 mm × 1 mm groß. Zu Beginn besitzt das STO eine Mischterminierung aus SrO und TiO₂. Die Oberfläche des Substrats wird erstmals mit Aceton, Ethanol und anschließend mit demineralisiertem Wasser gereinigt. Mithilfe des Wassers bildet sich eine hydroxylierte SrO-Schicht, welche mit einer gepufferten Flusssäurelösung abgetragen wird. Das TiO₂ bleibt von diesem chemischen Prozess unberührt. Anschließend wird das Substrat im Ofen bei einem konstanten Sauerstofffluss gegläht, sodass sich eine atomar glatte Oberfläche mit TiO₂-Terminierung bildet. Zum Schluss wird mithilfe eines Rasterkraftmikroskops die Oberfläche des Substrats kontrolliert, um die Qualität der Probe zu gewährleisten.

Wachstum der Proben

Das Wachstum vom LAO-Dünnschicht findet mithilfe gepulster Laserablation (englisch: pulsed laser deposition, kurz: PLD) statt. Zu Beginn wird das Substrat in die Vakuumkammer eingeschleust. Außerhalb der Kammer befindet sich ein KrF-Excimerlaser ($\lambda = 248$ nm), welcher auf einen stöchiometrischen LAO-Kristall im Kammerinneren fokussiert ist. Vor dem Wachstum wird die Probe für eine Stunde bei 800 °C und einem Sauerstoffpartialdruck von 6×10^{-6} mbar gegläht. Dadurch werden mögliche Sauerstoffstellen und Rückstände von der Probenpräparation beseitigt. Das Wachstum selbst findet bei einem Sauerstoffpartialdruck von 10^{-3} mbar, einer Substrattemperatur von 650 °C und einer Pulsenergie von $1,5 \text{ J cm}^{-2}$ statt. Beim Wachstum wird durch leistungsstarke Laserpulse ein Teil des LAO-Kristalls verdampft und es entsteht ein Plasmagegel, welches sich auf dem gegenüberliegenden SrTiO₃-Substrat ablagert. Das abgetragene Material rekristallisiert sich auf der Substratoberfläche zu einer glatten LaAlO₃-Schicht. Die Qualität der Filme wird mithilfe vom RHEED (englisch: reflection high-energy electron diffraction)

on) überwacht. Die Pulsrate des KrF-Excimerlasers beträgt 1 Hz und der Abstand zwischen Substrat und LAO-Kristall ist 50 mm. Nach dem LAO-Wachstum wird die fertige Probe bei 650 °C in 500 mbar O₂ für eine Stunde gehalten um Sauerstoffstellen zu beseitigen und anschließend bei gleichem Sauerstoffpartialdruck auf Zimmertemperatur abgekühlt.

C. Messaufbau und Versuchsdurchführung

Für die unterschiedlichen Untersuchungen sind in Abbildung C.1 die jeweilige Versuchsaufbauten dargestellt. Die prozessierten Proben wurden mit Silberleitlack auf einen keramischen Probenhalter geklebt und die Strukturen mittels Ultraschallbonden mit Aluminiumdrähten direkt kontaktiert. Der Probenhalter besitzt insgesamt 14 metallische Pins, welche durch Koaxialkabel mit den Messapparaturen verbunden sind. Mithilfe einer Spannungsquelle und mehreren Multimetern wurden die entsprechenden Drain- und Gatespannungen angelegt bzw. vermessen. Zur Ermittlung der elektrischen Ströme wurde der Spannungsabfall an einem bekannten Vorwiderstand ermittelt. Die benötigten Spannungsquellen bzw. Multimeter sind über eine GPIB-Schnittstelle mit einem Computer verbunden. Die Kontrolle und das Auslesen der Daten erfolgten durch ein hauseigenes LabView-Steuerprogramm. Für diese Arbeit wurden mehrere Multimeter (Keithley 2000), ein digitales Speicheroszilloskop (Yokogawa DL9240L), verschiedene Spannungsquellen (Stahl BS Series und HP 3245A), ein Funktionsgenerator (Keithley 3390) und ein Lock-In Messgerät (EG&G Instruments 7265 DSP) verwendet. Für die elektrische Charakterisierung bei Raumtemperatur wurde die Probe in einen verschließbaren Probenhalter eingebaut. Vor der Transportspektroskopie wurde die Probe für einige Zeit im abgedunkelten Probenhalter gelassen, um den Einfluss von lichtinduzierten Ladungsträgern zu minimieren. Hingegen wurde für die Vermessung der Lichtsensitivität von LAO/STO ein blauer Laser (448 nm) mit einem entsprechenden Blenden- und Linsensystem verwendet und der Versuchsaufbau fand auf einem optischen Tisch statt. Die Leistung des eingestrahlt Lichts wurde mittels eines Powermeters ermittelt. Der Strahldurchmesser beträgt etwa 10–15 μm . Vor jeder Messreihe musste die Probe neu justiert werden, sodass die vermessene Struktur vor Messbeginn für kurze Zeit dem Umgebungslicht ausgesetzt war. Zur Bestimmung der spintronischen Eigenschaften wird die Probe auf einem Probenspieß fixiert und in einen Kryostaten mit flüssigem Helium (LHe) herabgelassen. Dadurch ist es möglich Transportmessungen bei kryogenen Temperaturen und in kompletter Dunkelheit durchzuführen. Weiterhin befindet sich innerhalb der Probenkammer eine supraleitende Spule, welche ein homogenes Magnetfeld erzeugt.

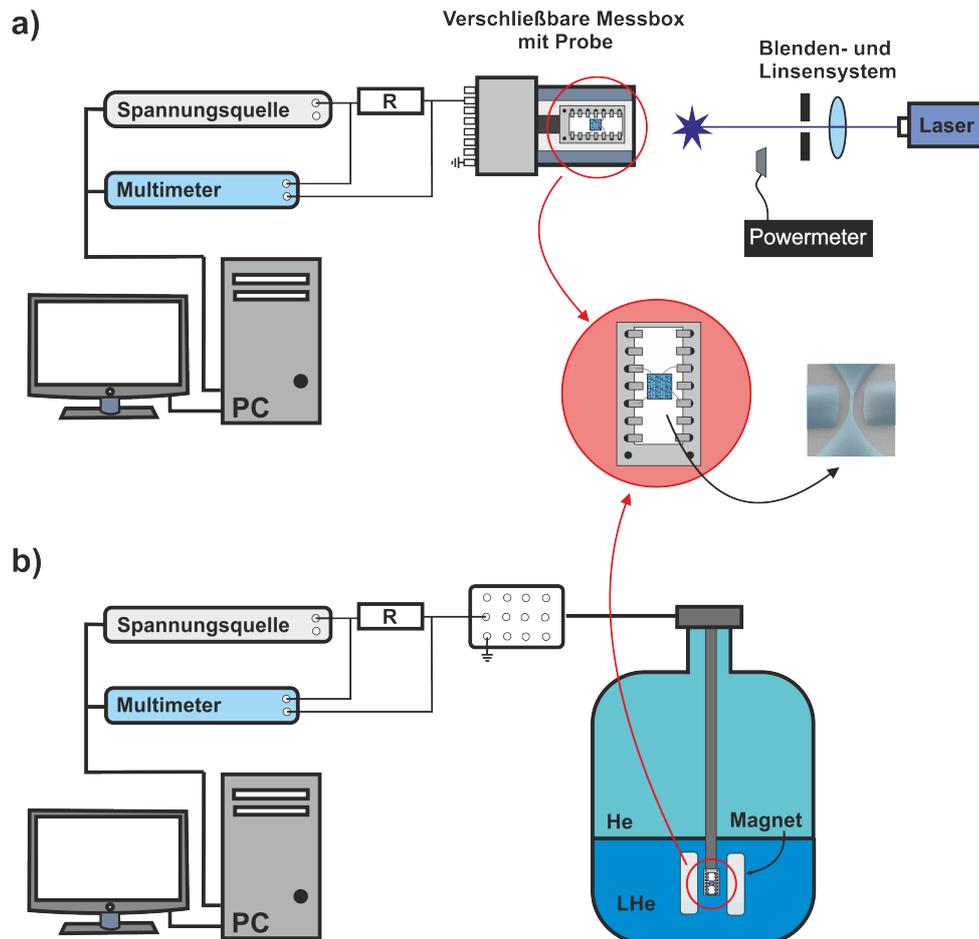


Abbildung C.1.: Versuchsaufbau und -durchführung. a) Messaufbau für die Vermessung der Probe bei Raumtemperatur mit bzw. ohne das Laser-Setup. Dieser Aufbau wurde zur Transport- und Kapazitätsspektroskopie genutzt. b) Zur Untersuchung der Spin-Bahn-Wechselwirkung bzw. -Umwandlung innerhalb der Proben, wurde ein supraleitender Magnet verwendet und die Messung fand im flüssigen Helium statt.

Literaturverzeichnis

- [1] W. F. Brinkman, D. E. Haggan, and W. Troutman. A history of the invention of the transistor and where it will lead us. *Journal of Solid-State Circuits*, 32(12):1858–1864, 1997.
- [2] B. Solca. TSMC already sampling Apple’s 5 nm A14 Bionic SoCs for 2020 iPhones. <https://www.notebookcheck.net/TSMC-already-sampling-Apple-s-5-nm-A14-Bionic-SoCs-for-2020-iPhones.440058.0.html>. Aufgerufen: 20.03.2021.
- [3] D. Patel. Apple’s A14 Packs 134 Million Transistors/mm², but Falls Short of TSMC’s Density Claims. <https://semianalysis.com/apples-a14-packs-134-million-transistors-mm2-but-falls-far-short-of-tsmcs-density-claims/>. Aufgerufen: 20.03.2021.
- [4] G. M. Moore. Cramming more components onto integrated circuits with unit cost. *Electronics*, 38(8):114, 1965.
- [5] M. M. Waldropo. The chips are down for Moore’s law. <https://www.nature.com/news/the-chips-are-down-for-moore-s-law-1.19338>. Aufgerufen: 22.01.2021.
- [6] M. Lundstrom. Moore’s Law Forever? *Science*, 299(5604):210–211, 2011.
- [7] J. A. Hutchby, G. I. Bourianoff, V. V. Zhirnov, and J. E. Brewer. Extending the road beyond CMOS. *IEEE Circuits and Devices Magazine*, 18(2):28–41, 2002.
- [8] M. A. Zidan, J. P. Strachan, and W. D. Lu. The future of electronics based on memristive systems. *Nature Electronics*, 1(1):22–29, 2018.
- [9] Andrew Steane. Quantum computing. *Reports on Progress in Physics*, 61(2):117, 1998.
- [10] M. Di Ventra and Y. V. Pershin. The parallel approach. *Nature Physics*, 9(4):200–202, 2013.
- [11] Q. Xia and J. J. Yang. Memristive crossbar arrays for brain-inspired computing. *Nature Materials*, 18(4):309–323, 2019.

- [12] N. Qiao, H. Mostafa, F. Corradi, M. Osswald, F. Stefanini, D. Sumislawska, and G. Indiveri. A reconfigurable on-line learning spiking neuromorphic processor comprising 256 neurons and 128K synapses. *Frontiers in Neuroscience*, 9:1–17, 2015.
- [13] G. Indiveri, B. Linares-Barranco, T. J. Hamilton, A. van Schaik, R. Etienne-Cummings, T. Delbruck, S. C. Liu, P. Dudek, P. Häfliger, S. Renaud, J. Schemmel, G. Cauwenberghs, J. Arthur, K. Hynna, F. Folowosele, S. Saighi, T. Serrano-Gotarredona, J. Wijekoon, Y. Wang, and K. Boahen. Neuromorphic silicon neuron circuits. *Frontiers in Neuroscience*, 5(MAY):1–23, 2011.
- [14] L. O. Chua and S. M. Kang. Memristive devices and systems. *Proceedings of the IEEE*, 64(2):209–223, 1976.
- [15] P. Maier, F. Hartmann, T. Mauder, M. Emmerling, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, and L. Worschech. Memristive operation mode of a site-controlled quantum dot floating gate transistor. *Applied Physics Letters*, 106(20):1–5, 2015.
- [16] S. Kim, J. Yoon, H. Kim, and S. Choi. Carbon nanotube synaptic transistor network for pattern recognition. *ACS Applied Materials and Interfaces*, 7(45):25479–25486, 2015.
- [17] W. Xu, S. Min, H. Hwang, and T. Lee. Organic core-sheath nanowire artificial synapses with femtojoule energy consumption. *Science Advances*, 2(6):e1501326, 2016.
- [18] D. Li, B. Wu, X. Zhu, J. Wang, B. Ryu, W. D. Lu, W. Lu, and X. Liang. MoS₂ memristors exhibiting variable switching characteristics toward biorealistic synaptic emulation. *ACS nano*, 12(9):9240–9252, 2018.
- [19] A. Wedig, M. Luebben, D. Y. Cho, M. Moors, K. Skaja, V. Rana, T. Hasegawa, K. K. Adepalli, B. Yildiz, R. Waser, and I. Valov. Nanoscale cation motion in TaO_x, HfO_x and TiO_x memristive systems. *Nature Nanotechnology*, 11(1):67–74, 2016.
- [20] M. Lee, C. B. Lee, D. Lee, S. R. Lee, M. Chang, J. H. Hur, Y. Kim, Ch. Kim, D. Seo, S. Seo, et al. A fast, high-endurance and scalable non-volatile memory device made from asymmetric Ta₂O_{5-x}/TaO_{2-x} bilayer structures. *Nature materials*, 10(8):625–630, 2011.
- [21] H. Lee, Y. Chen, P. Chen, P. Gu, Y. Hsu, S. Wang, W. Liu, C. Tsai, S. Sheu, P. Chiang, et al. Evidence and solution of over-RESET problem for HfO_x based resistive memory with sub-ns switching speed and high endurance. In *2010 International Electron Devices Meeting*, pages 19–7. IEEE, 2010.

-
- [22] IEEE. International Roadmap for Devices and Systems: More Moore, 2020.
- [23] P. Yao, H. Wu, B. Gao, S. B. Eryilmaz, X. Huang, W. Zhang, Q. Zhang, N. Deng, L. Shi, H. S. Wong, and H. Qian. Face classification using electronic synapses. *Nature Communications*, 8(May):1–8, 2017.
- [24] C. Li, D. Belkin, Y. Li, P. Yan, M. Hu, N. Ge, H. Jiang, E. Montgomery, P. Lin, and Z. Wang. Efficient and self-adaptive in-situ learning in multilayer memristor neural networks. *Nature communications*, 9(1):1–8, 2018.
- [25] P. M. Sheridan, F. Cai, C. Du, W. Ma, Z. Zhang, and W. D. Lu. Sparse coding with memristor networks. *Nature Nanotechnology*, 12(8):784–789, 2017.
- [26] Z. Yan, Y. Guo, G. Zhang, and J. M. Liu. High-performance programmable memory devices based on Co-doped BaTiO₃. *Advanced Materials*, 23(11):1351–1355, 2011.
- [27] L. Liu, S. Zhang, Y. Luo, G. Yuan, J. Liu, J. Yin, and Z. Liu. Coexistence of unipolar and bipolar resistive switching in BiFeO₃ and Bi_{0.8}Ca_{0.2}FeO₃ films. *Journal of Applied Physics*, 111(10):104103, 2012.
- [28] S. Wu, L. Ren, J. Qing, F. Yu, K. Yang, M. Yang, Y. Wang, M. Meng, W. Zhou, and S. Zhou, X. and Li. Bipolar resistance switching in transparent ITO/LaAlO₃/SrTiO₃ memristors. *ACS Applied Materials and Interfaces*, 6(11):8575–8579, 2014.
- [29] J. T. Jang, D. Ko, G. Ahn, H. R. Yu, H. Jung, Y. S. Kim, C. Yoon, S. Lee, B. H. Park, S. J. Choi, D. Kim, and D. H. n D. M. Kim. Effect of oxygen content of the LaAlO₃ layer on the synaptic behavior of Pt/LaAlO₃/Nb-doped SrTiO₃ memristors for neuromorphic applications. *Solid-State Electronics*, 140:139–143, 2018.
- [30] S. Wu, X. Luo, S. Turner, H. Peng, W. Lin, J. Ding, A. David, B. Wang, G. van Tendeloo, J. Wang, and T. Wu. Nonvolatile resistive switching in Pt/LaAlO₃/SrTiO₃ heterostructures. *Physical Review X*, 3(4):1–14, 2014.
- [31] A. Ohtomo and H. Y. Hwang. A high-mobility electron gas at the LAO/STO heterointerface. *Nature*, 427(6973):423–426, 2004.
- [32] A. D. Caviglia, M. Gabay, S. Gariglio, N. Reyren, C. Cancellieri, and J. M. Triscone. Tunable Rashba Spin-Orbit Interaction at Oxide Interfaces. *Physical Review Letters*, 104(12):1–4, 2010.
- [33] N. Reyren, S. Thiel, A. D. Caviglia, L. Fitting Kourkoutis, G. Hammerl, C. Richter, C. W. Schneider, T. Kopp, A. S. Rüetschi, D. Jaccard, M. Gabay,

- D. A. Muller, J. M. Triscone, and J. Mannhart. Superconducting interfaces between insulating oxides. *Science*, 317(5842):1196–1199, 2007.
- [34] A. Brinkman, M. Huijben, M. Van Zalk, J. Huijben, U. Zeitler, J. C. Maan, W. G. Van Der Wiel, G. Rijnders, D. H. A. Blank, and H. Hilgenkamp. Magnetic effects at the interface between non-magnetic oxides. *Nature Materials*, 6(7):493–496, 2007.
- [35] S. Thiel, G. Hammerl, A. Schmehl, Claus W. Schneider, and J. Mannhart. Tunable Quasi-Two-Dimensional Electron Gases in Oxide Heterostructures. *Science*, 313(5795):1942–1946, 2006.
- [36] A. D. Caviglia, S. Gariglio, N. Reyren, D. Jaccard, T. Schneider, M. Gabay, S. Thiel, G. Hammerl, J. Mannhart, and J. M. Triscone. Electric field control of the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface ground state. *Nature*, 456(7222):624–627, 2008.
- [37] C. Mitra, C. Lin, J. Robertson, and Alexander A. Demkov. Electronic structure of oxygen vacancies in SrTiO_3 and LaAlO_3 . *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 86(15):1–8, 2012.
- [38] J. A. Bert, B. Kalisky, C. Bell, M. Kim, Y. Hikita, H. Y. Hwang, and 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):767–771, 2011.
- [39] L. Li, C. Richter, J. Mannhart, and R. C. Ashoori. Coexistence of magnetic order and two-dimensional superconductivity at $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interfaces. *Nature Physics*, 7(10):762–766, 2011.
- [40] F. Bi, M. Huang, C. W. Bark, S. Ryu, S. Lee, C. B. Eom, P. Irvin, and J. Levy. Electro-mechanical response of top-gated $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$. *Journal of Applied Physics*, 119(2), 2016.
- [41] M. Hosoda, Y. Hikita, H. Y. Hwang, and C. Bell. Transistor operation and mobility enhancement in top-gated $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterostructures. *Applied Physics Letters*, 103(10):3–6, 2013.
- [42] S. Goswami, E. Mulazimoglu, L. Vandersypen, and A. D. Caviglia. Nanoscale Electrostatic Control of Oxide Interfaces. *Nano Letters*, 15(4):2627–2632, 2015.
- [43] A. Fête, D. Li, M. Boselli, D. Stornaiuolo, and J. Triscone. Magneto-transport study of top- and back-gated $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterostructures. *Applied Physics Letters Materials*, 062805(6), 2017.

-
- [44] A. Monteiro, D. J. Groenendijk, N. Manca, E. Mulazimoglu, S. Goswami, Ya Blanter, L. Vandersypen, and A. D. Caviglia. Side Gate Tunable Josephson Junctions at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ Interface. *Nano Letters*, 17(2):715–720, 2017.
- [45] D. Stornaiuolo, S. Gariglio, A. Fête, M. Gabay, D. Li, D. Massarotti, and J. M. Triscone. Weak localization and spin-orbit interaction in side-gate field effect devices at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 90(23):1–6, 2014.
- [46] A. Smink, J. C. De Boer, M. P. Stehno, A. Brinkman, W. G. Van Der Wiel, and H. Hilgenkamp. Gate-Tunable Band Structure of the $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ Interface. *Physical Review Letters*, 118(10):3–8, 2017.
- [47] C. Woltmann, T. Harada, H. Boschker, V. Srot, P. A. Van Aken, H. Klauk, and J. Mannhart. Field-Effect Transistors with Submicrometer Gate Lengths Fabricated from $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ -Based Heterostructures. *Physical Review Applied*, 4(6):064003, 2015.
- [48] R. Jany, C. Richter, C. Woltmann, G. Pfanzelt, B. Förg, M. Rommel, T. Reindl, U. Waizmann, J. Weis, J. A. Mundy, D. A. Muller, H. Boschker, and J. Mannhart. Monolithically Integrated Circuits from Functional Oxides. *Advanced Materials Interfaces*, 1(1):1–7, 2014.
- [49] P. Maier, F. Hartmann, J. Gabel, M. Frank, S. Kuhn, P. Scheiderer, B. Leikert, M. Sing, L. Worschech, R. Claessen, and S. Höfling. Gate-tunable, normally-on to normally-off memristance transition in patterned $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interfaces. *Applied Physics Letters*, 110(9):1–5, 2017.
- [50] M. J. Jin, S. Y. Moon, J. Park, V. Modepalli, J. Jo, S. I. Kim, H. C. Koo, B. C. Min, H. W. Lee, S. H. Baek, and J. W. Yoo. Nonlocal spin diffusion driven by giant spin hall effect at oxide heterointerfaces. *Nano Letters*, 17(1):36–43, 2017.
- [51] R. Ohshima, Y. Ando, K. Matsuzaki, T. Susaki, M. Weiler, S. Klingler, H. Huebl, E. Shikoh, T. Shinjo, S. T. B. Goennenwein, and M. Shiraishi. Strong evidence for d-electron spin transport at room temperature at a $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface. *Nature Materials*, 16(6):609–614, 2017.
- [52] J. Y. Chauleau, M. Boselli, S. Gariglio, R. Weil, G. De Loubens, J. M. Triscone, and M. Viret. Efficient spin-to-charge conversion in the 2D electron liquid at the LAO/STO interface. *EPL (Europhysics Letters)*, 116(1), 2016.
- [53] E. Lesne, Yu Fu, S. Oyarzun, J. C. Rojas-Sánchez, D. C. Vaz, H. Naganuma, G. Sicoli, J. P. Attané, M. Jamet, E. Jacquet, J. M. George, A. Barthélémy,

- H. Jaffrès, A. Fert, M. Bibes, and L. Vila. Highly efficient and tunable spin-to-charge conversion through Rashba coupling at oxide interfaces. *Nature Materials*, 15(12):1261–1266, 2016.
- [54] J. Mannhart and D. G. Schlom. Oxide interfaces — An Opportunity for Electronics. *Science*, 327(5973):1607–1611, 2010.
- [55] J. G. Bednorz and K. A. Müller. Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system. *Zeitschrift für Physik*, 64(2):189–193, 1986.
- [56] A. Sleight, J. Gillson, and P. Bierstedt. High-temperature superconductivity in the $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ system. *Solid State Communications*, 88(11):841–842, 1993.
- [57] S. Park and T. R. ShROUT. Ultrahigh strain and piezoelectric behavior in relaxor based ferroelectric single crystals. *Journal of Applied Physics*, 82(4):1804–1811, 1997.
- [58] J. Wang, J. B. Neaton, H. Zheng, V. Nagarajan, S. B. Ogale, B. Liu, D. Viehland, V. Vaithyanathan, D. G. Schlom, and U. V. Waghmare. Epitaxial BiFeO_3 multiferroic thin film heterostructures. *science*, 299(5613):1719–1722, 2003.
- [59] N. A. Spaldin and R. Ramesh. Advances in magnetoelectric multiferroics. *Nature Materials*, 18(3):203–212, 2019.
- [60] E. P. Gusev, E. Cartier, D. A. Buchanan, M. Gribelyuk, M. Copel, H. Okorn-Schmidt, and C. D’Emic. Ultrathin high-K metal oxides on silicon: Processing, characterization and integration issues. *Microelectronic Engineering*, 59(1-4):341–349, 2001.
- [61] S. G. Lim, S. Kriventsov, T. N. Jackson, J. H. Haeni, D. G. Schlom, A. M. Balbashov, R. Uecker, P. Reiche, J. L. Freeouf, and 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):4500–4505, 2002.
- [62] H. Y. Hwang, Y. Iwasa, M. Kawasaki, B. Keimer, N. Nagaosa, and Y. Tokura. Emergent phenomena at oxide interfaces. *Nature Materials*, 11(2):103–113, 2012.
- [63] E. Y. Tsymbal, E. R. Dagotto, C.-B. Eom, and R. Ramesh. *Multifunctional Oxide Heterostructures*. Oxford University Press, 1 2012.
- [64] A. Okazaki and M. Kawaminami. Lattice Constant of Strontium Titanate at Low Temperatures. *Materials Research Bulletin*, 8(5):545–550, 1973.

-
- [65] K. Yang, S. Nazir, M. Behtash, and J. Cheng. High-Throughput Design of Two-Dimensional Electron Gas Systems Based on Polar/Nonpolar Perovskite Oxide Heterostructures. *Scientific Reports*, 6(10):1–9, 2016.
- [66] R. A. Cowley. Lattice Dynamics and Phase Transitions of Strontium Titanate. *Physical Review*, 134(4):A981–A997, 1964.
- [67] M. H. Whangbo, E. E. Gordon, J. L. Bettis, A. Bussmann-Holder, and J. Köhler. Tolerance Factor and Cation-Anion Orbital Interactions Differentiating the Polar and Antiferrodistortive Structures of Perovskite Oxides ABO_3 . *Journal of Inorganic and General Chemistry*, 641(6):1043–1052, 2015.
- [68] F. W. Lytle. X-ray diffractometry of low-temperature phase transformations in strontium titanate. *Journal of Applied Physics*, 35(7):2212–2215, 1964.
- [69] B. Kalisky, E. M. Spanton, H. Noad, J. R. Kirtley, K. C. Nowack, C. Bell, H. K. Sato, M. Hosoda, Y. Xie, Y. Hikita, C. Woltmann, G. Pfanzelt, R. Jany, C. Richter, H. Y. Hwang, J. Mannhart, and K. A. Moler. Locally enhanced conductivity due to the tetragonal domain structure in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterointerfaces. *Nature Materials*, 12(12):1091–1095, 2013.
- [70] M. Z. Minhas, A. Müller, F. Heyroth, H. H. Blaschek, and G. Schmidt. Temperature dependent giant resistance anomaly in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ nanostructures. *Scientific Reports*, 7(1):1–9, 2017.
- [71] K. A. Müller and H. Burkard. SrTiO_3 : An intrinsic quantum paraelectric below 4 K. *Physical Review B*, 19(7):3593–3602, 1979.
- [72] J. Hemberger, P. Lunkenheimer, R. Viana, R. Böhmer, and A. Loidl. Electric-field-dependent dielectric constant and nonlinear susceptibility in SrTiO_3 . *Physical Review B*, 52(18):13159, 1995.
- [73] Y. S. Kim, D. J. Kim, T. H. Kim, T. W. Noh, J. S. Choi, B. H. Park, and J. Yoon. Observation of room-temperature ferroelectricity in tetragonal strontium titanate thin films on SrTiO_3 (001) substrates. *Applied Physics Letters*, 91(4):042908, 2007.
- [74] H. M. Christen, J. Mannhart, E. J. Williams, and Ch Gerber. Dielectric properties of sputtered SrTiO_3 films. *Physical Review B*, 49(17):12095–12104, 1994.
- [75] M. L. Cohen, J. F. Schooley, and W. R. Hosier. Superconductivity in Semiconducting SrTiO_3 . *Phys. Rev. Lett.*, 12(17):474–475, 1964.

- [76] J. F. Schooley, W. R. Hosler, E. Ambler, J. H. Becker, Marvin L. Cohen, and C. S. Koonce. Dependence of the superconducting transition temperature on carrier concentration in Semiconducting SrTiO₃. *Physical Review Letters*, 14(9):305–307, 1965.
- [77] K. van Benthem, C. Elsässer, and R. H. French. Bulk electronic structure of SrTiO₃: Experiment and theory. *Journal of Applied Physics*, 90(12):6156–6164, 2001.
- [78] M. Cardona. Optical properties and band structure of SrTiO₃ and BaTiO₃. *Physical Review*, 140(2A), 1965.
- [79] A. H. Khalsa, G. and MacDonald. Theory of the SrTiO₃ surface state two-dimensional electron gas. *Physical Review B*, 86(12):1–8, 2012.
- [80] A. F. Santander-Syro, O. Copie, T. Kondo, F. Fortuna, S. Pailhes, R. Weht, X. G. Qiu, F. Bertran, A. Nicolaou, A. Taleb-Ibrahimi, et al. Two-dimensional electron gas with universal subbands at the surface of SrTiO₃. *Nature*, 469(7329):189–193, 2011.
- [81] A. Janotti, D. Steiauf, and C. G. Van de Walle. Strain effects on the electronic structure of SrTiO₃: Toward high electron mobilities. *Physical Review B*, 84(20):1–4, 2011.
- [82] A. Fete. *Magnetotransport experiments at the LaAlO₃/SrTiO₃ interface*. PhD thesis, University of Geneva, 2014.
- [83] S. A. Hayward, F. D. Morrison, S. A.T. Redfern, E. K.H. Salje, J. F. Scott, K. S. Knight, S. Tarantino, A. M. Glazer, V. Shuvaeva, P. Daniel, M. Zhang, and M. A. Carpenter. Transformation processes in LaAlO₃: Neutron diffraction, dielectric, thermal, optical, and Raman studies. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 72(5):1–17, 2005.
- [84] C. W. Bark, D. A. Felker, Y. Wang, Y. Zhangd, H. W. Jang, C. M. Folkman, J. W. Park, S. H. Baek, H. Zhou, D. D. Fong, X. Q. Pan, E. Y. Tsymbal, M. S. Rzchowski, and C. B. Eom. Tailoring a two-dimensional electron gas at the LaAlO₃/SrTiO₃ (001) interface by epitaxial strain. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 108(12):4720–4724, 2011.
- [85] J. Krupka, R. G. Geyer, J. H. Hinken, and M. Kuhn. Dielectric Properties of Single Crystals of Al₂O₃, LaAlO₃, NdGaO₃, SrTiO₃, and MgO at Cryogenic Temperatures. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 42(10):1886–1890, 1994.

-
- [86] Z. Huang, Ariando, X. Renshaw Wang, A. Rusydi, J. Chen, H. Yang, and T. Venkatesan. Interface Engineering and Emergent Phenomena in Oxide Heterostructures. *Advanced Materials*, 30(47):1–22, 2018.
- [87] T. Khan, H. Zhang, H. Zhang, Z. Yang, J. Song, J. Zhang, X. Chen, Y. Chen, B. Shen, and J. Sun. Two-dimensional electron gas at manganite buffered $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ (001) interface by spin coating chemical methods. *Applied Physics Letters*, 113(7), 2018.
- [88] M. Huijben, G. Koster, M. K. Kruize, S. Wenderich, J. Verbeeck, S. Bals, E. Slooten, B. Shi, H. Molegraaf, J. Kleibeuker, et al. Defect engineering in oxide heterostructures by enhanced oxygen surface exchange. *Advanced functional materials*, 23(42):5240–5248, 2013.
- [89] H. Lee, N. Campbell, J. W. Lee, T. J. Asel, T. R. Paudel, H. Zhou, J. W. Lee, B. Noesges, J. Seo, B. Park, L. J. Brillson, S. H. Oh, E. Y. Tsymbal, M. S. Rzchowski, and C. B. Eom. Direct observation of a two-dimensional hole gas at oxide interfaces. *Nature Materials*, 17(3):231–236, 2018.
- [90] Y. Chen and N. Pryds. 2D hole gas seen. *Nature Materials*, 17(3):2–3, 2018.
- [91] J. W. Park, S. H. Baek, C. W. Bark, M. D. Biegalski, and C. B. Eom. Quasi-single-crystal (001) SrTiO_3 templates on Si. *Applied Physics Letters*, 95(6), 2009.
- [92] Ariando, X. Wang, G. Baskaran, Z. Q. Liu, J. Huijben, J. B. Yi, A. Annadi, A. Roy Barman, A. Rusydi, S. Dhar, Y. P. Feng, J. Ding, H. Hilgenkamp, and T. Venkatesan. Electronic phase separation at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface. *Nature Communications*, 2(1), 2011.
- [93] M. Salluzzo, J. C. Cezar, N. B. Brookes, V. Bisogni, G. M. De Luca, C. Richter, S. Thiel, J. Mannhart, M. Huijben, A. Brinkman, G. Rijnders, and G. Ghiringhelli. Orbital reconstruction and the two-dimensional electron gas at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface. *Physical Review Letters*, 102(16):1–4, 2009.
- [94] Z. S. Popović, S. Satpathy, and R. M. Martin. Origin of the two-dimensional electron gas carrier density at the LaAlO_3 on SrTiO_3 interface. *Physical Review Letters*, 101(25):1–4, 2008.
- [95] P. Delugas, A. Filippetti, V. Fiorentini, D. I. Bilc, D. Fontaine, and P. Ghosez. Spontaneous 2-dimensional carrier confinement at the n-type $\text{SrTiO}_3/\text{LaAlO}_3$ interface. *Physical Review Letters*, 106(16):3–6, 2011.
- [96] A. Joshua, S. Pecker, J. Ruhman, E. Altman, and S. Ilani. A universal critical density underlying the physics of electrons at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface. *Nature Communications*, 3, 2012.

- [97] Y. Pai, A. Tylan-Tyler, P. Irvin, and J. Levy. Physics of SrTiO₃-based Heterostructures and Nanostructures: A Review. *Reports on Progress in Physics*, 81(3):036503, 2018.
- [98] C. Cen, S. Thiel, G. Hammerl, C. W. Schneider, K. E. Andersen, C. S. Hellberg, J. Mannhart, and J. Levy. Nanoscale control of an interfacial metal-insulator transition at room temperature. *Nature Materials*, 7(4):298–302, 2008.
- [99] C. Cen, S. Thiel, J. Mannhart, and J. Levy. Oxide nanoelectronics on demand. *Science*, 323(5917):1026–1030, 2009.
- [100] A. Annadi, G. Cheng, H. Lee, J. Lee, S. Lu, A. Tylan-Tyler, M. Briggeman, M. Tomczyk, M. Huang, D. Pekker, and et al. Quantized ballistic transport of electrons and electron pairs in LaAlO₃/SrTiO₃ nanowires. *Nano letters*, 18(7):4473–4481, 2018.
- [101] C. W. Schneider, S. Thiel, G. Hammerl, C. Richter, and J. Mannhart. Micro-lithography of electron gases formed at interfaces in oxide heterostructures. *Applied Physics Letters*, 89(12):3–5, 2006.
- [102] M. Z. Minhas, H. H. Blaschek, F. Heyroth, and G. Schmidt. Sidewall depletion in nano-patterned LAO/STO heterostructures. *AIP Advances*, 6(3), 2016.
- [103] N. Nakagawa, H. Y. Hwang, and D. A. Muller. Why some interfaces cannot be sharp. *Nature Materials*, 5(3):204–209, 2006.
- [104] W. A. Harrison, E. A. Kraut, J. R. Waldrop, and R. W. Grant. Polar hetero-junction interfaces. *Physical Review B*, 18(8):4402, 1978.
- [105] B. C. Huang, Y. P. Chiu, P. C. Huang, W. C. Wang, V. T. Tra, J. C. Yang, Q. He, J. Y. Lin, C. S. Chang, and Y. H. Chu. Mapping band alignment across complex oxide heterointerfaces. *Physical Review Letters*, 109(24):1–5, 2012.
- [106] G. Singh-Bhalla, C. Bell, J. Ravichandran, W. Siemons, Y. Hikita, S. Salathuddin, A. F. Hebard, H. Y. Hwang, and R. Ramesh. Built-in and induced polarization across LaAlO₃/SrTiO₃ heterojunctions. *Nature Physics*, 7(1):80–86, 2011.
- [107] Y. Segal, J. H. Ngai, J. W. Reiner, F. J. Walker, and C. H. Ahn. X-ray photoemission studies of the metal-insulator transition in LaAlO₃/SrTiO₃ structures grown by molecular beam epitaxy. *Physical Review B*, 80(24):4–7, 2009.
- [108] G. Berner, A. Müller, F. Pfaff, J. Walde, C. Richter, J. Mannhart, S. Thiess, A. Gloskovskii, W. Drube, M. Sing, and R. Claessen. Band alignment in

- LaAlO₃/SrTiO₃ oxide heterostructures inferred from hard x-ray photoelectron spectroscopy. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 88(11):1–8, 2013.
- [109] E. Slooten, Zhicheng Zhong, H. J.A. Molegraaf, P. D. Eerkes, S. De Jong, F. Masee, E. Van Heumen, M. K. Kruize, S. Wenderich, J. E. Kleibeuker, M. Gorgoi, H. Hilgenkamp, A. Brinkman, M. Huijben, G. Rijnders, D. H.A. Blank, G. Koster, P. J. Kelly, and M. S. Golden. Hard x-ray photoemission and density functional theory study of the internal electric field in SrTiO₃/LaAlO₃ oxide heterostructures. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 87(8):1–11, 2013.
- [110] M. B. Shalom, A. Ron, A. Palevski, and Y. Dagan. Shubnikov-de Haas oscillations in SrTiO₃/LaAlO₃ interface. *Physical Review Letters*, 105(20):1–4, 2010.
- [111] 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, and Ariando. Origin of the Two-Dimensional Electron Gas at LaAlO₃/SrTiO₃ Interfaces: The Role of Oxygen Vacancies and Electronic Reconstruction. *Physical Review X*, 3(2):1–9, 2013.
- [112] Y. Chen, N. Pryds, J. E. Kleibeuker, G. Koster, J. Sun, E. Stamate, B. Shen, G. Rijnders, and S. Linderoth. Metallic and insulating interfaces of amorphous SrTiO₃-based oxide heterostructures. *Nano Letters*, 11(9):3774–3778, 2011.
- [113] G. Herranz, M. BasletiĆ, M. Bibes, C. CarrÉtero, E. Tafra, E. Jacquet, K. Bouz-ehouane, C. Deranlot, A. HamziĆ, J. M. Broto, A. BarthÉlémy, and A. Fert. High mobility in LaAlO₃/SrTiO₃ heterostructures: Origin, dimensionality, and perspectives. *Physical Review Letters*, 98(21):3–6, 2007.
- [114] W. Siemons, G. Koster, H. Yamamoto, W. A. Harrison, G. Lucovsky, T. H. Geballe, D. H.A. Blank, and M. R. Beasley. Origin of charge density at LaAlO₃ on SrTiO₃ heterointerfaces: Possibility of intrinsic doping. *Physical Review Letters*, 98(19):3–6, 2007.
- [115] A. Kalabukhov, R. Gunnarsson, J. BÖrjesson, E. Olsson, T. Claeson, and D. Winkler. Effect of oxygen vacancies in the SrTiO₃ substrate on the electrical properties of the LaAlO₃/SrTiO₃ interface. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 75(12):2–5, 2007.
- [116] Y. Li, S. N. Phattalung, S. Limpijumnong, J. Kim, and J. Yu. Formation of oxygen vacancies and charge carriers induced in the n-type interface of a LaAlO₃ overlayer on SrTiO₃ (001). *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 84(24):1–6, 2011.

- [117] N. C. Bristowe, P. B. Littlewood, and Emilio Artacho. Surface defects and conduction in polar oxide heterostructures. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 83(20):1–6, 2011.
- [118] V. Vonk, J. Huijben, D. Kukuruznyak, A. Stierle, H. Hilgenkamp, A. Brinkman, and S. Harkema. Polar-discontinuity-retaining A-site intermixing and vacancies at SrTiO₃/LaAlO₃ interfaces. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 85(4):1–5, 2012.
- [119] P. R. Willmott, S. A. Pauli, R. Herger, C. M. Schlepütz, D. Martocchia, B. D. Patterson, B. Delley, R. Clarke, D. Kumah, C. Cionca, and Y. Yacoby. Structural basis for the conducting interface between LaAlO₃ and SrTiO₃. *Physical Review Letters*, 99(15):1–4, 2007.
- [120] A. S. Kalabukhov, Yu A. Boikov, I. T. Serenkov, V. I. Sakharov, V. N. Popok, R. Gunnarsson, J. Börjesson, N. Ljustina, E. Olsson, D. Winkler, and T. Claeson. Cationic disorder and phase segregation in LaAlO₃/SrTiO₃ heterointerfaces evidenced by medium-energy ion spectroscopy. *Physical Review Letters*, 103(14):3–6, 2009.
- [121] H. Pfeifer. *Gerthsen Physik*. Zeitschrift für Physikalische Chemie, 1996.
- [122] R. Winkler, S. Papadakis, E. De Poortere, and M. Shayegan. *Spin-Orbit Coupling in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, volume 41. Springer, 2003.
- [123] S. Gariglio, A. D. Caviglia, J. M. Triscone, and M. Gabay. A spin-orbit playground: Surfaces and interfaces of transition metal oxides. *Reports on Progress in Physics*, 82(1), 2019.
- [124] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 17(33):6039–6045, 1984.
- [125] A. Manchon, H. C. Koo, J. Nitta, S. M. Frolov, and R. A. Duine. New perspectives for rashba spin-orbit coupling. *Nature materials*, 14(9):871–882, 2015.
- [126] W. Han, Y. C. Otani, and S. Maekawa. Quantum materials for spin and charge conversion. *npj Quantum Materials*, 3(1), 2018.
- [127] Y. Kim, R. M. Lutchyn, and C. Nayak. Origin and transport signatures of spin-orbit interactions in one- and two-dimensional SrTiO₃-based heterostructures. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 87(24):1–11, 2013.

-
- [128] Z. Zhong, A. Tóth, and K. Held. Theory of spin-orbit coupling at LaAlO₃/SrTiO₃ interfaces and SrTiO₃ surfaces. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 87(16):1–5, 2013.
- [129] K. Nomura, J. Sinova, T. Jungwirth, Q. Niu, and A. H. MacDonald. Nonvanishing spin Hall currents in disordered spin-orbit coupling systems. *Physical Review B*, 71(4):041304, 2005.
- [130] P. King, S. Walker, A. Tamai, A. De La Torre, T. Eknapakul, P. Buaphet, S. K. Mo, W. Meevasana, M. S. Bahramy, and F. Baumberger. Quasiparticle dynamics and spin-orbital texture of the SrTiO₃ two-dimensional electron gas. *Nature Communications*, 5:1–7, 2014.
- [131] G. Herranz, G. Singh, N. Bergeal, A. Jouan, J. Lesueur, J. and Gázquez, M. Varela, M. Scigaj, N. Dix, F. Sánchez, and J. Fontcuberta. Engineering two-dimensional superconductivity and Rashba spin-orbit coupling in LaAlO₃/SrTiO₃ quantum wells by selective orbital occupancy. *Nature Communications*, 6:1–8, 2015.
- [132] H. Liang, L. Cheng, L. Wei, Z. Luo, G. Yu, C. n Zeng, and Z. Zhang. Nonmonotonically tunable Rashba spin-orbit coupling by multiple-band filling control in SrTiO₃-based interfacial d-electron gases. *Physical Review B*, 92(7):075309, 2015.
- [133] M. D’Yakonov and V. Perel. Possibility of orienting electron spins with current. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 13:467, 1971.
- [134] S. Murakami and N. Nagaosa. Spin Hall Effect. *Comprehensive Semiconductor Science and Technology*, 1-6:222–278, 1999.
- [135] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *science*, 306(5703):1910–1913, 2004.
- [136] O. Mosendz, J. Pearson, F. Fradin, G. Bauer, S. Bader, and A. Hoffmann. Quantifying spin Hall angles from spin pumping: Experiments and theory. *Physical review letters*, 104(4):046601, 2010.
- [137] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth. Spin hall effects. *Reviews of modern physics*, 87(4):1213, 2015.
- [138] V. M. Edelstein. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems. *Solid State Communications*, 73(3):233–235, 1990.

- [139] A. Soumyanarayanan, N. Reyren, A. Fert, and C. Panagopoulos. Emergent phenomena induced by spin-orbit coupling at surfaces and interfaces. *Nature*, 539(7630):509–517, 2016.
- [140] J. C. Rojas Sánchez, L. Vila, G. Desfonds, S. Gambarelli, J. P. Attané, J. M. De Teresa, C. Magén, and A. Fert. Spin-to-charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials. *Nature Communications*, 4(1):1–7, 2013.
- [141] E. Lesne. *Non-Equilibrium Spin Accumulation Phenomena at the LaAlO₃/SrTiO₃ (001) Quasi-Two-Dimensional Electron System*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2015.
- [142] J. Varignon, L. Vila, A. Barthélémy, and M. Bibes. A new spin for oxide interfaces. *Nature Physics*, 14(4):322–325, 2018.
- [143] Y. Wang, R. Ramaswamy, M. Motapothula, K. Narayanapillai, D. Zhu, J. Yu, T. Venkatesan, and H. Yang. Room-Temperature Giant Charge-to-Spin Conversion at the SrTiO₃-LaAlO₃ Oxide Interface. *Nano Letters*, 17(12):7659–7664, 2017.
- [144] Q. Song, H. Zhang, T. Su, W. Yuan, Y. Chen, W. Xing, J. Shi, J. Sun, and W. Han. Observation of inverse Edelstein effect in Rashba-split 2DEG between SrTiO₃ and LaAlO₃ at room temperature. *Science Advances*, 3(3):1–7, 2017.
- [145] A. W. Cummings, R. Akis, and D. K. Ferry. Electron spin filter based on Rashba spin-orbit coupling. *Applied Physics Letters*, 89(17):2004–2007, 2006.
- [146] Dmitri B Strukov, Gregory S Snider, Duncan R Stewart, and R Stanley Williams. The missing memristor found. *Nature*, 453(7191):80–83, 2008.
- [147] L. O. Chua. Memristor—The Missing Circuit Element. *IEEE Transactions on Circuit Theory*, 18(5):507–519, 1971.
- [148] Leon O. Chua. How we predicted the memristor. *Nature Electronics*, 1(5):322, 2018.
- [149] Leon Chua. If it’s pinched it’s a memristor. *Semiconductor Science and Technology*, 29(10), 2014.
- [150] Z. Biolek, D. Biolek, and V. Biolkova. Computation of the area of memristor pinched hysteresis loop. *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs*, 59(9):607–611, 2012.
- [151] D. Biolek, Z. Biolek, and V. Biolková. Interpreting area of pinched memristor hysteresis loop. *Electronics Letters*, 50(2):74–75, 2014.

- [152] Andy Thomas. Memristor-based neural networks. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46(9):093001, 2013.
- [153] J. Zhu, T. Zhang, Y. Yang, and R. Huang. A comprehensive review on emerging artificial neuromorphic devices. *Applied Physics Reviews*, 7(1), 2020.
- [154] M. Suri, O. Bichler, D. Querlioz, B. Traoré, O. Cueto, L. Perniola, V. Sousa, D. Vuillaume, C. Gamrat, and B. DeSalvo. Physical aspects of low power synapses based on phase change memory devices. *Journal of Applied Physics*, 112(5):054904, 2012.
- [155] A. Chanthbouala, V. Garcia, R. O. Cherifi, K. Bouzehouane, S. Fusil, X. Moya, H. Xavier, S. and Yamada, C. Deranlot, and N. D. Mathur. A ferroelectric memristor. *Nature materials*, 11(10):860–864, 2012.
- [156] V. K. Sangwan and M. C. Hersam. Neuromorphic nanoelectronic materials. *Nature Nanotechnology*, 2020.
- [157] S. H. Kang, C. K. Kumar, Z. Lee, V. Radmilovic, and E. T. Kim. Effects of surface ligands on the charge memory characteristics of CdSe/ZnS nanocrystals in TiO₂ thin film. *Applied Physics Letters*, 95(18):2–5, 2009.
- [158] M. Di Ventra, Y. V. Pershin, and L. O. Chua. Circuit elements with memory: memristors, memcapacitors, and meminductors. *Proceedings of the IEEE*, 97(10):1717–1724, 2009.
- [159] Z. Yin, H. Tian, G. Chen, and L. O. Chua. What are memristor, memcapacitor, and meminductor? *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs*, 62(4):402–406, 2015.
- [160] Patrick Maier. *Memristanz und Memkapazität von Quantenpunkt-Speichertransistoren: Realisierung neuromorpher und arithmetischer Operationen*. PhD thesis, Universität Würzburg, 2018.
- [161] M. Kanoun, C. Busseret, A. Poncet, A. Souifi, T. Baron, and E. Gautier. Electronic properties of Ge nanocrystals for non volatile memory applications. *Solid-State Electronics*, 50(7-8):1310–1314, 2006.
- [162] H. Nieminen, V. Ermolov, K. Nybergh, S. Silanto, and T. Ryhänen. Micro-electromechanical capacitors for RF applications. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 12(2):177, 2002.
- [163] I. Salaoru, A. Khiat, Q. Li, R. Berdan, and T. Prodromakis. Pulse-induced resistive and capacitive switching in TiO₂ thin film devices. *Applied Physics Letters*, 103(23):233513, 2013.

- [164] S. X. Wu, H. Y. Peng, and T. Wu. Concurrent nonvolatile resistance and capacitance switching in LaAlO_3 . *Applied Physics Letters*, 98(9):96–99, 2011.
- [165] P. Yang, Y. J. Noh, Y. Jae Baek, H. Zheng, C. J. Kang, H. H. Lee, and T. S. Yoon. Memcapacitive characteristics in reactive-metal (Mo, Al)/ HfO_x /n-Si structures through migration of oxygen by applied voltage. *Applied Physics Letters*, 108(5), 2016.
- [166] W. Román Acevedo, C. A.M. Van Den Bosch, M. H. Aguirre, C. Acha, A. Cavallaro, C. Ferreyra, M. J. Sánchez, L. Patrone, A. Aguiñero, and D. Rubi. Large memcapacitance and memristance at $\text{Nb:SrTiO}_3/\text{La}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{O}_{3-\delta}$ topotactic redox interface. *Applied Physics Letters*, 116(6):0–5, 2020.
- [167] Y. V. Pershin, F. L. Traversa, and M. Di Ventra. Memcomputing with membrane memcapacitive systems. *Nanotechnology*, 26(22):225201, 2015.
- [168] S. M. Sze, Y. Li, and K. K. Ng. *Physics of semiconductor devices*. John Wiley & Sons, 2021.
- [169] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001) $\text{Fe}/(001)$ Cr magnetic superlattices. *Physical review letters*, 61(21):2472, 1988.
- [170] A. Hoffmann. Spin hall effects in metals. *IEEE transactions on magnetics*, 49(10):5172–5193, 2013.
- [171] A. W. Cummings, R. Akis, D. K. Ferry, J. Jacob, T. Matsuyama, U. Merkt, and G. Meier. Cascade of y-shaped spin filters in $\text{InGaAs}/\text{InAs}/\text{InGaAs}$ quantum wells. *Journal of Applied Physics*, 104(6):2006–2009, 2008.
- [172] A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, L. Prejbeanu, B. Diény, P. Pirro, and B. Hillebrands. Review on spintronics: Principles and device applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 509(January), 2020.
- [173] S. Datta and B. Das. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Applied Physics Letters*, 56(7):665–667, 1990.
- [174] S. Datta. How we proposed the spin transistor. *Nature Electronics*, 1(11):604, 2018.
- [175] S. Manipatruni, D. E. Nikonov, C. C. Lin, T. A. Gosavi, H. Liu, B. Prasad, Y. L. Huang, R. Bonturim, E. and Ramesh, and I. A. Young. Scalable energy-efficient magnetoelectric spin-orbit logic. *Nature*, 565(7737):35–42, 2019.

- [176] V. T. Pham, L. Vila, G. Zahnd, P. Noël, A. Marty, and J. P. Attané. Cross-shaped nanostructures for the study of spin to charge inter-conversion using spin-orbit coupling in non-magnetic materials. *Applied Physics Letters*, 114(22), 2019.
- [177] V. T. Pham, I. Groen, S. Manipatruni, W. Y. Choi, D. E. Nikonov, E. Sagasta, C. Ching Lin, T. A. Gosavi, A. Marty, L. E. Hueso, I. A. Young, and F. Casanova. Spin-orbit magnetic state readout in scaled ferromagnetic/heavy metal nanostructures. *Nature Electronics*, 3(6):309–315, 2020.
- [178] P. Jacquod, R. S. Whitney, J. Meair, and M. Büttiker. Onsager relations in coupled electric, thermoelectric, and spin transport: The tenfold way. *Physical Review B*, 86(15):155118, 2012.
- [179] P. P. Aurino, A. Kalabukhov, N. Tuzla, E. Olsson, A. Klein, P. Erhart, Y. A. Boikov, I. T. Serenkov, V. I. Sakharov, T. Claeson, and D. Winkler. Reversible metal-insulator transition of Ar-irradiated LaAlO₃/SrTiO₃ interfaces. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 92(15):3–11, 2015.
- [180] Pier Paolo A., A. Kalabukhov, N. Tuzla, E. Olsson, T. Claeson, and D. Winkler. Nano-patterning of the electron gas at the LaAlO₃/SrTiO₃ interface using low-energy ion beam irradiation. *Applied Physics Letters*, 102(20):201610, 2013.
- [181] H. Zhang, W. Han, W. Xing, Y. Chen, T. Su, J. Shi, J. Sun, W. Yuan, and Q. Song. Observation of inverse Edelstein effect in Rashba-split 2DEG between SrTiO₃ and LaAlO₃ at room temperature. *Science Advances*, 3(3):e1602312, 2017.
- [182] T. Hickmott. Low-frequency negative resistance in thin anodic oxide films. *Journal of Applied Physics*, 33(9):2669–2682, 1962.
- [183] W. Hiatt and T. Hickmott. Bistable switching in niobium oxide diodes. *Applied Physics Letters*, 6(6):106–108, 1965.
- [184] Y. Chen. ReRAM : History , Status , and Future. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 67(4):1420–1433, 2020.
- [185] R. Schmitt, J. Spring, R. Korobko, and J. Rupp. Design of oxygen vacancy configuration for memristive systems. *ACS nano*, 11(9):8881–8891, 2017.
- [186] T. Defferriere, D. Kalaev, J. L. M. Rupp, and H. L. Tuller. Impact of Oxygen Non-Stoichiometry on Near-Ambient Temperature Ionic Mobility in Polaronic Mixed-Ionic-Electronic Conducting Thin Films. *Advanced Functional Materials*, 31(14):2005640, 2021.

- [187] H. C. Koo, S. B. Kim, H. Kim, T. E. Park, J. W. Choi, K. W. Kim, G. Go, J. H. Oh, D. K. Lee, E. S. Park, I. S. Hong, and K. J. Lee. Rashba Effect in Functional Spintronic Devices. *Advanced Materials*, 32(51):1–19, 2020.
- [188] X. L. Jiang, Y. G. Zhao, X. Zhang, M. H. Zhu, H. Y. Zhang, D. S. Shang, and J. R. Sun. Trap state controlled bipolar resistive switching effect and electronic transport in LaAlO₃/Nb:SrTiO₃ heterostructures. *Applied Physics Letters*, 102(23):233501, 2013.
- [189] X. Gan, Y. Zhang, Y. Hui, S.n Liu, L. Wang, J. Zhang, Y. Hao, and H. H. Ma. Controlling Memristance and Negative Differential Resistance in Point-Contacted Metal–Oxides–Metal Heterojunctions: Role of Oxygen Vacancy Electromigration and Electron Hopping. *Advanced Intelligent Systems*, 4(6):2200020, 2022.
- [190] S. K. Kim, S. Kim, H. Lim, D. S. Jeong, B. Kwon, S. Baek, and J. Kim. Electric-field-induced shift in the threshold voltage in LaAlO₃/SrTiO₃ heterostructures. *Scientific reports*, 5(1):1–7, 2015.
- [191] D. C. Vaz, E. Lesne, A. Sander, H. Naganuma, E. Jacquet, J. Santamaria, A. Barthélémy, and M. Bibes. Tuning Up or Down the Critical Thickness in LaAlO₃/SrTiO₃ through In Situ Deposition of Metal Overlayers. *Advanced Materials*, 29(28):1–8, 2017.
- [192] R. Waser and M. Aono. Nanoionics-based resistive switching memories. *Nanoscience and Technology: A Collection of Reviews from Nature Journals*, pages 158–165, 2009.
- [193] Y. Taur and T. H. Ning. *Fundamentals of modern VLSI devices*. Cambridge university press, 2021.
- [194] A. E. M. Smink, M. J. De Jong, H. Hilgenkamp, W. G. Van Der Wiel, and J. Schmitz. Anomalous Scaling of Parasitic Capacitance in FETs with a High-K Channel Material. *IEEE International Conference on Microelectronic Test Structures*, 5:20–23, 2020.
- [195] J. P. Colinge and C. A. Colinge. *Physics of Semiconductor Devices*. Springer, New Delhi, 2007.
- [196] L. Worschech, D. Hartmann, S. Reitzenstein, and A. Forchel. Nonlinear properties of ballistic nanoelectronic devices. *Journal of Physics Condensed Matter*, 17(29), 2005.
- [197] A. Tebano, E. Fabbri, D. Pergolesi, G. Balestrino, and E. Traversa. Room-temperature giant persistent photoconductivity in SrTiO₃/LaAlO₃ heterostructures. *ACS Nano*, 6(2):1278–1283, 2012.

-
- [198] G. Z. Liu, R. Zhao, J. Qiu, Y. C. Jiang, and J. Gao. Negative photoconductivity under visible light illumination in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterostructures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 52(9):095302, 2019.
- [199] P. Pavan, R. Bez, P. Olivo, and E. Zanoni. Flash memory cells-an overview. *Proceedings of the IEEE*, 85(8):1248–1271, 1997.
- [200] S. Wang, C. He, J. Tang, X. Lu, C. Shen, H. Yu, L. Du, J. Li, R. Yang, D. Shi, and G. Zhang. New Floating Gate Memory with Excellent Retention Characteristics. *Advanced Electronic Materials*, 5(4):1–7, 2019.
- [201] D. D. Cuong, B. Lee, K. M. Choi, H. S. Ahn, S. Han, and J. Lee. Oxygen vacancy clustering and electron localization in oxygen-deficient SrTiO_3 : LDA+U study. *Physical Review Letters*, 98(11):1–4, 2007.
- [202] L. Yu and A. Zunger. A polarity-induced defect mechanism for conductivity and magnetism at polar-nonpolar oxide interfaces. *Nature Communications*, 5:1–9, 2014.
- [203] A. Amara and O. Rozeau. *Planar Double-Gate Transistor*. Springer, 2009.
- [204] M. Ziegler and H. Kohlstedt. Mimic synaptic behavior with a single floating gate transistor: A MemFlash synapse. *Journal of Applied Physics*, 114(19), 2013.
- [205] M. Ziegler, M. Oberländer, D. Schroeder, W. H. Krautschneider, and H. Kohlstedt. Memristive operation mode of floating gate transistors: A two-terminal MemFlash-cell. *Applied Physics Letters*, 101(26), 2012.
- [206] C. Riggert, M. Ziegler, D. Schroeder, W. H. Krautschneider, and H. Kohlstedt. MemFlash device: Floating gate transistors as memristive devices for neuromorphic computing. *Semiconductor Science and Technology*, 29(10), 2014.
- [207] I. Orak, M. Ürel, G. Bakan, and A. Dana. Memristive behavior in a junctionless flash memory cell. *Applied Physics Letters*, 106(23), 2015.
- [208] E. W. Lim and R. Ismail. Conduction mechanism of valence change resistive switching memory: A survey. *Electronics*, 4(3):586–613, 2015.
- [209] A. Müller, C. Sahim, M. Z. Minhas, B. Fuhrmann, M. E. Flatte, and G. Schmidt. Nanoscale Tunnel Field-Effect Transistor Based on a Complex-Oxide Lateral Heterostructure. *Physical Review Applied*, 064026:1–9, 2019.
- [210] D. F. Bogorin, C. W. Bark, H. W. Jang, C. Cen, C. M. Folkman, C. B. Eom, and J. Levy. Nanoscale rectification at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface. *Applied Physics Letters*, 97(1):3–6, 2010.

- [211] A. de Paiva, R. Silva, M. de Godoy, L. Vargas, M. Peres, D. Soares, and V. Lopez-Richard. Temperature, detriment or advantage for memory emergence: the case of ZnO. *The Journal of Chemical Physics*, 014704(July), 2022.
- [212] F. Masuoka, M. Asano, H. Iwahashi, T. Komuro, and S. Tanaka. A new flash E²PROM cell using triple polysilicon technology. In *1984 International Electron Devices Meeting*, pages 464–467. IEEE, 1984.
- [213] N. Kiyomi, T. Shigenari, and W. Masashi. Stress induced leakage current limiting to scale down EEPROM tunnel oxide thickness. *Technical Digest., International Electron Devices Meeting*, pages 424–427, 1988.
- [214] C. Papadas, G. Ghibaudo, G. Pananakakis, G Gounelle, P. Mortini, and C. Riva. Influence of tunnel oxide thickness variation on the programmed window of FLOTOX EEPROM cells. *Solid-state Electronics*, 35:1195–1196, 1992.
- [215] K. X. Jin, W. Lin, B. C. Luo, and T. Wu. Photoinduced modulation and relaxation characteristics in LaAlO₃/SrTiO₃ heterointerface. *Scientific Reports*, 5:1–6, 2015.
- [216] H. Lu, Z. Liao, L. Zhang, W. Yuan, and Y. Wang. Reversible insulator-metal transition of LaAlO₃/SrTiO₃ interface for nonvolatile memory. *Scientific reports*, 3:1–6, 2013.
- [217] V. K. Sangwan, H. S. Lee, H. Bergeron, I. Balla, M. E. Beck, K. S. Chen, and M. C. Hersam. Multi-terminal memtransistors from polycrystalline monolayer molybdenum disulfide. *Nature*, 554(7693):500–504, 2018.
- [218] J. G. Simmons. Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film. *Journal of applied physics*, 34(6):1793–1803, 1963.
- [219] Y. V. Pershin, L. K. Castelano, F. Hartmann, V. Lopez-Richard, and M. Di Ventra. A Memristive Pascaline. *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs*, 63(6):558–562, 2016.
- [220] P. Maier, F. Hartmann, M. Emmerling, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, and L. Worschech. Electro-Photo-Sensitive Memristor for Neuromorphic and Arithmetic Computing. *Physical Review Applied*, 5(5):1–9, 2016.
- [221] E. Gale. TiO₂-based memristors and ReRAM: Materials, mechanisms and models (a review). *Semiconductor Science and Technology*, 29(10), 2014.
- [222] Hongwei Tan, Gang Liu, Xiaojian Zhu, Huali Yang, Bin Chen, Xinxin Chen, Jie Shang, Wei D. Lu, Yihong Wu, and Run Wei Li. An optoelectronic resistive

- switching memory with integrated demodulating and arithmetic functions. *Advanced Materials*, 27(17):2797–2803, 2015.
- [223] P. Zheng, B. Sun, Y. Chen, H. Elshekh, T. Yu, S. Mao, S. Zhu, H. Wang, Y. Zhao, and Z. Yu. Photo-induced negative differential resistance in a resistive switching memory device based on BiFeO₃/ZnO heterojunctions. *Applied Materials Today*, 14:21–28, 2019.
- [224] S. Gao, G. Liu, H. Yang, C. Hu, Q. Chen, G. Gong, W. Xue, X. Yi, J. Shang, and R. Li. An oxide Schottky junction artificial optoelectronic synapse. *ACS nano*, 13(2):2634–2642, 2019.
- [225] P. Maier, F. Hartmann, M. Rebello Sousa Dias, M. Emmerling, C. Schneider, L. K. Castelano, M. Kamp, G. E. Marques, V. Lopez-Richard, L. Worschech, and S. Höfling. Light sensitive memristor with bi-directional and wavelength-dependent conductance control. *Applied Physics Letters*, 109(2), 2016.
- [226] D. Ielmini and H. Wong. In-memory computing with resistive switching devices. *Nature electronics*, 1(6):333–343, 2018.
- [227] T. Bliss and G. Collingridge. A synaptic model of memory: long-term potentiation in the hippocampus. *Nature*, 361(6407):31–39, 1993.
- [228] Robert C. M. and Roger A. Long-term potentiation—a decade of progress? *Science*, 285 5435:1870–4, 1999.
- [229] D. S. Jeong, K. M. Kim, S. Kim, B. J. Choi, and C. S. Hwang. Memristors for Energy-Efficient New Computing Paradigms. *Advanced Electronic Materials*, 2(9), 2016.
- [230] B. Linares-Barranco, T. Serrano-Gotarredona, L. A. Camuñas-Mesa, J. A. Perez-Carrasco, C. Zamarreno-Ramos, and T. Masquelier. On spike-timing-dependent-plasticity, memristive devices, and building a self-learning visual cortex. *Frontiers in neuroscience*, 5:26, 2011.
- [231] R. Jany, M. Breitschaft, G. Hammerl, A. Horsche, C. Richter, S. Paetel, J. Mannhart, N. Stucki, N. Reyren, S. Gariglio, P. Zubko, A. D. Caviglia, and J. M. Triscone. Diodes with breakdown voltages enhanced by the metal-insulator transition of LaAlO₃ - SrTiO₃ interfaces. *Applied Physics Letters*, 96(18):8–11, 2010.
- [232] S. Wu, G. Wu, J. Qing, X. Zhou, D. Bao, G. Yang, and S. Li. Electrically induced colossal capacitance enhancement in LaAlO₃/SrTiO₃ heterostructures. *NPG Asia Materials*, 5(10):e65–e65, 2013.

- [233] L Li, C. Richter, S. Paetel, T. Kopp, J. Mannhart, and R.C. Ashoori. Very Large Capacitance Enhancement in a Two-Dimensional Electron System. *Journal of the Physical Society of Japan*, 80(Supplement B):SB006, 2011.
- [234] A. D. Mahabir, A. V. Balatsky, and J. T. Haraldsen. Understanding the onset of negative electronic compressibility in single-band and two-band two-dimensional electron gases: Application to $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$. *Physical Review B*, 103(12):125141, 2021.
- [235] A. S. Grove, B. E. Deal, E. H. Snow, and C. T. Sah. Investigation of thermally oxidised silicon surfaces using metal-oxide-semiconductor structures. *Solid State Electronics*, 8(2):145–163, 1965.
- [236] R. K. Goodall, R. J. Higgins, and 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):6597–6608, 1985.
- [237] J. Koomen. Interface studies of the MOS-structure by transfer-admittance measurements. *Solid State Electronics*, 17(4):321–328, 1974.
- [238] M. Grundmann. *Graduate Texts in Physics The Physics of Semiconductors*. Springer, 2016.
- [239] F. P. Heiman and G. Warfield. The Effects of Oxide Traps on the MOS Capacitance. *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-12(4):167–178, 1965.
- [240] S. O. Valenzuela and M. Tinkham. Direct electronic measurement of the spin Hall effect. *Nature*, 442(7099):176–179, 2006.
- [241] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa. Room-temperature reversible spin Hall effect. *Physical review letters*, 98(15):156601, 2007.
- [242] E. Sagasta, Y. Omori, M. Isasa, Y. Otani, L. E. Hueso, and F. Casanova. Spin diffusion length of Permalloy using spin absorption in lateral spin valves. *Applied Physics Letters*, 111(8), 2017.
- [243] V. Sih, R. C. Myers, Y. K. Kato, W. H. Lau, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom. Spatial imaging of the spin hall effect and current-induced polarization in two-dimensional electron gases. *Nature physics*, 1(1):31–35, 2005.
- [244] P. Noël, F. Trier, L. M. Vicente Arche, J. Bréhin, D. C. Vaz, V. Garcia, S. Fusil, A. Barthélémy, L. Vila, M. Bibes, and J. P. Attané. Non-volatile electric control of spin-charge conversion in a SrTiO_3 Rashba system. *Nature*, 580(7804):483–486, 2020.

-
- [245] L. Liu, C. Chen, and J. Z. Sun. Spin hall effect tunnelling spectroscopy. *Nature Physics*, 10(8):561–566, 2014.
- [246] T. Kimura, T. Sato, and Y. Otani. Temperature evolution of spin relaxation in a NiFe/Cu lateral spin valve. *Physical review letters*, 100(6):066602, 2008.
- [247] L. Martini, M. Pancaldi, M. Madami, P. Vavassori, G. Gubbiotti, S. Tacchi, F. Hartmann, M. Emmerling, S. Höfling, L. Worschech, et al. Experimental and theoretical analysis of Landauer erasure in nano-magnetic switches of different sizes. *Nano Energy*, 19:108–116, 2016.
- [248] V. T. Pham, L. Vila, G. Zahnd, A. Marty, W. Saverio-Torres, M. Jamet, and J. P. Attané. Ferromagnetic/Nonmagnetic Nanostructures for the Electrical Measurement of the Spin Hall Effect. *Nano Letters*, 16(11):6755–6760, 2016.
- [249] E. Sagasta, Y. Omori, M. Isasa, M. Gradhand, L. E. Hueso, Y. Niimi, Y. Otani, and F. Casanova. Tuning the spin Hall effect of Pt from the moderately dirty to the superclean regime. *Physical Review B*, 94(6):1–6, 2016.
- [250] M. Nguyen, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Spin torque study of the spin hall conductivity and spin diffusion length in platinum thin films with varying resistivity. *Physical review letters*, 116(12):126601, 2016.
- [251] G. Zahnd, L. Vila, V. T. Pham, M. Cosset-Cheneau, W. Lim, A. Brenac, P. Laczkowski, A. Marty, and J. P. Attané. Spin diffusion length and polarization of ferromagnetic metals measured by the spin-absorption technique in lateral spin valves. *Physical Review B*, 98(17):174414, 2018.
- [252] M. Morota, Y. Niimi, K. Ohnishi, D. H. Wei, T. Tanaka, H. Kontani, T. Kimura, and Y. Otani. Indication of intrinsic spin hall effect in 4 d and 5 d transition metals. *Physical Review B*, 83(17):174405, 2011.
- [253] X. Wang, W. M. Lü, A. Annadi, Z. Q. Liu, K. Gopinadhan, S. Dhar, and T. Venkatesan. Magnetoresistance of two-dimensional and three-dimensional electron gas in LaAlO₃/SrTiO₃ heterostructures : Influence of magnetic ordering , interface scattering , and dimensionality. *Physical Review B*, 075312:3–6, 2011.
- [254] T. Ngo, J. W. Chang, K. Lee, S. Han, J. S. Lee, Y. H. Kim, M. H. Jung, Y. J. Doh, M. S. Choi, J. Song, and J. Kim. Polarity-tunable magnetic tunnel junctions based on ferromagnetism at oxide heterointerfaces. *Nature Communications*, 6:1–6, 2015.
- [255] A. G. Swartz, S. Harashima, Y. Xie, D. Lu, B. Kim, C. Bell, Y. Hikita, and H. Y. Hwang. Spin-dependent transport across Co/LaAlO₃/SrTiO₃ heterojunctions. *Applied Physics Letters*, 105(3):032406, 2014.

- [256] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. Van Wees. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. *Physical Review B*, 62(8):R4790, 2000.
- [257] G. Koster, B. L. Kropman, G. Rijnders, D. Blank, and H. Rogalla. Quasi-ideal strontium titanate crystal surfaces through formation of strontium hydroxide. *Applied Physics Letters*, 73(20):2920–2922, 1998.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und mit stets zur Seite standen.

- Herrn Prof. Dr. Sven Höfling für die Aufnahme an den Lehrstuhl für Technische Physik, sodass sich die Möglichkeit ergab diese Doktorarbeit anzufertigen. Zusätzlich bedanke ich mich für die Bereitstellung der notwendigen experimentellen Einrichtungen, die Betreuung und Unterstützung bei dieser Arbeit.
- Dr. Fabian Hartmann für seine immense Unterstützung, Geduld und die anregenden wissenschaftlichen Diskussionen während dieser Promotion.
- Meinen Kollegen Andreas Bader, Manuel Meyer und Sebastian Krüger für die schöne Stimmung im Büro, die entspannten Kaffeepausen und für die kreative White-Board-Time.
- Der technischen Assistentin Silke Kuhn für ihren beharrlichen Einsatz bei der Prozessierung meiner Proben.
- Dem Kollegen Prof. Dr. Victor Lopez-Richard für das unentwegte Ausarbeiten der Theorie.
- Berengar Leikert für das Wachstum der hervorragenden Proben.
- Den Kollegen Dr. Judith Gabel, Prof. Dr. Michael Sing und Prof. Dr. Ralph Claessen vom Lehrstuhl für Experimentelle Physik IV für die Unterstützung mit vielen Proben und der anregenden Diskussionen.
- Den Mitarbeitern und Kollegen des Lehrstuhls für Technische Physik.
- Ein besonderer Dank geht auch an meine Freunde Robin Boshuis, Lucas Klein, Christoph Fleckenstein und Raphael Crespo Vidal.
- Meiner Freundin Katrin Mader für die schönen gemeinsamen Momente und die selbstlose Hilfe.
- Meinen Eltern Albert und Yelena Miller sowie meinem Bruder Kevin Miller, die mir immer zur Seite standen und mich unterstützen.

Veröffentlichungen des Autors

- **K. Miller**, F. Hartmann, B. Leikert, S. Kuhn, J. Gabel, M. Sing, R. Claessen, & S. Höfling. Room temperature memristive switching in nano-patterned LaAlO₃/SrTiO₃ wires with laterally defined gates. *Applied Physics Letters* **118**, 153502 (2021).