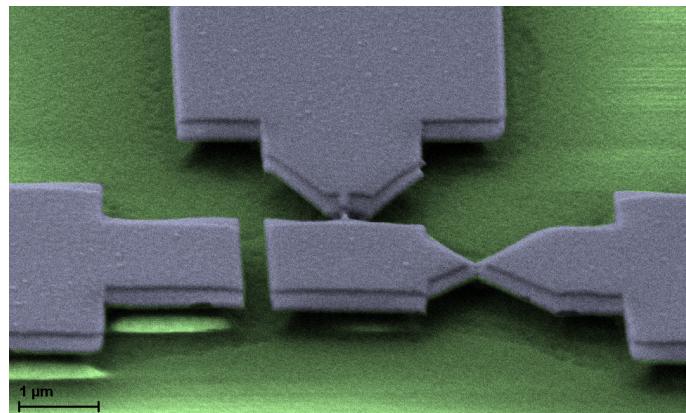
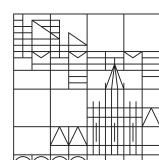


# Herstellung und Charakterisierung von supraleitenden Einzelelektronentransistoren



Masterarbeit  
von  
Susanne Sprenger  
vorgelegt an der

Universität  
Konstanz



Fachbereich Physik

Konstanz, Juni 2016

Gutachter:  
Prof. Dr. E. Scheer  
Prof. Dr. W. Belzig

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1 Elektrischer Transport . . . . .	4
2.1.1 Mesoskopischer Transport . . . . .	4
2.1.2 Andreev-Reflektion . . . . .	5
2.2 Der Einzelektronentransistor . . . . .	7
2.2.1 Strom-Spannungs Kennlinien . . . . .	9
2.2.2 Supraleitende Einzelektronentransistoren . . . . .	10
<b>3 Probenherstellung</b>	<b>13</b>
3.1 Herstellungsprozess . . . . .	14
3.2 Oxidation von Aluminium . . . . .	16
3.3 Herstellung des Tunnelkontakte . . . . .	17
<b>4 Setup</b>	<b>21</b>
<b>5 Charakterisierung eines supraleitenden Einzelektronentransistors</b>	<b>23</b>
5.1 Datenaufnahme und -verarbeitung . . . . .	23
5.2 Widerstandsbestimmung . . . . .	24
5.3 Datenanalyse . . . . .	26
5.4 Vollständig geöffnetes Regime . . . . .	28
5.5 Punktkontakt Regime . . . . .	30
5.6 Vollständig geschlossenes Regime . . . . .	34
<b>6 Zusammenfassung</b>	<b>36</b>
<b>Literatur</b>	<b>37</b>
<b>Appendix</b>	<b>40</b>

# 1 Einleitung

Bereits seit vielen Jahren sind Einzelelektroneneffekte in Nanostrukturen wie die Coulomb-Blockade von großem Interesse. Die Coulomb-Blockade unterdrückt aufgrund der diskreten Natur der Ladungen den Transport durch eine geeignete Nanostruktur.

1985 schlugen Avarin und Likahrev den auf der Coulomb-Blockade basierenden Einzelelektronentransistor (*SET Single Electron Transistor*) vor [AL86]. Dieser besteht aus einer kleiner metallischen Insel die schwach an zwei Zuleitungen gekoppelt ist. Um den Transistor zu „schalten“ wird eine weitere kapazitiv gekoppelte Steuerelektrode genutzt. Die Idee ist dabei, dass das Hinzufügen eines Elektrons auf die Insel aufgrund der Coulomb-Abstoßung der Elektronen Energie benötigt. Die Energie muss entweder thermisch oder durch eine Transportspannung aufgebracht werden. Diese Ladungsenergie ist durch die Kapazität der Insel vorgegeben. Die andere Möglichkeit die Coulomb-Blockade aufzuheben ist, das elektrostatische Potential der Insel durch die Steuerelektrode zu verschieben.

Um den Transport durch einen SET zu beschreiben, bedient man sich der sogenannten „orthodoxen Theorie“ [DG92]. Diese gilt im Fall schwacher Ankopplung. Wird die Ankopplung stärker oder müssen quantenmechanische Eigenschaften der Ankopplung berücksichtigt werden, gehen die Vorhersagen über den Transport stark auseinander ([GG00], [KSS97], [MG98]). Insbesondere Ankopplungen durch nur wenige Transportkanäle sind interessant. Wenn nicht nur der Widerstand sondern auch die quantenmechanische Kohärenz der Ankopplung eine Rolle spielt, ist zu erwarten, dass Kontakte mit vielen Kanälen kleiner Transmission ein anderes Verhalten zeigen, als solche mit nur wenigen Kanälen von hoher Transmission.

Derartige Untersuchungen sind insbesondere in Metallen interessant, die Supraleitung zeigen. Im Supraleitenden ist Transport mehrerer Ladungen durch Cooperpaare und Multiple Andreev-Reflektion (MAR) möglich. Außerdem bietet die Supraleitung die Möglichkeit die Transmission der Transportkanäle zu bestimmen, sofern nur einige wenige Kanäle am Transport beteiligt sind [Sch+97a].

Für einen supraleitenden SET (SSET) ergeben sich damit neue Fragestellungen. Da die Coulomb-Blockade den Transport von mehreren Ladungen unterdrückt ist ein starker Einfluss auf die MAR zu erwarten. Theoretische Simulationen für Kontakte mit nur einem Transportkanal zeigen, dass die Stärke der Coulomb-Blockade quadratisch von der Ordnung der MAR abhängt [LYCMR05]. Dies ist ein Hinweis auf einen gleichzeitigen Transport von mehreren Ladungen.

Somit lässt sich mit einem SSET insbesondere messen, ob größere Ladungspakete als Cooperpaare existieren und ob die durch die MAR transportierten Ladungspakete durch eine Wechselwirkung „zusammen gehalten“ werden. Messungen des Schrottrauschens legen nahe, dass bei MAR tatsächlich Ladungspakete von mehreren Elektronen transpor-

tiert werden [Cro+01].

Ein wesentliches Problem bei der experimentellen Beobachtung von MAR liegt darin, dass SSETs in der Regel durch Metalloxidkontakte an die Elektroden angekoppelt sind. Diese Oxidkontakte haben in der Regel viele Kanäle kleiner Transmission, bei denen MAR unterdrückt sind. Erst bei Transmissionen im mittleren Bereich werden diese gut messbar [CMRY96]. Dies bestätigen auch bisherige Experimente, in denen in SSETs aus Oxidkontakten kohärente Tunnelprozesse mit der Beteiligung von drei Elektronen gemessen wurden ([Had+98], [FPT98]). Allerdings tunneln diese nicht als ein einziges Paket auf die Insel, sondern nur als Zwei-Elektronen-Paket, während ein anderes Elektron die Insel verlässt. Somit steht weiterhin die Frage nach größeren Ladungspaketen im Raum, ebenso wie die Frage nach kohärentem Transport über die Insel.

Ein SSET mit einem *in situ* veränderbaren Kontakt ist ein optimales System um diese Fragestellungen systematisch zu untersuchen. Insbesondere ein mechanisch kontrollierbarer Bruchkontakt (*MCBJ Mechanicaly Controllable Break Junction*) bietet die Möglichkeit die Anzahl und die Transmission der Kanäle eines Tunnelkontakte zu verändern.

In dieser Arbeit wird die Herstellung eines solchen veränderbaren SSETs und eine erste Charakterisierung vorgestellt. Dazu werden in den Grundlagen zunächst die notwendigen theoretischen Konzepte dargelegt. Die Herstellung der SSETs und die Untersuchung des festen Oxidkontakte werden in Abschnitt 3 erläutert. Um die SSETs auch im Supraleitenden zu charakterisieren wurden elektrische Messungen in einem Mischungskryostaten durchgeführt. Der genaue Aufbau ist in Abschnitt 4 erklärt. Im darauffolgenden Abschnitt wird die Charakterisierung einer untersuchten Probe und der Vergleich dieser Messung mit einer Erweiterung der orthodoxen Theorie auf den supraleitenden Fall vorgestellt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Elektrischer Transport

In der Annahme, dass der Leser mit den Konzepten des elektrischen Transports und der Supraleitung vertraut ist, werden hier nur der mesoskopische Transport und die Andreev-Reflektion als supraleitendes Transportphänomen vorgestellt.

#### 2.1.1 Mesoskopischer Transport

In einem mesoskopischen Leiter folgt der Zusammenhang zwischen Strom und Spannung nicht mehr dem Ohm'schen Gesetz. In diesem Abschnitt werden die für diese Arbeit wesentlichen Eigenschaften kurz erläutert. Ausführlichere Erläuterungen sind in [Sch10a] und [Sch+97b] zu finden, deren Argumentation hier gefolgt wird.

Für mesoskopischen Transport geht man von einem Leiter aus, dessen Länge  $L$  und Breite  $W$  kleiner sind als die Phasenkohärenzlänge  $l_\phi$ ,  $L, W < l_\phi$ . Dieser ist an zwei Zuleitungen gekoppelt, die als Elektronenreservoir dienen. In diesen Reservoiren gibt es eine endliche Anzahl an Zuständen, wohingegen im mesoskopischen Leiter nur wenige Moden verfügbar sind. Man geht nun davon aus, dass Elektronen an der Grenzfläche Reservoir/Leiter nicht reflektiert sondern nur transmittiert, an der Grenzfläche Leiter/Reservoir jedoch reflektiert und transmittiert werden können.

Verwendet man nun die Annahme von LANDAUER, dass unter Vernachlässigung inelastischer Streuprozesse ein Transportproblem in ein Streuproblem überführt werden kann, lässt sich der Leitwert eines mesoskopischen Leiters durch die LANDAUER-Formel

$$G = G_0 \cdot \sum_{i=1}^N \tau_i \quad (1)$$

ausdrücken.  $N$  ist hierbei die Anzahl an Transportkanälen, die den Moden entsprechen und  $\tau$  die Transmission des entsprechenden Kanals.  $G_0 = \frac{2e^2}{h}$  bezeichnet das Leitwertquantum.

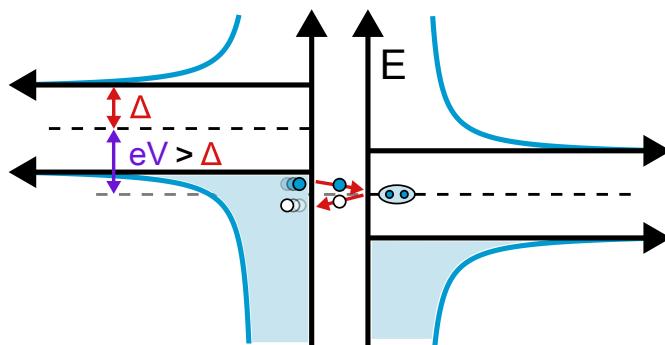
Ein mechanisch kontrollierbarer Bruchkontakt (MCBJ, *Mechanical Controllable Break Junction*) stellt einen nicht-adiabatischen Quantenpunktkontakte dar. In einem solchen Kontakt gibt es ein zentrales Cluster von Atomen. Diese Atome sind fast ausschließlich Oberflächenatome, sodass nicht alle möglichen metallischen Bindungen ausgebildet werden können. Durch Verkleinern des Cluster kann somit die Anzahl der zur Leitung beitragenden Kanäle reduziert werden, was in dieser Arbeit genutzt wird.

### 2.1.2 Andreev-Reflektion

In einem Supraleiter-Isolator-Supraleiter-Kontakt sind unter der Voraussetzung einer hinreichend schmalen Tunnelbarriere verschiedene Beiträge zum Strom möglich. Der bekannteste Beitrag ist der Suprastrom, der eine Konsequenz der supraleitenden Phase ist. Außerdem können bei über den Kontakt abfallenden Spannungen mit  $eV \geq 2\Delta$  Einzelektronen von einem besetzten in einen unbesetzten Zustand tunneln, da das supraleitende Gap  $\Delta$  überwunden werden kann.

Transport bei Spannungen  $0 < eV < 2\Delta$  erfolgt durch sogenannte ANDREEV-Reflektionen. Die hier vorgestellte Darstellung folgt im Wesentlichen der Argumentation in [BK13]. Im Folgenden wird zwischen Elektronen und Löchern unterschieden um dem Leser eine möglichst anschauliche Erklärung zu präsentieren. In der Regel unterscheidet man im Supraleitenden nicht zwischen Elektronen und Löchern, sondern bezeichnet beide als Quasiteilchen. Diese Nomenklatur wird nach diesem Abschnitt übernommen.

Der Transport bei kleineren Spannungen ( $eV < 2\Delta$ ) benötigt Vielteilchen-Prozesse. Für Spannungen von  $\Delta \leq eV \leq 2\Delta$  ist zumindest ein Zweiteilchen-Prozess notwendig. Anschaulich betrachtet kann man sich diese Andreev-Reflektion als das Tunneln eines Elektrons über den Isolator bei gleichzeitiger Reflektion eines Lochs an der Supraleiter-Isolator-Grenzfläche vorstellen.

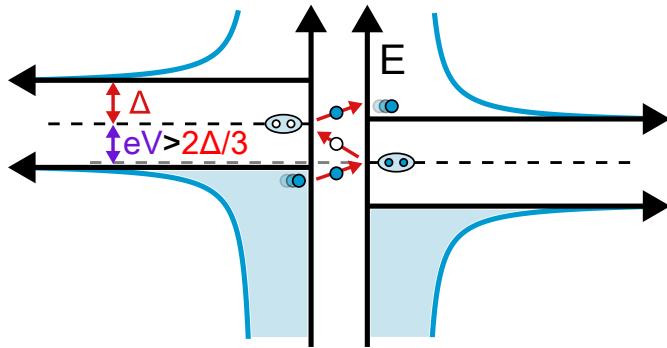


**Abbildung 1:** Schematische Darstellung einer Andreev-Reflektion erster Ordnung. Über den Kontakt fällt eine Spannung  $\Delta \leq eV < 2\Delta$  ab. Das von links einfallende Elektron (blau) kann nur dann ein Cooperpaar im rechten Supraleiter bilden, wenn ein passendes Loch (weiß) reflektiert wird. Insgesamt werden somit 2 Ladungen über die Tunnelbarriere transportiert.

Abb. 1 zeigt eine schematische Skizze dieses Prozesses. Das von links kommende Elektron tunnelt durch den Josephson-Kontakt. Allerdings stehen dem Elektron im rechten Supraleiter keine freien Einzelektronenzustände zur Verfügung. Die einzige Möglichkeit ist die Bildung eines Cooperpaares mit einem Elektron von entgegengesetztem Impuls und Spin. Dieses Elektron muss allerdings erst aus einem besetzten Einzelektronenzustand erzeugt werden, wodurch ein Loch entsteht, das in den linken Supraleiter reflektiert wird. Das Loch kann dort einen freien Lochzustand besetzen. Somit wird effektiv eine Ladung

von  $2e$  über die Barriere transportiert.

Ist die anliegende Spannung noch kleiner ( $2\Delta/3 \leq eV \leq \Delta$ ), so ist mindestens ein Dreiteilchen-Prozess notwendig. Eine intuitive Vorstellung dieses Prozesses entwickelt [KBT82] durch Energiebetrachtungen: Ein von links einfallendes Elektron gewinnt beim Tunnelprozess die Energie  $eV$ . Wie beim Zweiteilchenprozess erfordert des Elektron die Reflektion eines Loches, das durch das umgekehrte Vorzeichen ebenfalls die Energie  $eV$  im Tunnelprozess gewinnt. Diesem Loch stehen aber keine freien Zustände zur Verfügung (siehe Abb. 2). Es kann aber durch Rekombination ein Cooperpaar „zerstören“. Das überzählige Elektron tunnelt ebenfalls über die Barriere, wobei es ebenfalls die Energie  $eV$  gewinnt. Insgesamt steht somit genug Energie zur Verfügung, um einen freien Einzelelektronenzustand zu besetzen.



**Abbildung 2:** Schematische Darstellung einer Andreev-Reflektion zweiter Ordnung. Über den Kontakt fällt eine Spannung  $2\Delta/3 \leq eV < \Delta$  ab. Das von links einfallende Elektron (blau) kann nur dann ein Cooperpaar im rechten Supraleiter bilden, wenn ein passendes Loch (weiß) reflektiert wird. Dieses Loch zerstört ein Cooperpaar, wodurch ein weiteres Elektron tunneln kann. Dieses kann ins Leitungsband übergehen. Insgesamt werden somit 3 Ladungen über die Tunnelbarriere transportiert.

Die Iteration dieser Reflektionsprozesse führt zu Multiplen Andreev Reflektionen (MAR) höherer Ordnung. Bei einer MAR  $n$ -ter Ordnung werden  $(n+1)$  Ladungen über die Barriere transportiert. Die Schwellwertspannung ist durch  $eV = \frac{2\Delta}{n+1}$  gegeben.

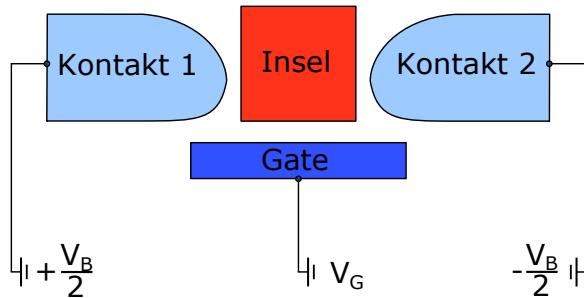
Trotz der größeren Anzahl an übertragenen Ladungen ist der Strombeitrag der MAR höherer Ordnung aufgrund der kleineren Wahrscheinlichkeit geringer. Für einen einzelnen Leitungskanal ist die Wahrscheinlichkeit ein Elektron zu transmittieren durch  $\tau$  gegeben. Für MARs multiplizieren sich diese Transmittivitäten, sodass die Gesamtwahrscheinlichkeit  $P$  für den Prozess  $n$ -ter Ordnung proportional zur entsprechenden Potenz der Transmittivität ist,  $P \propto \tau^n$ .

Um MARs als Transportmechanismus zu bevorzugen ist es also von Vorteil, wenn der Stromtransport möglichst durch einen einzelnen Kanal mittlerer bis hoher Transmittivität stattfindet. Besonders gut sind MARs beobachtbar, wenn die Transmittivität im mittleren Bereich liegt [CMRY96]. Die Möglichkeit, die Anzahl der Leitwertkanäle zu

verändern, macht MCBJs zu einem idealen System um MARs experimentell zu untersuchen.

## 2.2 Der Einzelelektronentransistor

Ein Einzelelektronentransistor (SET, *Single Electron Transistor*) besteht aus einer metallischen Insel, die durch Tunnelwiderstände an zwei Zuleitungen gekoppelt ist. Die beiden Kontakte werden durch ihre Widerstände ( $R_i$ ) und Kapazitäten ( $C_i$ ) bestimmt. Über diese kann eine Transportspannung angelegt werden. Zusätzlich gibt es eine kapazitiv an die Insel gekoppelte Gate-Elektrode (siehe auch Abb. 3).



**Abbildung 3:** Ein Einzelelektronentransistor (SET) besteht aus einer Insel die durch Tunnelkontakte an zwei Zuleitungen gekoppelt ist. Über diese beiden Kontakte kann eine Transportspannung  $V_B$  angelegt werden. Die zusätzliche Gate-Elektrode erlaubt das direkte Verschieben der Coulomb-Blockade der Insel.

Liegen keine Spannungen am System an, so finden Tunnelevents auf die Insel statt bis sich diese im Gleichgewicht mit den Zuleitungen befindet. Zusätzlich kann durch die Gate-Elektrode das chemische Potential der Insel  $\mu$  geändert werden, was wie eine kontinuierliche Ladung  $Q$  wirkt. Das Tunneln eines einzelnen Elektrons auf die Insel, die sich im Gleichgewichtszustand befindet, erhöht deren elektrostatische Energie um

$$E_C = \frac{e^2}{C_\Sigma} \quad (2)$$

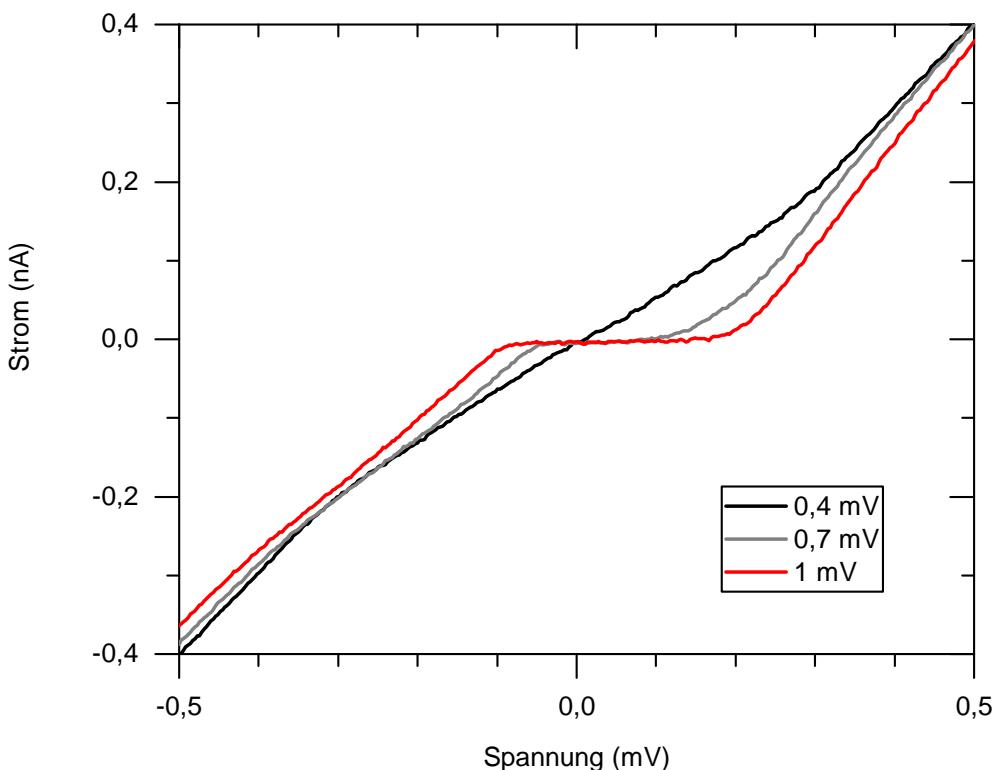
mit der Ladung eines Elektrons  $e$  und der Gesamtkapazität der Insel  $C_\Sigma$  bezüglich des umgebenden Schaltkreises. Tunnelt ein Elektron auf die Insel, so verhindert diese zusätzliche Ladung durch Coulomb-Abstoßung das Tunneln eines weiteren Elektrons. Somit kann kein Strom durch den SET fließen. Diesen Effekt bezeichnet man als *Coulomb-Blockade*. Um die Coulomb-Blockade zu überwinden muss eine entsprechend große Transportspannung angelegt werden.

Um einzelne Tunnelevents zu beobachten muss die Ladungsenergie der Insel  $E_C$  im Vergleich zur thermischen Energie der Elektronen  $E_{th} = k_B T$  groß sein.

Daraus ergibt sich einerseits die Notwendigkeit kleiner Kapazitäten (im Bereich von einigen fF [DG92]) und andererseits die der Messungen bei tiefen Temperaturen. Eine weitere Bedingung stellt sich dadurch, dass das Elektron auf der Insel lokalisiert sein muss, was zu Tunnelwiderständen  $R_i$  größer als der KLITZING-Widerstand  $R_K$

$$R_K = \frac{h}{e^2} \approx 25.8 k\Omega \quad (3)$$

führt (siehe auch [Sch10a]).



**Abbildung 4:** Einfluss der Gate-Elektrode auf die Strom-Spannungskennlinie eines SETs. Dargestellt sind die Kennlinien für Gate-Spannungen von 0,4 mV, 0,7 mV und 1 mV. Der Spannungsbereich in dem kein Strom fließt ist durch die Gate-Spannung veränderbar.

Die hier dargestellte Messung wird ausführlich in Abschnitt 5.4 diskutiert.

An dieser Stelle sollen noch einmal die Mechanismen der Ladungsänderung der Insel unterschieden werden. Zum einen kann das Tunnellen eines Elektrons die Ladung der Insel um ein ganzzahliges Vielfaches der Elektronenladung ändern. Diese Änderung erfolgt in diskreten Schritten. Die Gate-induzierte Ladung  $Q$  ist allerdings kontinuierlich und nicht auf Vielfache der Elektronenladung festgelegt. Die effektive Ladung der Insel setzt sich aus beiden zusammen. Das Gate bietet also die Möglichkeit die Breite der Coulomb-

Blockade zu variieren, wie in Abb. 4 zu sehen ist.

Eine weitere Unterscheidung muss bezüglich der *Additionsenergie* und der *Ladungsenergie* getroffen werden: Die Additionsenergie ist die Energie, die benötigt wird um ein einzelnes zusätzliches Elektron auf die Insel zu setzen. Sie liegt bei  $E_{add} = \frac{e^2}{2C}$ . Das elektrostatische Potential der Insel ändert sich aber um die Ladungsenergie, was dem Doppelten der Additionsenergie entspricht.

### 2.2.1 Strom-Spannungs Kennlinien

Um einen Einzelelektronentransistor zu charakterisieren gibt es zwei mögliche Messmethoden: Man kann eine konstante Transportspannung anlegen und dann die Gate-induzierte Ladung  $Q$  ändern. Die andere Möglichkeit ist das Gate konstant zu halten, während die Spannung über den Transistor variiert wird. In dieser Arbeit wurden Strom-Spannungs-Kennlinien (IV-Kennlinien) bei konstanter Gate-Spannung gemessen.

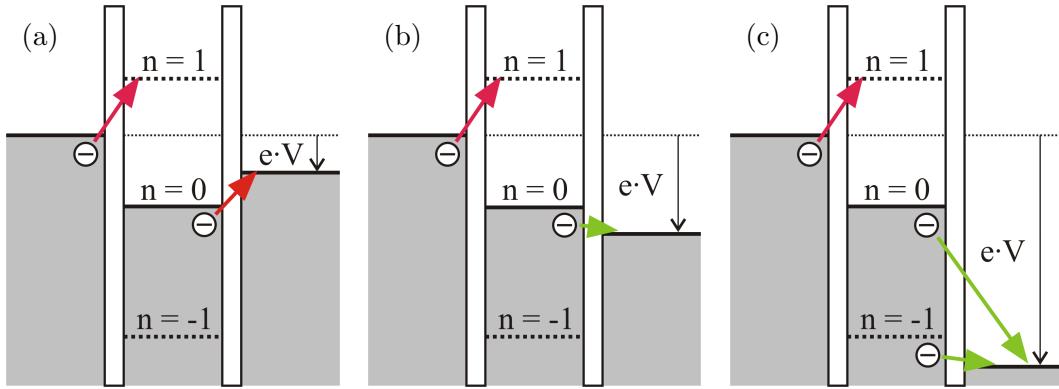
Der Strom durch einen SET ergibt sich durch den Transport einzelner Elektronen. Der gemessene Strom besteht aus der Summe der Strombeiträge aller Transportzyklen. Deshalb reicht es für den Stromtransport aus die Zyklen einzelner Elektronen zu betrachten. Um einen Strom von linker zu rechter Elektrode zu messen, muss ein Elektron von der linken Elektrode auf die Insel tunneln. Dies blockiert das Tunneln eines weiteren Elektrons auf die Insel. Verlässt das Elektron die Insel zur rechten Elektrode hin, kehrt diese in ihren Anfangszustand zurück und ein Strombeitrag wird gemessen. Nun kann der stromtragende Zyklus von vorne beginnen.

Abb. 5 zeigt die Energieniveaus von Zuleitungen und Insel für unterschiedliche Transportspannungen. Ist die Transportspannung groß genug, nehmen mehrere Niveaus der Insel am Stromtransport teil.

Die Auftragung der IV-Kennlinien über der entsprechenden Gate-Spannung in einem Kontur-Diagramm zeigt die charakteristische Diamantstruktur. Innerhalb eines Diamanten befindet sich das Regime in einem Blockade-Zustand. Ab der Kante eines Diamanten kann ein weiteres Niveau für den Transport genutzt werden.

Die Steigungen der Diamantkanten werden von den Kapazitäten des SETs bestimmt [DG92]. Die Asymmetrie der Diamanten ist dabei durch die Differenz der Kapazitäten der beiden Tunnelkontakte  $C_1 - C_2$  gegeben. Der Abstand der Schnittpunkte der Diamanten entlang der Gate-Achse ist durch die Gate-Kapazität  $C_G$  bestimmt, die Breite des Diamanten auf der Transportspannungsachse durch die Gesamtkapazität  $C_\Sigma$ .

Die Berechnung aller Einzelkapazitäten ist nur bei vernachlässigbaren parasitären Ka-



**Abbildung 5:** Energieniveaus eines SETs bei angelegter Transportspannung  $V$ .  $n$  ist die Anzahl der zusätzlichen Elektronen auf der Insel. Bei kleinen Spannungen (a) kann die Coulomb-Blockade nicht überwunden werden, sodass kein Strom fließt. Wird die Spannung groß genug (b) steht ein Energieniveau der Insel für den Transport zur Verfügung. Sehr große Spannungen (c) ermöglichen die Teilnahme mehrerer Niveaus. Entnommen aus [Bri14].

pazitäten, insbesondere gegenüber Masse, möglich. Es können aber in jedem Fall die Ladungsenergie und die Gate-Kapazität bestimmt werden.

### 2.2.2 Supraleitende Einzelelektronentransistoren

In dieser Arbeit werden Messungen an einem vollständig supraleitenden Einzelelektronentransistor (SSET *Superconducting Single Electron Transistor*) durchgeführt. Vollständig supraleitend bedeutet in diesem Fall, dass sowohl die Insel, als auch die Zuleitungen supraleitend sind. Die vorgestellte Beschreibung beschränkt sich bisher auf normalleitende SETs. Der folgende Abschnitt stellt die Erweiterung der orthodoxen Theorie auf den supraleitenden Fall dar und fasst den aktuellen Stand der Forschung kurz zusammen. Ausführlichere Erläuterungen sind beispielsweise in [Poh99], [FPT98] und [Had+98] zu finden.

Die wesentlichen Energieskalen für einen SSET sind das supraleitende Gap  $\Delta$ , die Ladungsenergie der Insel  $E_C$  und Josephson-Energie  $E_J = \hbar\Delta/8e^2R_i$  mit dem normalleitenden Widerstand  $R_i$  des  $i$ -ten Tunnelkontakte. In dieser Arbeit werden nur Strukturen untersucht deren Additionsenergie kleiner als supraleitende Gap  $\Delta$  ist, sodass der Suprastrom durch den SSET einer  $2e$ -Periodizität bezüglich des Gates folgt [Tin04]. In keiner unserer Messungen konnte ein Suprastrom beobachtet werden, sodass dieser Effekt nicht weiter ausgeführt wird. Weiterhin geht die folgende Beschreibung davon aus, dass die Additionsenergie größer als die Josephson-Energie ist, sodass die Anzahl der Elektronen auf der Insel wohldefiniert ist. Somit ist eine Beschreibung durch die orthodoxe Theorie möglich.

Im Supraleitenden gibt es drei wesentliche Beiträge zum Ladungstransport über einen Tunnelkontakt: Quasiteilchen-Tunneln, Cooperpaar-Tunneln und Andreev-Reflektion (siehe auch Abschnitt 2.1.2). Aus diesen lassen sich die stromtragenden Zyklen durch einen SSET kombinieren.

Für reines Quasiteilchen-Tunneln über beide Kontakte, sogenanntes inelastisches Cotunneln, muss genug Energie aufgebracht werden um an beiden Kontakten das supraleitende Gap zu überwinden und um die Coulomb-Blockade zu überwinden. Die Schwellenenergie für diesen Prozess liegt dementsprechend zwischen  $4\Delta$  und  $4\Delta + E_C$ .

Bei genügend kleinen Temperaturen können Beiträge zum Strom bei Energien unterhalb von  $4\Delta$  durch thermisch angeregte Quasiteilchen vernachlässigt werden. Die stromtragenden Zyklen in diesen Energieräumen müssen dann dementsprechend Cooperpaar-Tunneln und/oder Andreev-Reflektionen beinhalten.

[FPT98] beschreibt die beobachteten Tunnelzyklen durch Kombinationen von Quasiteilchen-(e), Cooperpaar- (J) und Andreev (A)-Transport. Aus diesen Prozessen lassen sich drei Möglichkeiten für das Tunneln über einen der beiden Kontakte kombinieren, bei dem die Ladung der Insel nur um eine Elementarladung geändert wird.

Das offensichtlichste ist das Tunneln eines einzelnen Quasiteilchens. Eine weitere Möglichkeit ist das Tunneln eines Cooperpaares auf die Insel, wobei gleichzeitig ein Quasiteilchen über den anderen Kontakt von der Insel heruntertunnelt. Dieser Prozess wird mit J-e bezeichnet. Auf die gleiche Weise lässt sich der A-e Prozess aus einer Andreev-Reflektion und einem Quasiteilchen-Tunneln kombinieren.

Reines Cooperpaar-Tunnel und Andreev-Reflektion ändern die Ladung der Insel um zwei Elementarladungen.

Die stromtragenden Zyklen in einem SSET können aus diesen fünf Prozessen zusammengesetzt werden. Ein Zyklus ist beendet, wenn die Insel wieder ihre Ursprungsladung  $n$  hat. Für jeden Tunnelprozess ergeben sich dabei, abhängig davon ob Cooperpaare beteiligt sind, entweder genau definierte Energien bei denen er stattfindet oder Schwellwertenergien. Tunnelzyklen in denen Cooperpaare involviert sind, sind aufgrund der scharfen Zustandsdichte immer peakförmig, wohingegen reine Andreev- und Quasiteilchen-Zyklen schwellwertartig sind.

Besonders prägnant ist in SSETs der sogenannte JQP-Zyklus. Er besteht aus einem J-e Prozess, der von einem weiteren Quasiteilchen-Tunneln vervollständigt wird. Für diesen wird eine Energie von  $eV \geq \Delta + E_C/2$  benötigt. Analog dazu besteht ein AQP-Zyklus aus einem A-e Prozess kombiniert mit einem Quasiteilchen-Tunneln und findet ab  $eV \geq 3\Delta + E_C/2$  statt. Weitere Kombinationsmöglichkeiten und die dazugehörigen Energien sind in Tabelle 1 aufgeführt.

An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, dass die beschriebenen Zyklen zwar teilweise gleichzeitigen Transport (z. B. J-e, A-e) beinhalten, dieses Modell allerdings

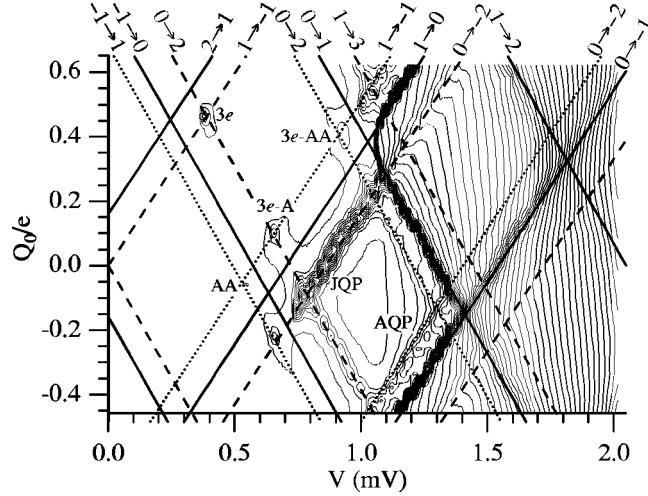
keinen streng kohärenten sondern nur einen sequentiellen, koinzidenten Transport zur Beschreibung nutzt.

Name	Zusammensetzung	Auftreten
$n \leftrightarrow n \pm 1$		
e-e	e, e	T: $4\Delta \leq eV \leq 4\Delta + E_C$
JQP	J-e, e	P: $2\Delta + \frac{E_C}{2} \leq eV$
3e	J-e, J-e	P: $eV = E_C$
AQP	A-e, e	T: $3\Delta + \frac{E_C}{2} \leq eV$
3e-A	J-e, A-e	P: $\Delta + E_C \leq eV$
3e-AA	A-e, A-e	T: $2\Delta + E_C \leq eV$
$n \leftrightarrow n \pm 2$		
Suprastrom	J, J	P: $eV \approx 0$
JA	J, A	P: $\Delta \leq eV$
AA	A, A	T: $2\Delta \leq eV$

**Tabelle 1:** Stromtragende Zyklen in einem SSET nach [FPT98]. Quasiteilchen-Tunneln wird durch  $e$  bezeichnet, Cooperpaar-Tunneln durch  $J$  und Andreev-Reflektion durch  $A$ . Zusätzlich sind die Schwellenspannungen (T) für Quasiteilchen-Tunneln und Andreev-Reflektionen angegeben. Stromtransport durch Cooperpaar-Tunneln ist aufgrund der Resonanz der scharfen Zustandsdichte der Cooperpaare immer peakförmig (P). Es wird zwischen Zyklen, die die Ladung der Insel um ein Elektron ändern ( $n \leftrightarrow n \pm 1$ ), und denen die die Inselladung um zwei ändern ( $n \leftrightarrow n \pm 2$ ) unterschieden.

Die beschriebenen Zyklen bilden teilweise eine eigenen Diamantstruktur, die zur Struktur des Quasiteilchen-Onsets verschoben ist.

In Abb. 6 sind die IV-Kennlinien eines SSET in Abhängigkeit von der Gate-Spannung (im Folgenden IV-Gate-Map genannt) aufgetragen. Die zusätzlichen Strukturen sind gut zu erkennen, sowie einzelne Tunnelzyklen, die einen einzelnen Punkt in der Bias-Gate-Ebene darstellen. Alle Zyklen können durch das vorgestellte Modell beschrieben werden.



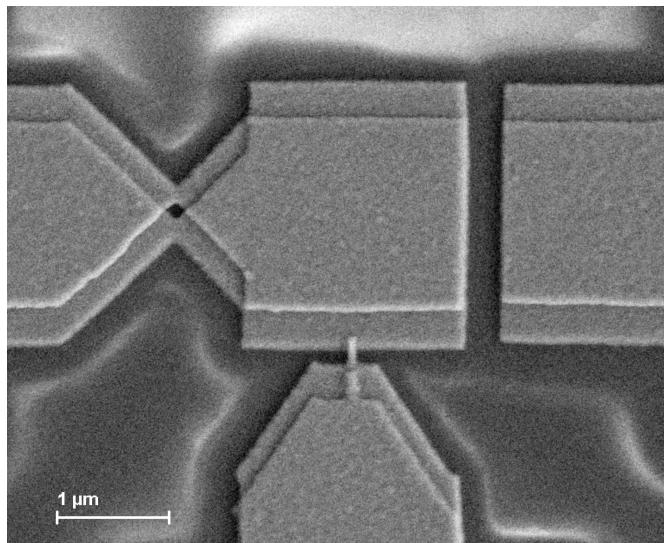
**Abbildung 6:** IV-Gate-Map eines supraleitenden SETs. Auf der x-Achse ist die Transportspannung aufgetragen, die y-Achse stellt die Gate-induzierte Ladung dar. Zusätzlich zum QT-Onset bei  $4\Delta = 1,04$  meV sind weitere Diamanten im supraleitenden Gap erkennbar. Diese resultieren aus kombinierten Tunnelereignissen von Cooperpaaren, Andreev-Reflektionen und Quasiteilchen. Die eingezeichneten Linien werden in Abschnitt 5.3 erläutert. Die Beschriftung der einzelnen Zyklen ist in Tabelle 1 aufgeführt. Entnommen aus [FPT98].

### 3 Probenherstellung

In diesem Projekt werden supraleitende Al-AlOx-Al SETs mit einem festen Oxid- und einem variablen Tunnelkontakt untersucht. Eine vollständig prozessierte Probe ist in Abb. 7 zu sehen.

Der SET besteht aus einer  $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$  großen Insel (mittig), die von den beiden Tunnelkontakte (links und unten) umgeben ist. Der variable Kontakt besteht aus einer MCBJ und ist links im Bild zu sehen. Der zweite Tunnelkontakt besteht aus einem ca. 90 nm breiten „Finger“, der durch eine Oxidschicht elektrisch von der Insel getrennt ist (unten). Die Gate-Elektrode ist rechts im Bild zu sehen. Proben mit diesem Layout werden im Folgenden SET-Proben genannt.

Ein wesentlicher Bestandteil dieser Masterarbeit war die Herstellung dieser Proben, insbesondere die Untersuchung und Herstellung des Oxidkontakte. Dazu wurden zusätzlich zu den eigentlichen SET-Proben Teststrukturen hergestellt, die keinen SET bilden sondern lediglich aus mehreren einzeln kontaktierbaren Oxidkontakte bestehen. In diesem Abschnitt wird kurz die allgemeine Probenherstellung und die Entwicklung des Oxidationsschritts im Besonderen beschrieben. Eine genauere Beschreibung der Herstellungsprozesses mit Angabe aller Parameter bis zum Lithographieschritt findet sich in [Sch10b].



**Abbildung 7:** Eine vollständig prozessierte SET-Struktur. Mittig ist die Insel zu sehen, die durch die MCBJ (links) und den Oxidfinger (unten) an die Zuleitungen angekoppelt ist. Die zusätzliche Gate-Elektrode (rechts) erlaubt das Verschieben der Gleichgewichtsladung der Insel. Die Doppelbrücke ist das Resultat der Schattenbedämpfung.

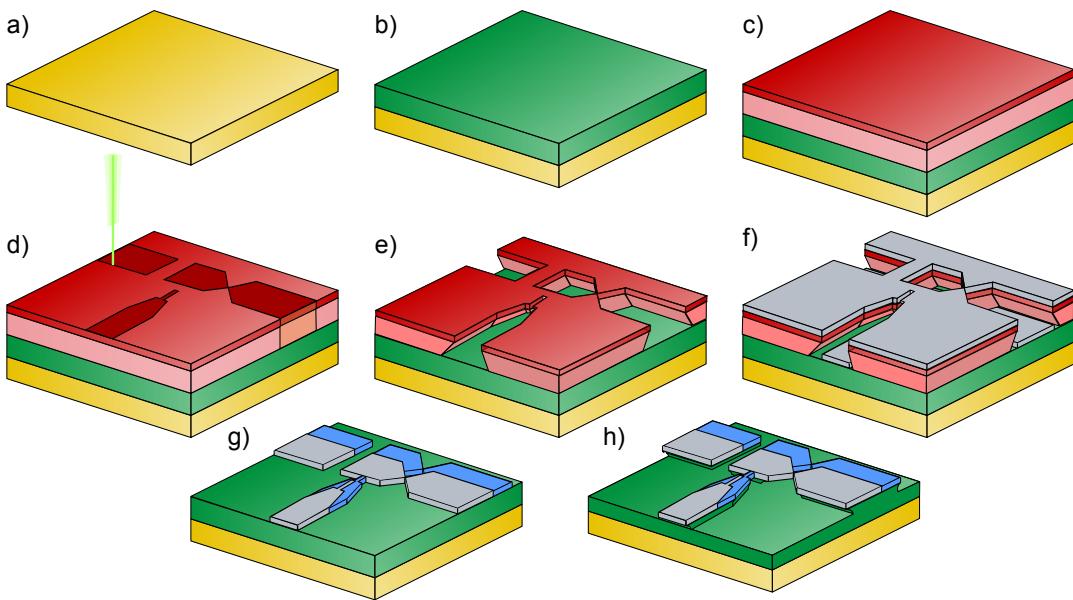
### 3.1 Herstellungsprozess

Als Grundsubstrat wird ein  $300\text{ }\mu\text{m}$  dicker Bronzewafer von  $60\text{ mm}$  Durchmesser verwendet. Diese „Federbronze“ hat den Vorteil, dass sie auch bei tiefen Temperaturen Rückstellkräfte hat, was ein Schließen der MCBJ nach dem vorherigen Öffnen ermöglicht.

Dieser Wafer wird zunächst mit einer Poliermaschine und Poliermittel geglättet (Abb. 8 a)). Nach der Reinigung wird dieser kurz auf einer Heizplatte bei  $100^\circ\text{ C}$  erwärmt, um eventuell anhaftendes Wasser zu verdampfen. Anschließend wird eine Opferschicht aus Polyamid aufgeschleudert, die zugleich die Oberfläche glättet. Das Ausbacken dieser Schicht bei  $400^\circ\text{ C}$  in einem Vakuumofen für 30 Minuten verwandelt das Polyamid in Polyimid (Abb. 8 b)).

Die Opferschicht muss zur Nanostrukturierung von einem elektronensensitiven Lack bedeckt werden. Dazu wird der bisher prozessierte Wafer bei  $100^\circ\text{ C}$  auf einer Heizplatte getrocknet und eine Schicht aus MMA-MAA aufgebracht. Nach einem 5-minütigen Ausbacken bei  $100^\circ\text{ C}$  wird eine dünne Schicht PMMA aufgeschleudert (Abb. 8 c)). Abschließend wird das Substrat mit den Lackschichten 30min bei  $170^\circ\text{ C}$  ausgebacken.

Die soweit vorbereiteten Wafer werden nun in  $18\text{ mm} \times 3\text{ mm}$  bzw.  $22\text{ mm} \times 3\text{ mm}$  große Stücke geschnitten. Diese Proben werden durch Elektronenstrahlolithographie bei einer Beschleunigungsspannung von  $10\text{ keV}$  belichtet (Abb. 8 d)). Dabei absorbiert das PMMA nur einen Teil der Elektronen. Ein großer Teil der Elektronen durchdringt die Lackschich-



**Abbildung 8:** Die einzelnen Schritte der Probenherstellung. Genaue Erläuterungen sind dem Text zu entnehmen.

ten und wird am Substrat gestreut. Die gestreuten Elektronen belichten die MMA-MAA Schicht, sodass in dieser keine klar umrissene, sondern eher eine verwaschene Struktur belichtet wird, die als Unterschnitt verwendet wird. Das PMMA bildet die klar strukturierte Maske. Nach der Belichtung wird die Probe in einer MIBK:Isopropanol-Lösung für 25 s entwickelt. Um Lackreste herauszuwaschen und den Unterschnitt zu erzeugen wird die Probe für zusätzliche 5 Minuten in hochreinem Isopropanol weiterentwickelt. Der Unterschnitt (Abb. 8 e)) ist wesentlich für die Schattenbedämpfung.

Nach der Nanostrukturierung der Proben folgt die Schattenbedämpfung. Diese hat den Vorteil, dass nur eine Maske und damit auch nur ein Lithographieschritt notwendig ist. Das ermöglicht die vollständige Prozessierung der Proben im Vakuum. Insbesondere für Aluminium ist das wesentlich, da Aluminium an Raumluft augenblicklich oxidiert, wobei sich häufig Hydroxid bildet.

Für die Schattenbedämpfung wird die Probe um einen Winkel zur Verdampfungsquelle gekippt. Dadurch entsteht eine lateral verschobene Struktur. Diese wird oxidiert, bevor die zweite Schicht unter einem veränderten Winkel aufgedampft wird. Das ist ein Standardverfahren zur Herstellung von Aluminiumoxid-Tunnelkontakte. Die Winkel der Schattenbedämpfung werden so gewählt, dass zunächst die Insel aufgedampft und oxidiert wird und anschließend der Finger auf die Insel aufgebracht wird.

Für die erste Metallschicht wird die Probe um  $-10^\circ$  im Bezug zur Verdampfungsquelle gekippt und ca. 45 nm Aluminium aufgedampft (siehe Abb. 8 f)). Für die Oxidation wird die Probe aus der Prozesskammer der Aufdampfanlage in die Schleusenkammer zurücktransferiert, wobei das Vakuum nicht gebrochen wird. Um den Oxidationsdruck

möglichst gut einstellen zu können, wird das Ventil zu Turbopumpe geschlossen und durch ein Nadelventil Oxidationsgas bis zum gewünschten Druck in die Kammer geleitet. Nach ungefähr zwei Stunden ist die Oxidation in jedem Fall beendet, sodass die Schleusenkammer wieder evakuiert werden kann. Die Probe wird erneut ohne Bruch des Vakuums in die Prozesskammer überführt und um 20° zur Quelle verkippt. Im zweiten Bedampfungsschritt wird eine ca. 60 nm dicke Aluminiumschicht aufgedampft.

Um den Metallfilm auf dem unbelichteten Lack zu entfernen wird ein Lift-Off in Aceton durchgeführt (siehe Abb. 8 g)). Alle Proben, deren MCBJ gebrochen werden soll, müssen nun noch unterätzt werden um eine freistehende Brücke herzustellen. Dazu werden die Proben in einem O<sub>2</sub>-SF<sub>6</sub>-Plasma geätzt, was die Dicke der Opferschicht zu reduziert und die Metallstruktur zu untergräbt. Der Aluminiumfilm selbst wird dabei nicht angegriffen.

## 3.2 Oxidation von Aluminium

Wesentliches Ziel der Arbeit war die Optimierung der Herstellung eines Oxid-Tunnelkontakte. Dieser darf keine Kurzschlüsse durch das Oxid haben, sollte aber nach Möglichkeit auch keine zu hohen Widerstände aufweisen, da sonst der Widerstand der MCBJ nicht hinreichend genau bestimmbar ist. Außerdem bereiten zu hohe Widerstände Probleme bei der Messung bei tiefen Temperaturen. Es wäre zudem optimal wenn eine Gesetzmäßigkeit zwischen Widerstand und Oxidationsparameter gefunden wird.

Um Oxidwachstum zu beschreiben wird in der Regel das CABRERA-MOTT-Potential [CM49] verwendet. Dabei geht man davon aus, dass Elektronen aus dem Fermi niveau des Metalls den entstehenden Oxidfilm überqueren.

An der Oxid-Gas Grenzfläche können sich dadurch verschiedene Sauerstoff-Anionen (O<sub>2</sub><sup>2-</sup>, O<sub>2</sub><sup>-</sup>, O<sup>2-</sup>, O<sup>-</sup>) bilden. Diese Anionen bilden mit dem im Metall verbleibenden positiven Untergrund ein elektrisches Potential, das sog. CABRERA-MOTT-Potential V<sub>M</sub>. Dieses Potential verringert die Barriere, die das Oxid für Ionen bildet, sodass eine weitere Migration der Ionen möglich ist. Je dicker das Oxid wird, desto kleiner wird der Einfluss des MOTT-Potentials, sodass der Oxidationsprozess ab einer gewissen Dicke zum Erliegen kommt.

Jeurgens et al. [Jeu+02] haben das Wachstum von thermisch gewachsenem Aluminiumoxid untersucht. Sie stellen fest, dass die Wachstumsraten zu Beginn sehr hoch sind, dann aber nach einer kurzen, durch das MOTT-Potential getriebenen Wachstumsphase gegen Null gehen. Die maximale Dicke des Oxids steigt dabei mit der Temperatur, ist allerdings auf ca. 13 Å limitiert [Cai+11b]. Bei Temperaturen unterhalb von 573 K wächst ein Aluminium-armes, amorphes Oxid.

Neuere Untersuchungen von Cai et al. [Cai+11b], [Cai+11a] betreffen die Druckabhängigkeit beim Oxidationsprozess. Sie stellen fest, dass die Dicke der Oxidschicht vom Oxi-

dationsdruck abhängt. Bei Drücken unterhalb von 1 Torr sinkt die Oxiddicke mit dem Oxidationsdruck. Bei 1 Torr wird die maximale Dicke von  $12,4\text{ \AA}$  erreicht. Um das Oxid bis zur Sättigungsdicke wachsen zu lassen werden Oxidationszeiten von etwa 100 Minuten benötigt.

Simulationen von Baran et al. [BGH14] ergaben, dass die limitierte Dicke der Aluminiumoxide im Wesentlichen durch die Sauerstoffbedeckung auf der Oxid-Gas Grenzfläche begrenzt wird. Ab einer gewissen Dicke wird die Adsorptionsenergie von Sauerstoff zu klein, sodass die Sauerstoffbedeckung verschwindet. Dies führt zum Zusammenbruch des MOTT-Potentials und beendet dadurch den Oxidationsprozess.

Diese Ergebnisse können für die Herstellung des Oxidkontakte verwendete werden. In der Schleusenkammer, in der die Oxidation stattfindet, kann die Temperatur nicht geregelt werden, sodass die Oxiddicken nur durch den eingestellten Druck modifiziert werden können.

Alle bisher vorgestellten Arbeiten wurden entweder an atomar glatten Aluminiumoberflächen oder an Einkristallen durchgeführt. Durch das Aufdampfen steht uns nur ein amorpher Aluminumfilm zur Verfügung, sodass Abweichungen von den vorgestellten Ergebnissen bezüglich des Oxidationsschritts erwartet werden.

Zusätzlich zeigen die Arbeiten von Limbach [Lim98] und Briechle [Bri04], dass eine Oxidation mit reinem Sauerstoff eher zu Kurzschlüssen neigt. Offensichtlich ist reiner Sauerstoff zu aggressiv und greift bei der Oxidation die Oberfläche zu stark an, sodass verstärkt Unebenheiten entstehen. Deshalb wird für unsere Probenherstellung ein Argon-Sauerstoff Gemisch im Verhältnis 9:1 verwendet.

Limbach [Lim98] stellt außerdem fest, dass Oxidationen rauer Aluminiumoberflächen eher Kurzschlüsse aufweisen. Nachdem es aber in dieser Arbeit gelungen ist passende Oxidkontakte herzustellen, wurde die Oberflächenrauigkeit des ersten Aluminumfilms und dessen Auswirkungen auf die Oxidbildung nicht genau untersucht.

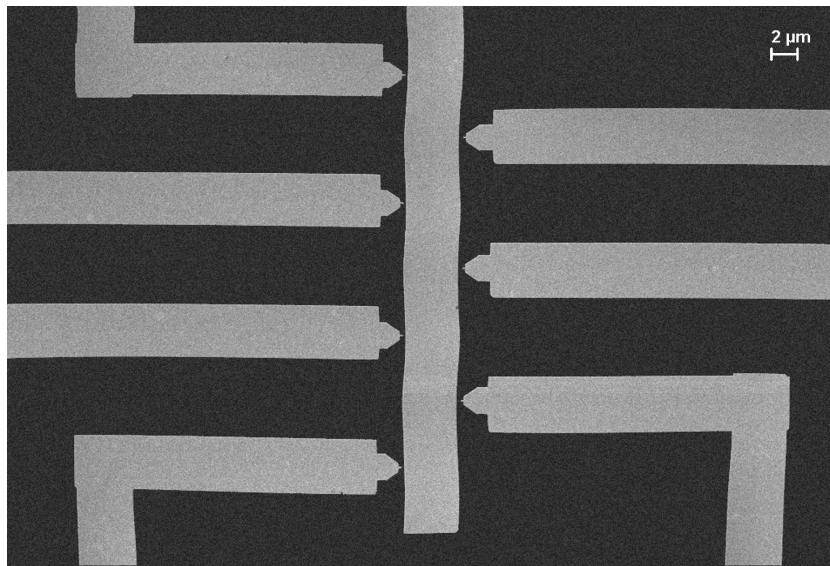
Erste Untersuchungen werden derzeit im Rahmen einer Bachelorarbeit von Teo Conzelmann durchgeführt.

### 3.3 Herstellung des Tunnelkontakte

Um die Oxidation genauer zu untersuchen, wurde eine Teststruktur mit mehreren Tunnelkontakten entworfen, die in Abb. 9 dargestellt ist. Zum Einen können damit Beiträge zum Widerstand durch die MCBJ ausgeschlossen werden können.

Zum Anderen können somit mehrere Kontakte, die in einem einzelnen Prozess hergestellt wurden verglichen werden. Mit dieser Struktur kann auch der Einfluss der Schichtungsreihenfolge von Finger und Insel untersucht werden.

Insgesamt wurden elf Teststrukturen hergestellt, die bei Drücken zwischen 0,048 mbar und 9,23 mbar oxidiert wurden. Da die Argon-Sauerstoff Mischung verwendet wurde,



**Abbildung 9:** Teststruktur zur Untersuchung des Oxidkontakte. Diese Probe wurde mit einem 40 nm dicken Goldfilm bedampft um einen guten Kontrast im Elektronenmikroskop zu erhalten.

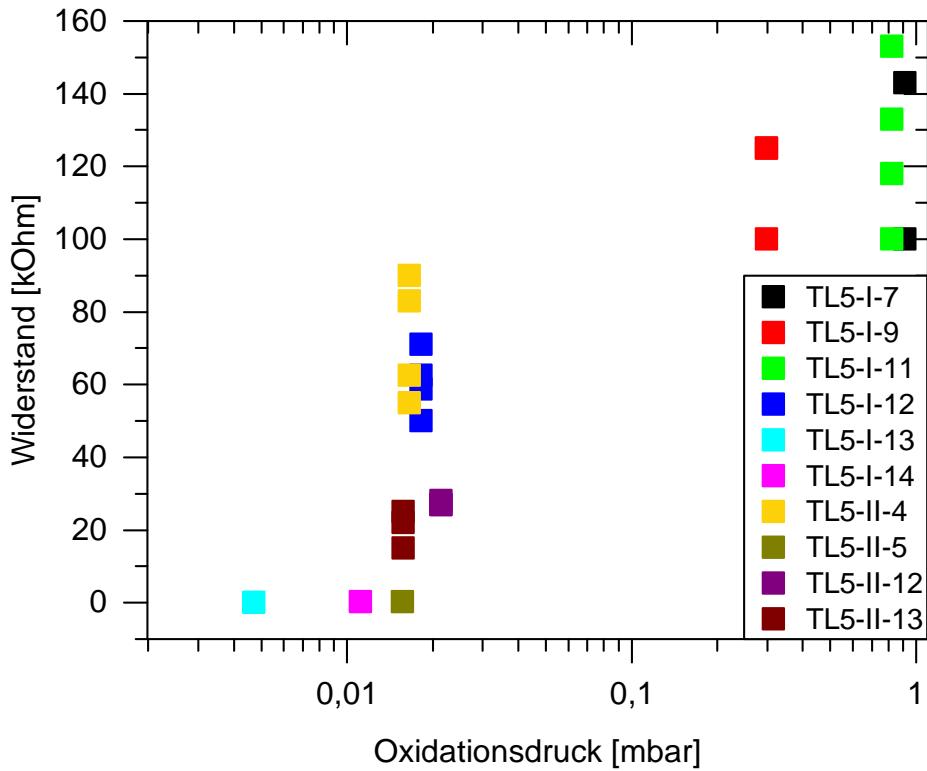
Bei der Schattenbedämpfung werden die Finger zur linken auf die oxidierte mittlere Zuleitung aufgedampft, bei den Fingern zur rechten wird die Zuleitung über die oxidierten Finger gelegt. Der Widerstand eines jeden Fingers kann über ein eigenes Kontaktpad (hier nicht abgebildet) gemessen werden.

liegt der Partialdruck von Sauerstoff jeweils bei 10 % des Gesamtdrucks. Im Folgenden wird der Sauerstoffdruck als Oxidationsdruck bezeichnet.

Abb. 10 zeigt die gemessenen Widerstände in Abhängigkeit vom Sauerstoffdruck. Bei Drücken oberhalb von 0,1 mbar liegen die Widerstände im Bereich von 100 k $\Omega$  bis 160 k $\Omega$ . Unterhalb von 0,1 mbar sind Widerstände zwischen 20 k $\Omega$  bis 100 k $\Omega$  möglich. Einige Proben unterhalb von 16  $\mu$ bar haben offensichtlich keinen Tunnelkontakt, sondern einen rein metallischen Finger, was die niedrigen Widerstände im Bereich von bis zu 200  $\Omega$  erklärt.

Die hier dargestellten Widerstände sind nur diejenigen, bei denen der Finger auf die zuvor oxidierte Insel aufgedampft wurde. Die Tunnelkontakte bei denen zunächst der Finger oxidiert wurde um dann die Insel darüber aufzubringen haben alle Widerstände von einigen M $\Omega$ .

Die Widerstände zeigen nur bedingt eine eindeutige Abhängigkeit vom Oxidationsdruck. Probe TL5-II-13, die bei 15,8  $\mu$ bar oxidiert wurde, zeigt Widerstände von 15 k $\Omega$  bis 25 k $\Omega$ , wohingegen Probe TL5-II-4, die bei einem vergleichbaren Druck von 16,6  $\mu$ bar hergestellt wurde, im Bereich von 55 k $\Omega$  bis 90 k $\Omega$  liegt. Nichtsdestoweniger kann eine Tendenz zu kleineren Widerständen bei niedrigeren Oxidationsdrücken erkannt werden. Auffällig ist zudem, dass die Widerstände für jede einzelne Probe im ähnlichen Bereich



**Abbildung 10:** Widerstände der Oxidkontakte in Abhängigkeit vom Oxidationsdruck. Jede Probe hat maximal vier Kontakte. Bei Drücken oberhalb von 0,1 mbar sind die gemessenen Widerstände alle zwischen 100 k $\Omega$  und 160 k $\Omega$ . Für kleinere Drücke ist die Streuung größer.

liegen, obwohl der mittlere Widerstand der einzelnen Proben trotz ähnlichem Oxidationsdruck unterschiedlich sind. Die Tunnelwiderstände sind also innerhalb eines Prozesses reproduzierbar, allerdings reicht allein die Kontrolle des Oxidationsdrucks nicht aus um den gleichen Prozess zu wiederholen. Offenbar gibt es weitere Parameter die kontrolliert werden müssen.

Mit großer Wahrscheinlichkeit hat die Oberflächenrauigkeit des Aluminiums einen großen Einfluss auf die Reproduzierbarkeit. Wie bereits beschrieben wurde sie in dieser Arbeit nicht untersucht. Auch die Probentemperatur, sowohl während des Aufdampfens, als auch während der Oxidation, ist mit den verwendeten Gerätschaften nicht kontrollierbar. Des Weiteren ist die Größe der Überlappfläche von Finger und Insel nicht untersucht worden.

Trotz aller Unsicherheiten bleiben die niedrigen Widerstände der Proben TL5-I-13, TL5-I-14 und TL5-II-5 nicht erklärbar. Insgesamt ist die Herstellung der Tunnelkontakte mit einer großen Unsicherheit belastet, aber möglich.

Diese Erkenntnisse lassen sich auf die Herstellung der SET-Strukturen übertragen. Die Ausbeute der Proben im passenden Widerstandsbereich liegt hier bei ca. 20 %. Viele der Proben haben keinen elektrischen Kontakt. Die Untersuchung der nicht funktionierenden Proben mit dem REM ergab immer, dass der Oxidfinger zerstört war. Die MCBJ war in jedem Fall intakt, sodass der fehlende elektrische Kontakt immer durch den Oxidkontakt gegeben war. Das ist insofern verwunderlich, als dass die Tunnelkontakte der Teststrukturen zu 90 % funktionsfähig waren. Da beide Probenarten bis auf das Kontaktieren der Proben auf die gleiche Weise gefertigt werden, liegt die Vermutung nahe, dass dieses den Oxidfinger der SET-Strukturen zerstört.

## 4 Setup

Da die untersuchten SETs aus Aluminium hergestellt sind, werden zur Beobachtung der Supraleitung Temperaturen weit unterhalb der Sprungtemperatur von 1,18 K benötigt. Auch die Beobachtung der Coulombblockade benötigt tiefe Temperaturen. Aus diesem Grund werden alle Messungen in einem Mischungskryostaten bei einer Basis-Temperatur von 50 mK durchgeführt. Die elektronische Temperatur liegt höher, ist allerdings in jedem Fall unter 150 mK. Sie liegt bei etwa 10 % der Sprungtemperatur, sodass eine „scharfe“ Supraleitung beobachtbar ist. Die thermische Energie von  $13 \mu\text{eV}$  liegt weit unter den beobachteten Ladungsenergien von etwa  $250 \mu\text{eV}$ . Zur Unterdrückung der Supraleitung kann ein Magnetfeld angelegt werden.

Zur Charakterisierung der SETs werden IV-Kurven bei konstanter Gate-Spannung aufgenommen. Dazu wird eine Quasi-Vierpunktmeßung durchgeführt. Dabei wird die Probe zwischen zwei Referenzwiderständen von jeweils  $50 \text{k}\Omega$  in Reihe geschaltet.

Für spätere Messungen wurden die Referenzwiderstände gegen  $100 \text{k}\Omega$ -Widerstände ausgetauscht.

Zur Aufnahme einer IV-Kennlinie wird die Spannung über der Probe gemessen. Die Referenzwiderstände dienen zum einen der Strombegrenzung und zum anderen der Strommessung. Durch Messen der über einen Referenzwiderstand abfallenden Spannung wird der fließende Strom berechnet.

Zur Messung des Transports durch einen SET sind zwei Konzepte möglich: Entweder wird eine der Leitungen mit Masse verbunden und an die andere eine entsprechende Spannung angelegt. Die Gatespannung bezieht sich dann auf die geerdete Leitung. Dies ist ein sog. asymmetrischer Bias, bei dem die Potentialdifferenz zwischen Insel und Gate mit der angelegten Spannung verändert wird. Die andere Möglichkeit ist ein symmetrischer Bias, bei dem an einer Leitung  $\frac{V_B}{2}$  und an der anderen  $-\frac{V_B}{2}$  angelegt werden. Damit bleibt das durch den Bias definierte Potential auf der Insel, die Common Voltage, konstant. Die Gate-Spannung wird dann gegen die Common Voltage angelegt.

In unserem Setup haben wir uns für einen symmetrischen Bias entschieden. Um diesen zu ermöglichen befinden sich an beiden Seiten der Probe Referenzwiderstände. Außerdem sind die Source-Leitungen komplett gleich. Der Bias wird so generiert, dass die Common Voltage der Kryomasse entspricht. Die angelegte Biasspannung wird mit maximal 100 mHz verändert, sodass von einer Quasi-Gleichstrommessung gesprochen werden kann.

Das symmetrische Konzept wird auch bei den Spannungsmessungen fortgeführt, die echt differentiell erfolgen. Die eingesetzten Verstärker sind ebenfalls differentiell.

Alle Leitungen werden gegen Einstrahlungen von außen gefiltert. Dabei kommen sowohl RC-Filter als auch Kupferpulverfilter zum Einsatz. Die RC-Filter wirken im Bereich von 2 kHz bis einigen GHz. Durch die verwendeten Kapillarkabel und die Kupferpulverfilter

wird die Probe gegen Einstrahlungen oberhalb von GHz abgeschirmt. Die eingebauten Kupferpulverfilter dienen zusätzlich durch die Länge der darin verarbeiteten Kabel der thermischen Ankopplung des Elektronengases.

Als Messverkabelung sind unterhalb der 4 K-Platte twisted-pair Kapillarkabel eingesetzt. Die Verbindung zu Raumtemperatur erfolgt durch niederohmige twisted-pair Koaxialkabel.

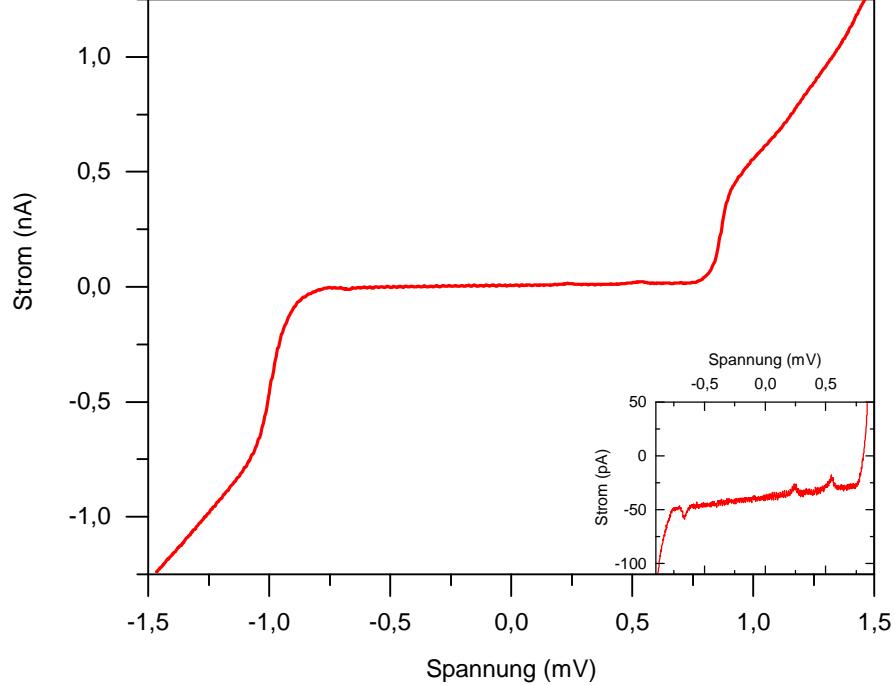
Zusätzlich zur eingebauten Filterung, wird im Verstärker ein Tiefpass mit einer Abschneidefrequenz von 30 Hz zur Rauschunterdrückung verwendet. Nach diesem liegt das RMS-Rauschen bei 250 nV, sodass auch sehr kleine Signale aufgelöst werden können.

Die Proben werden in einer Bruchmechanik montiert. Diese besteht aus einem Stempel und zwei Gegenlagern, die an einem Tischchen befestigt sind. Dieses Tischchen lässt sich durch eine Differentialgewindestange und einen außerhalb des Kryostaten angebrachten Motor mit  $\mu\text{m}$ -Präzision gegenüber dem Stempel bewegen. Die Probe wird somit gegen den Stempel gezogen und dabei gebogen, sodass die Struktur, die sich auf der konvexen Seite befindet, auseinander gezogen wird. Die in der MCBJ vorgefertigte Sollbruchstelle wird dabei verjüngt, bis sich im Idealfall nur noch ein einzelnes Atom in der Einschnürung befindet. Reißt die MCBJ auseinander kann sie durch Entlastung der Probe wieder geschlossen werden. Die Probe ist so entworfen, dass der Oxidfinger orthogonal zur Krümmung ist und so nur wenig mechanisch belastet wird.

## 5 Charakterisierung eines supraleitenden Einzelelektronentransistors

In diesem Abschnitt wird die Charakterisierung von Probe TL5-II-8 vorgestellt. Dazu wird zunächst die Datenaufnahme und -verarbeitung beschrieben. Mit dieser gehen einige Probleme im Bezug auf die Widerstandsbestimmung und die Charakterisierung der MCBJ einher, die in den beiden anschließenden Abschnitten dargelegt werden. Die Datenanalyse im Allgemeinen und an einigen ausgewählten Kontakten im speziellen nimmt den größten und letzten Teil dieses Abschnitts ein.

### 5.1 Datenaufnahme und -verarbeitung



**Abbildung 11:** Supraleitende IV bei  $R_{Ges} = 850\text{k}\Omega$ . Im Inlet ist eine Vergrößerung des supraleitenden Gaps gezeigt. Die Signalhöhen liegen hier im Bereich von einigen 10 pA und nur wenig oberhalb des Rauschniveaus. Um Änderungen im Strom besser erkennen zu können, werden die Daten numerisch differenziert und der differentielle Leitwert aufgetragen.

Die hier gezeigten Daten wurden durch Binning auf der Spannungsachse auf 1000 Punkte heruntergetaktet.

Zur Messung des Transports durch den SET wird die Spannung über der Probe ungefähr zwischen +1,6 mV und -1,6 mV mit einer Frequenz von ca. 100 mHz sinusförmig variiert. Dabei werden mit 50 kHz Datenpunkte aufgenommen, sodass sich für eine vollständige Periode 500.000 Datenpunkte ergeben. Diese werden sofort durch Mittelung um einen

Faktor 10 heruntergetaktet, sodass digitales Rauschen gedämpft und die Datenmenge reduziert wird. Danach erfolgt die Datenspeicherung, wobei für jede IV-Kennlinie zwei vollständige Perioden gespeichert werden.

Von diesen Rohdaten muss noch das Verstärker-Offset abgezogen werden. Die Verstärkungsfaktoren für den Strom- und den Spannungskanal werden ebenfalls gespeichert, sodass die tatsächlich über der Probe abfallende Spannung und der fließende Strom berechnet werden können.

Zur Erstellung der charakteristischen IV-Gate-Maps werden die Daten jeder IV durch ein Binning auf der Spannungsachse auf 1000 Punkte heruntergetaktet und aus dem nichtlinearen Sinus eine lineare Spannungsachse generiert.

Abb. 11 zeigt eine soweit bearbeitete Messung. Die gemessenen Signale liegen teilweise im pA-Bereich. Um dennoch auch kleine Signalhöhen gut erkennen zu können, werden keine IV-Gate-Maps sondern dI/dV-Gate-Maps erstellt. Dazu wird jede IV unter Verwendung einer leichten polynominalen Glättung numerisch differenziert, was den differentiellen Leitwert ergibt. Die so bearbeiteten Daten werden dann in einem Kontur-Diagramm dargestellt und ausgewertet.

## 5.2 Widerstandsbestimmung

Da die Offsets der Verstärker mit der Zeit driften, werden sie dynamisch aus den gemessenen IV-Kennlinien als Schwerpunkt berechnet. Problematisch ist dabei, dass der Nullpunkt von Strom und Spannung nur abgeschätzt werden kann. Die Berechnung der Offsets wird ungenau, wenn die IV nicht mehr punktsymmetrisch zur Null ist, wie in unserem Fall. Aus diesem Grund werden bei den zukünftigen Charakterisierungen die Offsets vor jeder IV-Kennlinie gemessen.

Ein ähnliches Problem stellt die Berechnung der Widerstände dar. Zudem ist es mit dem verwendeten Probendesign nicht möglich die Widerstände der einzelnen Kontakte direkt zu messen. Lediglich der Gesamtwiderstand ist berechenbar.

Der Widerstand oder korrekter der Leitwert ist die einzige Möglichkeit um zu bestimmen, ob die MCBJ geschlossen oder geöffnet ist. Ein Ein-Atom-Kontakt in einer Aluminium-MCBJ zeigt einem Leitwert von  $0,8 G_0$  [YR97], was einem Widerstand von  $16,1 \text{ k}\Omega$  entspricht.

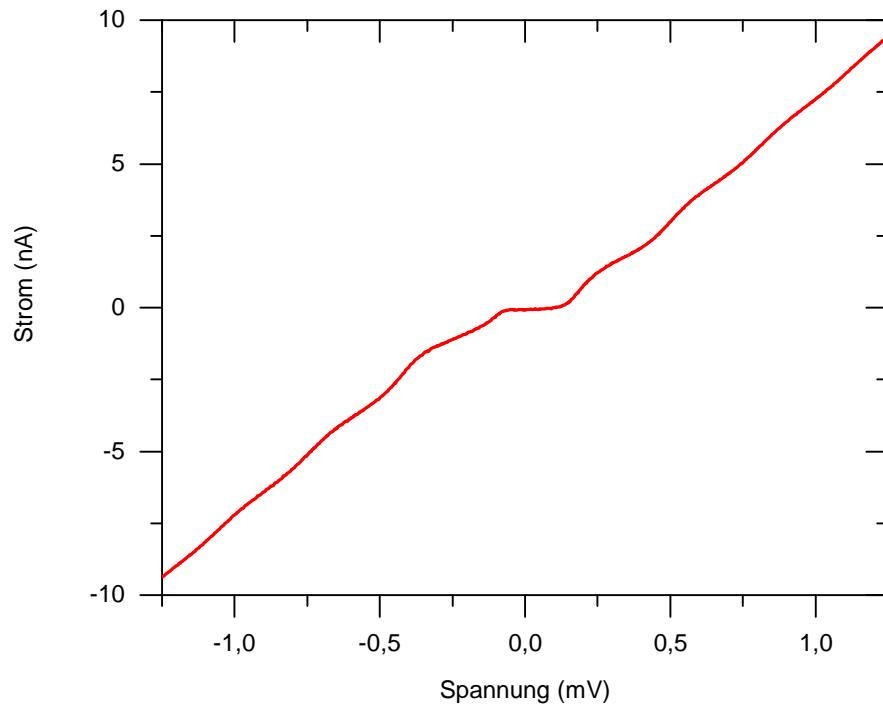
Um den Widerstand zu bestimmen gibt es verschiedene Möglichkeiten.

Eine Möglichkeit ist den Quotienten aus den Minimal- bzw. Maximalwerten von Strom- und Spannungskanal zu bilden. Daraus ergibt sich der absolute Widerstand. Diese Berechnung ist aber sensitiv auf Rauschen und einzelne Auslesefehler und berücksichtigt keine Phasenverschiebung zwischen den beiden Kanälen. Ist die IV-Kennlinie durch die Coulomb-Blockade stufenförmig, wird die Berechnung weiter verfälscht. Auch wenn in den Bereichen größerer Spannung keine Coulomb-Blockade mehr erkennbar ist, ist die Steigung der supraleitenden IV nicht notwendigerweise gleich der der normalleitenden

IV. Erst bei sehr großen Spannungen wäre das der Fall.

Eine weitere Möglichkeit ist die Mittelung der absoluten Widerstände über die gesamte IV-Kennlinie. Dazu werden erst die berechneten Offsets abgezogen. Die Unsicherheit der Offsets fließt somit zusätzlich in die Widerstandsberechnung ein. Zudem führt diese Art der Widerstandsbestimmung zu Problemen in den Bereichen, in denen der Widerstand unendlich oder null wird.

Bei allen Widerstandsberechnungen werden die Daten im supraleitenden Gap ausgeschlossen, um Verfälschungen dadurch zu vermeiden.



**Abbildung 12:** Normalleitende IV-Kennlinie mit SET-Signaturen. Der Widerstand, der aus Maximum und Minimum berechnet wird, liegt bei  $128 \text{ k}\Omega$ . Aus der Mittelung ergeben sich  $145 \text{ k}\Omega$ .

Die verlässlichsten Ergebnisse sind für normalleitende IV-Kennlinien zu erwarten. Diese Berechnung bleibt allerdings immer ungenau, wenn starke Signaturen des SET erkennbar sind. Die Ausprägung der SET-Signaturen ist von der Asymmetrie der beiden Kontakte abhängig.

Abb. 12 stellt eine der aufgenommenen IV-Kennlinien dar, die starke SET-Signaturen zeigt. Der berechnete Peak-to-Peak Widerstand liegt bei  $128 \text{ k}\Omega$ . Aus der Integration ergeben sich aber  $145 \text{ k}\Omega$ .

Der Widerstand der in dieser Arbeit charakterisierten Probe liegt bei Raumtemperatur bei  $107 \text{ k}\Omega$ . Vorherige Messungen zeigen, dass eine ungebrochene Aluminium-MCBJ

bei Raumtemperatur einen Widerstand von  $120\Omega$  bis  $160\Omega$  hat. Da die Probe in diesem Zustand noch ungebrochen war, kann der Widerstand vollständig dem Oxid-Kontakt zugeordnet werden. Bei  $4\text{K}$  liegt der Widerstand des Fingers zwischen  $115\text{k}\Omega$  und  $120\text{k}\Omega$ , was einer Änderung von ungefähr 10% entspricht. Es ist keine genauere Bestimmung möglich, da der Widerstand nicht im ungebrochenen Zustand gemessen wurde. Bisherige Untersuchungen an reinen MCBJs haben ergeben, dass diese unabhängig von vorherigen Öffnungsvorgängen keinen nennenswerten Widerstandsbeitrag zeigen, wenn sie geschlossen sind. In unseren Messungen haben wir allerdings festgestellt, dass nach dem Brechen der MCBJ immer eine dynamische Coulomb-Blockade zu sehen ist, auch wenn die MCBJ komplett geschlossen und mechanisch entlastet ist.

Die dynamische Coulomb-Blockade kann auch die Messung des supraleitenden Gaps verfälschen. In der vorliegenden Charakterisierung wird deshalb der Literaturwert von  $190\mu\text{eV}$  angenommen.

### 5.3 Datenanalyse

Um die verschiedenen Tunnelprozesse zu identifizieren und zu beschreiben, gibt [FPT98] ein einfaches Energiegleichgewicht an. Für Bias-Spannungen  $V > 0$  und  $T = 0$  gilt

$$m\kappa_i e V(Q) = mE_C \left[ (-1)^{i-1} \left( \frac{Q}{e} - n \right) + \frac{m}{2} \right] + q\Delta. \quad (4)$$

Die Anzahl der Ladungen, die pro Zyklus transportiert werden, wird durch  $m$  beschrieben, die Anzahl der entstehenden Quasiteilchen durch  $q$ . Auf der Insel befanden sich zuvor  $n$  Ladungen. Dabei wird durch das Gate die Ladung  $Q = C_G V_G$  auf der Insel induziert.  $V(Q)$  ist die angelegte Bias-Spannung.  $\kappa_i V(Q) = (1 - (C_i + C_G/2)/C_\Sigma) V(Q)$  ist die an Kontakt  $i$  abfallende Spannung.

Tunneln durch einen Kontakt Quasiteilchen (QT), so müssen auf beiden Seiten des Kontakts Quasiteilchen generiert werden. Die Ladung der Insel ändert sich dann um eins, was zu  $q = 2$  und  $m = 1$  führt. Für reines Cooperpaartunneln (CP) müssen keine Quasiteilchen generiert werden. Dies ist aber nur möglich, wenn die Zustandsdichten resonant sind. Die Bedingung hierfür ist gegeben durch  $q = 0$  und  $m = 2$ .

Für eine Andreev-Reflektion (AR) werden zwei Quasiteilchen benötigt und zwei Ladungen transportiert. Die Andreev-Prozesse werden also durch  $q = 2$  und  $m = 2$  beschrieben.

Für unterschiedliche Ladungen  $n$  der Insel bilden diese Gleichungen eine Linienschar in der Gate-Bias-Ebene und ergeben die für SETs charakteristischen Coulombdiamanten. Dabei geben die Linien nur die Bedingungen für Tunnelprozesse an. Damit ein Prozess tatsächlich stattfinden kann müssen die in Tabelle 1 definierten Zyklen und Bedingungen erfüllt sein.

An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, dass die Quasiteilchenlinien (QT-

Linien) und die Andreevlinien (AR-Linien) Schwellwerte definieren. Die Cooperpaarlinien (CP-Linien) geben Resonanzen an. In einer  $dI/dV$ -Gate-Map stellen sich Schwellwerte als Maxima dar, Resonanzen abhängig vom positiven oder negativen Bias durch Maximum-Minimum bzw. durch Minimum-Maximum.

Die von [FPT98] vorgestellte Beschreibung entspricht einer Teilung der Insel in eine linke und eine rechte Seite, die jeweils durch die linke bzw. rechte Kapazität und die Hälfte der Gate-Kapazität beschrieben werden können. Dieses Modell funktioniert allerdings nur, wenn die beiden Kapazitäten annähernd gleich sind und alle weiteren parasitären Kapazitäten vernachlässigt werden können.

Selbstverständlich kann bei unseren Proben nicht von ähnlichen Kapazitäten ausgegangen werden. Der Oxidfinger hat eine ca  $90 \times 90 \text{ nm}^2$  große Auflagefläche auf der Insel, die durch einige Aluminuimoxid von der Insel getrennt ist. Die Elektrode des Fingers ist etwa 100 nm von der Insel entfernt. Die MCBJ besteht aus zwei Triangel-förmigen Elektroden, deren Abstand geändert werden kann. Die Kontaktfläche der Elektroden ist wesentlich kleiner als die des Fingers. Die Abschätzung als Plattenkondensator ergibt für die beiden Kontakte deutliche Unterschiede. Zusätzliche Abweichungen ergeben sich durch die nicht berücksichtigten Randeffekte.

Außerdem ist aufgrund des metallischen Substrats eine parasitäre Kapazität gegen Masse vorhanden. Die Abschätzung dieser Kapazität als Plattenkondensator mit Dielektrikum ergibt etwa 50 aF.

Diese zusätzlichen Anforderungen können durch Umformulierung der Gleichgewichtsbedingung bedient werden. Aus unseren IV-Gatemaps lassen sich die Steigungen der beiden Flanken eines Diamanten ablesen. Durch Ableiten der gegebenen Gleichgewichtsbedingung (4) lassen sich die Steigungen ermitteln und die Bedingung kann umformuliert werden.

$$\begin{aligned} i = 1 \quad m \frac{C_G S_P}{C_\Sigma} V(Q) &= m E_C \left[ \frac{C_G V_G}{e} - n + \frac{m}{2} \right] + q\Delta \\ i = 2 \quad m \frac{C_G S_N}{C_\Sigma} V(Q) &= m E_C \left[ \frac{C_G V_G}{e} - n - \frac{m}{2} \right] + q\Delta \end{aligned} \quad (5)$$

Die Steigung  $S_P > 0$  bzw.  $S_N < 0$  ist die positive bzw. negative Steigung, die aus den Messdaten ausgelesen wird. Für den negativen Bias  $V < 0$  ändern sich lediglich einige Vorzeichen.

$$\begin{aligned} i = 1 \quad m \frac{C_G S_P}{C_\Sigma} V(Q) &= m E_C \left[ \frac{C_G V_G}{e} - n - \frac{m}{2} \right] - q\Delta \\ i = 2 \quad m \frac{C_G S_N}{C_\Sigma} V(Q) &= m E_C \left[ \frac{C_G V_G}{e} - n + \frac{m}{2} \right] - q\Delta \end{aligned} \quad (6)$$

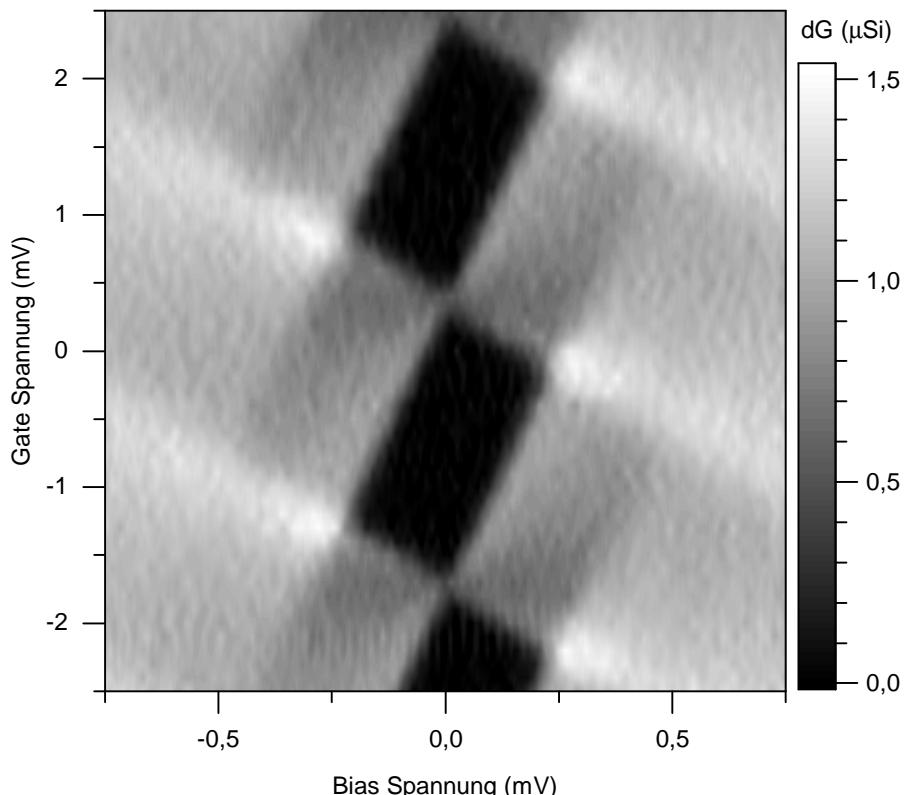
Um die Ladungsenergie der Insel und die Gate-Kapazität zu bestimmen gibt es verschiedene Ansätze:

Ist ein vollständiger Diamant erkennbar, können beide Parameter daraus bestimmt werden.

Andernfalls können einzelne Tunnelzyklen identifiziert werden und die Parameter aus der Verschiebung der Prozesse zueinander errechnet werden. Als Tunnelzyklen bieten sich hierfür vor allem JQP, AQP und QT-Onset (siehe auch Abschnitt 2.2.2) an.

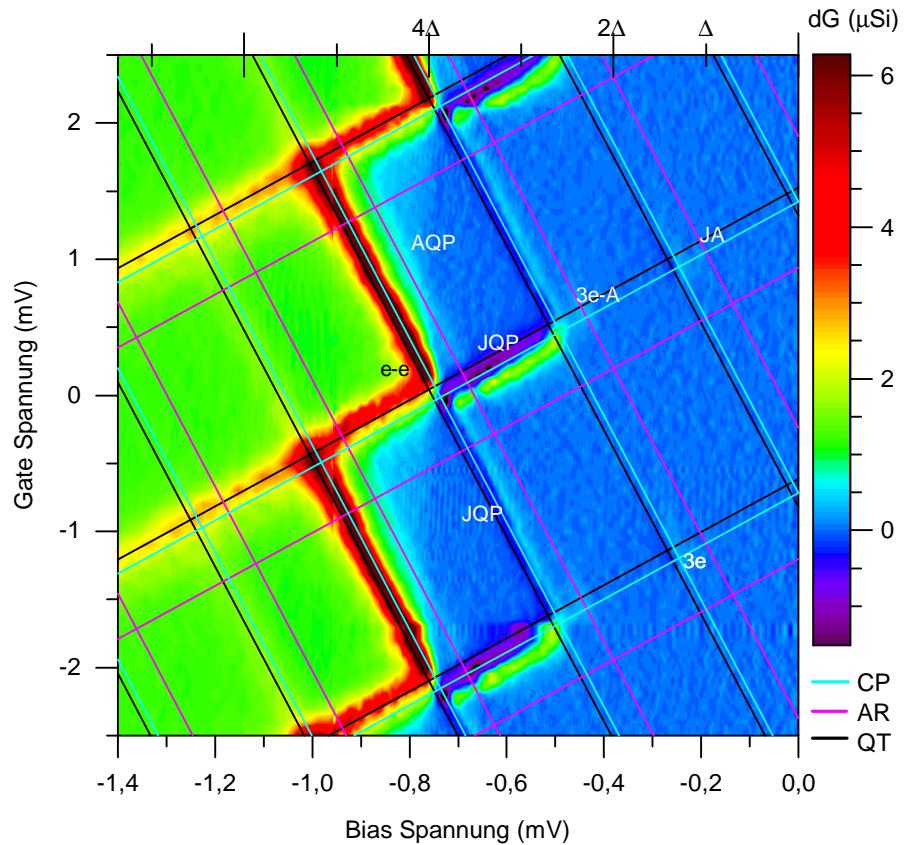
## 5.4 Vollständig geöffnetes Regime

Zur allgemeinen Charakterisierung der Probe eignet sich am besten eine Messung, bei der die MCBJ vollständig geöffnet ist und somit einen echten Tunnelkontakt darstellt. Abb. 13 zeigt eine solche Messung im normalleitenden Zustand. Auch hier ist die differentielle Leitfähigkeit  $dG = dI/dV$  dargestellt und nicht der gemessene Strom. Auf der x-Achse ist die Bias-Spannung über der Probe aufgetragen, die y-Achse zeigt die angelegte Gate-Spannung. Der Widerstand der MCBJ liegt bei ungefähr  $735\text{ k}\Omega$ .



**Abbildung 13:** Normalleitende  $dI/dV$ -Gate-Map bei  $R_{Ges} = 850\text{k}\Omega$ . Die Diamanten nullter Ordnung sind deutlich zu erkennen (schwarz). Auch die Diamanten erster Ordnung sind klar umrissen.

Man erkennt sehr gut den Diamanten nullter Ordnung, in dem der Strom vollständig unterdrückt wird. Zusätzlich sind die Diamanten erster Ordnung erkennbar. Es sind hier lediglich aus Übersichtlichkeitsgründen keine Linien eingezeichnet. Die Parameter der Linien sind die gleichen wie im Supraleitenden.



**Abbildung 14:** Supraleitende  $dI/dV$ -Gatemap bei  $R_{Ges} = 850\text{k}\Omega$  für den negativen Bias. Zusätzlich sind die Resonanz- und Threshold-Bedingungen für CP-, QT- und AR-Prozesse eingezeichnet. Aus den Linien lässt sich eine Ladungsenergie von  $245\text{\mu eV}$  bestimmen.

Abb. 14 zeigt die supraleitende Messung im negativen Bias. Der positive Bias zeigt die gleichen Merkmale und ist deshalb hier nicht aufgetragen. Man erkennt ein sehr deutliches QT-Onset ab  $4\Delta$  (rot), ebenso wie weitere Prozesse bei niedrigeren Energien (blau). Um die Ladungsenergie und die Steigung zu bestimmen, werden Linien nach Augenmaß entlang der QT-Maxima eingezeichnet. Aus den Schnittpunkten der Linien ergeben sich die Ladungsenergie und die Gate-Kapazität. Die Steigungen der Linien werden gemittelt. Diese Werte werden als Startparameter zum Zeichnen der Linien nach der oben vorgestellten Theorie verwendet. Die Parameter können von Hand weiter angepasst werden, bis die Linien optisch die beste Übereinstimmung mit den Messdaten ergeben.

Die Ladungsenergie liegt in dieser Messung bei  $245\mu\text{eV}$ , was einer Gesamtkapazität  $C_{\Sigma}$  von  $654\text{aF}$  entspricht. Die Gate-Kapazität liegt bei  $74,8\text{aF}$ . Alle weiteren Parameter sind im Anhang in Tabelle 2 zu finden.

Zur Identifikation der verschiedenen Zyklen werden die zuvor beschriebenen Linien und die in Tabelle 1 aufgeführten Energieabschätzungen verwendet.

Die QT-Linien sind in schwarz eingezeichnet. Das QT-Onset (e-e) zwischen  $4\Delta$  und  $4\Delta + E_C$  liegt auf diesen Linien. Die CP-Resonanzen sind in Cyan dargestellt. Man sieht Tunnelprozesse ab Energien von etwa  $505\mu\text{eV}$ , die den CP-Linien folgen. Dies entspricht  $2\Delta + E_C$ . Offensichtlich handelt es sich hier um den JQP-Zyklus. Bemerkenswert ist an dieser Stelle, dass die Prozesse auf beiden Flanken der Diamanten zu sehen sind, wenn auch in unterschiedlicher Ausprägung.

Ein weiteres lokales Maximum in der differentiellen Leitfähigkeit liegt auf dem Kreuzungspunkt einer CP-Linie mit positiver Steigung mit einer AR-Linie mit negativer Steigung bei einer Energie von  $435\mu\text{eV}$ . Eine mögliche Kombination von CP-Tunneln und AR ist der 3e-A Prozess, der bei Energien größer gleich  $\Delta + E_C$  möglich ist, was genau  $435\mu\text{eV}$  entspricht.

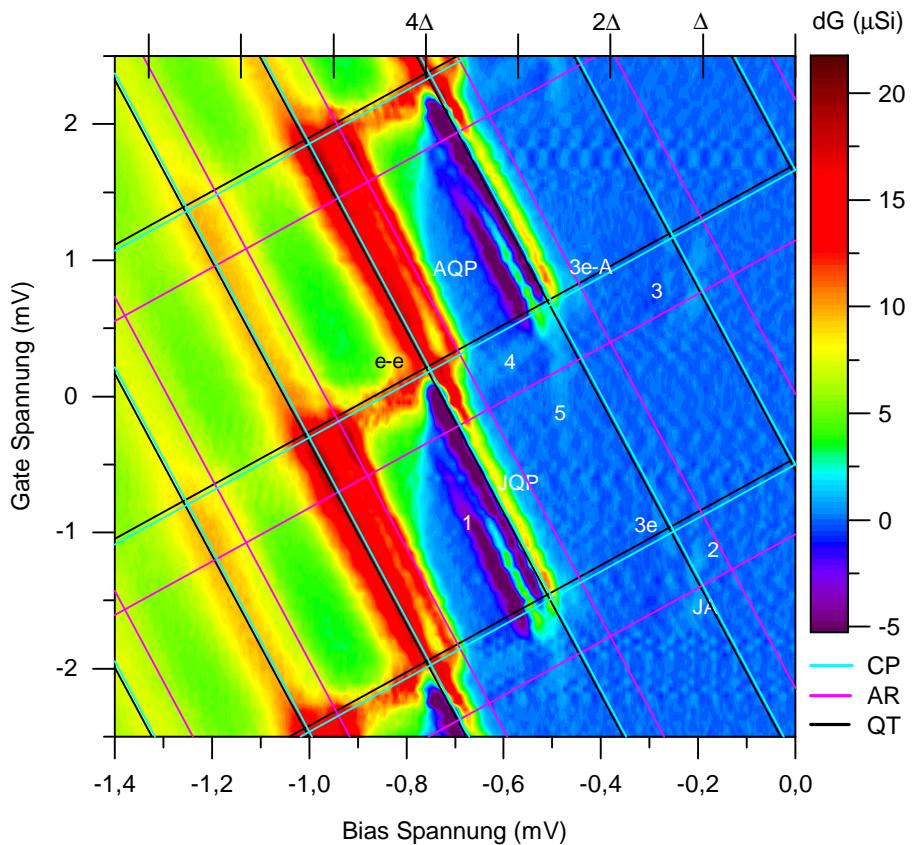
Bei kleineren Energien ist noch ein weiterer Tunnelzyklus zu erkennen. Auch dieser ist peakförmig, besteht also in dieser Auftragung aus Minimum und Maximum. Er liegt auf der Kreuzung von zwei CP-Linien bei einer Energie von  $E_C = 245\mu\text{eV}$ . Dies ist ein 3e Prozess.

Zusätzlich zu diesen recht gut erkennbaren Prozessen gibt es ein schwaches Onset entlang der AR-Linie negativer Steigung ab Energien von etwa  $690\mu\text{eV} \hat{=} 3\Delta + E_C/2$ . Dieses Onset kann einem schwach ausgeprägten AQP-Zyklus zugeordnet werden.

Die wesentlichen Strombeiträge sind in dieser Messungen das QT-Onset und Tunnelprozesse, an denen Cooperpaare beteiligt sind. Dies ist auch zu erwarten, da AR über den Oxidkontakt sehr unwahrscheinlich sind. Auch die vollständig geöffnete MCBJ unterdrückt AR-Prozesse. Nichtsdestoweniger können die meisten der von [FPT98] gemessenen Transportzyklen identifiziert werden.

## 5.5 Punktkontakt Regime

Die Messung bei vollständig geöffneter MCBJ reicht zur allgemeinen Charakterisierung der Probe durch die Ladungsenergie und die Gate-Kapazität aus. Allerdings ist der Vorteil dieses Probendesigns, dass die MCBJ weiter geschlossen werden kann, sodass das System an die Grenze des Gültigkeitsbereichs der orthodoxen Theorie gebracht werden kann. Außerdem können durch den mesoskopischen Kontakt Andreev-Prozesse bevorzugt werden.



**Abbildung 15:** Supraleitende  $dI/dV$ -Gatemap im Punktkontakt Regime. Aufgetragen ist nur der negative Bias. Neben den eingezeichneten CP-, QT- und AR-Linien liegen weitere Tunnelzyklen, die bisher nicht durch die orthodoxe Theorie beschrieben werden.

In der Tat sind in einem Punktkontakt Regime zusätzliche Merkmale erkennbar. Der Widerstand der MCBJ der in Abb. 15 gezeigten Messung des negativen Bias liegt im Bereich von  $50\text{ k}\Omega$ . Da dies deutlich größer als  $16,9\text{ k}\Omega$  ist, stellt sich die Frage, ob dieser Kontakt tatsächlich aus einem einzelnen Atom besteht.

Es ist aber durchaus möglich, dass der Kontakt kein reiner Aluminiumkontakt ist, sondern dass Aluminiumoxid in der Engstelle sitzt. Dies würde zu einem höheren Widerstand führen. Außerdem ist die Widerstandsbestimmung durch die SET-Signaturen im Normalleitenden wie in Abschnitt 5.2 erläutert ungenau.

Aus diesen Gründen bezeichnen wir diesen Kontakt als Punktkontakt Regime.

Ebenso wie im vollständig geöffneten Regime wurden nach Augenmaß Linien entlang der QT-Onsets gezeichnet. Die große Schwierigkeit war dabei, dass die positive Flanke nicht klar umrissen ist, was eine Bestimmung der Steigung schwierig macht. Beim Vergleich mit den gemessenen IV-Kennlinien wird erkennbar, dass hier sowohl auf dem

Strom- als auch auf dem Spannungskanal Sprünge zu sehen sind. Aus diesem Grund wurde bei dieser Auswertung nur die negative Steigung bestimmt und die Ladungsenergie ebenso wie die Gate-Kapazität abgeschätzt. Diese Werte wurden als Startparameter zum Zeichnen der Linien verwendet. Da vor allem der AQP-Zyklus sehr prägnant ist, kann er zur Optimierung der Parameter verwendet werden. Die QT- und die AR-Linien mit negativer Steigung wurden dafür möglichst gut auf das QT-Onset und den AQP-Zyklus angepasst. Dies führt zu einer erhöhten Ladungsenergie von  $250 \mu\text{eV}$  und einer Gate-Kapazität von  $74,1 \text{ aF}$ . Die Änderung der Gate-Kapazität ist durch das aneinander Annähern der beiden Elektroden erkläbar. Die erhöhte Ladungsenergie führt dazu, dass die CP und QT-Linien nahezu aufeinander liegen.

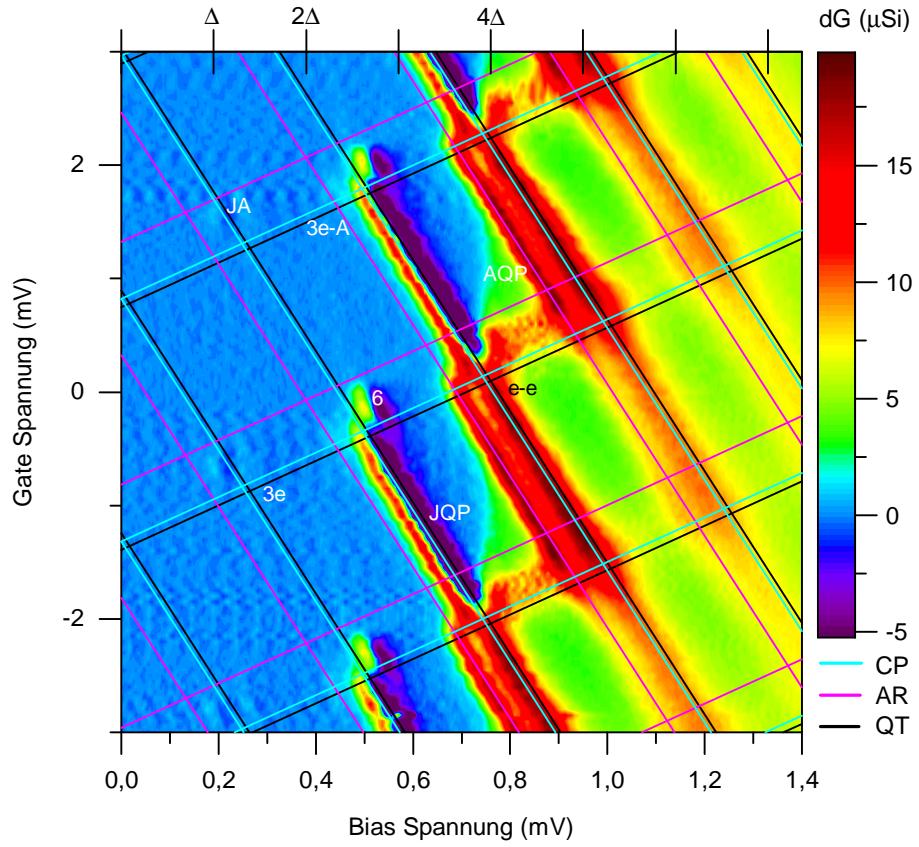
Im Energiebereich unterhalb  $4\Delta$  fallen die AQP- und JQP-Zyklen am deutlichsten ins Auge. Allerdings sind beide nur auf dem Ast negativer Steigung erkennbar. Zudem gibt es einen sehr prägnanten zusätzlichen Tunnelprozess, der zwar parallel zum JQP-Zyklus liegt, aber durch keine der Linien beschrieben werden kann. Er ist in Abb. 15 durch die Ziffer 1 gekennzeichnet. Dieser besteht, wie auch der JQP-Zyklus, aus einem Minimum und einem Maximum, was einem Peak im Strom entspricht. Das legt die Vermutung nahe, dass Cooperpaare an diesem Zyklus beteiligt sind.

Bei niedrigeren Energien liegen wieder der 3e-A und der 3e Prozess bei  $440 \mu\text{eV}$  bzw.  $250 \mu\text{eV}$ . Zusätzlich tritt der JA-Zyklus bei  $190 \mu\text{eV} = \Delta$  auf. Dieser liegt auf der Kreuzung einer CP- mit einer AR-Linie.

Abgesehen von dem bereits erwähnten Zyklus, der durch unsere Theorie nicht beschrieben werden kann, gibt es weitere Merkmale, die nicht auf den gezeichneten Linien liegen. Ein zusätzlicher Zyklus (2) ist bei annähernd gleichen Bias-Spannungen wie der JA-Zyklus zu finden, allerdings im Vergleich zu diesem bei leicht erhöhten Gate-Spannungen. Sehr schwach erkennbar ist ein weiterer Zyklus bei etwa  $270 \mu\text{eV}$  (3).

Zusätzlich zu diesen lokalen, eher punktförmigen Merkmalen, die wahrscheinlich auf Kreuzungspunkten von bisher nicht beschriebenen Linien liegen, gibt es ein linienförmiges Merkmal (4), das der positiven Steigung folgt. Es liegt zwischen etwa  $530 \mu\text{eV}$  und  $660 \mu\text{eV}$ . Außerdem ist eine senkrechte „Ausschmierung“ bei  $505 \mu\text{eV}$  zu sehen (5). Diese ist besonders interessant, weil sie nicht durch das Gate moduliert wird, also nicht der Diamantstruktur folgt. Das könnte ein erster Hinweis auf kohärenten Transport über die Insel sein, bei dem sich die Ladung der Insel nicht ändert.

Der positive Bias (Abb. 16) dieses Kontakts zeigt ebenso interessante Merkmale. Ebenso wie im negativen Bias sind die AQP-, JQP-, 3e-A- und JA-Zyklen zu erkennen. Es fehlen aber einige der zusätzlichen Zyklen des negativen Bias, die nicht auf den Linien liegen. Stattdessen gibt es einen weiteren Zyklus bei ca.  $515 \mu\text{eV}$  (6). Er besteht aus einem Maximum und einem Minimum in der differentiellen Leitfähigkeit, was erneut auf die



**Abbildung 16:** Supraleitende  $dI/dV$ -Gatemap im Punktkontakt Regime. Aufgetragen ist nur der positive Bias. Im Vergleich mit dem negativen Bias verschwinden einige Tunnelzyklen, andere sind nur hier zu finden.

Beteiligung von Cooperpaaren hinweist. Das Verschwinden und Auftauchen von Prozessen abhängig von der Stromrichtung könnte ein Hinweis auf Andreev-Prozesse höherer Ordnung sein.

Bisher wurden die Prozesse im Wesentlichen durch die Linien negativer Steigung beschrieben. Wie zuvor erwähnt, ist das QT-Onset entlang der positiven Steigung verschwunden. Auch die eingezeichneten QT-Linien sitzen nicht genau auf diesem Onset.

Das liegt zum Einen daran, dass die hier vorgestellte Messung im Grenzbereich der Theorie ist, mit der sie beschrieben wird. [Poh99] gibt an, dass bei einem supraleitenden SET mit annähernd gleichen Kontakten für die hier vorgenommene Beschreibung durch die orthodoxe Theorie der Widerstand im Normalleitenden größer sein muss, als bei normalen metallischen SETs.

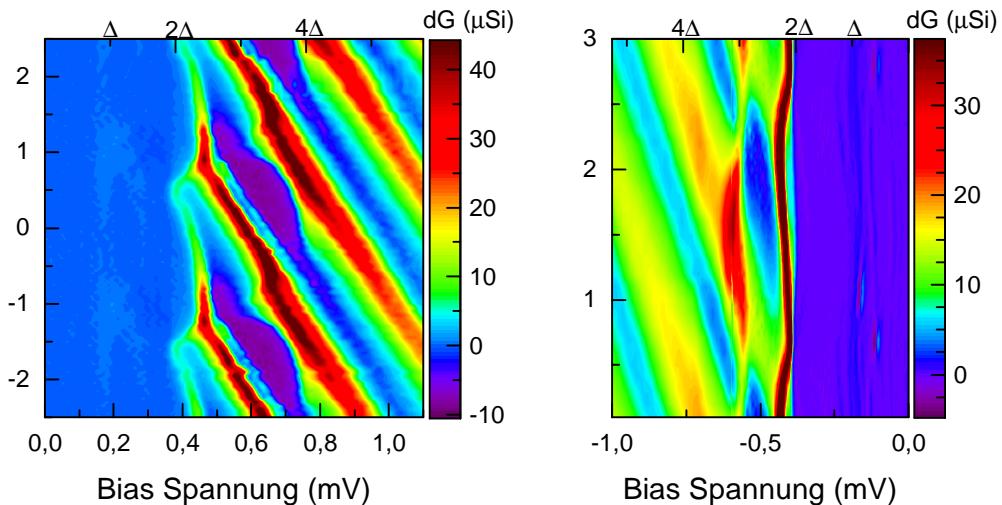
$$R_N > 4 \frac{\Delta}{E_C} \cdot \frac{h}{e^2} \quad (7)$$

Mit unseren Parametern von  $\Delta = 190\mu\text{eV}$  und  $E_C = 250\mu\text{eV}$  erhalten wir einen Grenzwiderstand von  $78\text{k}\Omega$ , was deutlich über dem Widerstand der MCBJ liegt.

Zum Anderen steigt die Leitfähigkeit ab  $4\Delta$  unabhängig vom Gate an. Zwar steigt sie stärker, wenn sie den Coulombblinien folgt, allerdings ist auch im „verbotenen“ Bereich ein Anstieg der Leitfähigkeit erkennbar. Ein zusätzlicher Anstieg entlang der QT-Linien positiver Steigung wäre darum weniger gut erkennbar.

## 5.6 Vollständig geschlossenes Regime

Wird die MCBJ weiter geschlossen, ändert sich das gemessene Signal weiterhin. Besonders auffällig ist, dass das QT-Onset von  $4\Delta$  zu  $2\Delta$  wechselt. Außerdem sind keine scharf umrissenen Coulombdiamanten mehr sichtbar, sondern nur leicht modulierte Linien. Vor allem die positive Steigung ist nicht mehr genau bestimmbar, was die theoretische Beschreibung der Tunnelzyklen durch die orthodoxe Theorie zunehmend schwieriger macht.



**Abbildung 17:** Supraleitende  $dI/dV$ -Gatemaps im geschlossenen Regime. Bei der linken Messung beträgt der Gesamtwiderstand  $150\text{k}\Omega$ , rechts  $120\text{k}\Omega$ . Das QT-Onset ist in beiden Fällen bereits bei  $2\Delta$ . In den lila eingefärbten Bereichen des linken Kontakts treten Sprünge sowohl im Spannungs- als auch im Stromkanal auf. Rechts ist nur noch eine sehr schwache Modulation des QT-Onsets durch das Gate zu sehen. Im Gap gibt es mehrere Gate-modulierte Tunnelzyklen.

Auch die experimentelle Messung wird schwierig. Es treten Sprünge sowohl im Strom- als auch Spannungskanal auf, deren Breite von der Sweep-Richtung abhängt. Ein Kontakt, der solche Sprünge zeigt, ist in Abb. 17 links gezeigt. Es ist unklar, ob in diesen Sprüngen ein einzelner Zyklus oder eventuell sehr nah daneben ein zweiter Zyklus liegt. Wir vermuten, dass an diesen Stellen sehr hohe Ströme fließen, die lokal die Supraleitung unterdrücken könnten.

Nichtsdestoweniger verschwinden die Signaturen des SETs nicht vollständig. Es sind weiterhin sowohl im Supraleitenden als auch im Normalleitenden Signaturen erkennbar. Diese theoretisch zu beschreiben wird eine der nächsten Aufgaben sein.

Auch im vollständig geschlossenen Zustand mit einem Gesamtwiderstand von etwa  $115\text{ k}\Omega$  bis  $120\text{ k}\Omega$  sind Signaturen des SETs sichtbar, wie in Abb. 17 rechts dargestellt ist. Zusätzlich zum Gate-modulierten QT-Onset bei  $2\Delta$  sind bei Energien kleiner als das supraleitende Gap ( $eV < 2\Delta$ ) Strombeiträge erkennbar, die teilweise schwellwertartig und teilweise peakförmig sind. Alle Beiträge scheinen leicht Gate-moduliert zu sein.

## 6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit werden erste Untersuchungen an supraleitenden Einzelelektronentransistoren (SET) aus Aluminium mit einem veränderlichen Kontakt vorgestellt. Der veränderliche Kontakt ist durch einen mechanisch kontrollierbaren Bruchkontakt (MCBJ) realisiert.

Ein wesentlicher Teil der Arbeit bestand aus der Probenherstellung. Dabei lag das Augenmerk auf der Herstellung des nicht veränderlichen Oxidkontakte. Ziel der Arbeit war dabei das Erreichen von Tunnelwiderstände im Bereich von ca.  $50\text{ k}\Omega$  bis etwa  $150\text{ k}\Omega$ . Zur systematischen Untersuchung der Tunnelkontakte wurden Teststrukturen entworfen, prozessiert und charakterisiert.

Es wurde festgestellt, dass der Tunnelwiderstand durch den Oxidationsdruck manipuliert werden kann, wobei niedrigere Drücke zu kleineren Widerständen führen. Der Einfluss der Oberflächenrauigkeit der zu oxidierenden Metallschicht wurde dabei vernachlässigt.

Der zweite Teil der Arbeit präsentiert die Charakterisierung eines solchen SETs im Normalleitenden und im Supraleitenden. Alle Messungen wurden in einem Mischkryostaten bei  $50\text{ mK}$  durchgeführt. Um auch kleine Strombeiträge auflösen zu können, erfolgt die Änderung des symmetrischen Bias mit etwa  $100\text{ mHz}$ , sodass von einer DC-Messung gesprochen werden kann.

Das Öffnen und Schließen des Bruchkontakte ermöglicht eine *in situ* Einstellung des Tunnelwiderstands.

Bei vollständig geöffnetem Kontakt ist der Widerstand sehr groß, sodass keine quantenmechanischen Einflüsse auf die Ankopplung der Insel berücksichtigt werden müssen. Eine Erweiterung der orthodoxen Theorie auf den supraleitenden Fall reicht zu Beschreibung der beobachteten Effekte aus. Die Ladungsenergie des untersuchten SETs liegt im Bereich des supraleitenden Gaps.

Zur Bevorzugung von multiplen Andreev-Reflektionen wurde der Bruchkontakt geschlossen, so dass dieser einen mesoskopischen Kontakt darstellt. In diesem Regime konnten weitere Tunnelzyklen beobachtet werden, die nicht mehr durch die orthodoxe Theorie beschrieben werden können. Zusätzlich sind schwache Signaturen eines nicht mehr durch das Gate modulierten Stromtransports sichtbar.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen sind äußerst vielversprechend um den Einfluss starker Kopplung auf den Stromtransport durch einen supraleitenden SET experimentell zu untersuchen. Vor allem der *in situ* veränderbare Kontakt ist von großem Vorteil, da damit der direkte Vergleich der unterschiedlichen Ankopplungen möglich ist. In den nächsten Monaten werden weitere Messungen mit unterschiedlichen Oxidkontakte durchgeführt.

## Literatur

- [AL86] D. V. Averin und K. K. Likharev. "Coulomb blockade of single-electron tunneling, and coherent oscillations in small tunnel junctions". en. In: *Journal of Low Temperature Physics* 62.3-4 (Feb. 1986), S. 345–373. DOI: [10.1007/BF00683469](https://doi.org/10.1007/BF00683469).
- [BGH14] J. D. Baran, H. Grönbeck und A. Hellman. "Mechanism for Limiting Thickness of Thin Oxide Films on Aluminum". In: *Physical Review Letters* 112.14 (Apr. 2014), S. 146103. DOI: [10.1103/PhysRevLett.112.146103](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.146103).
- [BK13] W. Buckel und R. Kleiner. *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen*. Deutsch. Wiley, Jan. 2013.
- [Bri04] B. Briechle. "Entwicklung von Bruchkontaktelektroden mit separater ansteuerbarer Gatterelektrode". Deutsch. Diplomarbeit. Universität Konstanz, Dez. 2004.
- [Bri14] B. Briechle. "Studium der elektronischen Zustände in Molekülen mit mechanisch variierbarer Ankopplung". Deutsch. Diss. Universität Konstanz, Dez. 2014.
- [CM49] N. Cabrera und N. F. Mott. "Theory of the oxidation of metals". en. In: *Reports on Progress in Physics* 12.1 (1949), S. 163. DOI: [10.1088/0034-4885/12/1/308](https://doi.org/10.1088/0034-4885/12/1/308).
- [CMRY96] J. C. Cuevas, A. Martín-Rodero und A. L. Yeyati. "Hamiltonian approach to the transport properties of superconducting quantum point contacts". In: *Physical Review B* 54.10 (Sep. 1996), S. 7366–7379. DOI: [10.1103/PhysRevB.54.7366](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.7366).
- [Cai+11a] N. Cai, G. Zhou, K. Müller und D. E. Starr. "Effect of oxygen gas pressure on the kinetics of alumina film growth during the oxidation of Al(111) at room temperature". In: *Physical Review B* 84.12 (Sep. 2011), S. 125445. DOI: [10.1103/PhysRevB.84.125445](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.125445).
- [Cai+11b] N. Cai, G. Zhou, K. Müller und D. E. Starr. "Tuning the Limiting Thickness of a Thin Oxide Layer on Al(111) with Oxygen Gas Pressure". In: *Physical Review Letters* 107.3 (Juli 2011), S. 035502. DOI: [10.1103/PhysRevLett.107.035502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.035502).
- [Cro+01] R. Cron, M. F. Goffman, D. Esteve und C. Urbina. "Multiple-Charge-Quanta Shot Noise in Superconducting Atomic Contacts". In: *Physical Review Letters* 86.18 (Apr. 2001), S. 4104–4107. DOI: [10.1103/PhysRevLett.86.4104](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.4104).
- [DG92] M. H. Devoret und H. Grabert. *Single charge tunneling : Coulomb blockade phenomena in nanostructures ; [proceedings of a NATO Advanced Study Institute on Single Charge Tunneling, held March 5 - 15, 1991, in Les Houches, France]*. 1992.
- [FPT98] R. J. Fitzgerald, S. L. Pohlen und M. Tinkham. "Observation of Andreev reflection in all-superconducting single-electron transistors". In: *Physical Review B* 57.18 (Mai 1998), R11073–R11076. DOI: [10.1103/PhysRevB.57.R11073](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.R11073).

- [GG00] G. Göppert und H. Grabert. "Single electron tunneling at large conductance: The semiclassical approach". In: *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems* 16.4 (2000), S. 687–704. DOI: [10.1007/s100510070187](https://doi.org/10.1007/s100510070187).
- [Had+98] P. Hadley, E. Delvigne, E. H. Visscher, S. Lähteenmäki und J. E. Mooij. "3e tunneling processes in a superconducting single-electron tunneling transistor". In: *Physical Review B* 58.23 (Dez. 1998), S. 15317–15320. DOI: [10.1103/PhysRevB.58.15317](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.15317).
- [Jeu+02] L. P. H. Jeurgens, W. G. Sloof, F. D. Tichelaar und E. J. Mittemeijer. "Growth kinetics and mechanisms of aluminum-oxide films formed by thermal oxidation of aluminum". In: *Journal of Applied Physics* 92.3 (Aug. 2002), S. 1649–1656. DOI: [10.1063/1.1491591](https://doi.org/10.1063/1.1491591).
- [KBT82] T. M. Klapwijk, G. E. Blonder und M. Tinkham. "Explanation of subharmonic energy gap structure in superconducting contacts". In: *Physica B+C* 109 (Juli 1982), S. 1657–1664. DOI: [10.1016/0378-4363\(82\)90189-9](https://doi.org/10.1016/0378-4363(82)90189-9).
- [KSS97] J. König, H. Schoeller und G. Schön. "Cotunneling at Resonance for the Single-Electron Transistor". In: *Physical Review Letters* 78.23 (Juni 1997), S. 4482–4485. DOI: [10.1103/PhysRevLett.78.4482](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.4482).
- [LYCMR05] A. Levy Yeyati, J. C. Cuevas und A. Martín-Rodero. "Dynamical Coulomb Blockade of Multiple Andreev Reflections". In: *Physical Review Letters* 95.5 (Juli 2005), S. 056804. DOI: [10.1103/PhysRevLett.95.056804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.056804).
- [Lim98] B. Limbach. "Untersuchung von Einzelelektronentransistoren auf der Basis von nanostrukturiertem Aluminium". Deutsch. Diplomarbeit. Universität Karlsruhe, Apr. 1998.
- [MG98] K. A. Matveev und L. I. Glazman. "Charge Quantization in a Normal Coulomb Island Strongly Coupled to a Superconductor". In: *Physical Review Letters* 81.17 (Okt. 1998), S. 3739–3740. DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.3739](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.3739).
- [Poh99] S. L. Pohlen. "The superconducting single electron transistor". Englisch. Diss. Havard University, Jan. 1999.
- [Sch+97a] E. Scheer, P. Joyez, D. Esteve, C. Urbina und M. H. Devoret. "Conduction Channel Transmissions of Atomic-Size Aluminum Contacts". In: *Physical Review Letters* 78.18 (Mai 1997), S. 3535–3538. DOI: [10.1103/PhysRevLett.78.3535](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.3535).
- [Sch+97b] E. Scheer, P. Joyez, D. Esteve, C. Urbina und M. H. Devoret. "Conduction Channel Transmissions of Atomic-Size Aluminum Contacts". In: *Physical Review Letters* 78.18 (Mai 1997), S. 3535–3538. DOI: [10.1103/PhysRevLett.78.3535](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.3535).
- [Sch10a] E. Scheer. *Molecular Electronics: An Introduction to Theory and Experiment*. English. World Scientific, 2010.
- [Sch10b] C. Schirm. "Einfluss hoher Ströme auf atomare Kontakte". Deutsch. Diss. Universität Konstanz, Mai 2010.
- [Tin04] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity: Second Edition*. en. Dover Publications, Juni 2004.
- [YR97] A. I. Yanson und J. M. van Ruitenbeek. "Do Histograms Constitute a Proof for Conductance Quantization?" In: *Physical Review Letters* 79.11 (Sep. 1997), S. 2157–2157. DOI: [10.1103/PhysRevLett.79.2157](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.2157).

# Danksagung

Ich habe in den letzten Wochen mit vielen Menschen diskutiert, was in eine Danksagung gehört. Meiner Ansicht nach ist eine Danksagung etwas sehr persönliches. Andererseits habe ich von sehr vielen Kollegen aus der Universität Unterstützung erfahren, sodass auch Ihnen ein großer Dank gebührt.

Deshalb ist diese „Danksagung“ zweigeteilt: Der erste Teil ist all jenen gewidmet die mir auf fachlicher Ebene geholfen haben. Diejenigen, deren Beitrag eher freundschaftlicher Natur war, werden im zweiten Teil erwähnt.

Ein großer Dank geht an Prof. Dr. Elke Scheer für die hervorragende Betreuung, insbesondere auch für die ausführlichen Diskussionen über die Interpretation der Daten. Ich danke Ihnen auch für die Möglichkeit in den kommenden Jahren weiterhin an diesem spannenden Projekt zu forschen.

Für die Übernahme der Zweitkorrektur danke ich Prof. Dr. Wolfgang Belzig.

Die AG Scheer hat mich vom ersten Arbeitstag an sehr nett aufgenommen. Alle Kollegen waren jederzeit bereit sich Sorgen, Nöte oder Erfolgsergebnisse anzuhören und zu teilen. An dieser Stelle seien vor allem Florian Strigl, der inzwischen eigentlich Dr. Florian Strigl heißt, Martin Keller und Dr. Torsten Pietsch genannt.

Ralf Sieber und Hartmut Görig vom Helium-Team haben uns trotz aller Helium-Engpässe während unserer Messungen immer den Rücken frei gehalten. Vielen Dank, dass ihr uns ermöglicht habt unseren Kryo bis zum Ende der Messungen kalt zu halten. Ohne euch wären diese Daten nie in dieser Auflösung und Menge möglich gewesen.

Während meines gesamten Studiums war meine Familie immer für mich da. Mama, Papa, ihr wisst wie wichtig eure Unterstützung für mich war. Auch wenn ich mir sicher bin, dass ihr jetzt sagen würdet das sei selbstverständlich: Danke für alles!

Bine, auch du hast mit unendlicher Geduld mein Studium mitgetragen. Danke, dass du immer wieder anrufst und mir meinen Zeitmangel nicht nachträgst.

Martin, Otto, Limes und MBT, Danke für die vielen gemeinsamen Nachmittage und Abende. Seien es Übungsblätter, Grillabende in der Schweiz oder Rollenspieltreffen - das war eine tolle Zeit mit euch.

In den letzten Monaten der Masterarbeit hat Teo mit uns zusammengearbeitet. Danke dass du so oft Kuchen mitbringst.

Ein großes Dankeschön gebührt auch Patrick. Danke für deine Unterstützung und deine Geduld in den letzten Jahren. Du warst wirklich in jeder Situation für mich da.

Der letzte und vielleicht größte Dank geht an Thomas. Danke dass du meine Begeisterung für dieses Projekt geweckt hast. Du hast mit bewundernswerter Geduld alle meine Fragen beantwortet und mir immer das Gefühl vermittelt, dass wir als Partner an diesem Projekt arbeiten. Mit Lasagneplatten hat alles angefangen...

# Appendix

	850 kΩ	250 kΩ, negativer Bias
S <sub>P</sub>	1,95	1,966
S <sub>P</sub>	-6,77	-6,68
Δ	190 μeV	190 μeV
E <sub>G</sub>	2,14 meV	2,16 meV
E <sub>C</sub>	245,4 μeV	249,8 μeV
Q <sub>e</sub>	660 μV	950 μV

**Tabelle 2:** Alle Parameter zum Zeichnen der durch die orthodoxen Theorie vorgegebenen Linien. Es sind beide Regime aufgeführt.  $E_G = e^2/C_G$  ist die „Gate-Energie“.  $Q_e$  ist das Offset der QT-Linien auf der Gate-Achse bei einer Bias Spannung von  $4\Delta$ . Aus diesem lassen sich die Offsets der anderen Linien berechnen. Für den positiven Bias im Punktkontaktregime liegt das Offset bei 100 μV.